

# **BICMM - 2016**

MAGNETIC MATERIALS. NEW TECHNOLOGIES

IRKUTSK, RUSSIA

22 - 26 AUGUST



## **МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ. НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ**

Тезисы докладов  
VII Байкальской Международной конференции

Пос. Листвянка, Иркутская область,  
Российская Федерация  
22–26 августа 2016 г.

## **MAGNETIC MATERIALS. NEW TECHNOLOGIES**

Abstracts of  
7th Baikal International Conference

Listvyanka village, Irkutsk region, Russia  
August 22nd – 26th 2016



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

# **МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ. НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ**

Тезисы докладов  
VII Байкальской Международной конференции

Пос. Листвянка, Иркутская область, Российская Федерация  
22–26 августа 2016 г.

# **MAGNETIC MATERIALS. NEW TECHNOLOGIES**

Abstracts of 7<sup>th</sup> Baikal International Conference

Lystvyanka village, Irkutsk region, Russia  
August 22<sup>nd</sup> – 26<sup>th</sup> 2016

УДК 537.6  
ББК (В)22.334  
М15

Печатается по решению редакционно-издательского совета ИГУ

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

М15        **Магнитные материалы. Новые технологии:** тез. докл. VII Байкальской Международной конференции. Пос. Листвянка, Иркутская область, Рос. Федерация, 22–26 августа 2016 г. / ФГБОУ ВО «ИГУ»; [отв. ред. А. Л. Семенов]. – Иркутск: Изд-во ООО «Репроцентр А1», 2016. – 232с.

**ISBN 978-591-345-152-1**

Материалы участников BICMM-2016 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 978-591-345-152-1**

© ФГБОУ ВО «ИГУ»

**Magnetic materials. New technologies (BICMM-2016) :**

Abstracts of 7<sup>th</sup> Baikal International Conference. – Irkutsk : Publishing of Reprocentr A1, 2016. – 232 p.

ISBN 978-591-345-152-1

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.

7<sup>th</sup> Baikal International Conference “Magnetic materials. New technologies” (BICMM-2016) is supported by grant of Russian Foundation for Basic Research (grant 16-02-20531 Г).

© ISU, 2016

## **BICMM Co-Chairmans:**

### **Gavriliuk Alexey**

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

### **Aleksandr Semirov**

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

**BICMM Secretary: Semenov Andrey**, Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

## **Program Committee**

- |                               |               |        |
|-------------------------------|---------------|--------|
| • <b>Aleksandr Granovsky</b>  | Moscow        | Russia |
| • <b>Boris Gavriliuk</b>      | Irkutsk       | Russia |
| • <b>Galina Kurlyandskaya</b> | Yekaterinburg | Russia |
| • <b>Nikolay Mushnikov</b>    | Yekaterinburg | Russia |
| • <b>Rauf Iskhakov</b>        | Krasnoyarsk   | Russia |
| • <b>Sergey Aplesnin</b>      | Krasnoyarsk   | Russia |
| • <b>Sergey Ovchinnikov</b>   | Krasnoyarsk   | Russia |
| • <b>Yury Kalinin</b>         | Voronezh      | Russia |
| • <b>Vladimir Vas'kovskiy</b> | Yekaterinburg | Russia |

## **International Advisory Committee**

- |                             |           |          |
|-----------------------------|-----------|----------|
| • <b>Ching-Ray Chang</b>    | Taipei    | Taiwan   |
| • <b>Igor Roschin</b>       | TX        | USA      |
| • <b>Jauyn Grace Lin</b>    | Taipei    | Taiwan   |
| • <b>Manuel Vázquez</b>     | Madrid    | Spain    |
| • <b>Mitsuteru Inoue</b>    | Toyohashi | Japan    |
| • <b>Rastislav Varga</b>    | Kosice    | Slovakia |
| • <b>Reinhard Kremer</b>    | Stuttgart | Germany  |
| • <b>Sergio Caprara</b>     | Rome      | Italy    |
| • <b>Takayuki Ishibashi</b> | Nagaoka   | Japan    |
| • <b>Victorino Franco</b>   | Sevilla   | Spain    |

## **Local Committee**

### **Co - chairmans:**

- **Sergey Zubritsky** Irkutsk, Russia
- **Aleksey Moiseev** Irkutsk, Russia

- |                               |                                 |
|-------------------------------|---------------------------------|
| • <b>Aleksandr Mokhovikov</b> | • <b>Natalia Truhina</b>        |
| • <b>Evgeny Golygin</b>       | • <b>Varvara Nemirova</b>       |
| • <b>Mikhail Derevianko</b>   | • <b>Vladimir Kokorin</b>       |
| • <b>Natalia Kovaleva</b>     | • <b>Viacheslav Kudryavtsev</b> |
| • <b>Natalia Morozova</b>     |                                 |

## **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-2016: English and Russian**

**BICMM-2016 official web-site:**

[http://www.bicmm.isu.ru/index\\_e.html](http://www.bicmm.isu.ru/index_e.html) (English)

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

## Program of the BICMM-2016.

<b>August, 22<sup>nd</sup> (Monday)</b>	
<b>Registration</b> of BICMM-2016 participants (Irkutsk) and <b>departure to the conference venue</b> (Listvyanka village).	<b>9<sup>00</sup>-18<sup>00</sup></b>
<b>Welcome Party</b> (Baikal Country Hotel (conference venue), Listvyanka village, Akademicheskaja Str., 13).	<b>19<sup>00</sup>-21<sup>00</sup></b>
<b>August, 23<sup>rd</sup> (Tuesday)</b>	
<b>Conference opening ceremony</b>	<b>9<sup>00</sup>-9<sup>10</sup></b>
<b>Plenary Talks</b>	<b>9<sup>10</sup>-11<sup>50</sup></b>
<b>Coffee break</b>	<b>11<sup>50</sup>-12<sup>10</sup></b>
<b>Oral Presentations</b>	<b>12<sup>10</sup>-14<sup>10</sup></b>
<b>Lunch</b>	<b>14<sup>10</sup>-16<sup>00</sup></b>
<b>Oral Presentations</b>	<b>16<sup>00</sup>-17<sup>30</sup></b>
<b>Coffee break</b>	<b>17<sup>30</sup>-17<sup>45</sup></b>
<b>Poster Presentation (Sections PB, PC, PD)</b>	<b>9<sup>00</sup>-19<sup>45</sup></b>
<b>August, 24<sup>th</sup> (Wednesday)</b>	
<b>Plenary Talks</b>	<b>9<sup>00</sup>-11<sup>40</sup></b>
<b>Coffee break</b>	<b>11<sup>40</sup>-12<sup>00</sup></b>
<b>Oral Presentations</b>	<b>12<sup>00</sup>-14<sup>00</sup></b>
<b>Lunch</b>	<b>14<sup>00</sup>-16<sup>00</sup></b>
<b>Oral Presentations</b>	<b>16<sup>00</sup>-17<sup>30</sup></b>
<b>Coffee break</b>	<b>17<sup>30</sup>-17<sup>45</sup></b>
<b>Poster Presentation (Sections PE, PF, PG)</b>	<b>9<sup>00</sup>-19<sup>30</sup></b>
<b>Conference dinner</b>	<b>19<sup>30</sup>-</b>
<b>August, 25<sup>th</sup> (Thursday)</b>	
<b>Plenary Talks</b>	<b>9<sup>00</sup>-11<sup>15</sup></b>
<b>Coffee break</b>	<b>11<sup>15</sup>-11<sup>30</sup></b>
<b>Oral Presentations</b>	<b>11<sup>30</sup>-13<sup>00</sup></b>
<b>Baikal Excursion Program</b>	<b>13<sup>00</sup>-18<sup>30</sup></b>
<b>Poster Presentation (Sections PH, PI, PJ, PK)</b>	<b>9<sup>00</sup>-20<sup>30</sup></b>
<b>August, 26<sup>th</sup> (Friday)</b>	
<b>Oral Presentation</b>	<b>9<sup>00</sup>-11<sup>00</sup></b>
<b>Coffee break</b>	<b>11<sup>00</sup>-11<sup>15</sup></b>
<b>Oral Presentations</b>	<b>11<sup>15</sup>-13<sup>45</sup></b>
<b>Lunch</b>	<b>13<sup>45</sup>-15<sup>00</sup></b>
<b>Briefing</b>	<b>15<sup>00</sup>-16<sup>30</sup></b>
<b>Concluding Remarks and Closing</b>	<b>16<sup>30</sup>-16<sup>40</sup></b>
<b>Coffee break</b>	<b>16<sup>40</sup>-17<sup>00</sup></b>
<b>Departure of participant to Irkutsk</b>	<b>15<sup>00</sup>-18<sup>30</sup></b>

**August, 22nd (Monday)**

**Plenary Talks and Oral Presentations**

## MAGNETISM OF CYLINDRICAL NANOWIRES: FROM THEIR ARRAYS TO MAGNETIZATION DISTRIBUTION IN INDIVIDUAL WIRES

**Vazquez M.**

*Institute of Materials Science of Madrid, CSIC, 28049 Madrid, Spain*

*\*e-mail: mvazquez@icmm.csic.es*

Arrays of cylindrical magnetic nanowires are being proposed in a number of applications for 3D magnetic storage media, alternative families of RE-free permanent magnets, or biomedical functionalization. They are currently prepared by electrochemical route by which cylindrical nanowires (20 to 200 nm diameter to tens of microns long) are grown inside ordered nanoporous templates. Studies on the magnetic domain structure and the magnetization process become essential to further develop those applications.

In this presentation I will review the present state of investigations in our group paying particular attention to the reversal process in geometry engineered individual nanowires. Studies are particularly focused on Co, CoFe and CoNi nanowires as well as FeCo/Cu multilayer nanowires. Geometry is engineered to result in periodical modulations of diameter, or bamboo-like modulations for example. Apart from geometry, magnetocrystalline anisotropy of those wires plays a major role to determine the magnetic response. Co nanowires exhibit typically hexagonal, *hcp*, while FeCo show cubic, *fcc* or *bcc*, crystalline symmetry structure, and CoNi *fcc* or *hcp* depending on relative content.

Most recent results includes structural characterization by XRD and HRTEM, and magnetic characterization by Magnetic Force Microscopy, Magneto-optical Kerr effect, X-Ray Magnetic Circular Dichroism combined with Photo Emission Electron Microscopy, XMCD-PEEM, and Electron Holography, as well as micromagnetic simulations. While the magnetic domain structure is determined by the balance between engineered diameter and the shape plus magnetocrystalline anisotropy, it is shown that the nucleation and propagation of vortex-like domain wall is common in many reversal processes.

### References

- [1] C. Bran, E. Berganza, E.M. Palmero, J. A. Fernandez-Roldan, R. P. Del Real, L. Aballe, M. Foerster, A. Asenjo, A. Fraile Rodriguez and M. Vazquez, *J. Mater. Chem. C* 4, 978 (2016).
- [2] Y.P. Ivanov, A. Chuvilin, L.G. Vivas, J. Kosel, O. Chubykalo-Fesenko and M. Vazquez, *Scientific Reports* | 6:23844 | DOI: 10.1038/srep23844 (2016)
- [3] E.M Palmero, C. Bran, R.P. del Real and M. Vazquez, *Nanotechnology* 26, 461001 (2015)



## OPTICAL AND MAGNETO-OPTICAL PROPERTIES IN Bi:YIG/Au PLASMONIC COMPOSITE STRUCTURES

**Hironaga Uchida<sup>1\*</sup>, Keisuke Ooki<sup>2</sup>, Shin Saito<sup>2</sup>, Taichi Goto<sup>1</sup>, Hiroyuki Takagi<sup>1</sup>, Yuichi Nakamura<sup>1</sup>, Pang Boey Lim<sup>1</sup> and Mitsuteru Inoue<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Toyohashi University of Technology, Toyohashi 441-8580, Japan

<sup>2</sup>Tohoku University, Sendai 980-8589, Japan

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

In magnetic garnet composite structures with Au particles, Faraday rotation is enhanced at a wavelength where surface plasmon resonance is excited [1]. The composite structures with the Au particles arranged randomly have the almost constant resonant wavelength in around 650 nm. However, the composite structures with periodically arranged Au particles show different optical and magneto-optical responses. In this presentation we discuss optical and magneto-optical properties obtained by experiments and by using the finite-difference time-domain (FDTD) method.

Fig. 1 shows squarely arranged Au particles that were fabricated by electron beam lithography on a quartz substrate; Bi substituted yttrium iron garnet (B:YIG) film was deposited on it. As shown in Fig. 2, several absorption bands and enhanced Faraday rotation were observed at the same wavelengths in the transmissivity and rotation spectra, respectively. In case of the structure with xy200 and d200, the deepest and other absorption bands are observed. The absorption bands shifted to the long wavelength side with increasing periods of Au particles.

In FDTD calculations, similar transmissivity spectra with several absorption bands were also obtained. Fig. 3 shows electric field distributions at (a) 800 nm and (b) 600 nm, which corresponds to the wavelengths at the first absorption band (the deepest band) and the third one. The first and second bands shifted to long wavelength side with increasing a diameter, but the third and fourth absorption bands shifted to the short wavelength side. These differences can relate complexity of polarization in the structure

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

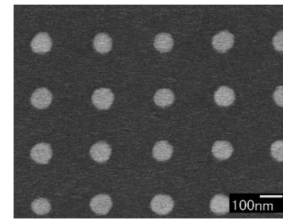


Fig. 1 A SEM image of squarely arranged Au particles. Period: 300nm, diameter: 103nm

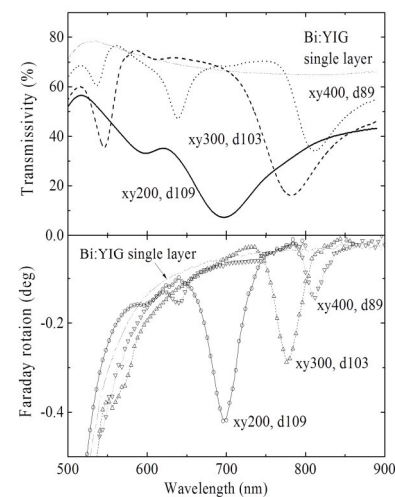


Fig. 2 Transmissivity and Faraday rotation spectra of the fabricated composite structures with squarely

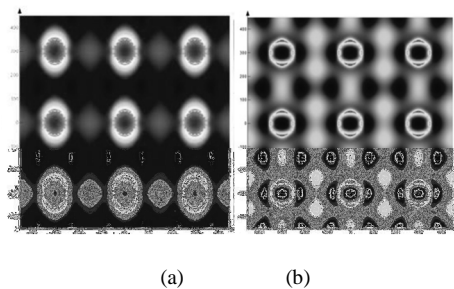


Fig. 3. Electric field distributions of the composite structure obtained by FDTD method. Diameter: 100 nm, period: 300

## MULTIFERROICITY DUE TO COMPETING SPIN-EXCHANGE IN ANTIFERROMAGNETIC QUANTUM SPIN RIBBON CHAINS

**Kremer, Reinhard K.**

*MPI for Solid State Research, Heisenbergstraße 1, D-70569 Stuttgart, Germany*

*e-mail: rekre@fkf.mpg.de*

The magnetic properties of antiferromagnetic quantum spin-systems with competing intrachain spin-exchange interactions have attracted particular attention since they may exhibit unusual magnetic groundstates. Of special interest are systems that develop incommensurate magnetic structures which can induce multiferroicity. This has been observed in a number of compounds containing  $\text{CuX}_2$  ribbon chains. The ribbon chains form when Jahn-Teller distorted anion octahedra enclosing the  $\text{Cu}^{2+}$  cations are linked via opposite edges of their basal planes to form infinite aggregates (see Figure 1). In such ribbon chain systems, nearest neighbor spin exchange interaction via a  $\text{Cu} - \text{X} - \text{Cu}$  bond with a bonding angle close to  $90^\circ$  is small and typically ferromagnetic so that next-nearest super-super exchange interaction via two intermediate anions can dominate the spin exchange interactions. I shall review our recent research on such ribbon chain compounds.

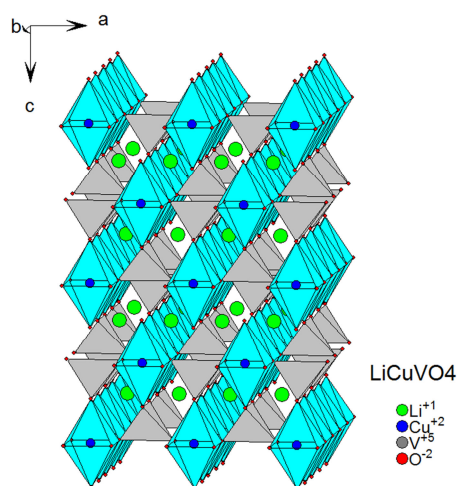


Figure 1 Crystal structure of  $\text{LiCuVO}_4$  highlighting the trans-edge connected Jahn-Teller elongated  $\text{Cu}^{2+}\text{O}_6$  octahedra in cyan.

**TECHNICAL AND BIOMEDICAL APPLICATIONS OF GLASS-COATED MICROWIRES****Klein P.<sup>1</sup>, Sabol R.<sup>1</sup>, Ryba T.<sup>1</sup>, Hvizdos L.<sup>1</sup> and Varga R.<sup>1,2\*</sup>**<sup>1</sup>*RVmagnetics a.s., Hodkovce 21, 044 21 Kosice, Slovakia*<sup>2</sup>*Inst. Phys., Fac.Sci., UPJS, Park Angelinum 9, 041 54 Kosice, Slovakia*<sup>\*</sup>*e-mail: rastislav.varga@upjs.sk*

Amorphous glass-coated microwires are composite materials that consists of metallic nucleus (diameter of ~0.1-50  $\mu\text{m}$ ) that is covered by glass-coating (thickness ~2-20 $\mu\text{m}$ ) that are produced by drawing and quenching of molten master alloy. As a result of production process, it is a magnetoelastic anisotropy that determines their magnetic properties. Having positive magnetostriction, the amorphous glass-coating microwires are characterized by magnetic bistability (magnetization has only two values +Ms or -Ms). The switching between the two values of magnetization appears at the so-called switching field by the single Barkhausen jump.

The switching field is sensitive to various external parameters (magnetic field, temperature, mechanical stress, etc [1]), which gives us possibility to employ the microwires in construction of microsensors. Their dimensions allows their application inside various composite materials [2]. Glass-coating increases their resistance again chemically aggressive environment [3] as well as provide their biocompatibility [4].

In the given contribution, the various examples of possible applications of bistable microwires will be present. The possibility of health and stress monitoring of various composite materials, applications of microwires in medicine as well as different sensors utilization of microwires in construction and magnetometry will be shown.

This work was created with the support of the OP Research and Development for the project: "Completion of the multidisciplinary center for biomedical research - BIOMEDIRES" ITMS 26210120041, co-financed by the European Regional Development Fund.

**References.**

- [1] R. Varga, „Magnetization processes in glass-coated microwires with positive magnetostriction“, *Acta Physica Slovaca* V. 65, P.411-518 (2012).
- [2] D. Praslička, J. Blažek, M. Šmelko, J. Hudák, A. Čverha, I. Mikita, R. Varga, A. Zhukov, “Possibilities of Measuring Stress and Health Monitoring in Materials Using Contact-less Sensor Based on Magnetic Microwires” *IEEE Trans Magn.* V.49, P.128 (2013).
- [3] J. Olivera, M. González, J. Vicente Fuente, R. Varga, A. Zhukov and J. J. Anaya „An Embedded Stress Sensor for Concrete SHM Based on Amorphous Ferromagnetic Microwires“, *Sensors* V.14, P.19963-19978 (2014).
- [4] R. Hudak, R. Varga, J. Hudak, D. Praslicka, I. Polacek, P. Klein, R. El Kammouni, and M. Vazquez, „Influence of Fixation on Magnetic Properties of Glass-Coated Magnetic Microwires for Biomedical Applications“, *IEEE Trans. Magn.* V.51, P.5200104, (2015).

## EFFECT OF CHEMICAL BONDING OR EXCHANGE INTERACTION ON FORMATION OF $Gd_5(Si,Ge)_4$ CLUSTERS

**A. Yazdani\***, F. Amiri, N. Kamali Sarvestani

Tarbiat Modares University, P.O. Box 14115-175, Tehran, Iran

\*e-mail: yazdania@modares.ac.ir

Since the contributions of all elements of Gd, Si, and Ge in the metallic system of  $Gd_5(Si,Ge)_4$  are related to its electronic structure, the effect of chemical bonding and impurity of magneto-crystalline phase on the magnetocaloric system are not well defined [1]. There is no (1) crystal field effect (CFE) and ionic anisotropy, since Gd is on its stable s-state with a well-localized  $4f^7$  and overlapping of  $4f$  is impossible ( $R_{ij}=3.6 \text{ \AA} \gg R_{4f}=0.36 \text{ \AA}$ ), and (2) hybridization effect in  $Si^{+4}$  and  $Ge^{+4}$ , which are belong to the same column of the periodic table. The possible displacement of atomic position (Table 1), which is the cause of sensitivity of crystal structure to the preparation method, and the variety of results of XRD diffraction patterns are not well understood [2]. Consequently, the lack of hybridization and CFE are found to be compensated by the duality of induced spin-polarized conduction electron, which can change the nature and character of conduction electron, narrowing the  $5d$ -valence, which depends on the atomic distance defined by the correlation length  $R_c=2K_fR_{ij}$  that is called bond exchange. The effect is investigated by the annealing process to manifest the ionic displacement (equivalent to the hybridization shift), which is shown by the surprising displacement of magnetic ions by the magnetic field at low temperatures. The equivalent effects of "isothermic" and "thermomechanical" process are studied by XRD diffraction patterns (Figs. 1), SEM images and Vibrating sample magnetometer "VSM" (Fig.2). While there is no crystal phase transition, displacement of the intense line position is more evident, which can be due to the atomic displacement. The ionic displacement can be due to the short-range fluctuation in direction to modify the correlation length named "exchange bond length" in order to form the magnetic cluster, which is seen in SEM images. In this case, the magnitude of exchange energy is greater than the thermal energy ( $MH_{in} > KT$ ) and is thus coupled to any spin outside the group at low temperatures. The essential assumption that can be the characteristic of this behavior is that some part of exchange energy depends on sensitivity to critical topological composition of magnetic ions, and its sign changes at a certain value of the lattice parameter. The usual mechanism responsible for this stable reentrant behavior is suggested to be the existence of some hidden exchange interaction, which is capable of lowering the system's entropy while reducing its energy.

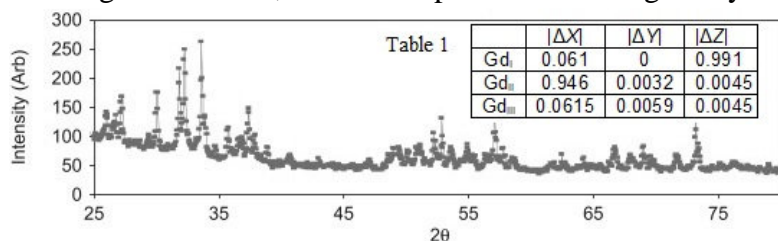


Fig. 1: X-Ray diffraction pattern with annealing temperature  $T_a=850^\circ\text{C}$ , Table 1: Displacement and fluctuation ranges of different magnetic ions

### References

- [1] E.Bruck, O.Tegus, X.W.Li, Physica B, Vol: 327, P.431(2003)  
 [2] T.Zhang, Y.Chen, Y.Tang, Phys. D, Vol: 40, P. 5778 (2007)

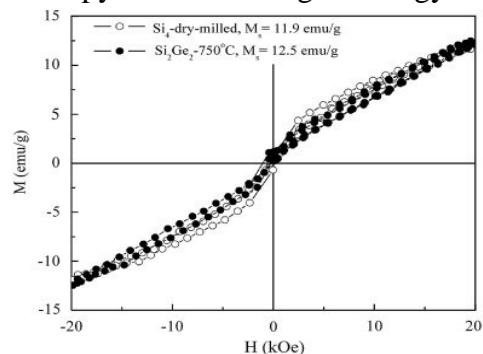


Fig. 2: Magnetization measurement at room temperature for the HBME ( $Gd_5Si_4$ ) and annealed samples of  $Gd_5Si_2Ge_2$  compounds

**MAGNETIC AND STRUCTURAL PROPERTIES OF THERMALLY EVAPORATED  
Co<sub>x</sub>Cr<sub>100-x</sub> THIN FILMS**

**A. Kharmouche**

*Laboratory of Surfaces and Interfaces Studies of Solid Materials,  
Laboratoire d'Etudes des Surfaces et Interfaces des Matériaux Solides (L.E.S.I.M.S.)  
Department of Physics, Ferhat Abbas University Sétif1, 19000, Sétif, Algeria  
\*e-mail: kharmouche\_ahmed@yahoo.fr & kharmouche\_ahmed@univ-setif.dz*

Onto **monocrystalline** silicone substrate, series of Co<sub>x</sub>Cr<sub>100-x</sub> thin films are prepared using physical vapor deposition technique under vacuum. X-Ray Diffraction technique revealed hexagonal close packed structure for as deposited films presenting a <0001> preferred orientation. After annealing under vacuum, the thin films present both hexagonal close packed and face centered cubic structures. Both series are under stress.

The hysteresis loops have been performed by means of an Alternating Gradient Field Magnetometer (A.G.F.M.) and show an improvement of the magnetic properties of the annealed films. Brillouin light scattering measurements are performed on the as deposited films and allow to compute the effective magnetic anisotropy factors  $K_u$ . Values greater than 106 erg.cm<sup>-3</sup> have been measured.

**Keywords:** Thin films; hysteresis; magnetic anisotropy; coercivity.

**References:**

1. R. D. Fisher, V. S. Au-Yeung, and B. B. Sabo, *IEEE Trans. Magn.* MAG-20, 806 (1984).
2. Y. Endo, O. Kitakami, S. Okamoto, and Y. Shimada, *Appl. Phys.Lett.* 77, 1689 (2000).
3. A. Kharmouche, S-M. Chérif, A. Bourzami, L. Layadi and G. Schmerber, *J.Phys. D: Appl.Phys.*37 (2004)2583-2587.
4. A. Kharmouche, S.-M. Chérif, G. Schmerber, and A. Bourzami, *J. Magn. Magn. Mater.* 310(2007) 152.
5. A. Kharmouche, *J. Magn. Magn. Mater.* 327(2013) 91.

## SPIN CROSSOVER MOLECULAR MAGNETS: PREMISES FOR FULLY OPTICAL MEMORIES

**Cristian Enachescu\***

*Faculty of Physics, Alexandru Ioan Cuza University, Iasi, 700506, Romania*

*\*e-mail: cristian.enachescu@uaic.ro*

Spin crossover molecular magnets[1] were extensively studied in recent years due to their potential applications in thermal and pressure sensors, optical displays, actuators or in data storage. They are inorganic compounds, commutable between two states in thermodynamic competition: the low spin state (LS), stable at low temperatures and the high spin state (HS), stable at high temperature. These two states have different optical, geometrical (volume), magnetic and vibrational properties. If the intermolecular interactions of elastic origin are higher than a threshold then the thermal switch between HS and LS states is accompanied by a thermal hysteresis; its width depends on the interaction strength while the transition temperatures are determined by the enthalpy vs. entropy ration in the HS and LS states. The LS and HS states commutation can also be triggered by irradiating the compound with an appropriate wavelength at low temperatures [2]. Under permanent light irradiation when temperature is changed back and forth, one is measuring the Light Induced Thermal Hysteresis (determined by the competition between the irradiation and the temperature dependent HS-LS nonradiative relaxation) [3]. These properties form the basis of promising applications, such as memory devices, sensors or actuators.

In this communication we shall focus on some of the most recent investigations carried on spin crossover compounds, such as properties of spin crossover nanoparticles [4] or the photoswitching at femtoseconds scale and subsequent studies on elastically driven cooperativity [5]. This paper has been supported by the Romanian National Research Council (grant PN-II-RU-TE-2014-4-0987)

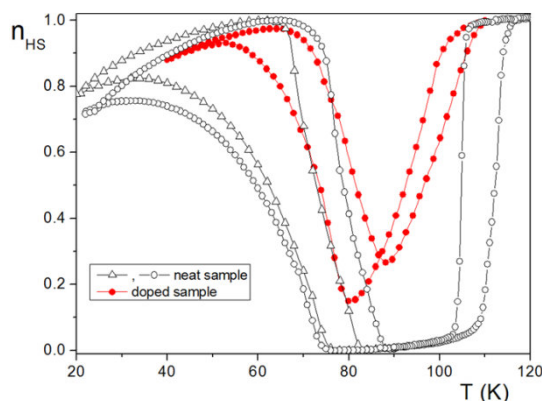


Figure 1: Thermal (right) and Light Induced Thermal Hysteresis (left) for neat (open symbols) and diluted (full symbols)  $[\text{Fe}_{1-x}\text{Zn}_x(\text{bbtr})_3](\text{ClO}_4)_2$  compound ( $x=1, 0.33$ ).

- [1] M.A. Halcrow, Spin-crossover materials - properties and applications, John Wiley & Sons, Chichester, UK, 2013.
- [2] S. Decurtins, P. Gütllich, C.P. Kohler, H. Spiering, A. Hauser, Chem. Phys. Lett., 10 (1984) 1-4.
- [3] C. Enachescu, R. Tanasa, A. Stancu, F. Varret, J. Linares, Phys. Rev. B, 72 (2005) 054413.
- [4] R. Tanasa, J. Laisney, A. Stancu, M.L. Boillot, C. Enachescu, Appl. Phys. Lett., 104 (2014).
- [5] R. Bertoni, M. Lorenc, H. Cailleau, A. Tissot, J. Laisney, M.L. Boillot, L. Stoleriu, A. Stancu, C. Enachescu, E. Collet, Nature Materials, 15 (2016) 606-610.

**SPIN TRANSPORT IN METALLIC THIN FILMS WITH SPIN-ORBIT COUPLING****Jiang Xiao\****Fudan University, 200433, Shanghai, China**\*e-mail: xiaojiang@fudan.edu.cn*

The spin Hall effect and its inverse effect, caused by the spin orbit interaction, provide the interconversion between spin current and charge current. Since the effects make it possible to generate and manipulate spin current electrically, how to realize the large effects is an important issue in both physics and applications. To do so, materials with heavy elements, which have strong spin orbit interaction, have been examined so far. Here, we show that the Rashba spin-orbit coupling at interfaces can also lead to spin Hall-like phenomenon.

In normal metal thin films made of Cu or Al, the bulk spin-orbit coupling is usually very weak and would not yield any spin Hall effect. However, due to the inversion symmetry breaking, there might be a finite Rashba-like spin-orbit coupling at the surfaces. We show that, indeed, a finite spin Hall effect is present for Cu or Al thin films [1], and such effect can be enhanced by the surface roughness [2].

A new magnetoresistance, called spin Hall magnetoresistance (SMR), arises in thin films with spin Hall effect. We demonstrate that a similar magnetoresistance with the exact same dependence on magnetization direction can also be induced by the interfacial Rashba in metallic thin films without bulk spin Hall effect [3].

In ferromagnetic thin films, the spin Hall effect manifests itself as anomalous Hall effect (AHE). By considering the effect of rough surface, we are able to distinguish various contributions to the AHE, such as intrinsic and the extrinsic (side-jump and skew-scattering) contributions. We show a simple AHE scaling law in ferromagnetic thin films. By fitting into the experimental data for Fe/Co/Ni, we conclude that i) the skew-scattering is negligible in all cases, ii) the intrinsic effect dominates in Fe thin films, iii) intrinsic and extrinsic side-jump contributions are comparable in Co and Ni thin films.

**References.**

- [1]. Wang, X., Xiao, J., Manchon, A. & Maekawa, S. Spin-Hall conductivity and electric polarization in metallic thin films. *Phys. Rev. B* **87**, 81407 (2013).
- [2]. Zhou, L., Grigoryan, V. L., Maekawa, S., Wang, X. & Xiao, J. Spin Hall effect by surface roughness. *Phys. Rev. B* **91**, 45407 (2015).
- [3]. Grigoryan, V. L., Guo, W., Bauer, G. E. W. & Xiao, J. Intrinsic magnetoresistance in metal films on ferromagnetic insulators. *Phys. Rev. B* **90**, 161412 (2014).

## FERROMAGNETIC RESONANCE CRITICAL CURVES FOR SYNTHETIC ANTIFERROMAGNETS

**Cimpoesu D.<sup>1\*</sup>, Stancu A.<sup>1</sup>, Adams D.<sup>2</sup>, and Spinu L.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Department of Physics, Alexandru Ioan Cuza University of Iasi, Iasi 700506, Romania*

<sup>2</sup>*AMRI and Department of Physics, University of New Orleans, New Orleans, Louisiana, USA*

*\*e-mail: cdorin@uaic.ro*

In this paper we present a study of switching characteristics for synthetic antiferromagnetic (SAF) structures. The magnetization reversal in SAF structures is extensively studied due to their applications, e.g., in spintronic devices or magnetic sensors. Their magnetization switching can be elegantly described using the concept of critical curve (CC) [1]. The static CCs were obtained by measuring the reversible susceptibility signal  $\chi(H_{\text{applied}})$  along different directions in the plane of the sample, the magnetic field corresponding to their peaks giving the static CC (see Fig. 1a). In order to describe the system in the simplest way, we have assumed that the magnetization in each layer is uniform, and we have used a generalized Stoner-Wohlfarth type model [2], model that describes the switching processes in pseudo-single ferromagnetic particles. One observes in Fig. 1 a remarkable qualitative agreement between the experimental and simulated data.

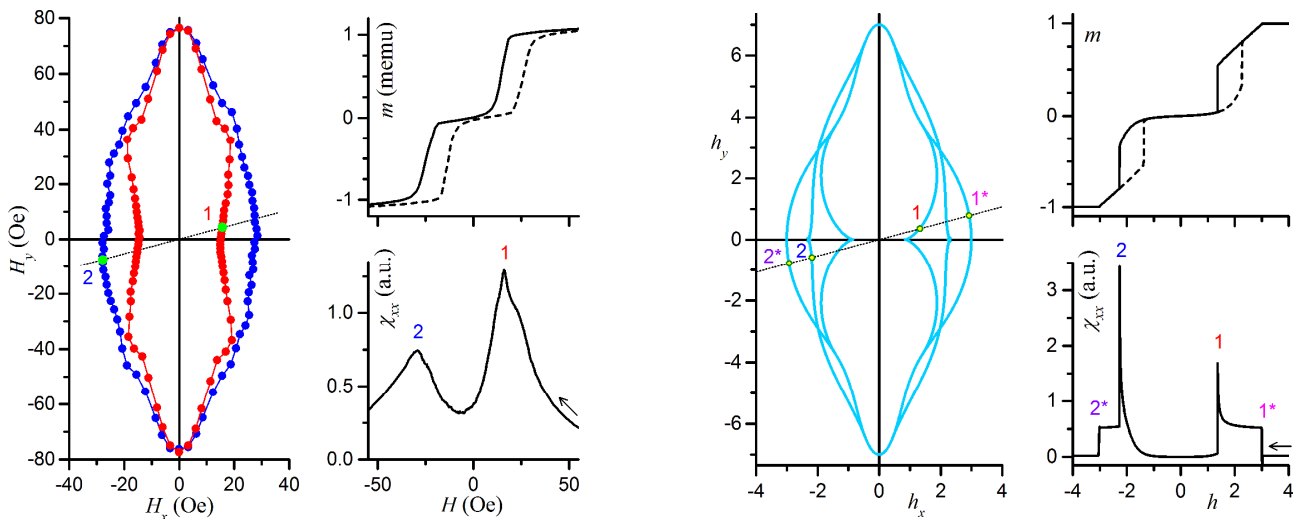


Fig.1. Symmetric SAF static critical curves: experiment vs. theory

Microwave assisted switching is one of the strategies currently explored to minimize the static switching field, where a combination of a static and a microwave magnetic field is employed for magnetization switching. When an additional microwave field is present, the static CC is not anymore valid and a dynamical representation is needed which takes into account the ferromagnetic resonance (FMR) phenomenon. The SAF structure was placed on top of a coplanar waveguide (CPW) and the FMR absorption was measured in the 1-5 GHz range, by probing the transmission coefficient through the CPW with a broadband microwave vector network analyzer (VNA). The magnetic radio-frequency field of the CPW is along the y axis, while the external static magnetic field  $\mathbf{H}$  is applied at various angles, in the plane of the SAF structure. Forced oscillations are excited by the ac magnetic field, leading to selective absorption of microwave field energy by the system at frequencies approaching the natural precessional frequencies of the magnetic moments in the static effective magnetic field. The connection between the resonant absorption curves and the static



switching CCs was evidenced using a Landau-Lifshitz-Gilbert based model. We have simulated the complex magnetic susceptibility field variation with the in-plane dc field applied at different orientations and we have built the polar contour representation of the imaginary susceptibility (see Fig. 2). For a given frequency, the maxima in the absorption represent the locus of in-plane static fields at which the resonance frequency of the system is equal to the excitation frequency. As the resonance frequency in one equilibrium position is given by the curvature of the free energy surface  $E(\mathbf{M}, \mathbf{H})$ , one can understand qualitatively the results from experiment in a rather simple manner. For a fixed frequency of the ac field, the dc field changes the energy landscape. When the curvature corresponding to the ac frequency is found, the resonant absorption is obtained.

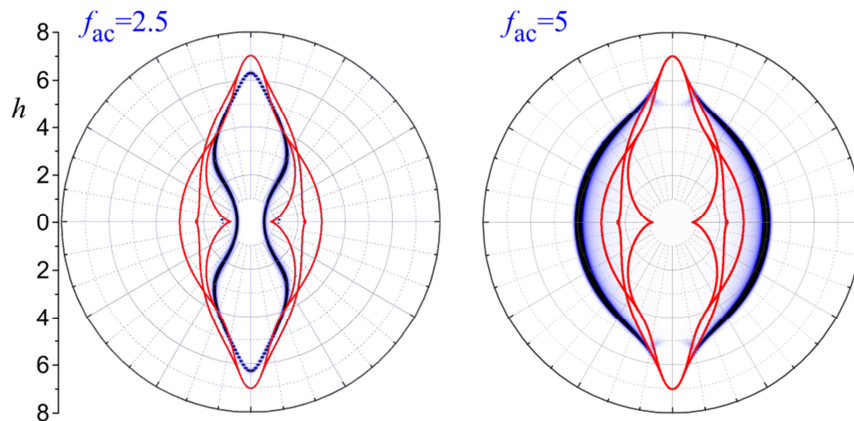


Fig.2. Simulated imaginary susceptibility for two values of the ac frequency  $f_{ac}$ . The magnetic fields are measured in units of anisotropy field and the ac field frequency in units of Kittel frequency. Thin lines represent the static CCs.

Work was supported by Romanian CNCS-UEFISCDI Grant No. PN-II-RU-TE-2012-3-0439.

- [1] J.C. Slonczewski, IBM Research Center Poughkeepsie Research Memorandum R.M. 003.111.224 (1956).  
 [2] D. Cimpoesu, L. Stoleriu, and A. Stancu, Journ. Appl. Phys. V. 114, N. 22, P. 223901-1-6 (2013).

## MEASUREMENTS OF MAGNETIC EXCITATIONS BY INELASTIC NEUTRON SCATTERING

**Ivanov A.S.**

*Institut Max von Laue - Paul Langevin, 38000 Grenoble, France*

*e-mail: aivanov@ill.fr*

**Abstract.** The techniques of measurements of magnetic excitations by inelastic neutron scattering are presented. The principle of the method is justified by the existence of magnetic moment on this charge-neutral particle. Scattering of neutrons by magnetically active materials exhibits a particular component related to the magnetic moments present in a solid. Neutron sources and neutron beam extraction are briefly described. Two principal techniques of neutron energy selection are explained – Bragg diffraction in crystals and neutron time-of-flight – representing the two sides of the wave-corpusecular duality of the neutron as a quantum particle. The main neutron spectrometer types are introduced with highlights given to so-called three-axis spectrometers (TAS). The neutron TAS permits access to selected points in the phase space momentum-energy or  $(\mathbf{Q}, h\omega)$  of a sample under study. As a result, in particular, the dispersion law  $h\omega(\mathbf{Q})$  for collective excitations in crystal (magnons, phonons) can be measured. In the case of superimposed lattice and magnetic excitations, which may co-exist in the same energy - wave vector range, the neutron polarization analysis plays a crucial role in separation of the two contributions to the neutron scattering cross-sections. The discussion is illustrated by examples of measurements of different kinds of magnetic excitations in various solid-state magnets.

**FERROMAGNETISM IN 5f-BAND METAMAGNET UCOAL INDUCED BY OS DOPING**

**Andreev A.V.<sup>1\*</sup>, Shirasaki K.<sup>2</sup>, J. Šebek<sup>1</sup>, Vejpravová J.<sup>1</sup>,  
Gorbunov D.I.<sup>1,3</sup>, Havela L.<sup>4</sup>, Daniš S.<sup>4</sup> and Yamamura T.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Physics, Academy of Sciences, Na Slovance 2, 182 21 Prague, Czech Republic*

<sup>2</sup>*Institute for Materials Research, Tohoku University, Katahira 2-1-1, 980-8577 Sendai, Japan*

<sup>3</sup>*High Magnetic Field Laboratory, Helmholtz-Zentrum, D-01314 Dresden-Rossendorf, Germany*

<sup>4</sup>*DCMP, Charles University Ke Karlovu 5, 121 16 Prague, Czech Republic*

\**e-mail: a.andreev@seznam.cz*

Uranium intermetallic compound UCoAl belongs to a large UTX family (T is a late transition metal of 3d, 4d or 5d series, X is a p-metal Al, Ga, In or Sn) with the hexagonal crystal structure of the ZrNiAl type, space group  $P-62m$ . Compounds of this group exhibit very diverse magnetic properties varying from temperature-independent paramagnetism to ferromagnetism or antiferromagnetism. It was found that UCoAl exhibits (in magnetic field of 0.7 T applied along the hexagonal  $c$ -axis) a metamagnetic transition to a forced ferromagnetic state accompanied by pronounced magnetostriction effects [1]. Magnetism of UCoAl is very anisotropic. In a field applied along the basal plane it behaves as a paramagnet with almost temperature-independent susceptibility. Soon it was found that the ground state of UCoAl is paramagnetic, so the metamagnetism is not related to any common order-order transition (from antiferromagnetic to ferri- or ferromagnetic state), but UCoAl has to be classified as band (itinerant) metamagnet with uniquely low critical field  $H_{cr}$  of the transition [2]. For a comparison, in classical itinerant metamagnets YCo<sub>2</sub> and LuCo<sub>2</sub>  $\mu_0 H_{cr}$  is 70 T, 2 orders of magnitude higher than in UCoAl. So small  $H_{cr}$  value makes UCoAl extremely sensitive to any influence, such as off-stoichiometry within the relatively large homogeneity range, dilution of the U sublattice, substitution within the Co or Al sublattices, external hydrostatic or uniaxial pressure, temperature and magnetic field. A magnetic moment at the transition is induced practically exclusively on U [3], but the state of the 5f electrons depends very drastically on the interaction with ligands, especially with  $d$ -metals. When Co is substituted by  $T = \text{Fe, Ru, Rh and Ir}$  in the UCo<sub>1-x</sub>T<sub>x</sub>Al systems,  $H_{cr}$  rapidly decreases and already few % doping stabilizes spontaneous ferromagnetism [4,5]. Opposite, for  $T = \text{Ni, Pd and Pt}$ ,  $H_{cr}$  increases and paramagnetism is stabilized [4,6]. Now we completed a study of the influence of a late  $d$ -metal on the magnetism of UCoAl by testing  $T = \text{Os}$ .

In the case the another 5d-metal,  $T = \text{Pt}$ , solid solutions form in the whole range of Pt concentrations. In the system with Os, similarly to solid solutions with Ir, the homogeneity range is limited to  $x = 0.2$  with a small lattice expansion in the basal plane. The terminal compound UOsAl does not form the ZrNiAl-type structure but a hexagonal Laves phase of the MgZn<sub>2</sub> type. Magnetism of UOsAl is studied for the first time. It is a temperature-independent paramagnet, similar to the isostructural compound UFeAl. The Sommerfeld coefficient,  $\gamma = 36 \text{ mJ mol}^{-1} \text{ K}^{-2}$ , is twice lower than that of UCoAl. Unlike UCoAl and other 1:1:1, UOsAl is almost isotropic.

Magnetization measurements performed on single crystals (grown by Czochralski method in tri- or tetra-arc furnaces) showed that the compound with  $x = 0.002$  is metamagnet without spontaneous magnetic moment similar to UCoAl (Fig. 1). Transition field decreases from 0.7 T in UCoAl to about 0.35 T. The transition has the same hysteresis width 0.06 T as UCoAl. However, the transition became considerably broader. At  $x = 0.005$ ,  $H_{cr}$  decreases practically to zero, the

compound exhibits mixture of the spontaneous ferromagnet with  $M_s \sim 0.2 \mu_B$  and the metamagnetic part of  $\sim 0.1 \mu_B$ . The ferromagnetic component has  $T_C = 8$  K.

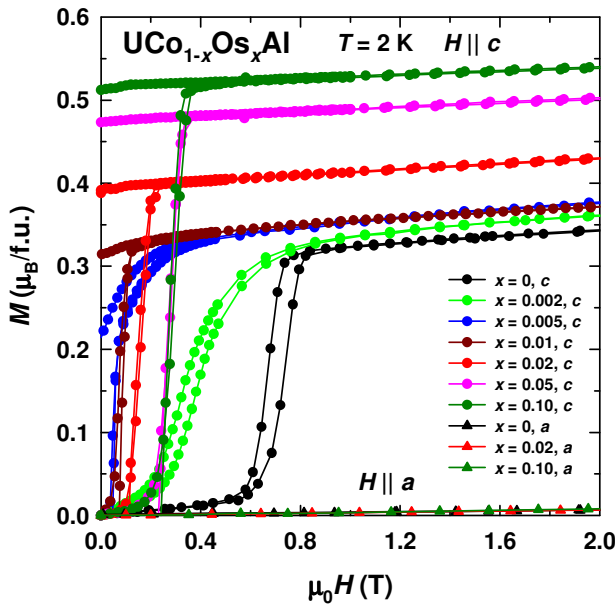


Fig. 1. Low-field part of the magnetization curves of the  $\text{UCo}_{1-x}\text{Os}_x\text{Al}$  single crystals in a field applied along the main axes at 2 K.

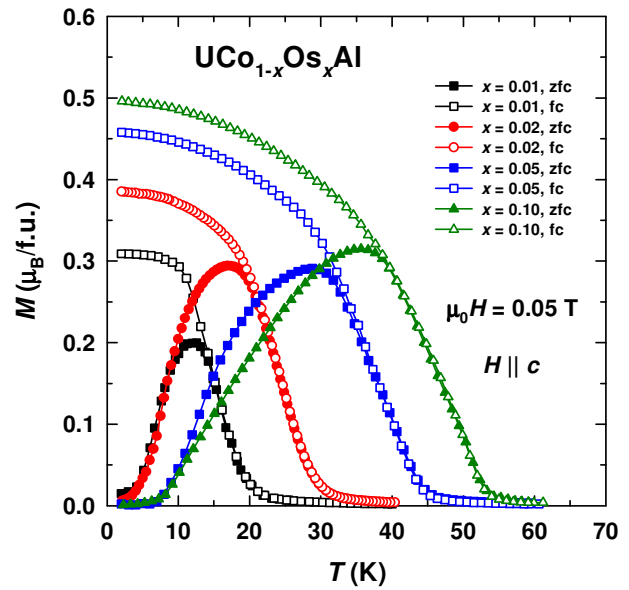


Fig. 2. Temperature dependence of the magnetization of the  $\text{UCo}_{1-x}\text{Os}_x\text{Al}$  single crystals in field 0.05 T applied along the  $c$  axis.

Compounds with 0.01 and higher  $x$  values are already pure ferromagnets with the same strong uniaxial magnetic anisotropy as in  $\text{UCoAl}$  (compare magnetization curves along the  $a$  and  $c$  axes, Fig. 1). Extrapolation of the  $a$ -axis magnetization curves to crossing with  $M = M_s$  gives the anisotropy field  $H_a$  to be 130-150 T. But this method does not take into account that the easy-axis magnetization is not saturated in the maximum applied field and grows even faster than the hard-axis one, therefore, this already huge  $H_a$  value should be considered as the lowest limit. Ferromagnetic compounds exhibit strong field and temperature hysteresis. The hysteresis shows typical behavior for intrinsic coercivity of narrow domain walls characteristic for rare-earth and uranium compounds with very large magnetic anisotropy: low initial susceptibility, rectangular hysteresis loop (its width reaches 0.5 T for  $x = 0.10$ , i.e., much larger than hysteresis of the metamagnetic transition in  $\text{UCoAl}$ ), and typical difference in the temperature dependence of the magnetization of zero-field-cooled and field-cooled samples (Fig. 2).  $M_s$  increases from  $0.32 \mu_B/\text{f.u.}$  at  $x = 0.01$  to  $0.55 \mu_B/\text{f.u.}$  at  $x = 0.20$ , which is almost twice larger than the magnetic moment induced at the metamagnetic transition in  $\text{UCoAl}$ .  $T_C$  increases from 16 K at  $x = 0.01$  to 55 K at  $x = 0.20$ . Thus, very low Os doping stabilizes ferromagnetism in  $\text{UCoAl}$  considerably stronger than Rh and Ir and slightly stronger than Fe and Ru.

## References

- [1] A.V. Andreev et al., Sov. Phys. Solid State, V. 27, P. 1145 (1985).
- [2] V. Sechovsky et al., Physica B, V. 142, P. 283 (1986).
- [3] P. Javorsky et al., Phys. Rev. B, V. 63 (2001) Art. No. 064423.
- [4] A.V. Andreev et al., J. Alloys Comp., V. 224, P. 117 (1995).
- [5] A.V. Andreev et al., J. Alloys Comp. 284 (1999) 77.
- [6] A.V. Andreev et al., J. Alloys Comp. 265 (1998) 38.

**August, 24th (Wednesday)**

**Plenary Talks and Oral Presentations**

**ANALYTICAL PROPERTIES AND ADMISSIBLE VALUES OF THE MAGNETIC PERMEABILITY****Dolgov O.V.<sup>1,2</sup> and Losyakov V.V.<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*Max-Planck-Institut FKF, D-70569 Stuttgart, Germany*<sup>2</sup>*P.N. Lebedev Physical Institute, RAS, Moscow, 119991, Russia*\**e-mail: [o.dolgov@fkf.mpg.de](mailto:o.dolgov@fkf.mpg.de)*

There is the hidden gauge symmetry in the definitions of macroscopic electromagnetic fields in continuous media, and, hence, the ambiguity in the definition of response functions. There are a lot of definitions of response functions in textbooks, which are not really response functions (e.g., satisfy to the Kramers-Kronig relation and the Kubo formula, see, e.g. [1]).

The relativistic causality requirements [2-3] lead to the so-called Leontovich relations and to some restrictions on the real response functions that in the static case coincide with an ideal London superconductor.

[1] Landau, L.D., and E.M. Lifshitz, 1984, Course of Theoretical Physics Vol. 8, "Electrodynamics of Continuous Media", Second Edition revised and enlarged by E.M. Lifshitz and L.P. Pitaevskii, (Pergamon), L.P. Pitaevskii, 2012, Int. J. Quant. Chemistry, 112, 2998

[2] Dolgov, O.V., D.A. Kirzhnits, and V.V. Losyakov, 1982, Sov. Phys. JETP, 56, 1095.

[3] Kirzhnits, D.A., 1989, "General Properties of Electromagnetic Response Functions", in "The Dielectric Function of Condensed Systems", eds., L.V. Keldysh, D.A. Kirzhnits, A.A. Maradudin ( Elsevier Publ.), Ch. 2

## DEVELOPMENT OF $\text{Nd}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{5-y}\text{Ga}_y\text{O}_{12}$ THIN FILMS FOR MO APPLICATIONS

**Ishibashi T.**\*, Lou G., Liu Q., Tainaka R. and Nagakubo Y.

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

\**e-mail: t\_bashi@mst.nagaokaut.ac.jp*

Highly Bi-substituted iron garnets are promising materials for magneto-optical (MO) applications, since they exhibit an enormous Faraday effect. However, it was difficult to obtain high quality thin films by various thin film preparation techniques. To overcome the difficulty, we developed a metal-organic decomposition (MOD) method for Bi-substituted iron garnet films, and succeeded to obtain high quality thin films that could be available for practical MO applications [1]. In addition, we developed Bi-substituted neodymium iron garnet material,  $\text{Nd}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{5-y}\text{Ga}_y\text{O}_{12}$ , on glass substrates, which allows us to obtain the large size thin films [2-4].

$\text{Nd}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_{5-y}\text{Ga}_y\text{O}_{12}$  thin films were prepared on  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  single crystal substrates or  $\text{Nd}_2\text{BiFe}_4\text{GaO}_{12}$  buffer layers on glass substrates. A detail of the growth conditions was described in Ref. [2-5].  $\text{Nd}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_{5-y}\text{Ga}_y\text{O}_{12}$  thin films exhibited Faraday rotation as high as 10-15  $\mu\text{m}/\text{degrees}$ . The magnetic anisotropy was also controlled by varying Ga content from 0 to 1. Figure 1 shows a  $\text{Nd}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{FeO}_{12}$  thin film prepared on a glass substrate with a size of  $\phi 6$  inches, indicating that homogeneous and smooth thin film was obtained. Figure 2 shows an example of an MO image of a commercial ferrite magnet. Stripe magnetic structure in the magnet was clearly observed. Using these thin films, we could develop a variety of MO applications including a real-time large scale magnetic imaging technique, an MO-SLM for 3D holographic display etc., which have never been realized.

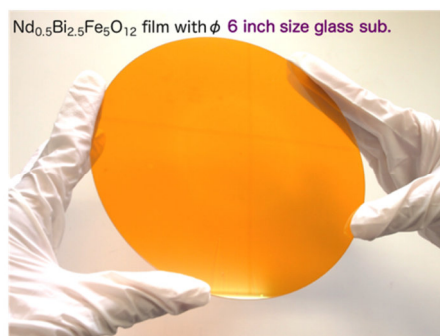


Fig. 1  $\text{Nd}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{FeO}_{12}$  thin film prepared on a glass substrate.

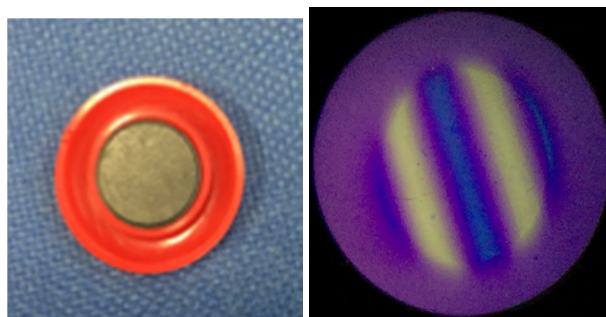


Fig.2 (a) Photo and (b) MO image of a magnet of a ferrite magnet.

### References

- [1] T. Ishibashi, A. Mizusawa, M. Nagai, S. Shimizu, K.Sato, N. Togashi, T. Mogi, M. Houchido, H. Sano, and K. Kuriyama, , J. Appl. Phys., **97** (2005) 013516.
- [2] T. Ishibashi, T. Yoshida, T. Kobayashi, S. Ikehara, and T. Nishi, J. Appl. Phys., **113** (2013) 212391JAP.
- [3] G. Lou, T. Yoshida, and T. Ishibashi, J. Appl. Phys. **117** (2015) 17A749.
- [4] T. Ishibashi, G. Lou, A. Meguro, T. Hashinaka, M. Sasaki and T. Nishi, Sensors and Materials, **27** (2015) 965.
- [5] M. Sasaki, G. Lou, Q. Liu, M. Ninomiya, T. Kato, S. Iwata, T. Ishibashi, Jpn. J. Appl. Phys., **55** (2016) 055501.

**PRODUCING OF FE OXIDE NANOPOWDERS BY SPARK DISCHARGE****D. S. Portnov<sup>1</sup>, I. V. Beketov<sup>1</sup>, G.V.Kurlyandskaya<sup>2</sup>, A. V. Bagazeev<sup>1</sup>, A. I. Medvedev<sup>1</sup>**<sup>1</sup>*Institute of electrophysics UD RAS, 620016, Yekaterinburg, Russia,*<sup>2</sup>*Ural federal university, Laboratory of magnetic sensoric, 620000, Ekaterinburg, Russia**e-mail: galina@we.lc.ehu.es***ПОЛУЧЕНИЕ НАНОПОРОШКОВ ОКСИДА ЖЕЛЕЗА МЕТОДОМ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА****Д.С. Портнов<sup>1</sup>, И.В. Бекетов<sup>1</sup>, Г.В. Курляндская<sup>2</sup>, А.В. Багазеев<sup>1</sup>, А.И. Медведев<sup>1</sup>**<sup>1</sup>*Институт электрофизики УрО РАН, 620016, Екатеринбург, Россия*<sup>2</sup>*Уральский федеральный университет, Лаборатория магнитной сенсорики, 620000,**Екатеринбург, Россия*

Магнитные наночастицы с размерами 1-10 нм вызывают особый интерес для фундаментальных исследований. Размеры таких наночастиц находятся в том диапазоне, в котором свойства материала в наибольшей степени зависят от размера составляющих его частиц. Одним из перспективных и универсальных газо-фазных методов получения наночастиц с размерами в диапазоне единиц нанометров является синтез наночастиц в процессе искрового разряда в газе [1].

Наработка порошков железа проводилась в установке, основой которой являлся искровой генератор наночастиц с электродной системой рельсового типа. Искровой разряд инициировался между цилиндрическими электродами из низкоуглеродистой стали с регулируемой частотой от 10 до 100 Гц. Энергия, необходимая для испарения материала электродов, подводилась к разрядному промежутку от импульсного конденсатора типа ИК100 и изменялась от 2 до 20 Дж. Получение нанопорошков проводилось в контролируемой атмосфере, в смеси N<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> (20 %) при 0,12 МПа. Порошки анализировались методами БЭТ, ПЭМ (JEOL JEM 2100), РФА (D8 DISCOVER). Измерение магнитных характеристик проводилось на SQUID магнитометре. Исследовано влияние условий получения порошков оксида железа на их дисперсность, структуру, фазовый состав, а также на их магнитные свойства.

[1]. T.V. Pfeiffer, J. Feng, A. Schmidt-Ott New developments in spark production of nanoparticles. *Advanced Powder Technology*, 25, (2014) 56–70.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 15-08-06436.



## STUDY OF THE INFLUENCE OF ARGON ION BEAM ON THE MAGNETIC PROPERTIES OF PERMALLOY FILMS

Djuzhev N.A.<sup>1\*</sup>, Mazurkin N.S.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>National Research University of Electronic Technology (MIET), 124498, Moscow, Russia

\*e-mail: djuzhev@unicm.ru

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПУЧКА ИОНОВ АРГОНА НА МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛЕНОК ПЕРМАЛЛОЯ

Дюжев Н.А.<sup>1\*</sup>, Мазуркин Н.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МИЭТ», 124498, Москва, Россия

В настоящее время наноструктурирование, т.е. перевод веществ и материалов в ультрадисперсное или коллоидное состояние с размером элементов, зерен, пор, слоев, физических и химических фаз, хотя бы по одной координате, в субнанометровой области, все шире используется в микроэлектронике для управления физико-химическими свойствами различных пленок. Для обеспечения работоспособности большой номенклатуры датчиков различного функционального назначения, используются анизотропные магниторезистивные преобразователи (АМР преобразователи) на основе пленок пермаллоя Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>. Магнитные свойства указанных пленок пермаллоя, в частности коэрцитивная сила и поле анизотропии, определяют эксплуатационные параметры АМР преобразователей.

В работе исследовалась возможность управления магнитными свойствами пленок пермаллоя с помощью их облучения пучками ионов аргона с энергией 200 эВ и плотностью тока 1,0 мА/см<sup>2</sup>. Облучение осуществлялось в двух вариантах: в процессе нанесения пермаллоевых пленок методом магнетронного распыления и путем обработки уже нанесенных пленок. В результате экспериментов был обнаружен эффект уменьшения коэрцитивной силы и поля анизотропии в пленке пермаллоя при воздействии пучка ионов аргона (Рис. 1):

- в три раза при воздействии пучка в процессе нанесения пленки;
- и на 20% при обработке пленки пучком после ее нанесения.

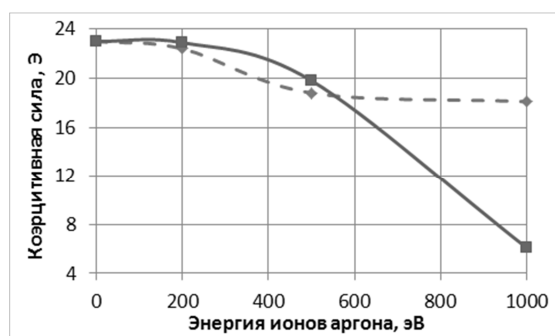


Рис.1. – Зависимость коэрцитивной силы от энергии ионов аргона при обработке пленок пермаллоя. Сплошная линия – облучение в процессе нанесения пленки, пунктирная линия – облучение после нанесения пленки.

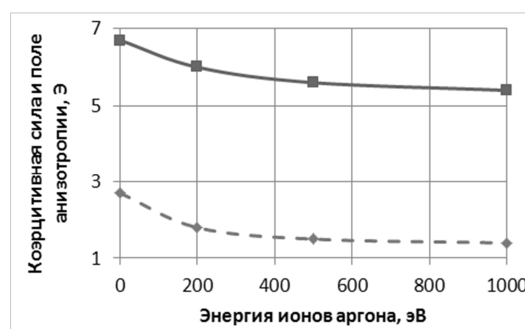


Рис.2. – Зависимость коэрцитивной силы и поля анизотропии от энергии ионов аргона при обработке пленок пермаллоя. Сплошная линия – поле анизотропии, пунктирная линия – коэрцитивная сила.

Работа была выполнена при поддержке Минобрнауки России, грант № 14.578.21.0007 (RFMEFI57814X0007), с использованием оборудования ЦКП МСТ и ЭКБ МИЭТ.

## MAGNETIC AND MAGNETORESISTIVE PROPERTIES OF Gd-Co/Co/Cu/Co SPIN VALVES

**Svalov A.V.<sup>1\*</sup>, Kurlyandskaya G.V.<sup>1,2</sup> and Vas'kovskiy V.O.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia*

<sup>2</sup>*Universidad del País Vasco (UPV/EHU), 48080, Bilbao, Spain*

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

Amorphous Tb-Co, Gd-Co films and Tb/Co multilayers have successfully been used as exchange-biasing or free layers in magnetoresistive heads and spin-valve sensors [1-3]. The coercivity of the ferrimagnetic layers can be tailored by its composition. The effective composition and the switching field of the ferrimagnetic film can also be changed by inserting an additional transition metal layer [4]. In this work, the influence of the additional Co layer on the magnetic and magnetoresistive properties of GdCo(35 nm)/Co(0÷7 nm)/Cu(4 nm)/Co(7 nm) spin valves was analyzed. Moreover, it was demonstrated that Gd-Co/Co/Cu/Co spin valve had thermo-sensitive features due to the temperature dependence of the magnetization of the Gd-Co/Co artificial ferrimagnet.

Gd-Co/Co/Cu/Co spin valves were deposited onto glass substrates by magnetron sputtering in the presence of a magnetic field applied parallel to the sample plane in order to induce a uniaxial magnetic anisotropy. The Gd<sub>23</sub>Co<sub>77</sub> layer was deposited from a composite target. The magnetoresistance was measured by a four-point probe method with a current flowing parallel to the easy magnetization axis at room temperature. Magnetization measurements have been performed with a vibrating sample magnetometer.

In the Gd<sub>23</sub>Co<sub>77</sub> film the resulting magnetization is dominated by the Gd over a large temperature range of up to 433 K and the net magnetization of the film is parallel to the orientation of the magnetic moments of Gd. In the Gd<sub>23</sub>Co<sub>77</sub>/Co bilayer structure, the exchange interaction across the interface is dominated by the ferromagnetic coupling between Co spins. Therefore, the magnetizations of the Gd<sub>23</sub>Co<sub>77</sub> and Co layers are coupled antiferromagnetically. For Co thickness of 1 nm, the composite Gd<sub>23</sub>Co<sub>77</sub>(35 nm)/Co(1 nm) layer is still Gd rich, so the net magnetic moment orientation of the composite layer is opposite to the orientation of the Co moment, but it is aligned with the applied field. For Co thickness of 2 nm, the compensation temperature of the

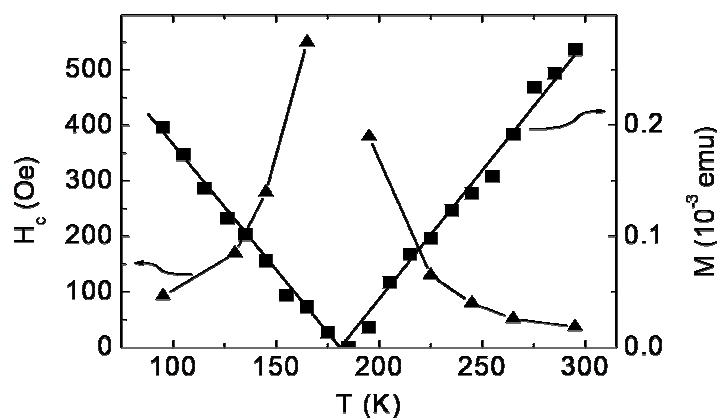


Fig. 1. Temperature dependences of the magnetization and coercivity of Gd-Co(35 nm)/Co(7 nm) composite layer.

composite layer Gd<sub>23</sub>Co<sub>77</sub>(35 nm)/Co(2 nm) is 293 K. For the samples with Co thickness above 3 nm, the composite layer becomes Co rich. So at room temperature the net moment of the composite layer is parallel to the Co moment, and the compensation temperature of these composite layers is below room temperature (Fig. 1). The Gd-Co(35 nm)/Co(7 nm) layered artificial ferrimagnet has a magnetization compensation temperature  $T_{\text{comp}} = 180$  K, at

which the moments of the Gd sub-lattice and Co total subnetwork cancel each other and the bilayer has no net magnetization. Below  $T_{\text{comp}}$ , the magnetic moment of the Gd sublattice dominates over that of the Co sub-network (moment of the Co sublattice of Gd-Co layer and moment of Co layer). Above  $T_{\text{comp}}$ , the net Co moment is larger than the Gd moment. The direction of the net Co moment is thus in the same direction as the total moment of the composite layer.

The Gd-Co(35 nm)/Co(7 nm)/Cu(4 nm)Co(7 nm) multilayered structure was chosen as example of thermo-sensitive spin valve [5]. In the temperature range of 180 K to 280 K the coercivity of the Gd-Co(35 nm)/Co(7nm) composite layer significantly exceeds the coercivity of Co layer. Therefore, the composite layer was playing the role of a fixed layer and Co(7 nm) was the free layer. At  $T = 200$  K, the magnetic moments of the free and fixed layers were aligned by applying a large negative field. Next, the magnetization reversal of the free layer was carried out by applying a positive field of 80 Oe, which is not high enough to change the position of the fixed layer moment (Fig. 1). Thus, Co moments in adjacent layers were antiparallel and electrical resistivity of spin valve was maximum, which means that the valve was “closed”. After that, the temperature was increased and  $R(T)$  dependence was measured at the constant field of  $H_{\text{sw}}$ .

Fig. 2 shows  $R(T)$  curves obtained at different  $H_{\text{sw}}$ . It is evident that there is a sharp change in

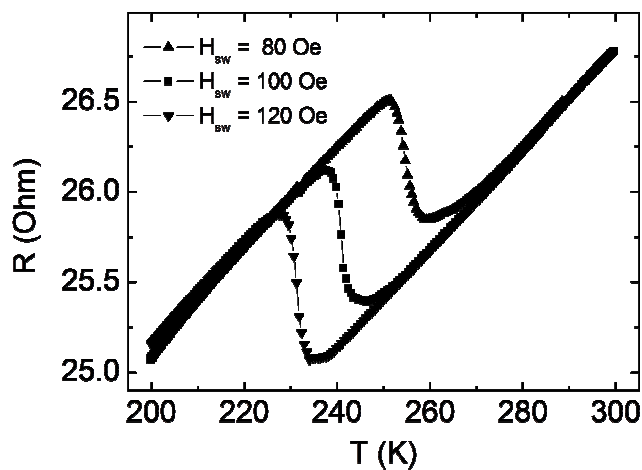


Fig. 2.  $R(T)$  curves for Gd-Co(35 nm)/Co(7 nm)/Cu(4 nm)/

resistance at the temperature at which  $H_c$  of fixed layer is equal to the adjusted  $H_{\text{sw}}$ . When the magnetization reversal of the fixed layer occurs, Co moments in the layers become again parallel and the resistance is reduced. In other words, the spin valve “opens”. Fig. 2 shows that the actuation of the spin valve can be achieved at various temperatures by setting different  $H_{\text{sw}}$  values. Possible applications of these structures are the switches triggered at a certain temperature, the value of which can be set/controlled by changing the external field strength.

This work was supported by Ministry of Education and Science of the Russian Federation (Project No. 2582).

- [1] J.L. Leal, N.J. Oliveira, L.M. Rodrigues, A.T. Sousa, and P.P. Freitas, IEEE Trans. Magn. V.30, P. 3831-3833 (1994).
- [2] А.В. Свалов, П.А. Савин, Г.В. Курляндская, И. Гутierrez, В.О. Васильковский, ЖТФ, т.72, вып.8, с. 54-57 (2002).
- [3] X. Jiang, L. Gao, J.Z. Sun, and S.S.P. Parkin, Phys. Rev. Lett. V.97, P. 217202-4 (2006).
- [4] C.-H. Lai, C.-C. Lin, B. M. Chen, H.-P. D. Shieh, and C.-R. Chang, J. Appl. Phys. V.89, P.7124-7126 (2001).
- [5] A.V. Svalov, G.V. Kurlyandskaya, V.O. Vas'kovskiy, Appl. Phys. Lett. V.108, P.063504-4 (2016).

**THE FERROMAGNETIC RESONANCE AND MAGNETIC PROPERTIES OF  
NANOCOMPOSITE FILM STRUCTURES (CoFeB)<sub>m</sub>C<sub>100-m</sub>**

**Vyzulin S.A.<sup>1\*</sup>, Kevraletin A.L.<sup>1</sup>, Syr'ev N.E.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Federal state military educational institution of higher professional education "Krasnodar Higher Military School named after Army General S.M. Shtemenko", 350035, Krasnodar, Russia*

<sup>2</sup> *Federal state educational institution of higher professional education "Moscow state University named M.V. Lomonosov, 119991, Moscow, Russia*

<sup>\*</sup> *e-mail: vyzulin@mail.ru*

**ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОЧНЫХ  
НАНОКОМПОЗИТНЫХ СТРУКТУР (CoFeB)<sub>m</sub>C<sub>100-m</sub>**

**Вызулин С.А.<sup>1\*</sup>, Кевралетин А.Л.<sup>1</sup>, Сырьев Н.Е.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Краснодарское высшее военное училище имени генерала армии С.М. Штеменко, 350035, Краснодар, Россия*

<sup>2</sup> *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия*

Исследованы многослойные наногранулированные пленочные структуры типа: ферромагнетик – немагнитная матрица. Наносистема синтезирована в Воронежском государственном техническом университете методом ионно-лучевого распыления аморфного CoFeB с навесками из С в атмосфере аргона на стеклянную подложку [1]. Путем последовательного послойного напыления (без прослоек) изготавливались тонкие пленки с переменной по длине структуры толщиной (от 50 до 250 нм) и концентрацией магнитной фазы ( $m$  от 48 до 72 ат.%). Толщина одного композитного слоя варьировалась по длине структуры от 1,0 до 4,9 нм. В поперечном направлении структуры толщина напыления и концентрация магнитной фазы не изменялись. Направление в плоскости образца, совпадающее с продольным направлением исходной наноструктуры, обозначим вектором  $\mathbf{i}$ , а поперечное к нему направление в плоскости пленки – вектором  $\mathbf{j}$ . Общая длина структуры равнялась 250 мм. Из этой структуры изготовлено 80 образцов размером 3x3 мм<sup>2</sup>. Образцы были пронумерованы в порядке удаления от одного из концов структуры.

Немагнитная матрица представляла собой гранулы углерода. Известно, что углерод может взаимодействовать с переходными металлами и сплавами на их основе [2]. В нашем случае, наряду с наноразмерными гранулами CoFeB возможно формирование наночастиц из метастабильных (при комнатной температуре) соединений типа Co<sub>3</sub>C, Co<sub>2</sub>C, Fe<sub>3</sub>C. Поскольку наночастицы такого состава проявляют магнитные свойства [3, 4], то их наличие в исследуемой системе (CoFeB)<sub>m</sub>C<sub>100-m</sub> должно проявляться при магнитном резонансе.

Цель работы – выявить в спектре ферромагнитного резонанса (ФМР) дополнительные линии поглощения (в сравнении с системой из взаимно химически нейтральных материалов - (CoFeB)<sub>m</sub>(SiO<sub>2</sub>)<sub>100-m</sub>) и изучить свойства магнитного резонанса в пленочной системе (CoFeB)<sub>m</sub>C<sub>100-m</sub> при вариации задаваемой при синтезе концентрации ферромагнитной фазы.

Резонаторным способом на частоте 9.44 ГГц с применением обычной модуляционной техники при комнатной температуре изучены спектры ФМР. Измерения спектров для каждого образца проводились при разной ориентации поля намагничивания  $\mathbf{H}$  относительно плоскости пленки, от  $\alpha=0$  ( $\mathbf{H}||\mathbf{n}$ ) до  $\alpha=90^\circ$  ( $\mathbf{H}\perp\mathbf{n}$ ), где  $\mathbf{n}$  – вектор нормали к плоскости пленки. Выполнено две серии экспериментов. В одной внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}||\mathbf{i}$ , в другой –  $\mathbf{H}||\mathbf{j}$ .

По спектрам определялись резонансное поле  $H_r$ , ширина линии поглощения  $\Delta H$  и интенсивность первой производной сигнала поглощения  $J$ .

Для всех исследованных образцов характерным является следующее.

В спектре при любых ориентациях  $H$  наблюдается, как правило, несколько линий поглощения (рис.1). При изменении  $m$  от 72 до 48 ат.% при  $\alpha=0$  число мод в спектре уменьшается от 8 до 3 и при  $\alpha=90^\circ$  - от 3 до 1.

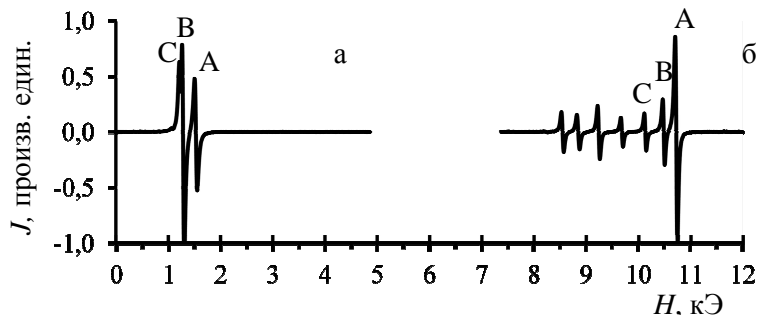


Рис. 1. Вид спектра ФМР при касательном (а) и нормальном (б) намагничивании

Характерный вид зависимостей  $H_r(\alpha)$  продемонстрирован на рис.2. Пунктирной линией изображена  $H_b(\alpha)$  - наблюдаемая нижняя граница спектра магнитных возбуждений. Часть резонансных мод при вариации  $\alpha$  начинаются и заканчиваются на  $H_b$ . Область существования этих мод ограничена

определенным интервалом значений  $\alpha$  (вблизи  $\alpha=0$ ). В спектре, в зависимости от величины  $m$ , может присутствовать несколько

мод с  $0 \leq \alpha \leq 90^\circ$ . Для случая на рис.2 таких мод три. Они обозначены буквами А, В и С. В системе  $(\text{CoFeB})_m(\text{SiO}_2)_{100-m}$  наблюдается только одна мода с  $0 \leq \alpha \leq 90^\circ$ . Эти моды, в рамках приближения слабосвязанных колебательных контуров, можно интерпретировать как однородные типы колебаний намагниченности в различных магнитных системах, образованных только из наночастиц одного состава (карбидов Со и Fe и/или СоFeВ). Наблюдалась анизотропия в плоскости пленки. Разница между значениями  $H_r$  при касательном намагничивании в случаях  $H_{\parallel i}$  и  $H_{\parallel j}$  может достигать для мод А, В и С величин порядка 30, 100 и 200 Э, соответственно. Регистрируемые различия  $H_r$  могут быть объяснены (в рамках теории ФМР в гранулированных наноструктурах [5]) влиянием состава магнитных гранул на их форму.

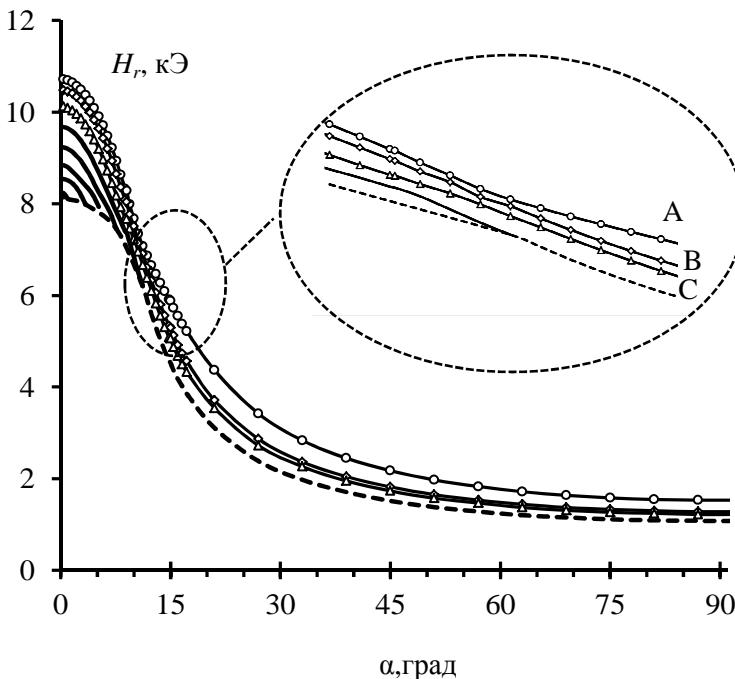


Рис.2. Угловые зависимости резонансных полей

[1] С.А. Гриднев и др. Нелинейные явления в нано- и микрогетерогенных системах. (Изд-во: БИНОМ. Лаборатория знаний, М., 2012).  
 [2] А.А. Алешников, Ю.Е. Калинин, А.В. Крячко и др. Вестник ВГТУ Т. 8, № 11. С. 77 – 82 (2012).  
 [3] K. J. Carroll, Z. J. Haba, S. R. Spurgeon and all. Applied physics letters 101, 012409. P. 1-5 (2012).  
 [4] С.В. Комогорцев, Р.С. Исхаков, А.Д. Балаев и др. ФТТ. Т. 49, вып. 4. С. 700-703 (2007).  
 [5] С. А. Вызулин и др. Известия РАН. Сер. физ. Т. 74, № 12, С. 1767–1769 (2010).

## NUCLEAR RESONANCE REFLECTIVITY FOR MAGNETIC MULTILAYER INVESTIGATIONS

Andreeva M.A.

*Faculty of physics, Lomonosov Moscow State University, 119991, Moscow, Russia*

*\*e-mail: Mandreeva1@yandex.ru*

Magnetization depth-profiles with nanometer resolution in low-dimensional heterostructures are of great importance for understanding of the long-range magnetic interactions and they are very essential for applications in spintronics, sensorics etc. Nuclear resonance ("Mössbauer") reflectivity (NRR) [1] along with XRMR (X-ray Resonant Magnetic Reflectivity) and PNR (Polarized Neutron Reflectivity) is the most informative method for such investigation.

In this paper the results of the  $[^{57}\text{Fe}/\text{Cr}]_n$  multilayer investigations with different layers thicknesses including ultrathin ones ( $^{57}\text{Fe}$  0.8-1.2 Å), which form cluster-layer structures, are presented. The measurements have been done at BL09XU station of Spring-8 [2] and at ID18 of ESRF [3].

For the  $[^{57}\text{Fe}(3.0\text{ nm})/\text{Cr}(1.2\text{ nm})]_{10}$  sample the transformation of the antiferromagnetic interlayer coupling under the increasing external field ( $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ ) has been investigated [2]. The "ladder" magnetization curve had been observed for such samples [4], which was explained by the successive flop of the magnetization direction in separate layers [4,5]. The example of our measurements at Spring-8 is shown in Fig. 1

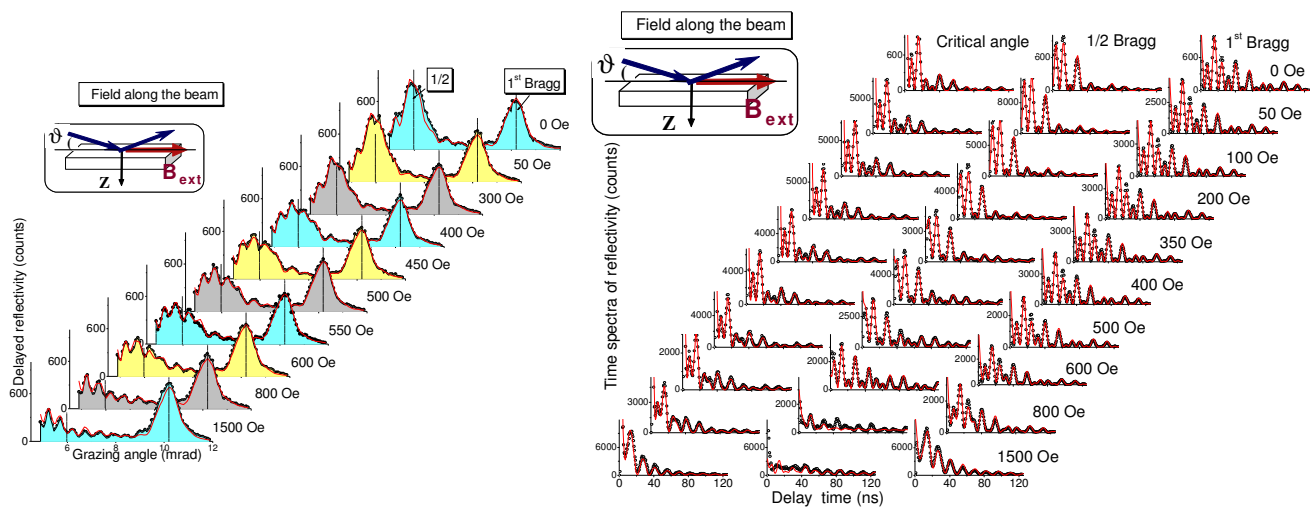


Fig. 1. Angular NRR curves (on the left) and the NRR time spectra (on the right) for 3 grazing angles: at the critical angle of the total reflection, at the "magnetic" maximum and at the first order Bragg peak, measured during the successive increase of the  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  from 0 Oe up to 1500 Oe, applied along the synchrotron radiation (SR) beam. The same measurements have been done for the perpendicular direction of  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ .

The joint fit of the whole set of the data (by REFTIM program package [6,7]) has shown that the magnetic structure transformation under the  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  action does not start just from the surface layer but affects the whole structured from the beginning and have wavy structure – Fig. 2. The result is important for the further development of the theory of the magnetic interaction in multilayers.

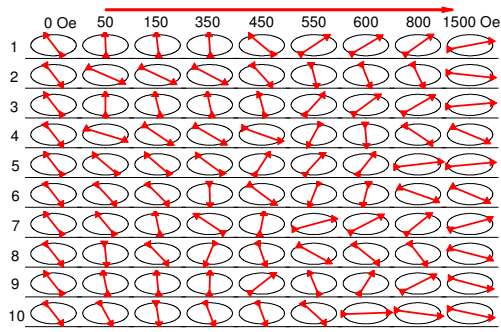
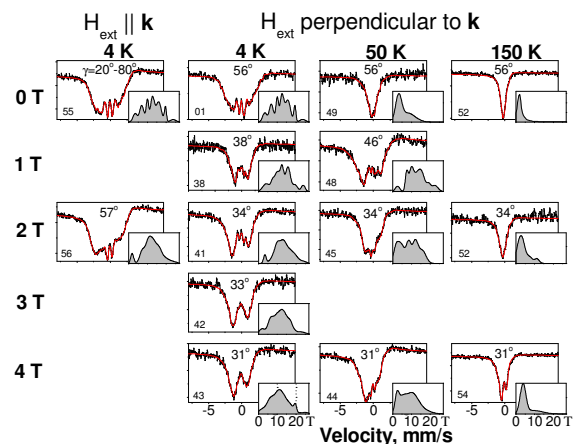


Fig. 2. Schematic view of the obtained picture of the magnetization reorientation in separate layers in  $[^{57}\text{Fe}(3.0 \text{ nm})/\text{Cr}(1.2 \text{ nm})]_{10}$  sample under increasing  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ .

Cluster-layered  $[\text{Fe}/\text{Cr}]$  structures having ultrathin Fe layers have a lot of intriguing magnetic properties: Kondo-like behavior of the electrical resistance, spin glass states at low temperatures, nonergodicity and so on. [4,8]. Mössbauer investigations, which can be performed at helium temperatures at the specialized synchrotron stations, provide us with the unique information about their local properties. The measurements for cluster-layered  $[\text{Fe}/\text{Cr}]$ -structures have been done [3] with Synchrotron Mössbauer Source (SMS) [9], so we have got the usual NRR Mössbauer spectra measured on the energy scale of the Doppler velocities. The angular dependent reflectivity curves for  $[^{57}\text{Fe}(1.2 \text{ \AA})/\text{Cr}(10.5 \text{ \AA})]_{30}$  have not shown any Bragg peaks (no periodicity detected), so the spectra have been measured at the critical angle – Fig. 3.

Рис.3. Mössbauer spectra of reflectivity, measured at the critical angle, for  $[^{57}\text{Fe}(1.2 \text{ \AA})/\text{Cr}(10.5 \text{ \AA})]_{30}$  sample at different temperatures, magnitude and directions of  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ . Inserts show the  $\mathbf{B}^{\text{tot}} = \mathbf{B}_{\text{hf}}^{(i)} + \mathbf{H}_{\text{ext}}$  distributions ( $\mathbf{B}_{\text{hf}}^{(i)}$  are the hyperfine magnetic fields), obtained by the spectrum fit. Azimuth angle  $\gamma$  characterizes the  $\mathbf{B}^{\text{tot}}$  orientation in the surface plane;  $\gamma=90^\circ$  corresponds to the  $\mathbf{B}^{\text{tot}}$  orientation along the SR beam.



The obtained  $\mathbf{B}^{\text{tot}}$  distributions show the inhomogeneity of the  $\mathbf{B}_{\text{hf}}^{(i)}$  and their dependence on the magnetic pre-history. That supports the conclusion that the spin-glass regions and superparamagnetic clusters are presented in our sample at helium temperatures.

The work is supported by RFBR (№№ 12-02-00924-a, 15-02-01674-a and 15-02-01502-a).

- [1] M.A. Andreeva, Nuclear resonance investigations with synchrotron radiation («Mössbauer» spectroscopy at synchrotrons), 172 c. – in Russ. (LAMBERT Acad. Publ., 2013).
- [2] M. Andreeva, A. Gupta, G. Sharma, S. Kamali, K. Okada, Y. Yoda, Phys. Rev. B V.92, P. 134403-1-12 (2015).
- [3] Yu.A. Babanov, M.A. Andreeva, A.I. Chumakov, G.V. Smirnov, D.I. Devyaterikov, B.Yu. Goloborodsky, D.A. Ponomarev, L.N. Romashev, V.V. Ustinov, R. Rüffer, User report, [http://ftp.esrf.fr/pub/UserReports/55167\\_A.pdf](http://ftp.esrf.fr/pub/UserReports/55167_A.pdf).
- [4] V.V. Ustinov, M.A. Milayev, L.N. Romashev, et al., J. Mag. Mag. Mater. V.300, P. e281-283 (2006).
- [5] J. Meersschant, C. L'Abbé, F.M. Almeida et al., Phys. Rev. B V.73, P.144428-1-7 (2006).
- [6] M.A. Andreeva, Hyperfine Interactions V.185, P.17-21 (2008).
- [7] <http://www.esrf.fr/computing/scientific/REFTIM/main.htm>.
- [8] A.B. Drovosekov, N.M. Kreines, D.I. Kholin, et al., JETP Letters V. 88, P.118–112 (2008).
- [9] V. Potapkin, A.I. Chumakov, G.V. Smirnov, et al., J. Synchrotron Rad. V.19, 559-569 (2012).

**FERROMAGNETISM OF POLYCRYSTALLINE  $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$  ( $x \sim 0.5$ ) FILMS  
WITH A SELF-ORGANIZING STRUCTURE**

**Nikolaev S.N.<sup>1</sup>, Semisalova A.S.<sup>2,3</sup>, Rylkov V.V.<sup>1,4\*</sup>, Chernoglazov K.Yu.<sup>1</sup>, Tugushev V.V.<sup>1</sup>,  
Zenkevich A.V.<sup>5,6</sup>, Vasiliev A.L.<sup>1</sup>, Pashaev E.M.<sup>1</sup>, Chesnokov Yu.M.<sup>1</sup>,  
Likhachev I.A.<sup>1</sup>, Perov N.S.<sup>3</sup>, Matveyev Yu.A.<sup>5,6</sup>, Novodvorskii O.A.<sup>7</sup>, Vedenev A.S.<sup>4</sup>,  
Granovsky A.B.<sup>3</sup>, Bugaev A.S.<sup>4,5</sup>, Wang Y.<sup>2</sup>, Zhou S.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>National Research Centre “Kurchatov Institute”, 123182 Moscow, Russia

<sup>2</sup>Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Institute of Ion Beam Physics and Materials Research,  
Bautzner Landstrasse 400, 01328 Dresden, Germany

<sup>3</sup>Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, 119991 Moscow, Russia

<sup>4</sup>Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics RAS, 141190 Fryazino, Russia

<sup>5</sup>Moscow Institute of Physics and Technology, 141700 Dolgoprudny, Moscow Region, Russia

<sup>6</sup>National Research Nuclear University “MEPhI”, 115409 Moscow, Russia

<sup>7</sup>Institute on Laser and Information Technologies RAS, 140700 Shatura, Moscow Region, Russia

\*e-mail: vrylkov@mail.ru

The results of a comprehensive study of magnetic, magneto-transport and structural properties of nonstoichiometric  $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$  ( $x \approx 0.51-0.52$ ) films grown by the Pulsed Laser Deposition (PLD) technique onto  $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$  single crystal substrates at  $T = 340^\circ\text{C}$  are presented. A highlight of used PLD method is the non-conventional (“shadow”) geometry with Kr as a scattering gas during the sample growth [1]. It is found that the films exhibit high-temperature (HT) ferromagnetism (FM) with the Curie temperature  $T_C \approx 370$  K accompanied by positive sign anomalous Hall effect (AHE); they also reveal the polycrystalline structure with unusual distribution of grains in size and shape. It is established that HT FM order is originated from the bottom interfacial self-organizing nanocrystalline layer which consists of small ( $\sim 5$  nm) rounded grains. The upper layer adopted

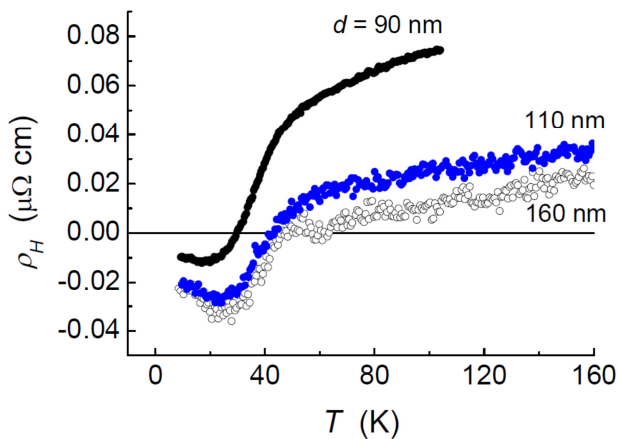


Fig.1. The temperature dependences of Hall resistivity  $\rho_H(T)$  measured in the field  $B = 1.2$  T for samples with various  $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$  film thickness ( $d \approx 90, 110$  and  $160$  nm).

columnar structure with the lateral grain size  $\geq 50$  nm, possesses low temperature (LT) type of FM order with  $T_C \approx 46$  K and contributes essentially to the magnetization at  $T \leq 50$  K. Under these conditions, AHE changes its sign from positive to negative at value of  $T = 30-50$  K depending on film thickness (Fig.1). We attribute observed properties to the synergy of distribution of  $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$  crystallites in size and shape as well as peculiarities of defect-induced FM order in shadow geometry grown polycrystalline  $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$  ( $x \approx 0.51-0.52$ ) films.

The work was supported by the RSF (grant No 16-19-10233).

[1] V.V. Rylkov, A.S. Bugaev, O.A. Novodvorskii et al., J. Magn. Magn. Mater., V.383, 39-43 (2015).



## XMCD STUDY OF ELECTRONIC MAGNETIC STRUCTURE OF RARE EARTH INTERMETALLIC COMPOUNDS TbNi<sub>2</sub>Mn AND DyNi<sub>2</sub>Mn

Kuznetsova T.V. and Grebennikov V.I.\*

*M.N. Miheev Institute of Metal Physics UB RAS, 620137, Ekaterinburg, Russia*

*\* e-mail: vgrebennikov@list.ru*

## XMCD ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ TbNi<sub>2</sub>Mn и DyNi<sub>2</sub>Mn

Кузнецова Т.В., Гребенников В.И.\*

*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, 620137, Екатеринбург, Россия*

Рентгеновский магнитный круговой дихроизм (XMCD) является мощным инструментом для исследования внутренней магнитной структуры соединений, дающим, в том числе, уникальную возможность разделить спиновый и орбитальный вклады в магнитные моменты отдельных компонентов. Мы сообщаем результаты исследований электронной структуры новых интерметаллидов TbNi<sub>2</sub>Mn и DyNi<sub>2</sub>Mn. Интерес к этим системам обусловлен возможностью использования их в качестве материалов для постоянных магнитов и магнитных холодильных устройств, а также в качестве магнитоэлектрических и магниторезистивных материалов. Кроме того, исследование R-T-соединений представляет интерес из-за эффектов, связанных с сосуществованием 4*f*- и 3*d*- магнитных подсистем различной природы [1, 2].

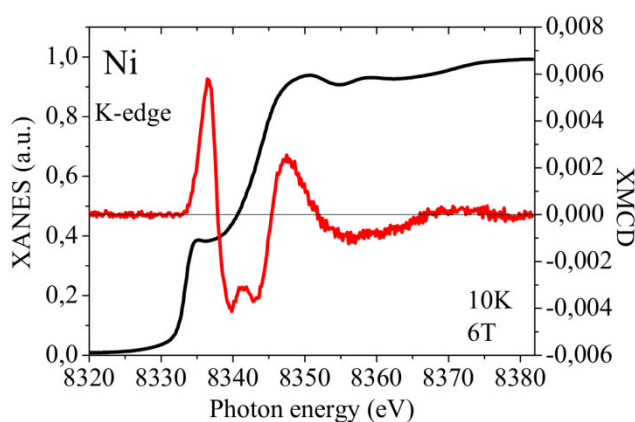


Рис. 1. Спектры К-края поглощения никеля в соединении TbNi<sub>2</sub>Mn, нормированные на единичный скачок: XANES (черная линия, левая шкала) и XMCD (красная линия, правая шкала).

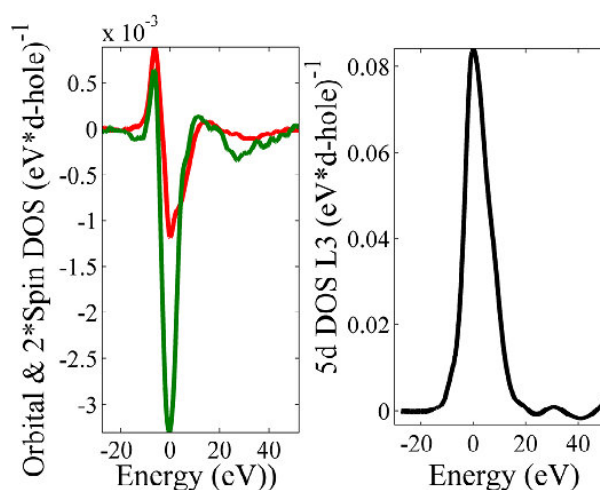


Fig. 2. Орбитальная (красная линия) и удвоенная спиновая (зеленая линия) плотности незанятых Tb 5*d*-состояний в TbNi<sub>2</sub>Mn. Справа – парциальная DOS 5*d*-симметрии.

На линии ID-12 ESRF (Гренобль) были получены спектры поглощения рентгеновских лучей круговой поляризации при температуре 10 К в магнитном поле 6 Т со спиральностью фотонов параллельной  $I_+$  и антипараллельной  $I_-$  магнитному полю, направленному по нормали к поверхности образца. Мы изучали около краевую структуру рентгеновского поглощения (XANES), усредненную по поляризации  $(I_+ + I_-)/2$ , и разностный спектр рентгеновского магнитного кругового дихроизма (XMCD)  $(I_+ - I_-)$  в TbNi<sub>2</sub>Mn и DyNi<sub>2</sub>Mn. Исследовались Ni (8330 эВ) и Mn (6540 эВ) К-края поглощения, электронные переходы из 1*s* уровней, зондирующие незанятые *p*-состояния в интервале от 0 до 50 эВ выше энергии

Ферми, а также  $L_{2,3}$  края поглощения Tb (8250 и 7510 эВ) и Dy (8580 и 7790 эВ) протяженностью 60 эВ ( $2p \rightarrow 5d$  и  $\epsilon d$  переходы).

XANES и XMCD спектры марганца и никеля в обоих соединениях очень похожи друг на друга. Они имеют сильные осцилляции (рис. 1), основной период которых определяется разностью интерференцией центральной волны и волны, обратно рассеянной от соседних атомов. К-спектры XMCD прямо показывают орбитальную плотность незанятых  $p$ -состояний, то есть энергетическое распределение проекции орбитального момента  $p$ -симметрии на направление магнитного поля. Его величина составляет около 0,6% на пороге поглощения и далее колеблется с изменением знака, медленно уменьшаясь до нуля в диапазоне 50 эВ выше края. Расчеты из первых принципов дают полуколичественное описание экспериментальных спектров. Полного согласия не достигается в силу известных трудностей расчета соединений редкоземельных элементов.

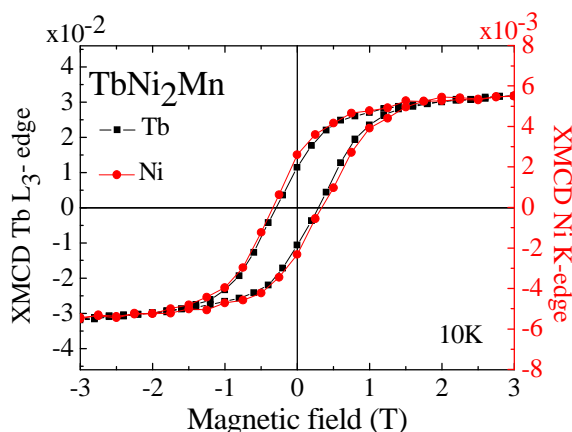


Рис. 3. Магнитный гистерезис XMCD интенсивности в  $TbNi_2Mn$  на атомах тербия (левая шкала) и никеля (правая). Зависимость дихроизма от поля одинакова на обоих компонентах.

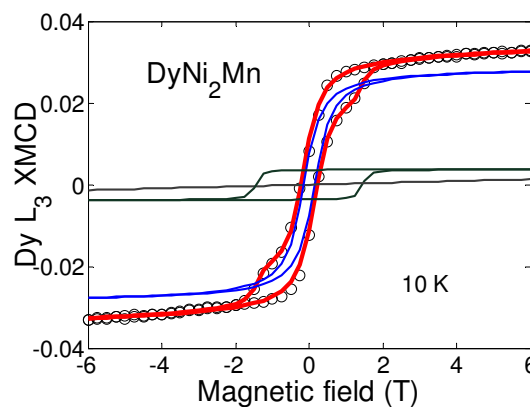


Fig. 4. XMCD сигнал (точки) при перемагничивании  $DyNi_2Mn$  показывает сумму двух петель узкой высокой (синяя линия) и широкой низкой (черная линия).

Мы разработали метод определения орбитальной и спиновой плотности состояний по экспериментальным  $L_{2,3}$  спектрам спин-орбитального дублета, обобщающий известные правила сумм в теории XMCD. Рис. 2 показывает орбитальную (красная линия) и спиновую (зеленая линия) плотности  $5d$ -состояний на атоме тербия, а также обычную парциальную плотность состояний  $5d$ -симметрии в  $TbNi_2Mn$ .

Рассматриваются особенности гистерезиса соединений при перемагничивании. Зависимость XMCD сигнала от магнитного поля на переходных и редкоземельных элементах одинакова (рис. 3). Она воспроизводит изменение намагниченности образца  $TbNi_2Mn$ . Процесс перемагничивания образца  $DyNi_2Mn$  оказывается сложнее, дихроизм поглощения (рис. 4) показывает присутствие вкладов от двух петель гистерезиса.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме "Квант" No. 01201463332 при поддержке РФФИ (№ 14-02-00080 и 14-02-00260).

[1] Т.В.Кузнецова, В.И. Гребенников, А. Buling, С. Derks, Н.В. Мушников, Е.Г. Герасимов, М. Neumann, Изв. РАН. Сер. физ. Т. 77, № 2. С. 249–253 (2013).  
 [2] V.I. Grebennikov, A. Buling, M. Neumann, V.V. Marchenkov, T.V. Kuznetsova, J. Struc. Chem. V. 56, N. 3, P. 511–516 (2015).

## SHIELDING STRUCTURE BASED ON AMAG-172 ALLOY FOR PROTECTION AGAINST PERMANENT AND VARIABLE MAGNETIC FIELDS

**A.S. Zhukov, A.V. Parchukov, O.V. Vasilyeva, P.A. Kuznetsov**

*FSUE "Central Research Institute of Structural Materials "Prometey", 191015, St. Petersburg, Russia*

*e-mail: npk3@crism.ru*

## ЭКРАНИРУЮЩИЕ КОНСТРУКЦИИ НА ОСНОВЕ СПЛАВА АМАГ-172 ДЛЯ ЗАЩИТЫ ОТ ПОСТОЯННЫХ И ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

**А. С. Жуков, А.В. Парчуков, О. В. Васильева, П.А. Кузнецов**

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

Вопросы экранирования постоянных и переменных магнитных полей приобретают в наши дни все большую актуальность. Экранирование является наиболее действенным способом уменьшения уровня магнитных полей до предельно допустимых (ПДУ) [1]. Экранирование магнитного поля основано на замыкании силовых линий поля в толщине экрана, магнитная проницаемость которого много больше воздуха. Основной характеристикой эффективности магнитных экранов является коэффициент экранирования  $K_{\text{экр}}$  (степень снижения внешнего магнитного поля). Известно, что  $K_{\text{экр}}$  зависит от магнитной проницаемости материала (в данном случае, аморфных лент) и геометрических параметров экрана [2-5].

Целью работы является создание высокоэффективных экранирующих (защитных) конструкций модульного типа на основе лент аморфного магнитомягкого сплава АМАГ-172 для защиты от постоянных и переменных магнитных полей промышленной частоты.

В работе  $K_{\text{экр}}$  оценивался по экранированию катушки, задающей поле, размеры которой должны быть не больше самого экрана. Были смоделированы параметры источника магнитного поля конечно-элементным методом с помощью профессиональной версии пакета ELCUT 6.0 (рисунок 1). С помощью разработанной модели были проведены расчеты  $K_{\text{экр}}$  локального источника магнитного поля магнитным экраном.

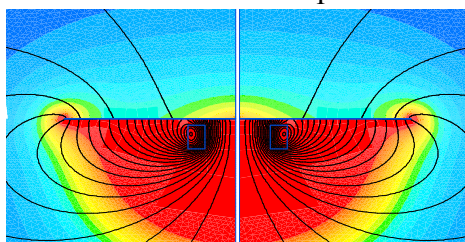


Рисунок 1 – Распределение силовых линий магнитного поля при размещении над катушкой ферромагнитного экрана (моделирование в программе ELCUT). Красным цветом обозначены области, где происходит превышение ПДУ.

Исследования магнитной проницаемости аморфных лент проводили на образцах в форме торов и полос с использованием магнитоизмерительной установки МК-3Э с пермеаметром производства НПО «Интротест», г. Екатеринбург (рисунок 2а).

Была разработана новая методика оценки эффективности модульных конструкций, а также создан экспериментальный стенд «ПМЭ-1», на котором эта методика была реализована (рисунок 2б).

Принцип работы стенда заключается в измерении значения напряженности постоянного и переменного магнитного поля при наличии образца на измерительном столике (над катушкой, задающей поле) и при его отсутствии и вычисления  $K_{\text{экр}}$  образца.

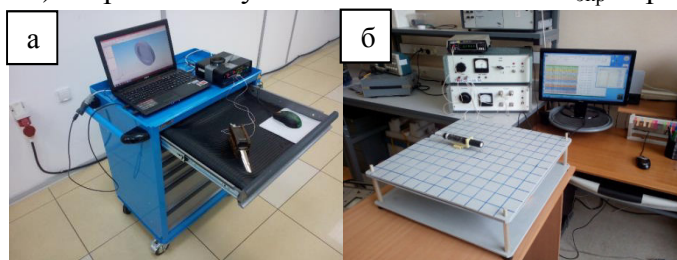


Рисунок 2 – а) Магнитоизмерительная установка с однополосочным пермеаметром;  
б) Экспериментальный стенд по определению эффективности модульных магнитных экранов «ПМЭ 1»

На стенде были проведены измерения  $K_{\text{экр}}$  многослойных экранов, созданных с использованием аморфных магнитомягких сплавов различного химического состава. По результатам измерений для изготовления экранирующих конструкций выбран сплав АМАГ-172. Были собраны экспериментальные экранирующие конструкции для отработки дальнейшей технологии изготовления (рисунок 3).



Рисунок 3 – Конструкции на основе модульных магнитных экранов.

Были проведены измерения и оценена эффективность экранирования изготовленных экранирующих конструкций.  $K_{\text{экр}}$  составил более 100. Данное значение можно считать оптимальным.

Таким образом, в работе была разработана методическая и инструментальная база и проведены детальные исследования экранирующих свойств модульных конструкций с целью выявления наиболее эффективных технических решений в этой области.

*Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки, уникальный идентификатор прикладных научных исследований и экспериментальных разработок RFMEFI62514X0018.*

#### Ссылки на литературу

[1] ГН 2.1.8/2.2.4.2262-07 Предельно допустимые уровни магнитных полей частотой 50 Гц в помещениях жилых, общественных зданий и на селитебных территориях

[2] Реутов Ю. Я. Классические защитные экраны. Екатеринбург: УрО РАН, 2006, 72 с.

[3] П. А. Кузнецов, Б. В. Фармаковский, О. В. Толочко и др. Исследования и разработки в области применения аморфных магнитомягких сплавов для создания магнитных экранов // Вопросы материаловедения: науч.-тех. журн., СПб: ФГУП «ЦНИИ КМ «Прометей», 2009, №3(59); ISSN 1994-6716

[4] Гроднев И.И. Электромагнитное экранирование в широком диапазоне частот. М.: Связь, 1972, 112 с.

[5] Шапиро Д.Н. Электромагнитное экранирование. Долгопрудный: Интеллект, 2010, 120 с.

**August, 25th (Thursday)**

**Plenary Talks and Oral Presentations**

## VARIABLE-RANGE HOPPING MAGNETOTRANSPORT OF $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$ CRYSTALS

**Lähderanta E.<sup>1\*</sup>, Lisunov K.G.<sup>1,2</sup>, Shakhov M.A.<sup>1,3</sup>, Guc M.<sup>1,2</sup>, and Arushanov E.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Department of Mathematics and Physics, Lappeenranta University of Technology, PO Box 20, FIN-53851 Lappeenranta, Finland*

<sup>2</sup>*Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova, Academiei Str. 5, MD-2028 Chisinau, Republic of Moldova*

<sup>3</sup>*Ioffe Institute, Politehnicheskaya Str. 26, St. Petersburg 194021, Russian Federation*

\*e-mail: Erkki.Lahderanta@lut.fi

$\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$  (briefly CZTS) attracts considerable attention in recent time due to a high potential of photovoltaic applications. Besides of an efficiency up to 12.6 % of solar cells, based on CZTS [1], this compound exhibits presence of only low-cost, low-toxic and earth-abundant elements. Electronic properties of CZTS are influenced strongly by a mixed kesterite-stannite structure [2], leading to a high intrinsic lattice disorder. The latter is accompanied by a deep acceptor level with energy  $E_A \sim 120 - 140$  meV of the main  $\text{Cu}_{\text{Zn}}$  defects [3,4], expanding considerably (up to  $T$  between  $\sim 50 - 150$  K) the interval of the Mott variable-range hopping (VRH) transport [5]. However, the resistivity data below 10 K are lacking in literature.

Here, we investigate resistivity,  $\rho(T)$ , and magnetoresistance (MR) of CZTS single crystals within a broad interval of  $T \sim 2 - 300$  K in pulsed magnetic fields up to  $B = 20$  T to obtain information on the charge transfer mechanisms and microscopic properties of charge carriers.

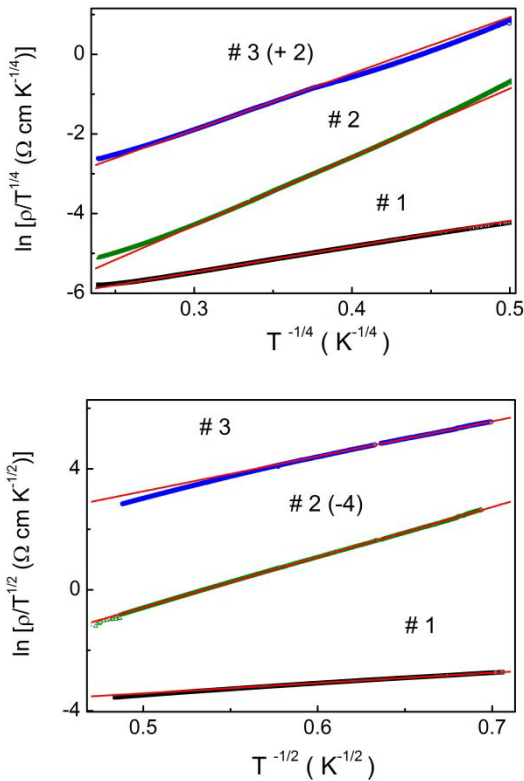


Fig. 1. The Mott (top panel) and the SE (bottom panel) VRH behavior of the resistivity in the investigated samples at  $B = 0$ .

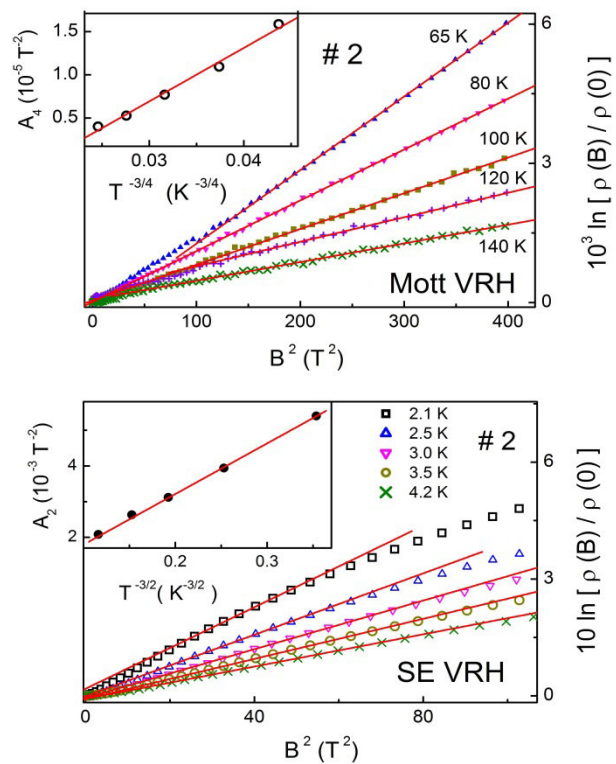


Fig. 2. MR vs.  $B^2$  in the Mott (top panel) and the SE (bottom panel) VRH conduction intervals. Insets: Temperature dependences of the MR parameters.

CZTS single crystals were grown by chemical vapor transport method using iodine as a transport agent. The composition of the obtained single-crystalline samples # 1, # 2 and # 3 was measured by the energy dispersive X-ray microanalysis (EDX), yielding for each sample the concentration of Cu  $\sim 24 - 25$  at. %, Zn  $\sim 11.5 - 13$  at. %, Sn  $\sim 13$  at. % and S  $\sim 49 - 51$  at. % with evidence for the proximity of all samples to stoichiometric composition. Investigations of the Raman spectra did not show any secondary phases, indicating predominance of the kesterite structure. However, some presence of other structural types, such as the stannite or disordered kesterite phases, could not be excluded unambiguously.

The hot probe method, addressed to the thermopower measurements, exhibited the  $p$ -type conductivity in all samples at the room temperature. Six indium contacts were made in each of the samples. The resistivity was measured with a standard dc method, and the pulsed magnetic field  $B$  up to 20 T was applied to measure the MR.

As can be seen in the top panel of Fig. 1, the Mott VRH conduction over the states of the defect acceptor band (AB),  $\rho(T) \propto T^{1/4} \exp[(T_{04}/T)^{1/4}]$ , where  $T_{04}$  is the Mott VRH characteristic temperature, is observed within the same interval of  $T \sim 50 - 150$  K as in Ref. 5 above. The width  $W$  of the AB has been evaluated with the expression  $W \approx 0.5k(T_{v4}^3 T_{04})^2$ , and the obtained data of  $W \sim 12 - 25$  meV support those of Ref. 5, too. Magnetoresistance (MR) is positive at any  $T$  and  $B$ . As follows from the top panel of Fig. 2, in the Mott VRH interval it obeys the law  $\ln \rho(T, B) \propto A_4(T) B^2$ , where  $A_4 \propto T^{-3/4}$ , within the whole field interval [6]. The joint analysis of  $\rho(T)$  and MR have yielded a series of microscopic parameters, such as density of the localized states, positions of the Fermi level and mobility thresholds in the AB. The values of the localization radius,  $a \approx 22 - 45$  Å, have been found to depend on proximity to the metal-insulator transition.

On the other hand, the Shklovskii-Efros VRH conduction [6] has been observed below  $T \sim 3 - 4$  K. Here, the behavior of MR changes drastically, exhibiting a pronounced anomalous character [7], including a measurable contraction of the quadratic region,  $\ln \rho(T, B) \propto A_2(T) B^2$ , where  $A_2 \propto T^{-3/2}$  [6] (see the bottom panel of Fig. 2). This is accompanied by a dramatic increase of the localization radius  $a \approx 50 - 170$  Å. Both anomalies above have been explained quantitatively by a constructive interference of different paths, arising from multiple scattering of hopping carriers at low temperatures [8]. In particular, the low-temperature values of the localization radius, evaluated in frames of the theory of interference phenomena in the VRH conduction [8], exhibit a reasonable agreement with the experimental data.

- [1] W. Wang, M. T. Winkler, O. Gunawan, T. Gokmen, T. K. Todorov, Y. Zhu, and D. B. Mitzi, *Adv. Energy Mater.* V. 4, N. 7. 1301465-5pp (2014).
- [2] S. Schorr, H.-J. Hoebler, and M. Tovar, *Eur. J. Mineral.* V. 19, N. 1. P. 65-73 (2007).
- [3] Shiyou Chen, Ji-Hui Yang, X. G. Gong, Aron Walsh, and Su-Huai Wei, *Phys. Rev. B.* V. 81, N. 24. 245205-8pp (2010).
- [4] S. Levchenko, V. E. Tezlevan, E. Arushanov, S. Schorr, and T. Unold, *Phys. Rev. B.* V. 86, N. 4. 045206-7pp (2012).
- [5] K. G. Lisunov, M. Guk, A. Nateprov, S. Levchenko, V. Tezlevan, and E. Arushanov, *Sol. Energ. Mater. Sol. Cells.* V. 112, N. 1. P. 127-133 (2013).
- [6] B. I. Shklovskii and A. L. Efros, *Electronic Properties of Doped Semiconductors* (Springer, Berlin, 1984).
- [7] B. I. Shklovskii, *Sov. Phys. Semicond.* V. 17, N. 11. P. 1311-1318 (1983).
- [8] B. I. Shklovskii and B. Z. Spivak, *Scattering and interference effects in variable range hopping conduction*, edited by M. Pollak and B. Shklovskii (North-Holland, Amsterdam, 1991).

**MAGNETORESISTANCE AND MAGNETOIMPEDANCE OF  $Tm_xMn_{1-x}S$   
SEMICONDUCTORS DEGENERATE**

**Aplesnin S.S.<sup>1,2</sup>, Korolev V.V.<sup>2</sup>, Kretinin V.V.<sup>2</sup>, Sitnikov M.N.<sup>2</sup>, Romanova O.B.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Kirensky Institute of Physics, RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

<sup>2</sup>*Siberian State Aerospace University named after Academician M. F. Reshetnev 31 "Krasnoyarsky Rabochiy" prospect, Krasnoyarsk, 660037, Russia*

**МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ И МАГНИТОИМПЕДАНС ВЫРОЖДЕННЫХ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВ  $Tm_xMn_{1-x}S$**

**Аплеснин С.С.<sup>1,2</sup>, Королев В.В.<sup>2</sup>, Кретинин В.В.<sup>2</sup>, Ситников М.Н.<sup>2</sup>, Романова О.Б.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Институт физики им. Л.В. Киренского, 660036, Красноярск, Академгородок*

<sup>2</sup>*Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М. Ф. Решетнева, 660037, просп. им. газ. «Красноярский рабочий», 31*

Материалы с гигантским магниторезистивным эффектом являются перспективными для использования в устройствах записи и хранения информации, в элементах оперативной памяти, например, в спинтронике, в которой используются преимущества, как энергонезависимой магнитной памяти, так и быстродействующих электрических систем обработки информации. У электрона имеются орбитальные степени свободы, воздействуя на которые также можно регулировать транспортными и диэлектрическими характеристиками в магнитном поле.

Перспективными материалами для решения этих задач служат магнитные полупроводники на основе сульфида марганца  $Tm_xMn_{1-x}S$ , замещенные 4f- элементами. Замещение ионов марганца редкоземельными элементами приводит к электронному допированию и к вырожденным  $t_{2g}$ -орбиталям, вырождение которых снимается сильными электронными корреляциями. Снятие вырождения в магнитном поле зависит от углового магнитного момента электрона. Особенно вблизи половинного заполнения орбиталей вероятность найти электрон на одной орбитали зависит от типа решетки и орбитали.

Электросопротивление твердых растворов  $Tm_xMn_{1-x}S$  измерено четырехзондовым методом на образцах для трех составов  $x=0.05, 0.1$  и  $0.15$  без поля и в магнитном поле  $H=12$  кОе, направленном перпендикулярно току. Проведены измерения вольт-амперных характеристик в интервале температур  $80\text{ K} < T < 400\text{ K}$  с изменением полярности магнитного поля в полях до 12 кОе. На Рис.1 представлены ВАХ для  $Tm_xMn_{1-x}S$  с  $x=0.1$ . Для всех составов обнаружен гистерезис в ВАХ, связанный с наличием ферроэлектрической доменной структуры и пироэлектрического тока в отсутствие внешнего электрического напряжения. В магнитном поле пироэлектрический ток увеличивается. В магнитоупорядоченной области сопротивление зависит от направления магнитного поля и магнитосопротивление меняет знак с положительного на отрицательный при изменении ориентации поля. В парамагнитной области магнитосопротивление  $\delta=(\rho(H)-\rho(0))/\rho(0)$  положительно и растет с ростом внешнего электрического поля. В ВАХ в  $Tm_xMn_{1-x}S$  обнаружены скачки выше температуры Нееля при некотором внешнем электрическом поле смещения, которое уменьшается с ростом температуры.

Наличие неоднородных электрических областей и доменных границ исследуем методом импедансной спектроскопии в интервале частот  $10^2\text{ Гц}-10^6\text{ Hz}$  в магнитных полях до 12 кОе.



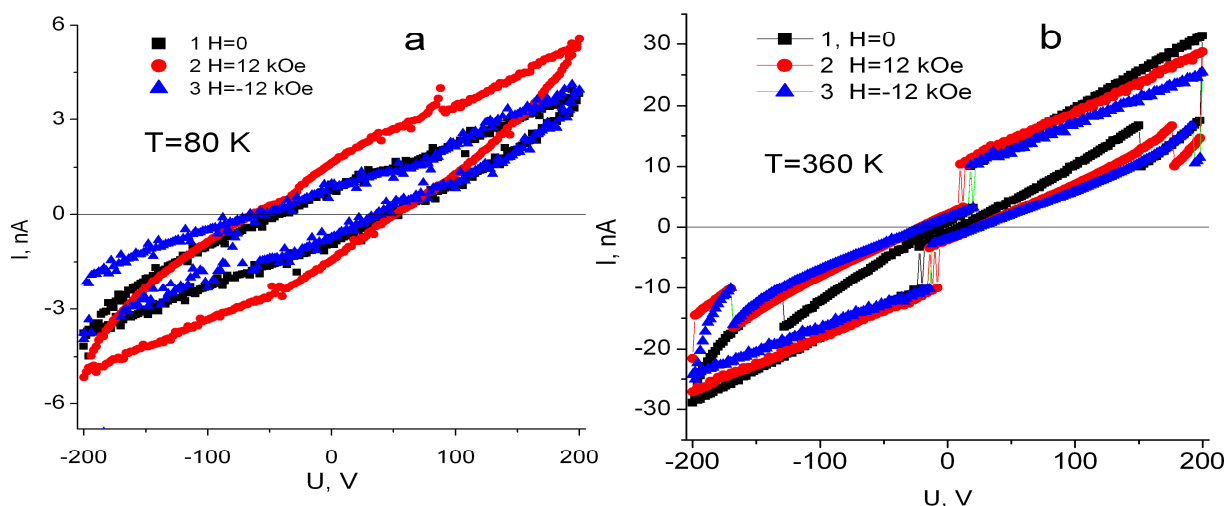


Рис. 1. Зависимость тока от напряжения в  $Tm_xMn_{1-x}S$  с  $x=0.1$  в магнитных полях  $H=0$  (1), 12 kOe (2), -12 kOe (3) при температурах  $T=80$  К (а) и  $T=360$  К (б).

Импеданс ( $Z$ ) скачком уменьшается при нагревании при  $T=128$  К для состава с  $x=0.1$  и в интервале  $T=138-142$  К для  $x=0.15$  в нулевом магнитном поле. При этих температурах наблюдается максимумы в температурной зависимости коэффициента теплового расширения. Скачок в  $Z(T)$  исчезает в магнитном поле для  $x=0.1$  и сдвигается в область высоких температур до 180 К для  $x=0.15$ . В области высоких частот  $\omega > 300$  kHz скачок в импедансе, измеренном без магнитного поля, исчезает. Для  $x=0.05$  наблюдается резкое уменьшение импеданса на 12% в интервале температур 155-232 К в нулевом магнитном поле. Эти эффекты обусловлены доменными границами, образованными в результате деформации структуры при  $T=260$  К. В окрестности температуры Нееля в результате магнитоупругого взаимодействия возникает новый тип искажения структуры. При  $T=260$  К формируется неколлинеарная структура орбитальных магнитных моментов. При переходе в магнитоупорядоченное состояние со спиновым порядком орбитальная структура перестраивается, Орбитальные магнитные моменты связаны с локальной поляризацией решетки и возникает магнитоэлектрический эффект. В магнитном поле емкость уменьшается и импеданс возрастает. Активное сопротивление также уменьшается ниже 260 К в магнитном поле. Частотная зависимость  $R(\omega)$  аппроксимируется степенной функцией  $R=A/\omega^n$ . Для  $x=0.05, 0.1$  активное сопротивление проходит через максимум по температуре, температурная зависимость которого описывается в модели Дебая.

Итак, обнаружена зависимость магнитосопротивления от внешнего электрического поля в парамагнитной области. Найден вклад в магнитосопротивление от поверхности и от объемной части кристаллитов в твердых растворах  $Tm_xMn_{1-x}S$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ № 15-42-04099 p\_сибирь и Государственного задания №114090470016.

**SPIN INJECTION AND ELECTRIC DETECTION OF SPIN CURRENTS IN LATERAL SPIN VALVES BASED ON FERROMAGNET-SEMICONDUCTOR HETEROJUNCTIONS****Ustinov V.V.**

*M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, UB RAS, 620990, Ekaterinburg, Russia  
e-mail: ustinov@imp.uran.ru*

**СПИНОВАЯ ИНЖЕКЦИЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СПИНОВЫХ ТОКОВ В ЛАТЕРАЛЬНЫХ СПИНОВЫХ КЛАПАНАХ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ ФЕРРОМАГНЕТИК-ПОЛУПРОВОДНИК****Устинов В.В.**

*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, 620990, Екатеринбург, Россия  
e-mail: ustinov@imp.uran.ru*

Спиновая электронная инжекция и электрическое детектирование спиновых токов были продемонстрированы в течение последних лет в экспериментах с латеральными спиновыми клапанами, изготовленными литографией на основе полупроводников GaAs [1], Si [2] и InSb [3] с использованием инжектирующих и детектирующих контактов из ферромагнитного Fe. В настоящем докладе представляются результаты теоретического анализа диффузионного спинового транспорта в немагнитном полупроводнике с произвольным законом дисперсии носителей заряда и спина и контактных явлений на границе раздела «полупроводник-ферромагнитный металл» применительно к спиновым латеральным клапанам, конструкция которых описана в экспериментальной работе [3].

В отличие от подавляющего большинства выполненных до настоящего времени работ по описанию спинового транспорта в пространственно-неоднородных проводниках, применимость которых принципиально ограничена рамками используемого в них линейного приближения по величине отклонения системы от состояния термодинамического равновесия, наше рассмотрение основано на последовательном учете нелинейных эффектов в спиновой подсистеме электронов проводимости. При таком подходе кинетические коэффициенты, описывающие спиновый транспорт, оказываются зависящими не только от свойств материала, в котором текут потоки заряда и спина, но и в большей степени от величины отклонения спиновой поляризации носителей заряда от равновесного значения. Это приводит к трем наблюдаемым эффектам: 1) возникновению спин-зарядовой связи при протекании диффузионных токов даже в немагнитных проводниках; 2) зависимости глубины диффузии электронной намагниченности от ее абсолютного значения (с тенденцией уменьшения диффузионной длины вплоть до нулевых значений при стремлении поляризации электронов к максимальному значению); 3) зависимости глубины диффузии электронной намагниченности от величины и направления протекающего тока.

Работа выполнена по теме «Спин» при поддержке грантами УрО РАН (№15-9-2-17), РФФИ (№16-02-00044) и МОН РФ (№14.Z50.31.0025).

[1] Lou X., Adelman C., Cruker S.A., Garlid E. S., *et al.* Nature Physics, V. 3, P. 197-202 (2007).

[2] Appelbaum I., Huang B., and Monsma D. Nature, V. 447, P. 295-298 (2007).

[3] Viglin N.A., Ustinov V.V., Tselikhovskaya V.M., Pavlov T.N. JETP Letters, V. 101, P. 113-117 (2015).

## THz SPECTROSCOPY OF $\text{Ni}_3(\text{BO}_3)_2$ SINGLE CRYSTAL IN HIGH MAGNETIC FIELD

**Boldyrev K.N.<sup>1\*</sup>, Molchanova A.D.<sup>1</sup>, Pisarev R.V.<sup>2</sup>, Kamensky D.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Spectroscopy RAS, 108840, Troitsk, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Ioffe Physical Technical Institute RAS, 194021, St.-Petersburg, Russia*

<sup>3</sup>*High Field Magnetic Laboratory, Radboud University, Nijmegen, The Netherlands*

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

Nickel orthoborate  $\text{Ni}_3(\text{BO}_3)_2$  crystallizes in the orthorhombic space group  $Pn\bar{m}$  (#58,  $Z=2$ ) where  $\text{Ni}^{2+}$  ions ( $S=1$ ) occupy two types of non-equivalent  $2a$  and  $4f$  positions in the unit cell [1]. Below the Néel temperature  $T_N=46$  K spins are oriented along the  $\pm c$  axis [2]. Ferromagnetic  $\text{Ni}^{2+}$  ribbons running along the  $x$ -axis form the antiferromagnetic structure. Appearing of new phonon lines and other changes of phonon spectra below  $T_N$  suggest the presence of magnetic-structural phase transition [3].

THz spectroscopy revealed new features below  $T_N$  which we assign to one-magnon excitations (Fig. 1). There are two modes, 17 and 26  $\text{cm}^{-1}$ . The temperature dependences of these modes are shown on Fig.2.

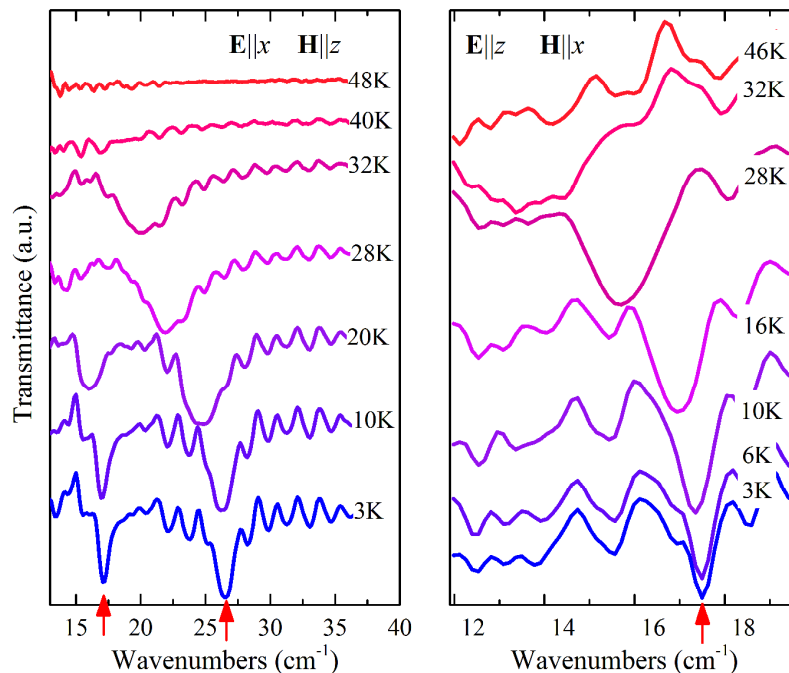


Figure 1. THz spectra of one-magnon excitations at different temperatures at zero magnetic field.

Further studies of the THz spectra in strong magnetic fields (up to 32 T) have shown a more complex picture of the excitations (see Fig.3). The geometry of measurements was  $\mathbf{B}_{\text{ext}}||c$ , where  $c$  is the axis of easy magnetization [1-2]. At zero-field measurements we found two additional modes, 34 and 40  $\text{cm}^{-1}$ . A low magnetic field splits the most intensive mode 17  $\text{cm}^{-1}$  but at about 12 T the field dependence of the magnon excitations changes noticeably. We assume the spin-flop phase transition at this magnetic field. Also we observe several features at about 20 and 25 T with unknown nature. Our observations point to complex magnetic structures in  $\text{Ni}_3(\text{BO}_3)_2$ , which requires reliable assignment and calculations.

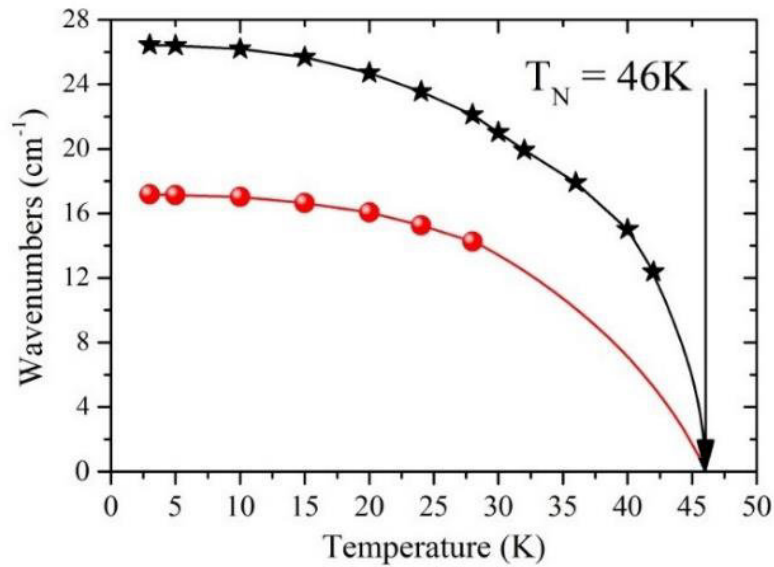


Figure 2. Temperature dependence of one-magnon excitations in zero magnetic field.

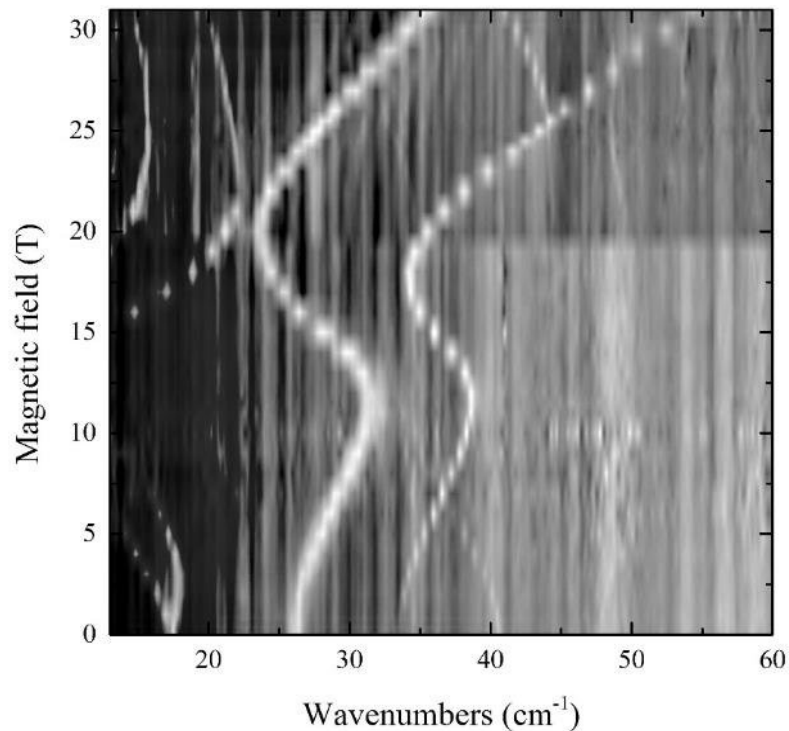


Figure 3. Intensity map of magnetic-field dependence of THz transmittance spectra at 1.5 K.

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (Grant No 15-02-07451a) and the President of the Russian Federation (Grant No MK-3521-2015.2).

- [1] H. Effenberger und F. Pertlik, *Zeitschrift für Kristallographie*, V. 166, P. 129 (1984).
- [2] L.N. Bezmaternykh, S.N. Sofronova *et al.*, *Physica Status Solidi B*, V. 249, P. 1628 (2012).
- [3] R.V. Pisarev, M.A. Prosnikov *et al.*, *Phys. Rev. B*, V. 93, P. 134306 (2016).

## MAGNETIC SEDIMENTATION OF IRON-BASED NANOPARTICLES IN AQUEOUS SOLUTIONS

**Medvedeva I.\*, Bakhteeva Iu, Zhakov S., Uimin M., Yermakov A.**

*M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences,  
620990, Ekaterinburg, Russia*

*\*e-mail: ivmed@imp.uran.ru*

## МАГНИТНАЯ СЕДИМЕНТАЦИЯ НАНОЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ

**Медведева И.В. \*, Бахтеева Ю.А., Жаков С.В., Уймин М.А., Ермаков А.Е.**

*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения РАН  
620990, Екатеринбург, Россия*

Наночастицы на основе железа с функционализированной поверхностью (например,  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2$ ,  $\text{Fe}@\text{C}$ ) благодаря их высокой сорбционной емкости являются перспективными материалами для очистки воды от химических и биологических примесей. Процессы сорбции примесей достаточно хорошо изучены, однако последующая стадия водоочистки-отделение наносорбента от воды-проводится без достаточных научных обоснований.

Благодаря наличию магнитного ядра эти частицы можно эффективно удалять из воды во внешнем неоднородном магнитном поле в процессах осаждения или фильтрации. Естественная склонность наночастиц образовывать агрегаты в воде способствует их более быстрому осаждению. Агрегацию можно целенаправленно регулировать, изменяя поверхностный заряд частиц и химический состав водной среды.

Динамика агрегации и седиментации наночастиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ,  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2$  и  $\text{Fe}@\text{C}$  в воде изучалась в неоднородном магнитном поле методами мониторинга оптической мутности, динамического рассеяния света (DLS) и ЯМР релаксометрии. Магнитное поле  $B_1 \leq 0.3\text{T}$ ,  $dB/dz \leq 0.13\text{ T/cm}$  создавалось системой полосовых постоянных магнитов.

Водные суспензии наночастиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  непокрытых и покрытых -  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2$  и  $\text{Fe}@\text{C}$  с размерами ядра 10-30 нм остаются стабильными в гравитационном поле в течение нескольких суток вследствие сильных стерических сил отталкивания. Внешнее магнитное поле усиливает агрегацию частиц и ускоряет их седиментацию в воде, но время седиментации остается все же достаточно большим (порядка нескольких часов) для практического использования.

Присутствие в воде катионов  $\text{Na}^+$  and  $\text{Ca}^{2+}$  стимулирует процесс агрегатобразования вследствие изменения соотношения между электрическими, стерическими и магнитными силами. Время седиментации непокрытых наночастиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  уменьшается от нескольких суток до нескольких минут. Время седиментации наночастиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2$  сокращается от нескольких недель (без магнитного поля) до нескольких минут в магнитном поле при добавлении солей  $\text{Na}_2\text{SO}_4$ ,  $\text{CaCl}_2$ ,  $\text{NaH}_2\text{PO}_4$  к водному раствору. Полученные данные позволяют сформулировать рекомендации для оптимизации технологии водоочистки.

*Работа выполнена при поддержке проекта УрО РАН 15-9-24-10*

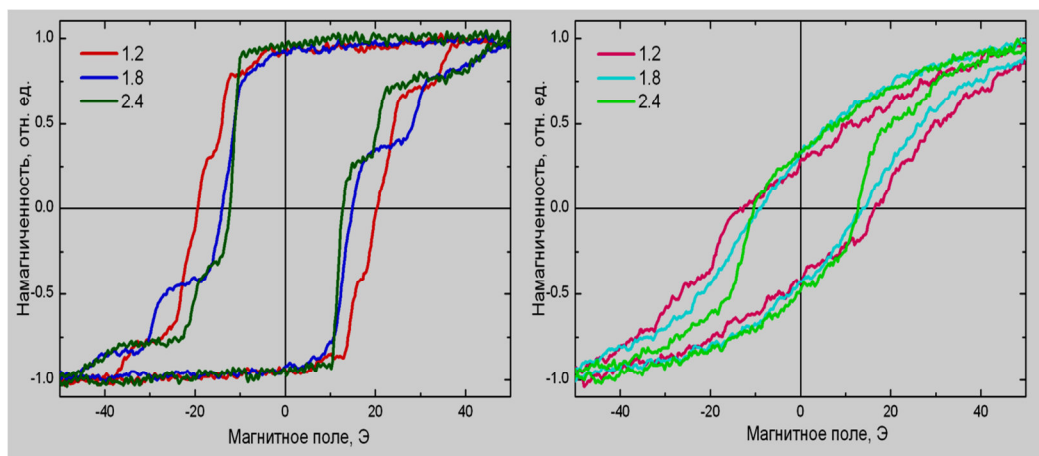
**«FLAT» SPIN SPRING IN THE SYSTEMS OF MAGNETIC NANOSLANDS****Sherstnev I.A., Boltaev A.P. and Pudonin F.A.***AP.N.Lenedev Physical Institute RAS, 119991, Moscow, Russia**e-mail: pudonin@sci.lebedev.ru***«ПЛОСКИЕ» СПИНОВЫЕ ПРУЖИНЫ В СИСТЕМАХ МАГНИТНЫХ  
НАНООСТРОВОВ****Шерстнев И.А., Болтаев А.П., Пудонин Ф.А.***Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт  
им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53.*

В настоящее время магнитные металлические наноструктуры интенсивно исследуются, что связано как с фундаментальными проблемами микромагнетизма в наноструктурах, так и в связи с их огромным прикладным потенциалом. Особый интерес вызывают и исследования трансформации магнитной структуры магнетиков при уменьшении их геометрических размеров и формы.

Ранее нами были предложены многослойные структуры, состоящие из периодически чередующихся наностровковых слоев различных магнетиков, например,  $[\text{FeNi}/\text{Co}]_N$ , с очень необычной магнитной структурой, а также реагировали на сверхслабые магнитные поля (до  $10^{-11}\text{T}$ ) при комнатной температуре [1]. В данной работе предложен механизм, который может привести к возникновению дополнительного магнитосопротивления в слабых магнитных полях, и, как мы полагаем, он во многом подобен механизму возникновения спиновых (обменных) пружин в микромагнитах [8]. Также приведены результаты исследования процессов намагничивания и магнитосопротивления в этих системах, рассмотрена корреляция этих процессов.

Для исследования процессов намагничивания многослойной системы из бислоев использовался меридиональный магнитооптический эффект Керра (МОКЕ), когда направление магнитного поля ориентировано в плоскости падения света. Для получения островковых бислоев (FeNi-Co) использовался стандартный метод RF-распыления в присутствии слабого магнитного поля, ориентированном параллельно плоскости образцов ( $H$  не превышало 50Э); подробности изготовления подобных островковых систем приведены в [1,3]. Поскольку для исследования магнитной структуры образцов предполагалось использовать МОКЕ, то для увеличения величины магнитооптического сигнала выращивались многослойные структуры из бислоев -  $\{[\text{FeNi}/\text{Co}]-\text{Al}_2\text{O}_3\}_7$ , т.е. структуры в которых бислои (FeNi/Co) отделялись друг от друга слоями  $\text{Al}_2\text{O}_3$  толщиной  $d \sim 3.5$  нм. Было выращено несколько серий структур, в которых изменялась либо толщина слоя FeNi (от 1.2 до 2.4 нм) при фиксированной толщине слоя Co ( $d \sim 0.6$  нм), либо толщина слоя Co (от 0.3 до 1.4 нм) при фиксированной толщине FeNi ( $d \sim 1.2$  нм). Кроме того для контроля были выращенные многослойные островковые структур типа  $[\text{FeNi}(d_x)/\text{Al}_2\text{O}_3(3.5 \text{ нм})]_7$ , где  $d_x$ , как и в случае бислоев, изменяется от 1.2 до 2.4 нм.

На Рис.1 приведены типичные зависимости величины эффекта Керра от магнитного поля  $H$  для образцов с фиксированной толщиной Co  $d \sim 0.6$  нм (толщина слоев FeNi - 1.2, 1.8 и 2.4 нм соответственно рис.1а), при двух ориентациях образцов в магнитном поле (Рис.1а и в). На всех полученных петлях гистерезиса МОКЕ можно наблюдать особенности, которые говорят



a

b

Рис 1.

о независимом перемагничивании слоев FeNi и Co в бислоях (FeNi-Co). В этих бислоях в случае перекрытия nanoостровов Co и FeNi может возникать магнитная структура наподобие спиновой пружины, как это имеет место в микромагнитах [2], но лежащей в плоскости nanoостровов FeNi, которую по аналогии можно назвать «плоской» спиновой пружиной. При приложении к структуре напряжения спины электронов будут испытывать рассеяние, проходя через «плоскую пружину», т.е. возникает дополнительное магнитосопротивление.

Измерение магнитосопротивления тех же структур проводилось при комнатной температуре. На Рис.2 приведена типичная зависимость электрического сопротивления структуры R ( $d_{\text{FeNi}} \sim 1.2$  нм и  $d_{\text{Co}} \sim 1.3$  нм) от приложенного поля H для двух ориентаций образца в H. В общем характер зависимости R(H) является типичным для подобного типа nanoостровковых систем [1]. Однако в диапазоне полей 15-40 Э, когда появляются изломы

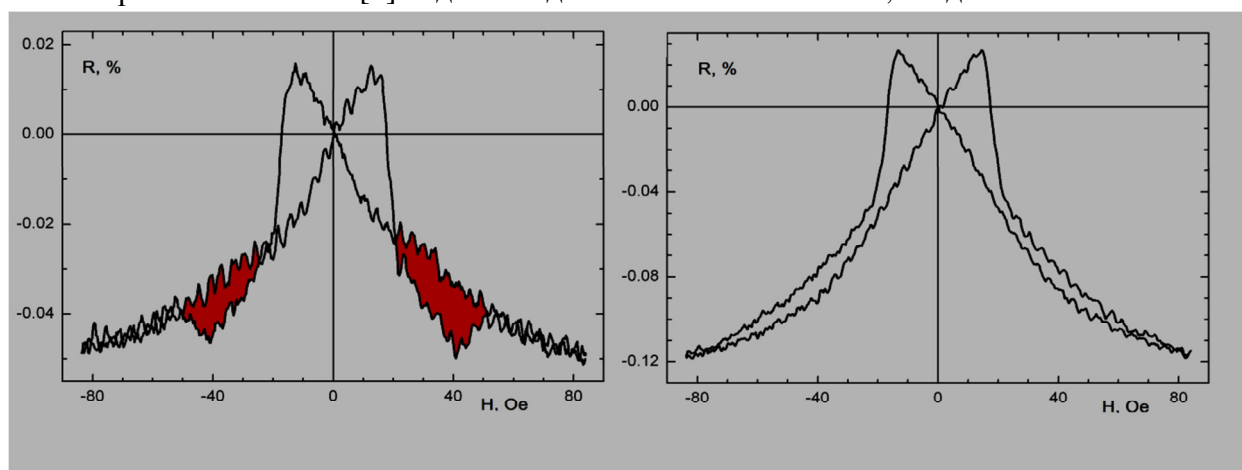


Рис.2

на петлях гистерезиса, наблюдается совершенно нетипичный рост R, который можно связать с формированием плоских спиновых пружин. Таким образом, можно сделать вывод, что предложенный механизм формирования дополнительного магнитосопротивления, вызванного рассеянием спинов электронов на плоских спиновых пружинах может действительно иметь место.

- [1] A. P. Boltaev, F. A. Pudonin, and I. A. Sherstnev, Phys. Solid State 53, 950 (2011)  
 [2] S.D.Bader «Colloquium: Opportunities in nanomagnetism», Rev. Mod. Phys., 78, (2006)  
 [3] A.P.Boltaev, F.A. Pudonin, I.A.Sherstnev, Appl. Phys. Lett., 102, 142404 (2013)

**August, 26th (Friday)**

**Oral Presentations and Briefings**



## VIBRATING SAMPLE MAGNETOMETERS: DESIGN AND MEASUREMENT METHODS

**Velikanov D. A.**

*Kirensky Institute of Physics, SB RAS, Akademgorodok, Krasnoyarsk 660036, Russia*

*e-mail: dponal@gmail.com*

## ВИБРАЦИОННЫЕ МАГНИТОМЕТРЫ: УСТРОЙСТВО И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

**Великанов Д. А.**

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

Постоянно растущий объём исследований магнитных свойств новых материалов делает актуальным наличие относительно недорогих в эксплуатации и в то же время неприхотливых, надёжных и эффективных средств измерений магнитного момента. Среди различных методов магнитных измерений метод вибрационного магнитометра [1], относящийся к индукционному типу, занимает достойное место, уступая по чувствительности лишь СКВИД-магнитометрам (эффект Джозефсона) и магнитометрам, основанным на «оптической накачке» атомов в магнитном поле (эффект Зеемана).

Приведены конструктивные решения вибрационных магнитометров и различные методы магнитных измерений. Рассматриваются особенности прямого метода, применённого в разработанных автором магнитометрах, в которых источником намагничивающего поля служат электромагниты конструкции Пузея либо ФЛ-1.

Магнитометры предназначены для исследования статических магнитных свойств твёрдотельных образцов. Использование в магнитометрах вибратора [2] оригинальной конструкции улучшило ряд технических и эксплуатационных характеристик приборов. Оснащение вибрационных магнитометров устройством [3] высокоточной стабилизации параметров механических колебаний образца обеспечивает высокую достоверность результатов, получаемых прямым методом измерений магнитного момента. Относительная нестабильность амплитуды вибраций образца составляет  $10^{-4}$ , а частоты –  $10^{-5}$ .

Патентованная система катушек для вибрационного магнитометра [4] имеет возможность балансировки. Это позволяет эффективно подавлять паразитный сигнал, индуцированный в измерительных катушках вариациями намагничивающего поля, и соответственно повысить чувствительность вибрационного магнитометра.

Автоматизация измерений производится с помощью программного обеспечения [5, 6], написанного на языке Delphi. Данные с измерителя магнитной индукции, с датчика температуры и с выхода регистрирующей схемы магнитометра посредством специализированных контроллеров передаются на LPT- либо COM-порт персонального компьютера. Значения измеряемых параметров в ходе эксперимента записываются на жёсткий диск и графически отображаются на экране монитора.

Приведены технические характеристики и примеры использования приборов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 16-03-00256.

[1] Foner S., Rev. Sci. Instrum. V. 27, N. 7. P. 548 (1956).

[2] Пат. РФ № 2339965 / Великанов Д. А. Оpubл. 27.11.2008, Бюл. № 33.

[3] Пат. РФ № 2341810 / Великанов Д. А. Оpubл. 20.12.2008, Бюл. № 35.

[4] Пат. РФ № 2572297 / Великанов Д. А. Оpubл. 10.01.2016, Бюл. № 1.

[5] Свид-во РФ о гос. регистр. № 2013618553 / Великанов Д. А. Оpubл. 20.12.2013.

[6] Свид-во РФ о гос. регистр. № 2013618962 / Великанов Д. А. Оpubл. 20.12.2013.

**APPLICATION OF FUNCTIONAL MATERIALS WITH SHAPE MEMORY EFFECT  
FOR 3D MANIPULATION OF NANOOBJECTS**

**V.V. Koledov, P.V. Lega, A.V. Irzhak, A.M. Zhikharev, M.U. Berezin, N.N. Kas'yanov, V.G. Shavrov, A.V. Shelyakov, N.U. Tabachkova, V.S. Kalashnikov**

*Kotel'nikov Institute of Radio-engineering and Electronics of RAS, 125009, Moscow, Russia*

*\*e-mail: lega\_peter@list.ru*

**ПРИМЕНЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ  
ФОРМЫ ДЛЯ ТРЕХМЕРНОГО МАНИПУЛИРОВАНИЯ НАНООБЪЕКТАМИ**

**В.В. Коледов, П.В. Лега, А.В. Иржак, А.М. Жихарев, М.Ю. Березин, Н.Н. Касьянов,  
В.Г. Шавров, А.В. Шеляков, Н.Ю. Табачкова, В.С. Калашников**

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

*Россия*

Миниатюризация – важнейшая составляющая в современной технологии. Были предложены многочисленные инструменты для микроманипулирования, основанные на различных принципах, однако, создать наноинструменты, имеющие размеры порядка размеров манипулируемых нанообъектов возможно только на основе функциональных материалов с эффектом памяти формы. В данной работе дается обзор работ коллектива авторов, направленных на создание практической системы манипулирования реальными нанообъектами, состоящей из нанопинцета на основе биметаллического композита Ti<sub>2</sub>NiCu/Pt с эффектом памяти формы и устройства локального нагрева [1-5]. Нанопинцет имеет размеры порядка 15x10x1 мкм<sup>3</sup>. Он сформирован в вакуумной камере установки фокусированного ионного пучка (ФИП) методом ионного травления и ионно-стимулированного химического осаждения платины. Нанопинцет может управляться как с помощью облучения лазерным источником нагрева, так и с помощью системы резистивного нагрева кончика иглы, на которой он расположен. Схематическое изображение системы приведено на рис. 1. Данная термоуправляемая система может быть установлена в камеру практически любого сканирующего электронного или ионного микроскопа и присоединена к стандартному манипулятору, например, Zyvex®, Kleindiek® или др. В докладе обсуждаются примеры практического применения новой системы для наноманипулирования реальными нанообъектами, такими, как стопки графеновых слоев, микробиообъекты (рис. 2).

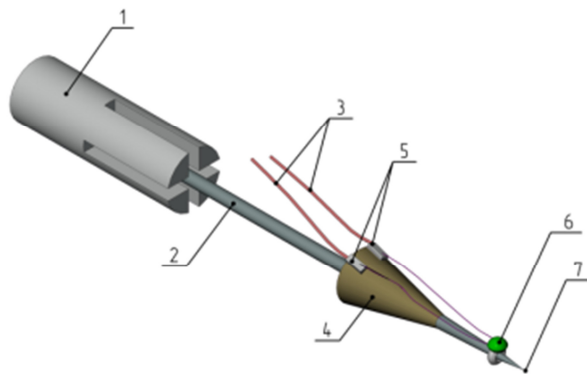


Рис. 1. Схематическое изображение системы для манипулирования нанообъектами. 1 – цанга для установки в ФИП. 2 – вольфрамовая игла. 3 – подводящие провода. 4 – латунный конус. 5 – изолированные контактные площадки. 6 – полупроводниковый диод с тонкими золотыми проводами. 7 – нанопинцет на кончике вольфрамовой иглы

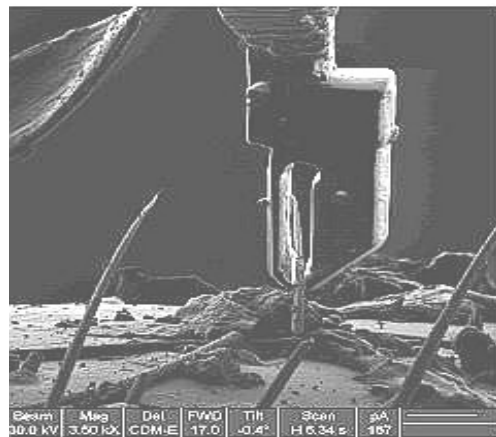


Рис. 2. Пример трехмерного манипулирования нанопинцетом волоском комара в камере ФИП. На рисунке изображен захват объекта. В дальнейшем, объект будет перенесен и припаян на медную сеточку для дальнейшего исследования объекта.

1. Irzhak A V et al 2010. *Tech. Phys. L.* **36(4)** 329
2. Lega P V et al. 2015 *J. Commun. Technol. Electron.* **60(10)** 1124-33
3. Dikan V A et al. 20016 *J. Commun. Technol. Electron.* **61** 293
4. Irzhak A V et al. 2010 *J. Commun. Technol. Electron.* **55** 818.
5. Zakharov et al. 2012 *Smart Materials and Structures.* **21** 052001

## EFFECTS OF MAGNETISM IN RESONANT PHOTOEMISSION SPECTROSCOPY COMPOUNDS OF RARE EARTH AND TRANSITION ELEMENTS

**Grebennikov V.I. and Kuznetsova T.V.\***

*M.N. Miheev Institute of Metal Physics UB RAS, 620137, Ekaterinburg, Russia*

*\*e-mail: kuznetsovaups@mail.ru*

## ЭФФЕКТЫ МАГНЕТИЗМА В РЕЗОНАНСНОЙ ФОТОЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ СОЕДИНЕНИЙ F- И D- ЭЛЕМЕНТОВ

**Гребенников В.И., Кузнецова Т.В.\***

*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, 620137, Екатеринбург, Россия*

Резонансная фотоэмиссионная спектроскопия является одним из новых инструментов в области физики конденсированных сред, возникших благодаря развитию источников синхротронного излучения. Метод использует изменение сечения фотоионизации валентных электронов при переходе энергии фотонов через края возбуждения внутренних уровней атомов. В докладе сообщается о наблюдении резонансной рентгеновской фотоэмиссии (ФЭ) из валентной полосы на Tb  $M_5$  и  $N_{4,5}$  и Mn и Ni  $L_3$  краях поглощения. Мы изучаем основные сценарии фотоэмиссии валентных электронов (рис. 1): взаимодействие прямого ФЭ канала (1) с непрямым ФЭ каналом, возникающим при возбуждении электрона внутреннего уровня в промежуточное состояние (2), с последующей автоионизацией (3) электрона из валентной полосы (ВП) при заполнении основной рентгеновской дырки [1]. Неупругий CVV оже-распад основной дырки с образованием двух дырок в ВП (4), а также другие типы неупругих потерь, сопровождающие фотоэмиссию из магнитных материалов.

В области энергии фотонов около 150 эВ возникают переходы Tb  $4d \rightarrow \epsilon f$  (так называемый резонанс формы, или гигантский резонанс поглощения), при этом фотоэмиссия из всей валентной полосы возрастает до 6 раз (рис. 2). Зависимость интенсивности ФЭ от энергии фотонов  $E$  (рис.2 *b*) для всей ВП и ее части, сформированной состояниями тербия, описывается профилем Фано:  $I(E) = A[1 + (2kqe + q^2)/(e^2 + 1)]$ ;  $e = (E - E_0)/\gamma$ ; где  $q$  – отношение матричного элемента перехода второго порядка к первому,  $k = 0 \div 1$  – степень когерентности переходов,  $\gamma$  – полуширина линии. Так должно быть, если  $4d$  электрон, возбужденный свободное  $\epsilon f$ -состояние возвращается в свое исходное состояние. Конечно, удар по электронам тербия будет сильнее (рост Tb сигнала в 14 раз), чем по электронам, локализованным в окрестности других компонентов.

На Tb  $M_5$  крае (1240 эВ) ВП резонирует еще сильнее (20-кратное увеличение интенсивности ФЭ) при стопроцентной интерференции прямого канала ФЭ и непрямого канала ФЭ, открывающегося при возбуждении  $3d_{5/2}$  электронов в промежуточные  $4f$ -состояния. Матричный элемент второго порядка в 10 больше, чем первого. Просто сечение рентгеновского поглощения на локализованных внутренних состояниях многократно превышает поглощение на делокализованных валентных состояниях. За счет этого (и неслабого парного кулоновского взаимодействия на втором этапе) окольный двухступенчатый путь оказывается значительно более эффективным, чем прямая фотоэмиссия. Настройка энергии фотонов на Mn  $2p \rightarrow 3d$  переходы (640 эВ) дает 13-кратное увеличение ФЭ с энергией связи 5 эВ (состояния марганца в ВП) и только 2-кратное увеличение состояний тербия с энергией 8–12 эВ. Степень интерференции упругих каналов в системе TbNi<sub>2</sub>Mn<sub>x</sub> равна 0,9 при  $x = 1$  и ослабляется до 0,2 при концентрации марганца  $x =$

0,25 из-за относительного увеличения вклада состояний никеля. Совершенно иная ситуация для того же  $2p \rightarrow 3d$  резонанса возникает на атомах никеля. Релаксация возбужденного состояния в этом случае происходит за счет генерации мощной LVV оже-линии с постоянной кинетической энергией регистрируемых электронов. Это означает, что в отличие от марганца, на атомах никеля отсутствуют ловушки для электронов, возбужденных в  $3d$ -состояния.

Атомные магнитные моменты определяют величину и ширину резонансных спектров. Например, если все пять  $3d$ -состояний со спином вверх, заполнены (как в Mn), то при поглощении фотона на  $2p$ -уровне возникает дырка со спином вниз, которая может быть заполнена только путем обратного перехода возбужденного электрона сопровождающегося автоионизацией валентного электрона. Переходы других валентных электронов запрещены из-за сохранения проекции спина. Если валентная оболочка атома содержит электроны с проекцией спина одинаковой с дыркой (как в Ni), то появляется конкурирующий неупругий LVV оже-канал распада. Таким образом, чем выше атомный спин (магнитный момент), тем меньше число возможных конечных состояний и тем больше и острее резонанс. Анализ экспериментальных данных соединений  $TbNi_2Mn_x$ ,  $DyNi_2Mn_x$ ,  $GdNi_{5-x}Cu_x$ ,  $ErNi_{5-x}Cu_x$ , сплавов Гейслера подтверждает это правило. Особенно большой коэффициент усиления и узкий резонанс наблюдается в атомах с наполовину заполненными  $f$ - или  $d$ - оболочками.

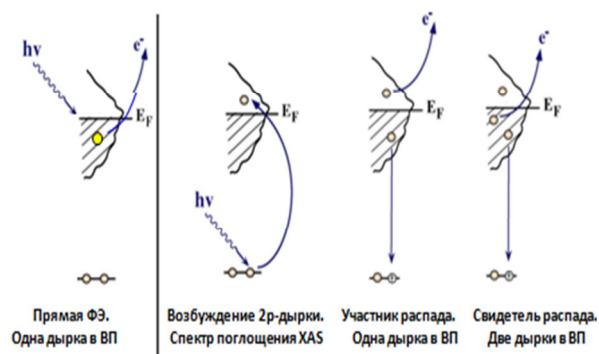


Рис. 1. Процессы фотоэмиссии из валентной полосы: (1) прямая ФЭ; (2) рождение дырки на внутреннем уровне и электрона в ВП, (3) кулоновская автоэмиссия возбужденного электрона (упругий процесс второго порядка) и (4) CVV оже-распад с рождением двух дырок в ВП.

Резонансная ФЭ позволяет исследовать не только основное состояние, но и время жизни возбужденных состояний; определить энергию двух дырочных состояний на выбранных элементах; измерить реакцию ВП на внезапное появление фото-дырки на внутренних уровнях.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме "Квант" No. 01201463332 при поддержке РФФИ (№ 14-02-00080).

[1] Т.В.Кузнецова, В.И. Гребенников, А. Buling, С. Derks, Н.В. Мушников, Е.Г. Герасимов, М. Neumann, Изв. РАН. Сер. физ. Т. 77, № 2. С. 249–253 (2013).

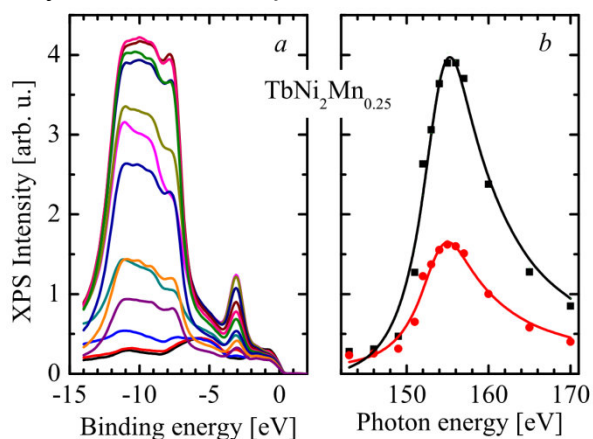


Рис. 2. *a* Интенсивность фотоэмиссии в зависимости от энергии связи  $E_B$  при энергиях фотонов (точки на панели *b*) вблизи  $Tb N_{4,5}$  края. *b* Средняя интенсивность ФЭ в  $Tb$  интервале  $E_B=[7 - 12]$  эВ (черные квадраты) и во всей ВП эВ (красные точки); сплошные линии – подгонка функцией Фано.

## MAGNETIC STRUCTURE, HF SPECTRA OF THE MAGNETIC PERMEABILITY AND LOSSES OF THE COMPOSITE FILMS

**L.N. Kotov<sup>1</sup>, V.S. Vlasov<sup>1</sup>, D.V. Bogachuk<sup>1</sup>, Yu. E. Kalinin<sup>2</sup>, A.V. Sitnikov<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Syktvykar State University named after Pitirim Sorokin, 167001, Syktvykar, Russia*

<sup>2</sup>*Voronezh State Technical University, Moskovsky prospect, 14, 394026, Voronezh, Russia*

*e-mail: kotovln@mail.ru*

The work deals with experimental investigations of the magnetic spectra of the real  $\mu'$  and the imaginary  $\mu''$  parts of HF permeability and tangent loss of the composite films. For preparation of the films the metal and alloys (CoFeZr, CoFeB, CoTaNb, Co) and dielectrics ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Zr}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Zr}_2\text{O}$ ) were used. The films were prepared by ion-beam sputtering on a PET substrate in argon atmosphere. The thicknesses of the films were  $0.4\div 1.2$   $\mu\text{m}$ . We measured the permeability and tangent loss of the films using a Q-meter (E4-11) in the frequency range  $30\div 250$  MHz at amplitude of the alternating field 1mOe. The atomic force microscopy was used for investigation of the films surfaces magnetic structures. We investigated the films with various metal concentrations  $x$ . The atomic force microscopy showed the magnetic particles sizes of  $10\div 100$  nm and the domain structure in some series of the films. We observed the phase transitions in the films by analysis of the atomic force microscopy results. The experimental permeability spectra were explained on the basis of magnetic force microscopy images of magnetic phase contrast on films surfaces. Our experimental observations shows weak dependences on the frequency of the permeability real part  $\mu'$  of the films at metal concentration  $x < 0.3$ . Before the percolation threshold ( $x < 0.3$ ) the metal granules are not arranged in groups and the relaxation frequency of the magnetization vector of each granule have large values. Dramatic changing of the spectra started in area of the percolation threshold of the films. We observed that the real part of permeability  $\mu'$  grew with increasing of the frequency (up to 150 MHz) after the percolation threshold. We observed giant permeability value (about 3000) for some series of the films and minor losses up to 250 MHz. The model of motion of the domain walls was used for describing these observations. The giant permeability value and the minor losses of the films we offer to use for creation of electronic devices operating in the HF range.

The work performed in part under financial support Ministry of Education and Science of Russian, project №1503.

**DYNAMICAL GENERATION OF A SPIN-WAVE CURRENT INTO HYBRID NANOSTRUCTURES METAL/MAGNETIC INSULATOR****I. I. Lyapilin<sup>1\*</sup>, M. S. Okorokov<sup>1</sup>**<sup>1</sup>*IMP UB RAS, Ekaterinburg, Russia*<sup>\*</sup>*e-mail: Lyapilin@imp.uran.ru***О РЕЗОНАНСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ СПИН-ВОЛНОВОГО ТОКА В ГИБРИДНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ МЕТАЛЛ/МАГНИТНЫЙ ДИЭЛЕКТРИК****И. И. Ляпилин<sup>1\*</sup>, М.С. Окороков<sup>1</sup>**<sup>1</sup>*ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия*

Интерес к разработке новых методов генерации спин-волнового тока в непроводящих магнетиках возрос в связи с изучением спиновых эффектов (спиновые эффекты Зеебека, Пельтье и др) [1]. Исследования показали, что при этом возможны два типа спиновой накачки: резонансный, который связан с возбуждением в подсистеме локализованных спинов ферромагнитного резонанса. Некогерентный метод спиновой накачки, связан с отклонением от равновесия как одной, так и обеих спиновых подсистем (электронов проводимости и подсистемы локализованных спинов) посредством внешних возмущений, например, термических. При этом каждая из спиновых подсистем можно быть описана своей эффективной температурой [2]. В зависимости от соотношения между температурами подсистем, становятся возможными как эффект спиновой накачки, так и спин-торк эффект (spin torque effect): передача спин-углового момента от парамагнитной подсистемы в магнитную.

Нами предложен и изучен метод динамической генерации спин-волнового тока в магнитном диэлектрике структуры металл(полупроводник)/магнитный изолятор с резонансным возбуждением электронной подсистемы металла(полупроводника). Определяющую роль при этом играет спин-орбитальное взаимодействие, которое приводит к возможности резонансных переходов электронов на частотах, представляющих собой линейные комбинации циклотронной и зеемановской частот. Резонанс такого типа известен, как комбинированный резонанс Рашбы (КР). Резонансным воздействием на систему является и поглощение ультразвука электронами проводимости проводящего кристалла в постоянном магнитном поле. Как и в случае КР, здесь также возможны резонансы на частотах, представляющих собой линейные комбинации зеемановской и циклотронной частот.

Нами рассмотрено влияние резонансного возбуждения электронов проводимости в гибридной системе металл(полупроводник)/магнитный диэлектрик, находящейся в неоднородном температурном поле, на генерацию спин-волнового тока в непроводящем магнетике. Считалось, что в электронной подсистеме реализован электродипольный (или акустический спиновый) резонанс, а спиновая релаксация электронов обусловлена обменным взаимодействием их с локализованными моментами расположенными на интерфейсе структуры. В качестве механизма рассеяния магнонов рассмотрено магнон-фононное взаимодействие.

Рассмотрение спин-температурных эффектов требует корректного описания термического возмущения. Универсальное построение отклика слабонеравновесных систем на возмущения термического типа дает метод неравновесного статистического оператора

(НСО) [3], который был применен нами для построения макроскопических уравнений баланса энергий рассматриваемых подсистем.

Решение задачи о возбуждении спин-волнового тока в интересующем нас случае сводится к построению и анализу системы макроскопических уравнений для двух взаимодействующих подсистем: электронов проводимости и подсистемы локализованных спинов диэлектрика. Макроскопические уравнения для плотности спиновой намагниченности электронов проводимости  $\delta m^z(x,t)$  и локализованных спинов  $\delta M(x,t)$  найдены усреднением соответствующих микроскопических операторных уравнений рассматриваемых подсистем по неравновесному статистическому оператору [3].

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta m^z(x,t) = -\nabla \langle I_{H_s}(x,t) \rangle + \langle \dot{H}_{s(sm)}(x,t) \rangle + \langle \dot{H}_{s(sF)}(x,t) \rangle$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta M^z(x,t) = -\nabla \langle I_{H_m}(x,t) \rangle + \langle \dot{H}_{m(sm)}(x,t) \rangle + \langle \dot{H}_{m(mp)}(x,t) \rangle$$

Уравнения описывают изменение плотности спиновой намагниченности электронной и магнитной подсистем вследствие процессов диффузии (первые слагаемые в правых частях уравнений),

релаксационных процессов вследствие обменного взаимодействия электронов проводимости с локализованными моментами на интерфейсе (слагаемое  $\langle \dot{H}_{s(sm)}(x,t) \rangle$ ), поглощение энергии внешнего поля спиновой подсистемой электронов проводимости ( $\langle \dot{H}_{s(sF)}(x,t) \rangle$ ); слагаемое  $\langle \dot{H}_{m(mp)}(x,t) \rangle$  определяет релаксацию магнонов на фононах.

Записанные уравнения решают задачу макроскопического описания неравновесных спиновых подсистем в терминах средних плотностей намагниченностей. При этом нами определены явные выражения для слагаемых, входящих в уравнения баланса через корреляционные функции.

Анализ приведенной выше системы уравнений баланса показал, что спин-волновой ток в магнитном диэлектрике, который характеризуется отклонением намагниченности от равновесия в однородном случае, резонансным образом зависит от частоты внешнего поля и определяется выражением

$$\delta M^z \approx \frac{U}{L_{m(mp)}} \sum_{\omega} |E(\omega)|^2 \frac{\omega^2 v_s}{(\omega - \omega_s)^2 + v_s^2}.$$

Здесь  $U$  - константа спин-орбитального взаимодействия.  $L_{m(mp)}$  - корреляционная функция, определяющая релаксацию локализованных моментов на фононах.  $v_s = \tau_s^{-1}$  - обратное время релаксации поперечного спина.

Работа выполнена по теме «Спин» 0120463330 при поддержке гранта Министерства образования российской Федерации (грант 14.Z 50.31.0025, грант 16-0200044) и проекта 15-17-2-17.

### References

- [1] H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, S. Maekawa, Phys. Rev. B **83**, 094410 (2011)
- [2] I. I. Lyapilin, M. S. Okorokov, V. V. Ustinov, Phys. Rev. B **91**, 195309 (2015).
- [3] Д. Н. Зубарев, Неравновесная статистическая термодинамика М., Наука, 1971.



**THERMOPHYSICAL AND MAGNETOCALORIC PROPERTIES OF  $\text{LuFe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_{4+\delta}$   
MULTIFERROIC****Gamzatov A.G.<sup>1\*</sup>, Aliev A.M.<sup>1</sup>, Markelova M.N.<sup>2</sup>, Kaul A.R.<sup>2</sup>, Semisalova A.S.<sup>2</sup>, Perov N.S.<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*Amirkhanov Institute of Physics of DSC, RAS, Makhachkala 367003, Russia*<sup>2</sup>*Moscow State University, Moscow 119899, Russia*<sup>\*</sup>*e-mail: gamzatov\_adler@mail.ru***ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ И МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА  
МУЛЬТИФЕРРОИКОВ  $\text{LuFe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_{4+\delta}$** **Гамзатов А.Г.<sup>1,\*</sup>, Алиев А.М.<sup>1</sup>, Маркелова М.Н.<sup>2</sup>, Бурунова Н.А.<sup>2</sup>, Кауль А.Р.<sup>2</sup>,  
Семисалова А.С.<sup>2</sup>, Перов Н.С.<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*Институт физики им. Х.И. Амирханова ДагНЦ РАН, 367003, Махачкала, Россия*<sup>2</sup>*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия*

В последние годы ведется поиск материалов, обладающих большими значениями магнитоэлектрического и магнитодиэлектрического эффектов, в связи с возможностью их практического применения в СВЧ и сенсорной технике, в устройствах магнитной записи и т.д. [1]. Одним из ярких представителей таких материалов является феррит лютеция  $\text{LuFe}_2\text{O}_{4+\delta}$ , совмещающий в себе магнитное и электронное упорядочение (сегнетоэлектрик с  $T_{\text{CO}} \sim 350$  К, ферромагнетик с  $T_{\text{N}} \sim 240$  К). При этом сегнетоэлектрический переход сопровождается зарядовым упорядочением, поэтому температуру сегнетоэлектрического перехода обозначают  $T_{\text{CO}}$  [2]. При дальнейшем уменьшении температуры в образце  $\text{LuFe}_2\text{O}_4$  наблюдается черед магнитных фазовых переходов при 225 К и 170 К, которые отделяют кластерные стекольные состояния [3].

Ранее в [4] было показано, что в соединениях типа  $\text{RFe}_2\text{O}_{4+\delta}$  возможно частичное замещение катионов железа другими катионами ( $\text{Mg}^{2+}$ ,  $\text{Co}^{2+}$ ,  $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Mn}^{2+}$ ), приводящее к существенному изменению магнитных свойств. В рамках данной работы приводятся результаты исследования теплоемкости и магнитокалорических свойств образцов  $\text{LuFe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_{4+\delta}$  ( $x=0, 0.05, 0.12$ ) в интервале температур 77-350 К и в магнитных полях до 18 кОе.

В данной работе представлены результаты исследования температурной зависимости теплоемкости, термодиффузии, намагниченности и магнитокалорического эффекта мультиферроиков  $\text{LuFe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_{4+\delta}$  ( $x=0, 0.05$  и  $0.12$ ). Показано, что частичное замещение железа на Mn приводит к ослаблению ферромагнетизма и сильному подавлению сегнетоэлектрического фазового перехода.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и № 14-02-01177, 13-03-0124915.

[1] А.П. Пятаков, А.К. Звездин, УФН 182, 593 (2012).

[2] K.F. Wang, J.-M. Liu and Z.F. Ren, Advances in Physics 58, 321 (2009).

[3] M.H. Phan, N.A. Frey, M. Angst, et. al, Solid State Communications 150, 341 (2010).

[4] K. Yoshii, N. Ikeda, T. Michiuchi, Y. Yokota, Y. Okajima, Y. Yoneda, Y. Matsuo, Y. Horibe, S. Mori, Journal of Solid State Chemistry 182, 1611 (2009).

## SUPERCONDUCTING SPIN VALVES WITH SPIRAL MAGNETS

**Pugach N.G.<sup>1\*</sup>, Safonchik M.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Skobelsyn Institute of Nuclear Physics Lomonosov Moscow State University, 119991, Moscow*

<sup>2</sup>*Ioffe Institute, 194021, Sankt-Petersburg, Russia*

<sup>\*</sup>*e-mail: pugach@magn.ru*

The proximity effect between a superconductor (S) and a ferromagnet (F) leads to spatial oscillations of the superconducting order parameter with a fast decay into the F layer due to suppression by the exchange magnetic field [1-3]. If the magnetization of the F part is inhomogeneous, the long-range triplet correlations (LRTC) between particles with equal-spin projections also appear [4]. They are not affected by the depairing influence of the exchange field. LRTC penetrates into a magnetic material for a rather large distance, like in a normal metal, and do not oscillate [3]. The experimental evidence of such triplet correlations was revealed by the recent observation of long-range Josephson effect [1,2,5,6], which was an important breakthrough in this domain. Recently also spiral (or conical, like Ho) ferromagnets have been used as elements of complex multilayered magnetic structures [5,7,10], and the corresponding proximity effect was calculated for some configurations [8-10]. All these LRTC magnetic structures [1,2,4-6] contained from 4 to 9 layers of different magnetic and nonmagnetic materials. Such structures demand high requirements to technology and magnetic configuration controlling.

We propose, instead, to use only one magnetic layer with Dzyaloshinsky-Moriya type interaction and intrinsic non-collinear magnetization to create superconducting LRTC spin valves of new type. These junctions are promising for application as elements of magnetic memory for low-temperature electronics, which has become recently a very quickly developing direction of research [11,12] related to the urgent need for energy-efficient logic for supercomputers. Non-collinear magnetic ordering is necessary to convert singlet superconducting correlations into long-range triplet correlations (LRTC) [1-3]. The magnetically controlled appearance of such correlation may be used to change the state of low-temperature spintronics devices. The novel of this proposition is that the spin-valve effect may be realized on only one spiral-magnetic layer. It may be easier fabricated and controlled at contemporary technology. The calculations are based on Green's functions method within the framework of quasiclassical theory of superconductivity in the "dirty" limit using the Usadel equations. Suitable materials for the realization of the proposed structures may be Nb or Al as a superconductor and MnSi like compounds as magnetic material. The existence of different magnetic orientations separated by a potential well may help to solve the problem of half-select for the magnetic memory, developed for superconducting electronics [12].

The work was supported by RFBR, grant N15-52-10045 and the Royal Society, UK.

- [1] M. Eschrig. *Physics Today* 64, 43 (2011).
- [2] J. Linder and J. W. A. Robinson. *Nature Physics* 11, 307 (2015).
- [3] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* 77, 1321 (2005).
- [4] A. I. Buzdin, *Rev. Mod. Phys.* 77, 935 (2005).
- [5] J. W. A. Robinson, J. D. S. Witt, and M. G. Blamire, *Science* 329, 59 (2010).
- [6] T. S. Khaire W. P. Pratt, Jr., and N. O. Birge, *Phys. Rev. Lett.* 104, 137002 (2010).
- [7] I. Sosnin, H. Cho, V. Petrashov, *Phys. Rev. Lett.* 96, 157002 (2006).
- [8] T. Champel, M. Eschrig. *Phys. Rev. B* 72, 054523 (2005).
- [9] C. Wu, O. Valls, K. Halterman. *Phys. Rev. B* 86, 184517 (2012).
- [10] G. Halasz, J. Robinson, M. Blamire, et. al., *Phys. Rev. B* 79, 224505 (2009), *ibid.* 84, 024517 (2011).
- [11] B. Baek, et al. *Nat. Commun.* 5, 3888 (2014).
- [12] T. Larkin, V. Bol'ginov, V. Ryazanov, et. al. *Appl. Phys. Lett.* 100, 222601 (2012).

## MAGNETIC METHODS FOR ESTIMATING THE PHASE COMPOSITION AND ITS VISUALIZATION IN AUSTENITIC STEELS

**Korkh M.K., Korkh Y.V., Kazantseva N.V., Shishkin D.A., Ogneva M.S., Rigmant M.B.\***

*Institute of Metal Physics UB RAS, 620137, Ekaterinburg, Russia*

*\*e-mail: Rigmant@imp.uran.ru*

## МАГНИТНЫЕ МЕТОДЫ ОЦЕНКИ ФАЗОВОГО СОСТАВА И ЕГО ВИЗУАЛИЗАЦИЯ В СТАЛЯХ АУСТЕНИТНОГО КЛАССА

**Корх М.К., Корх Ю.В., Казанцева Н.В., Шишкин Д.А.,**

**Огнева М.С. Ригмант М.Б.**

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

Фазовый состав аустенитно-ферритных хромоникелевых сталей является определяющим фактором при оценке их качества. Помимо фазы аустенита (А), в материале стали обычно содержится исходный феррит (Ф). Во время эксплуатации или ремонте, при воздействии отрицательных или высоких температур и пластических деформаций, в составе аустенитно-ферритной стали может появиться третья фаза - мартенсит деформации (М), которая напрямую влияет на пластичность и степень охрупчивания сталей. Поэтому понятна необходимость фазового контроля таких сталей, которые используются в виду их высоких коррозионных и жаропрочных свойств.

Авторами на протяжении ряда лет разрабатываются методы неразрушающего контроля фазового состава двух и трехфазных аустенитных сталей хромоникелевого класса. В данной работе показана связь магнитных свойств с образованием мартенситной фазы в процессе деформационного распада аустенита [1-3].

Для изучения процесса образования мартенсита на фоне исходного содержания фазы феррита была выбрана литая хромоникелевая жаропрочная сталь 08X21H6M2T с содержанием углерода 0,073%, хрома 20% и никеля 5%. Выбор марки стали был обусловлен тем, что при содержании хрома 20-22% и никеля 5-7% в материале стали может одновременно существовать устойчивое фазовое состояние аустенита, феррита и мартенсита. Данная сталь аустенитно-ферритного класса применяется в промышленности при изготовлении теплообменников, трубопроводов, арматуры и других изделий, работающих при температурах до 300°C. Такая сталь широко используется и за рубежом, аналоги этой стали: 329 и 32900 в США, X2CrNiMoN225 в Германии, и SU329J1 в Японии.

Для получения трехфазной стали (А+Ф+М) из двухфазной (Ф+М) образцы исследуемой стали перед каждым деформационным воздействием охлаждались жидким азотом (-196 °C). Такая термообработка способствует переходу  $\gamma \rightarrow \alpha'$  при последующем деформировании. После этого образцы были исследованы различными методами - магнитными, оптической, электронной и атомно-силовой микроскопии, EBSD-микроанализу и рентгеноструктурному анализу, для подтверждения того, что в составе деформированного материала действительно появился мартенсит деформации.

Было убедительно показано, что магнитные методы контроля фазового состава хромоникелевых сталей и сплавов имеют ряд преимуществ перед большинством современных методов фазового анализа. В частности - магнитные методы контроля имеют большую информативность о контролируемом объекте по сравнению с методами

поверхностного контроля ввиду большой глубины проникновения магнитного поля по сравнению с распространенными методами поверхностного контроля. Кроме того, намагниченность насыщения существенно изменяется с возникновением ферромагнитной фазы мартенсита деформации (рис.1). При этом можно не только с уверенностью утверждать, что после холодного деформирования часть аустенита совершает  $\gamma \rightarrow \alpha'$  превращение с образованием мартенсита деформации, но и **оценить количество этого мартенсита**.

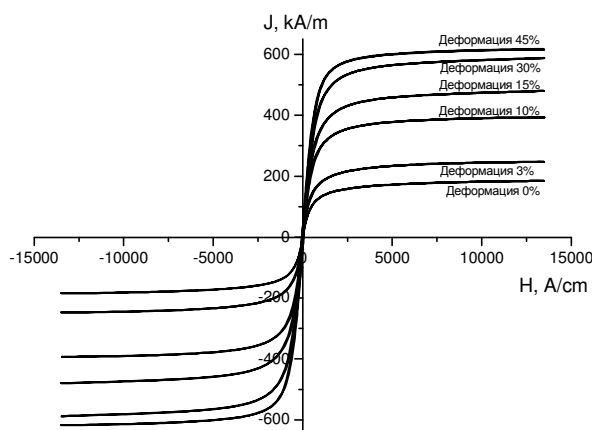


Рис. 1. Предельные петли гистерезиса для набора образцов с содержанием феррита 18%.

С помощью магнитно-силовой микроскопии удалось визуализировать выделение в двухфазном аустенито-ферритном материале однодоменных кластеров третьей фазы – наноразмерного мартенсита деформации (рис.2).

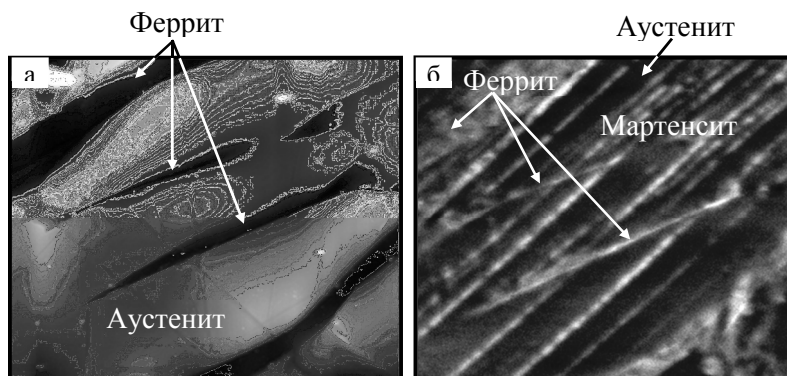


Рис. 2. Топография (а) и магнитно-силовое изображение, (б) участка поверхности для трехфазного образца (аустенит-феррит-мартенсит) после деформации образца с содержанием 16% феррита.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 15-12-00001)

- [1] М.Б. Ригмант, М.К. Корх, Д.И. Давыдов, Д.А. Шишкин, Ю.В. Корх, А.П. Ничипурук, Н.В. Казанцева Дефектоскопия.- №11, с. 28-42 (2015).
- [2] Корх М.К., Ригмант М.Б., Давыдов Д.И., Шишкин Д.А., Ничипурук А.П., Корх Ю.В. Дефектоскопия.- №12, с. 20-33 (2015).
- [3] М.К. Korkh, D.I. Davidov, J.V. Korkh, M.B. Rigmant, A.P. Nichipuruk, N.V. Kazantseva. AIP Conference Proceedings 1683 №, p.20097 (4 pp.) 2015.

## A STUDY OF THE MAGNETIC INHOMOGENEITY IN NANOCRYSTALLINE Fe-Ni FILMS

**Iskhakov R.S., Chekanova L.A. and Vazhenina I.G.\***

*Kirensky Institute of Physics of the Siberian Department RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

*\*e-mail: irina-vazhenina@mail.ru*

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК Fe-Ni

**Исхаков Р.С., Чеканова Л.А., Важенина И.Г.\***

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В.*

*Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, 660036, Красноярск, Россия*

Исследованы спектры стоячих спиновых волн в нанокристаллических пленках Fe-Ni во всем диапазоне концентраций Ni. Пленки были изготовлены методом химического осаждения на стеклянные подложки. Исследования проводились методами рентгеноструктурного анализа, спин-волнового резонанса и методом спин-волновой корреляционной спектроскопии. Результаты измерений позволяют сделать вывод о изменениях атомной структуры в инварианной области концентраций.

Уникальность характеристик, свойственных сплавам Fe-Ni, обеспечивает стабильный интерес для использования этого материала в устройствах в высокочастотной технике [1,2,3] и в области спинтроники [4,5]. Проявляемые аномалии в концентрационных зависимостях свойств связывались с имеющимися в данных сплавах концентрационными и структурными неоднородностями, либо магнитнонеоднородной структурой изготавливаемого образца [6].

Возможности СВР как магнитоструктурного метода были продемонстрированы в цикле теоретико-экспериментальных работ Игнатченко В.А. и Исхакова Р.С.[7, 8]. Обзор работ, содержащих теоретическое и экспериментальное обоснование этого метода, приведен в [9].

Целью настоящей работы является информация о динамических свойствах пленок Fe-Ni сплава и определение из полученных характеристик величины и типа магнитных неоднородностей.

Спектры ФМР и СВР пленок Fe-Ni-P изучались на стандартном спектрометре с частотой накачки резонатора  $f=9.2$  GHz при комнатной температуре. Резонансные поля пиков СВР, как известно [10], удовлетворяют уравнению:

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - \alpha M k_n^2, \quad (1)$$

где  $\omega$  – частота,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение, параметр обмена  $\alpha$  связан с константой обменного взаимодействия  $A$ ,  $M$  – намагниченность,  $k_n$  - волновой вектор  $n$ -ой моды спектра СВР, определяемый соотношением  $k_n = \pi n / d$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ,  $d$  – толщина пленки). Типичные кривые поглощения ФМР и спектры СВР, представлены на рисунке 1.

Основные результаты измерений динамических магнитных параметров можно продемонстрировать концентрационной зависимостью обменной константы  $A$  (рисунок 2а).

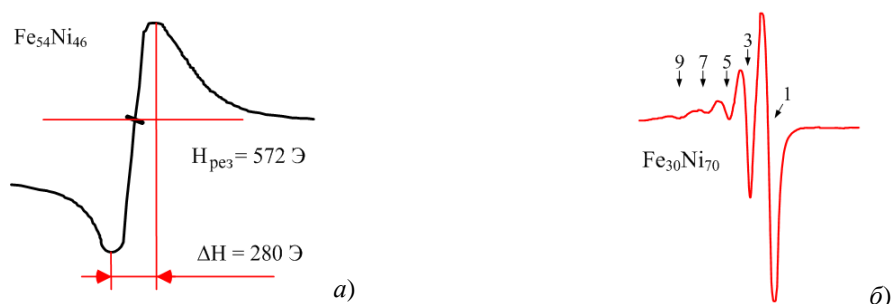


Рис.1. Резонансные кривые поглощения Fe-Ni в параллельной (а) и перпендикулярной (б) геометрии эксперимента.

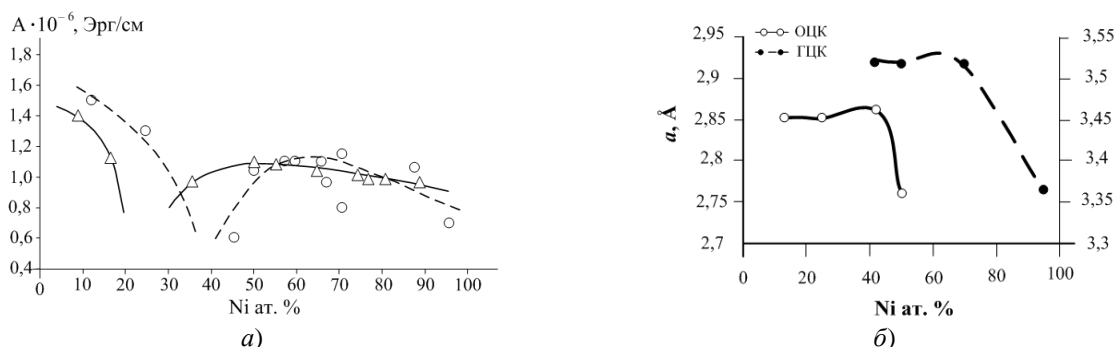


Рис.2. Концентрационные зависимости константы обменного взаимодействия (а) (○ – для пленок, полученных в данной работе и Δ для данных работы [11]); величины постоянной решетки (б) от содержания Ni.

Данные о фазовом составе обобщены в концентрационной зависимости величины постоянной решетки (рисунок 2б). Согласованность областей со значениями экстремумов на концентрационных зависимостях величины обменной константы и постоянной решетки служит, с нашей точки зрения, подтверждением факта взаимосвязи между структурой и проявляемыми магнитными свойствами материала, обусловленными наличием магнитно-неоднородной структуры. Исследование методом спин-волнового резонанса модификаций закона дисперсионной кривой позволило установить вклады флуктуирующих магнитных параметров (обмена и намагниченности) в сформированные магнитоструктурные неоднородности.

Научное исследование выполнено при поддержке РФФИ проекты № 15-08-06673, 16-03-00969 и РФФИ – ККФН р-сибирь-а проект № 15-42-04171.

- [1] A.E. Berkowitz, K. Takano, J. Magn. Magn. Mater, V. 200, Issues 1-3. P. 552-570 (1999).
- [2] M. Ali, C.H. Marrow, B.J. Hickey, Phys. Rev. B, V. 67. P. 172405-1-172405-4 (2003).
- [3] R.D. McMichael, M.D. Stiles, P.J. Chen, W.F. Egelhoff, Phys. Rev. B, V. 58. P. 8605-8612 (1998).
- [4] В.О. Васьковский, и др. Журнал технической физики, Т. 85, вып 1. С. 118 – 125 (2015).
- [5] И.В. Блинов, Т.П. Кринцина, М.А. Миляев, В.В. Попов, В.В. Проглядо, В.В. Устинов, Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований, № 10. Стр. 769-773 (2015).
- [6] В.Л. Седов, Антиферромагнетизм гамма-железа. Проблема Инвара. - М.: Наука. 1987. - 288 с.
- [7] В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков, ЖЭТФ. Т.75, №4(10). С.1438-1443 (1978).
- [8] В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков, ЖЭТФ. Т.74, №4. С.1386-1393 (1978).
- [9] В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков. Сборник научных трудов Магнитные свойства кристаллических и аморфных сред. – Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1989. С. 128-147.
- [10] C. Kittel. Phys. Rev. Vol. 110, № 6. P. 1295-1297 (1958).
- [11] Русов, Г.И. Ферромагнитный спин-волновой резонанс в тонких магнитных пленках: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.11/ Русов Глеб Иванович. – Красноярск, 1966. – 149 с.

**NONLINEAR INTERACTIONS OF SURFACE ELASTIC WAVES WITH  
MAGNETIZATION IN NI FILMS****V.S. Vlasov<sup>1,2\*</sup>, J. Janusonis<sup>3</sup>, C.L. Chang<sup>3</sup>, A.M. Lomonosov<sup>2</sup>, V. Shalagatskiy<sup>2</sup>, L.N. Kotov<sup>1</sup>,  
R.I. Tobey<sup>3</sup>, V.V. Temnov<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*Syktvykar State University named after Pitirim Sorokin, 167000, Syktvykar, Russia*<sup>2</sup>*IMMM CNRS 6283, Université du Maine, 72085 Le Mans cedex, France*<sup>3</sup>*Zernike Institute for Advanced Materials, University of Groningen, 9747AG Groningen, The Netherlands**\*e-mail: vlasovv78@mail.ru*

The work investigates nonlinear magnetoelastic interactions between surface acoustic waves and ferromagnetic resonance (FMR). Let us consider a thin ferromagnetic film deposited on a nonmagnetic dielectric substrate with a constant magnetic field applied in the sample plane. Two types of elastic waves propagating along the surface of the film were taken to account: Rayleigh Surface Acoustic Wave (SAW) and Surface Skimming Longitudinal Wave (SSLW). Excitation of FMR harmonics by elastic waves were calculated within the framework of a theoretical model taking into account of Landau-Lifshits-Gilbert (LLG) dynamics, boundary conditions for the magneto-elastic stresses and the equations for the elastic displacements. The effective magnetic field consists of the external DC magnetic field (with an arbitrary in-plane orientation with respect of elastic wave vector), demagnetizing field, and a time-dependent magnetoelastic field. The latter is determined by SAW and SSLW strain elements. The equations for the magnetic oscillations subject to the influence of the elastic wave were derived by first and second order perturbation theory. The nonlinear interaction of the elastic waves with a magnetic oscillator leads to SAW+SSLW and SSLW+SSLW harmonic generation. The magnetic precession amplitude dependences on the DC magnetic field at different angles between the DC magnetic field and the direction of acoustic k-vector were obtained.

In the experimental part of the work we generate the surface elastic waves using the all-optical transient grating (TG) geometry [1], and then monitor, in real time, the coupling between the elastic waves and material magnetization by Faraday rotation of a transmitted beam. The measurements were performed on in plane magnetized polycrystalline nickel films, ranging in thickness from 20nm to 80nm, grown on soda lime glass substrates (microscope slides). We show the excitation of FMR by the passing elastic wave [2]. The dependencies of the Faraday rotation at SAW+SSLW and SSLW+SSLW frequencies on the DC magnetic field at different angles between DC magnetic field and propagation direction of the elastic waves were measured and compared with theoretical model.

Funding from Nouvelle equipe, nouvelle thematique et Strategie internationale NNN-Telecom de la Region Pays de La Loire, Alexander von Humboldt Stiftung, The Ministry of Education and Science of the Russian Federation (project № 1503) is gratefully acknowledged.

[1] J. Janusonis, C. L. Chang, P. H. M. van Loosdrecht, R. I. Tobey, Applied Physics Letters V. 106, 181601 (2015).

[2] J. Janusonis, C.L. Chang, T. Jansma, A. Gatilova, A.M. Lomonosov, V. Shalagatskiy, V.S. Vlasov, V.V. Temnov, R.I. Tobey, e-print arXiv:1601.04350 (2016).

## HYSTERESIS PROPERTIES OF FeMn/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>/Co-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> MULTILAYERS

**Gorkovenko A.N.**,\* **Lepalovskij V.N.**, **Kulesh N.A.** and **Vas'kovskiy V.O.**

*Ural Federal University, 600002, Ekaterinburg, Russia*

\**e-mail: a.n.gorkovenko@urfu.ru*

Magnetic and magnetoresistive properties of multilayers comprising ferromagnetic layers separated by conductive or dielectric spacers were extensively described in the literature [1]. Significantly less attention paid to the magnetic structures with metal-dielectric composite spacers [2]. At the same time, such films could be of interest due to the specific features of the exchange coupling between the ferromagnetic layers through the composite spacer. In this work we investigated influence of the composition and thickness of the Co-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> spacer on the interlayer coupling in FeMn/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>/Co-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> multilayers.

SiO<sub>2</sub>/Ta(5)/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>(5)/FeMn/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>(40)/Ta(5) (in parentheses thickness in nm is specified) multilayers obtained by magnetron sputtering onto glass substrates were investigated. Most of the layers have an auxiliary role providing the exchange fixation of the outer permalloy layer with the thickness of 40 nm. The source of the fixation was FeMn antiferromagnetic layer, which required specific crystal structure, which was formed by introduction of the inner layers of Ta and permalloy with thicknesses of 5 nm [3]. Co<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>100-x</sub> spacer with thickness of  $L$  was introduced into the outer layer of permalloy dividing it into two sublayers of equal thicknesses: external and internal. Thus, the parameters of magnetization reversal of Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>(20)/Co-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>( $L$ )/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>(20) structural block were analyzed. The internal sublayer was exchange coupled to the FeMn layer. The thickness  $L$  of the spacer was varied in the range from 0 to 8 nm for three concentrations of the metallic phase  $x = 0, 11, 40$  at.%. Magnetic properties were measured using a VSM and the MOKE magnetometer.

Figure 1 shows a hysteresis loop of the Ta(5)/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>(5)/Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub>(20)/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>(20)/Co<sub>40</sub>-(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>60</sub>(3)/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>(20)/Ta(5) multilayer, measured by VSM. It can be seen, that it has a three-stage appearance, which is typical for the majority of such films. The "stages" with exchange bias fields  $H_{e1}$  and  $H_{e2}$  reflect the reversal of the internal and external permalloy sublayer respectively.

Figure 2 gives a general quantitative characteristic of the hysteresis properties of FeMn/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>(20)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>( $L$ )/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>(20) block with the variable thickness of the nonmagnetic spacer. It is interesting to consider the dependencies of both the exchange bias field and coercivity. As can be seen in figure 2,  $a$ , for small  $L$ , when magnetization of the entire block reverses by a single hysteresis loop, i.e.  $H_{e1}=H_{e2}$ , the introduction of the spacer leads to a significant overall decrease of the exchange bias field. For spacer thicknesses greater than 0,5 nm, the block becomes divided magnetically into two sublayers. Characteristics of sublayers vary with the increase of  $L$  predictably:  $H_{e1}$  monotonically increases and  $H_{e2}$  monotonically decreases.

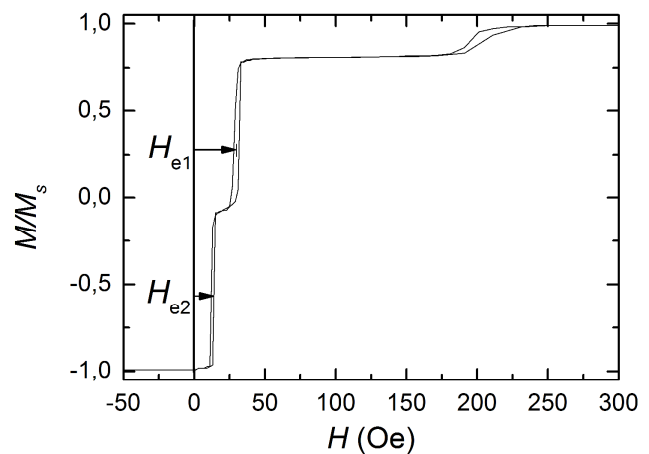


Fig. 1. Hysteresis loop of Ta(5)/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>(5)/Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub>(20)/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>(20)/Co<sub>40</sub>-(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>60</sub>(3)/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>(20)/Ta(5) multilayer.



The coercivity of  $\text{FeMn}/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(20)/\text{Al}_2\text{O}_3(L)/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(20)$  block is also changing in a specific manner with  $L$  increasing (figure 2, *b*). At the initial stage, there is some increase its coercivity. It is rather a consequence of the increase of structural inhomogeneity introduced by the thin and possibly discontinuous spacer. In the transition to the separate magnetization reversal of the sublayers, the situation changes significantly. The coercivity of the internal sublayer continues to grow with  $L$  increasing, whereas the coercivity of the external sublayer is substantially reduced. Both regularities have natural explanation if, we consider the weakening of the exchange coupling between the sublayers.

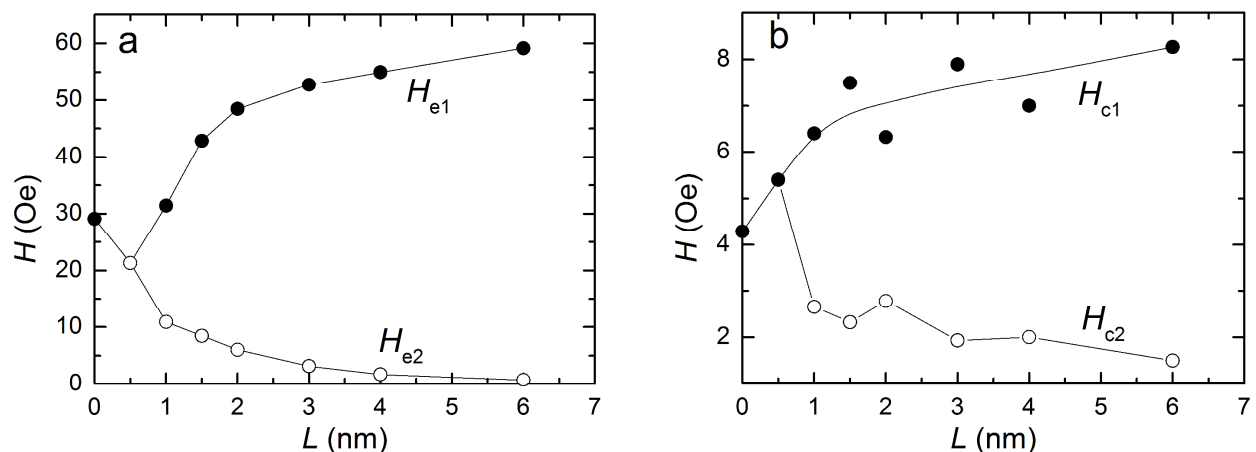


Рис. 2. The dependences of the exchange bias field  $H_e$  (a) and coercivity  $H_c$  (b) of the sublayers of  $\text{FeMn}/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(20)/\text{Al}_2\text{O}_3(L)/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(20)$  block on spacer thickness.

Within the model of the uniform rotation of magnetization in the coupled permalloy sublayers was obtained qualitative agreement between the calculated and the experimental dependences of exchange bias field on spacer thickness. However, direct observation of the domain structure showed, that the magnetization reversal of the sublayers takes place by shift the domain walls. Moreover, the antiparallel orientation of the magnetization in the exchange coupled permalloy sublayers is accompanied by the formation of volumetric magnetic inhomogeneity, which can be interpreted as a ripple of magnetization.

The increase of Co concentration in the spacer leads to a number of features in the dependences of the structural block hysteresis properties on the layer thickness. Firstly, separate magnetization reversal of the permalloy sublayers was observed for the thicker spacer. Secondly, the decrease of  $H_{e2}$  with spacer thickness increasing became smoother and led to the slight decrease of  $H_{e3}$  value. Thirdly, the coercivity of the internal sublayer did not demonstrate the pronounced growth with the increase of the spacer thickness.

The reported study was funded by RFBR according to the research project No. 16-32-00327 мол\_a.

- [1]. J. Nogues and I. K. Schuller, JMMM, V. 192, P. 203–232 (1999).
- [2]. J. Gómez, J. L. Weston and A. Butera, J. Appl. Phys. V.100, P. 053908 (2006).
- [3]. V.O. Vas'kovskiy, V.N. Lepalovskij, A.N. Gorkovenko, P.A. Savin, N.A. Kulesh and N.N. Shchegoleva, IEEE Transactions on magnetics, V.50, N. 11, P. 4800504 (2014).

## MICROMAGNETIC SIMULATION OF TWO-DIMENSIONAL NANOLAYER WITH RANDOM MAGNETIC ANISOTROPY

**Felk V.A.<sup>1\*</sup>, Komogortsev S.V.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Siberian State Aerospace University, 660014, Krasnoyarsk, Russia*

<sup>2</sup>*Kirensky Institute of Physics, SB Russian Academy of Sciences, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

*\*e-mail: vlaf80@mail.ru*

## МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУМЕРНОГО НАНОСЛОЯ СО СЛУЧАЙНОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

**Комогорцев С.В.<sup>1</sup>, Фельк В.А.<sup>2\*</sup>**

<sup>1</sup>*Институт физики имени Л. В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*

<sup>2</sup>*Сибирский государственный аэрокосмический университет имени М. Ф. Решетнева,  
660014, Красноярск, Россия*

Магнитные слои являются важной частью многих планарных структур наноэлектроники. Оптимизация свойств этих слоев строится на детальном понимании их связи с магнитной микроструктурой. Один из мощных методов решения этой проблемы – микромагнитное моделирование. В работе представлены результаты, полученные микромагнитным моделированием нанослоя со случайной локальной анизотропией и двумерными магнитными корреляциями в пакете ООММФ.

Общие особенности большинства микромагнитных моделей тонких плёнок заключаются в следующем. Плёнка состоит из кристаллитов оси легкого намагничивания которых, ориентированы случайным образом. Кроме того, между кристаллитами осуществляется обменное взаимодействие. В нашей модели магнитного нанослоя по толщине укладывается один кристаллит. Магнитные корреляции распространяются в плоскости нанослоя. Для высоких полей, задачи о кривой намагничивания и особенностях микромагнитной структуры решены аналитически [1-2]. Кривая намагничивания в полях, сравнимых с коэрцитивным полем ( $H_c$ ), описывается с помощью оценок, основанных на модели случайной магнитной анизотропии (RMA). Эта модель предсказывает квадратичный рост  $H_c$  в зависимости от размера кристаллита  $D$  для материалов с двумерными магнитными корреляциями. Нами обнаружено, что зависимость  $H_c$  от  $D$  содержит участок, характеризующийся более резким изменением, чем квадратичный. Последнее интерпретируется формированием в магнитной микроструктуре топологических дефектов. Исследовано изменение топологического заряда, и корреляционных функций намагниченности с увеличением внешнего поля. Показано, что топологический заряд имеет осциллирующее поведение в зависимости от внешнего поля. Исследована неоднородная магнитная структура при наличии диполь-дипольного взаимодействия и его отсутствии. Показано, что влияние беспорядка параметра обмена между кристаллитами на кривые намагничивания можно проводить с помощью теории эффективной среды.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, грант № 16-03-00256, 15-08-06673 и RFBR-KRFS 15-42-0417.

[1] H. Hoffmann, J. Appl. Phys., 35 (6), 1790 (1964).

[2] Ignatchenko V. A. (1968), Zh. Éksp. Teor. Fiz., 54, 303. [Sov. Phys. JETP 27, 162 (1968)].

## MAGNETIC-FIELD-INDUCED DEFORMATION OF NiMnGa SHAPE MEMORY ALLOY

Kuchin D.S.<sup>1\*</sup>, Koledov V.V.<sup>1</sup>, Kamantsev A.P.<sup>1</sup> and Dilmieva E.T.<sup>1</sup><sup>1</sup>Kotel'nikov Institute of Radio-engineering and Electronics of RAS, 125009, Moscow, Russia

\*e-mail: rexby@list.ru

МАГНИТОИНДУЦИРОВАННАЯ ДЕФОРМАЦИЯ СПЛАВА NiMnGa  
С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫКучин Д.С.<sup>1\*</sup>, Коледов В.В.<sup>1</sup>, Каманцев А. П.<sup>1</sup>, Дильмиева Э.Т.<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009, Москва,

Россия

В последнее время большой интерес исследователей привлекают ферромагнитные сплавы с эффектом памяти формы [1, 2]. Установка по изучению термомеханических свойств [3] образцов в виде лент или пластин была помещена в поле магнита Битера. Для образца сплава Ni<sub>2.16</sub>Mn<sub>0.84</sub>Ga были получены зависимости изгибной деформации от температуры в различных магнитных полях индукцией до 10 Тл (рис. 1). Обнаружено, что температуры начала и конца прямого (Ms, Mf) и обратного (As, Af) мартенситного превращения смещаются в горячую область при включении магнитного поля. Величина этого смещения составила примерно 0,5 °С/Т (рис. 2). Также были получены зависимости деформации от магнитного поля при различных постоянных значениях температуры. Установлено, что для данного образца сплава при 41 °С имеет место практически полный переход из аустенитной фазы в мартенситную и обратно при включении и отключении магнитного поля 10 Тл.

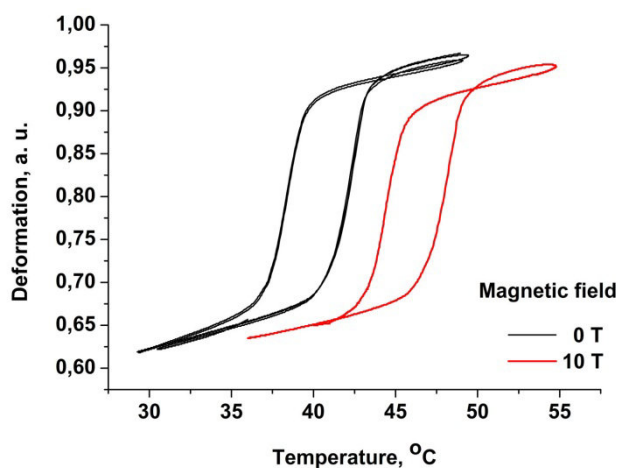


Рис. 1. Исследование зависимости изгибной деформации образца сплава от температуры в магнитном поле.

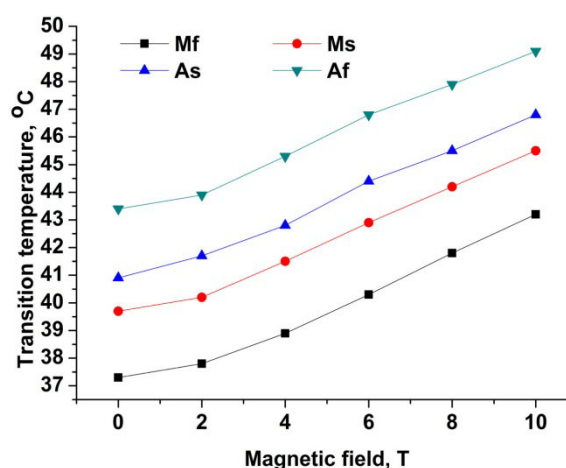


Рис. 2. Зависимость характерных температур прямого и обратного мартенситного превращения от индукции магнитного поля.

[1]. Bruno N. M. et al. High-field magneto-thermo-mechanical testing system for characterizing multiferroic bulk alloys //Review of Scientific Instruments. – 2015. – Т. 86. – №. 11. – С. 113902.

[2]. Monroe J. A. et al. Direct measurement of large reversible magnetic-field-induced strain in Ni–Co–Mn–In metamagnetic shape memory alloys //Acta Materialia. – 2012. – Т. 60. – №. 20. – С. 6883-6891.

[3]. Shelyakov A. V. et al. Melt-spun thin ribbons of shape memory TiNiCu alloy for micromechanical applications //International Journal of Smart and Nano Materials. – 2011. – Т. 2. – №. 2. – С. 68-77.

## UNIDIRECTIONAL ANISOTROPY AND MAGNETIC DOMAIN STRUCTURE OF FeNi/FeMn MULTILAYERS WITH VARIABLE FeMn THICKNESS

Kulesh N.A.<sup>\*</sup>, Trubin A.V., Vas'kovskiy V.O.

Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia

<sup>\*</sup>e-mail: nikita.kulesh@urfu.ru

Thin magnetic films containing exchange coupled antiferromagnetic (AFM) and ferromagnetic (FM) layers continue to be an important object of research due to the numerous applications in sensor devices and spintronics. Despite the long history of the exchange bias (EB), there are still many opened questions, which are mostly related to the magnetic state of the AFM layer and the detailed mechanism behind the EB phenomena [1]. In this work we investigated one of the most popular exchange coupled systems Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>/FeMn and considered the influence of the FeMn thickness on the EB field, Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> (Py) coercivity, and magnetic domain structure appearing during magnetization reversal.

Samples were synthesized by means of the magnetron sputtering onto the glass substrate with the presence of the uniform in-plane magnetic field of 250 Oe. Final multilayer structure was Ta(5)/Py(5)/FeMn(L)/Py(40)/Ta(5), where thicknesses in nanometers are given in parenthesis. It should be noted, that all the thicknesses are nominal and were determined using the preliminary measured sputtering rates. The auxiliary seed Ta and thin Py layers were introduced to induce fcc crystal structure in FeMn, top Ta was added as a protective layer (details can be found in [2]). Relatively low thickness of the multilayer allowed us to use MOKE for characterization of hysteresis properties and simultaneous observation of the domain structure. In most cases the spot area size was 400 by 400 micrometers. Both FM and AFM layers were confirmed to be in the polycrystalline state by means of x-ray diffractometry.

In order to consider the transition range including zero and near-saturation EB, we choose FeMn thickness  $L$  from 2 to 20 nm. As a reference sample of Py not coupled to AFM, we used Ta(5)/Py(40)/Ta(5) film deposited in the same conditions. In Fig.1 dependencies of hysteresis properties of Py(40) layer on the thickness of the FeMn layer are presented. Typical behavior is observed for both  $H_e$  and  $H_c$ , demonstrating sharp increase of EB field between 4 and 6 nm accompanied by the coercivity peak appearing due to the large number of unpinned or weakly pinned uncompensated AFM moments in the interface. At the maximum FeMn thickness EB reaches maximal value of 42 Oe, which corresponds to the unidirectional anisotropy constant  $J_K = 0.13 \text{ erg/cm}^2$ . Using simple classical EB model [3] and the obtained critical value of  $L$ , it is possible to estimate uniaxial anisotropy constant of FeMn, which in our case was  $1.7 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ . The calculated value is higher than the one reported earlier ( $1.35 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$  [4]), which might indicate better magnetic and crystal structure obtained for our samples due to the presence of the seed layers.

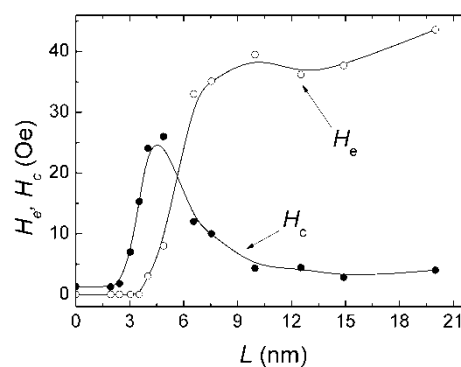


Fig.1. Dependencies of EB field  $H_e$  and coercivity  $H_c$  on FeMn thickness  $L$  measured for Py(40) layer in Ta(5)/Py(5)/FeMn(L)/Py(40)/Ta(5) multilayer.

Preliminary results on magnetic domain structure were obtained on the free Py layer in the Ta(5)/Py(40)/Ta(5) film. The domain pattern was typical for a thin magnetically soft polycrystalline film. Along the easy magnetization axis (EA), reversal takes place by the cross-tie domain wall sweeping across the sample (Fig. 2, a). Under application of the external magnetic field along the hard magnetization axis (HA), system of interactive low-angle domain walls appears, which is typical for a polycrystalline film.

Some differences were observed on samples with thin ( $< 3.5$  nm) FeMn layer under application of the external field along the EA, including changes in a distance between the cross-ties and their asymmetry. The significant difference in domain structure appeared for the film with  $L = 3.5$  nm. If the external magnetic field applied along the EA, complicated low-angle domain pattern is observed (Fig. 2, b), which is similar to the one typical for polycrystalline films with rather high anisotropy dispersion. Finally, for the films with nonzero EB, hysteresis loops measured along the EA becomes asymmetric. On the loop side with partial magnetization rotation, magnetization ripple appears inside the shrinking domain, which is followed by the stronger low-angle pattern (Fig. 2, c).

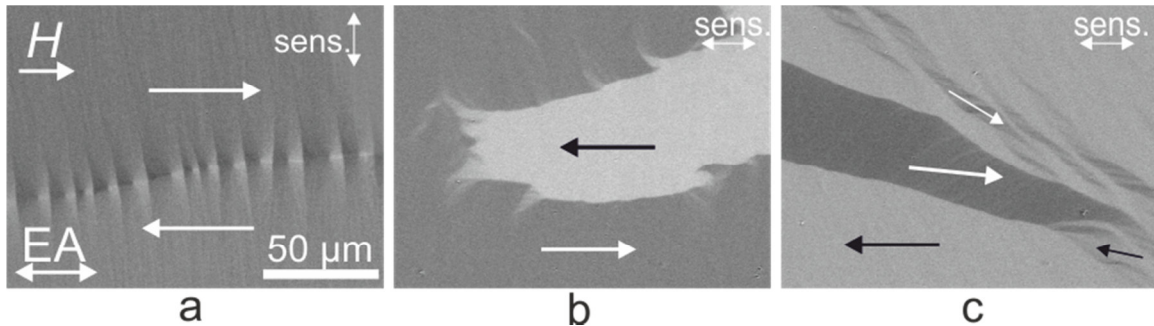


Fig.2. Magnetic domain structure obtained on Ta/Py/Ta (a) and Ta(5)/Py(5)/FeMn(L)/Py(40)/Ta(5) with  $L = 3.5$  nm (b), and  $L = 12.5$  nm (c).

In conclusion, we considered FeMn/Py exchange coupled system with various FeMn thicknesses. From the dependency of EB field on AFM thickness, maximal exchange anisotropy constant  $J_K$  and uniaxial magnetic anisotropy constant  $K_{AF}$  were estimated. Magnetic domain structure appearing during the magnetization process was analyzed. The observed transition from cross-ties to asymmetric cross-ties and to the complex low-angle magnetization ripple pattern was explained by the appearance of pinned and unpinned uncompensated magnetic moments in the AFM part of the interface.

This work was supported by The Russian Foundation for Basic Research (grant 16-32-00132 mol\_a).

- [1] I.K. Schuller, R. Morales, X. Battle, U. Nowak, G. Gutentherodt, JMMM. V.416, P. 2-9 (2016).
- [2] V.O. Vas'kovskiy, V.N. Lepalovskij, A.N. Gor'kovenko, N.A. Kulesh, P.A. Savin, A.V. Svalov, E. A. Stepanova, N.N. Shchegoleva, A.A. Yuvchenko, Technical Physics. V.60, N. 1, P. 116-122 (2015).
- [3] W.H. Meiklejohn, J. Appl. Phys. V. 33, P. 1328 (1962).
- [4] D. Mauri, E. Kay, D. Scholl, J.K. Howard, J. Appl. Phys. V. 62, P. 2929 (1987).

## **POSTER SESSION**

### **PB. SOFT MAGNETIC MATERIALS**

**MICROSTRUCTURE AND SOFT MAGNETIC PROPERTIES OF  $\text{Co}_{58}\text{Ni}_{10}\text{Fe}_5\text{B}_{16}\text{Si}_{11}$  BULK AMORPHOUS COATINGS PREPARED BY PLASMA SPRAYING****Denisova E.A.<sup>1\*</sup>, Komogortsev S.V.<sup>1</sup>, Nemtsev I.V.<sup>2</sup>, Iskhakov R.S.<sup>1</sup>, Lepeshev A.A.<sup>3</sup>, Bondarenko G.N.<sup>4</sup>, Saunin V.N.<sup>5</sup>, Telegin S.V.<sup>5</sup> and Shepeta N.A.<sup>5</sup>**<sup>1</sup>*Kirensky Institute of Physics SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*<sup>2</sup>*Krasnoyarsk Scientific Center SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*<sup>3</sup>*Siberian Federal University, 660041, Krasnoyarsk, Russia*<sup>4</sup>*Institute of Chemistry and Chemical Technology SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*<sup>5</sup>*Siberian State Aerospace University, 660037, Krasnoyarsk, Russia*

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

**МИКРОСТРУКТУРА И МАГНИТОМЯГКИЕ СВОЙСТВА ОБЪЕМНЫХ АМОΡФНЫХ ПОКРЫТИЙ  $\text{Co}_{58}\text{Ni}_{10}\text{Fe}_5\text{B}_{16}\text{Si}_{11}$ , ИЗГОТОВЛЕННЫХ МЕТОДОМ ПЛАЗМЕННОГО НАПЫЛЕНИЯ****Денисова Е.А.<sup>1\*</sup>, Комогорцев С.В.<sup>1</sup>, Исхаков Р.С.<sup>1</sup>, Немцев И.В.<sup>2</sup>, Лепешев А.А.<sup>3</sup>, Бондаренко Г.Н.<sup>4</sup>, Саунин В.Н.<sup>5</sup>, Телегин С.В.<sup>5</sup>, Шепета Н.А.<sup>5</sup>**<sup>1</sup>*Институт физики им.Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*<sup>2</sup>*Красноярский научный центр СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*<sup>3</sup>*Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, Россия*<sup>4</sup>*Институт химии и химической технологии СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*<sup>5</sup>*Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М.Ф. Решетнева, 660037, г. Красноярск, Россия*

Решетнева, 660037, г. Красноярск, Россия

Интерес к аморфным и нанокристаллическим сплавам  $\text{Co}_{58}\text{Ni}_{10}\text{Fe}_5\text{B}_{16}\text{Si}_{11}$  обусловлен техническими характеристиками этого материала (нулевая магнитоотрицательность, высокий уровень начальной и максимальной магнитной проницаемости и т.д.). Для практического применения требуется создание массивного материала, сохраняющего свойства наноструктурированных порошков. Метод плазменного напыления при создании объемных наноструктурированных материалов имеет ряд преимуществ, так как позволяет наносить покрытия на изделия сложной формы. Плазменное напыление покрытий позволяет формировать материалы в аморфном и наноструктурном состоянии за счет ограничения времени пребывания напыляемых частиц в расплавленном состоянии и высоких скоростей их охлаждения на подложке до  $10^8$  К/с. Ранее было установлено, что наилучший уровень магнитных характеристик сплавов на основе кобальта для экранирования электромагнитного излучения может быть получен в случае определенного соотношения аморфной и нанокристаллической фаз в материале. Такая аморфно-кристаллическая структура может быть получена несколькими методами: либо при нагреве аморфного сплава, либо на ранних стадиях кристаллизации в условиях резкого охлаждения расплава. В нашей работе использованы оба подхода: изучена модификация структуры и магнитных характеристик объемных наноструктурированных сплавов  $\text{Co}_{58}\text{Ni}_{10}\text{Fe}_5\text{B}_{16}\text{Si}_{11}$ , при изменении скорости закалки покрытий и под воздействием термообработки первоначально аморфного сплава.

Аморфные покрытия сплава  $\text{Co}_{58}\text{Ni}_{10}\text{Fe}_5\text{B}_{16}\text{Si}_{11}$  с толщиной до 1мм были изготовлены методом плазменного напыления из порошков, полученных размолотом аморфной ленты. Плазменное напыление (ПН) проводилось на медную охлаждаемую основу в среде аргоно-гелиевой плазмы при помощи дугового разряда. Скорость закалки изменялась посредством

варьирования температуры подложки ( $T_s$ ) от 20°C до 400°C. Термообработка проводилась в течение 30 минут в атмосфере аргона. Полученные образцы исследовались методами электронной микроскопии и рентгеновской дифракции. Исследованы интегральные (ширина линии ФМР, коэрцитивная сила) и основные (намагниченность насыщения, константа обменного взаимодействия, величина поля локальной анизотропии) магнитные характеристики покрытий.

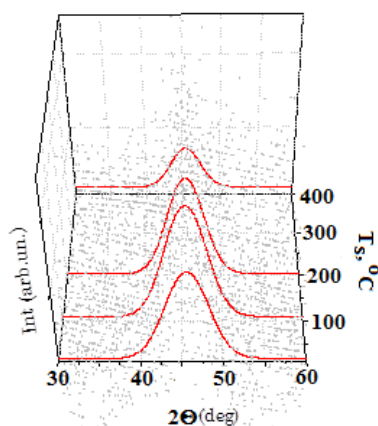


Рис.1. Дифрактограммы покрытий сплава  $Co_{58}Ni_{10}Fe_5B_{16}Si_{11}$ , изготовленных при различных температурах подложки.

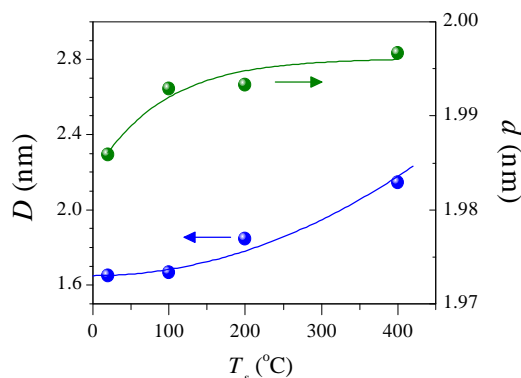


Рис.2. Зависимости величины области когерентного рассеяния  $D$  и  $d$  – условного «межплоскостного расстояния» от температуры подложки ( $T_s$ ).

Установлено, при температуре отжига ( $T_{от}$ ) или температуре подложки менее 400°C покрытия из сплава  $Co_{58}Ni_{10}Fe_5B_{16}Si_{11}$  остаются рентгеноаморфными (рис.1). Результаты аппроксимации аморфного гало с помощью функции Гаусса приведены на рис.2. Величина «условного межплоскостного расстояния», определенная по центру максимума стремится к значению, характерному для линии 100 ГЦК кобальта. По термомагнитным кривым был проведен магнитофазовый анализ: было обнаружено, что сплав гетерофазен при всех  $T_s$ . Зарегистрировано 2 аморфные магнитные фазы с температурами Кюри  $T_{C1}=550K$  и  $T_{C2}=840K$ . Причем объемная доля фазы1 ~ 90% в сплаве с максимальной скоростью закалки, т.е. фаза1 является матрицей с зернами фазы 2. Увеличение  $T_s$  стимулирует выделение фазы 2, увеличение ее весовой доли. При повышении  $T_{от}$  до 400 °C происходит смена матрицы. При  $T_{от}=300°C$  фиксируется выделение дополнительной фазы с  $T_{C3}=640K$ . Наибольшее значение магнитной проницаемости  $20 \cdot 10^3$  и минимальное значение коэрцитивной силы 0,3Э наблюдается при весовой доле фазы1 50%, фазы 3 -30%. Измерение кривых намагничивания  $M(H)$  в исследуемых образцах показали, что приближение намагниченности к насыщению в диапазоне от 1 до 3 кЭ осуществляется как  $M \sim H^1$ . Эта зависимость указывает на то, что размерность яри намагничивания равна 2 как в тонких пленках, что возможно в случае если зерна сплава  $Co_{58}Ni_{10}Fe_5B_{16}Si_{11}$  в покрытиях анизотропны (длина зерен в несколько раз превышает толщину). В высокополевой части этих кривых ( $H > 4кЭ$ )  $M(H)=M_0(1-DH_a^2/H^2)$ . Последнее позволило вычислить величину поля локальной анизотропии  $H_a$ . Немонотонный характер зависимости  $H_a(T_{om})$  коррелирует с фазовыми превращениями, происходящими под воздействием термообработки в объемных аморфных покрытиях исследуемого сплава.

Работа выполнена при поддержке грантов: РФФИ проекты № 15-08-06673 и 16-03-00969, РФФИ – ККФН р-сибирь-а проект № 15-42-04171



**LOW-DIMENSIONAL CORRELATIONS OF MAGNETIZATION AND LOCAL  
MAGNETIC ANISOTROPY IN THE IRON-BASED AMORPHOUS AND  
NANOCRYSTALLINE RIBBONS**

**Komogortsev S.V.<sup>\*</sup>, Iskhakov R.S., Balaev A.D.**

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

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

**АНИЗОМЕРНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ НАМАГНИЧЕННОСТИ И ЛОКАЛЬНОЙ  
МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В ЛЕНТАХ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И  
АМОРФНЫХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА**

**Комогорцев С.В.<sup>\*</sup>, Исхаков Р.С., Балаев А.Д.**

*Институт физики СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*

Для описания макроскопических и микроскопических характеристик наноматериала используется модель случайной анизотропии. Согласно этой модели, характеристики необратимой кривой намагничивания определяются магнитной анизотропией усредненной в объеме стохастического магнитного домена. Для ансамбля ферромагнитно связанных зерен (размером  $2R_c$  со случайно ориентированной в пространстве осью легкого намагничивания) усредненная анизотропия задается соотношением  $\langle K \rangle \sim K \cdot (R_c / \delta)^{2d/(4-d)}$ , где  $d$  – пространственная размерность упаковки зерен,  $\delta = \sqrt{A/K}$  – масштаб обменных корреляций,  $A$  – величина обменного взаимодействия. Приближение намагниченности к насыщению может быть определена выражением [1]:  $\Delta M \sim (R_c / \delta)^4 \cdot (R_H / R_c)^{4-d}$ , где  $R_H = \sqrt{2A / (M_s \cdot H)}$  – длина обменных корреляций в магнитном поле  $H$ . Намагничивание в области приближения к насыщению описывается степенными законами  $H^{-3/2}$ ,  $H^{-1}$  и  $H^{-1/2}$  для одно-, дву- или трехмерных структур.

В данном докладе мы сообщаем об изучении областей обменной корреляции (стохастических магнитных доменов) в фольгах нанокристаллических сплавов FeCoB, Fe<sub>73.5</sub>Si<sub>13.5</sub>B<sub>9</sub>Nb<sub>3</sub>Cu<sub>1</sub>, Fe<sub>73</sub>Si<sub>16</sub>B<sub>7</sub>Nb<sub>3</sub>Cu<sub>1</sub> путем анализа необратимых и обратимых кривых намагничивания. Мы покажем, что в этих фольгах, атомная структура которых образована трехмерной упаковкой зерен, формируются анизомерные стохастические магнитные домены и анизомерная рябь намагниченности. Экспериментальные зависимости магнитных характеристик фольг аморфного и нанокристаллических ферромагнитных сплавов на основе FeCoB – зависимость коэрцитивной силы от размера зерна (ленты FeCoB) и зависимость намагниченности от внешнего поля в области приближения намагниченности к насыщению (ленты FeCoB, Fe<sub>73.5</sub>Si<sub>13.5</sub>B<sub>9</sub>Nb<sub>3</sub>Cu<sub>1</sub>, Fe<sub>73</sub>Si<sub>16</sub>B<sub>7</sub>Nb<sub>3</sub>Cu<sub>1</sub> при 50 К и выше) свидетельствуют о формировании анизомерных стохастических доменов в данных материалах. Причиной подобного эффекта может выступать анизомерность корреляционного радиуса в атомной микроструктуре сплавов. Предложены неравенства, определяющие неравноосную «форму» таких неоднородностей.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ проекты № 16-03-00256, 16-03-00969, 15-08-06673, РФФИ – ККФН р-сибирь-а проект № 15-42-04171.

[1] R. S. Iskhakov, S. V. Komogortsev, A. D. Balaev, and A. A. Gavriluk, J. Magn. Magn. Mater., V. 374 P. 423–426 (2015).

## POLYMER COATING INFLUENCE ON MAGNETIC PROPERTIES OF CO-BASED AMORPHOUS ALLOYS

**Mazeeva A.K., Kuznetsov P.A., Skulkina N.A., Blinova O.V., Mikhailitsyna Ye.A.**

<sup>1</sup>*FSUE CRISM "Prometey", 191015, St.Petersburg, Russia*

*Ural Federal University, 620000, Yekaterinburg, Russia*

*e-mail: npk3@crism.ru; nadezhda.skulkina@urfu.ru*

## ВЛИЯНИЕ ПОЛИМЕРНОГО ПОКРЫТИЯ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АМОΡФНЫХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА

**Мазеева А.К.<sup>1\*</sup>, Кузнецов П.А.<sup>1</sup>, Скулкина Н.А.<sup>2</sup>, Блинова О.В.<sup>2</sup>, Михалицына Е.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*ФГУП «ЦНИИ КМ «Прометей», 191015, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup>*Уральский федеральный университет, 620000, Екатеринбург, Россия\**

Защита технических и биологических объектов от негативного воздействия магнитных (МП) и электромагнитных полей (ЭМП) весьма актуальна, что обусловлено увеличением источников искусственных МП и ЭМП и необходимостью выполнения требований санитарных норм и электромагнитной совместимости. Перспективным направлением является применение защитных экранов из магнитомягких аморфных лент на основе кобальта. В ФГУП «ЦНИИ КМ «Прометей» разработан экран [1]. При его изготовлении в качестве связующего используется двустороннее полимерное покрытие, которое также выполняет и защитные функции. Тем не менее, формирование полимерного покрытия может оказывать влияние на магнитные свойства ленты. Поэтому в настоящей работе исследовали влияние полимерного покрытия на магнитные свойства лент аморфных магнитомягких сплавов АМАГ-172 (Co-Ni-Fe-Cr-Si-B). Для этого подбирали образцы, состояние которых отличалось знаком магнитострикции насыщения  $\lambda_s$ . Например, после термообработки (ТО) на воздухе при 380 °С в течение  $\tau=10$  мин формируется состояние с  $\lambda_s<0$ , а  $\tau=40$  мин –  $\lambda_s>0$  [2,3].

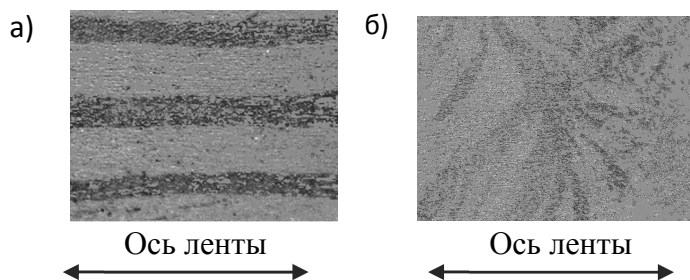
Полимерное покрытие формируется на металлической ленте при нагреве исходного полимера в диапазоне температур 90-130 °С в присутствии кратко-временного прессующего давления. При охлаждении ленты с нанесенным полимерным покрытием происходит усадка покрытия, в результате чего в плоскости ленты индуцируются сжимающие напряжения, величина которых, определенная по стреле прогиба при одностороннем нанесении покрытия, составляет около 250 МПа. Прессующее давление, оказываемое на ленту при 90 °С, само по себе приводит к перераспределению намагниченности. В состоянии с  $\lambda_s<0$  увеличивается  $V_{орт}$ , что является причиной соответствующего снижения  $\mu_{max}$ . При  $\lambda_s>0$  некоторое увеличение  $\mu_{max}$  является следствием уменьшения  $V_{орт}$  (табл.1). Формирование полимерного покрытия, индуцирующего плоские сжимающие напряжения, частично нивелирует действие прессующего давления и уменьшает степень его влияния. Тем не менее, снижение  $\mu_{max}$  может быть связано с ростом внутренних напряжений и их градиентов, способствующих стабилизации доменных границ, а также перераспределением намагниченности в плоскости ленты. Сжимающие напряжения, индуцированные полимерным покрытием анизотропны: в состоянии ленты с  $\lambda_s>0$  они способствуют увеличению объема доменов с планарной намагниченностью, ориентированной поперек оси ленты (Табл.2), что также следует из рис.1.

**Таблица 1.** Влияние прессующего давления и полимерного покрытия на магнитные характеристики

ТО	380 °С 10 мин		380 °С 40 мин	
характеристики	$\mu_{\max}$	$V_{\text{орт}}, \%$	$\mu_{\max}$	$V_{\text{орт}}, \%$
Исходное состояние	520000	18,0	250000	62
Прессующее давление	400000	23,2	310000	15
Полимерное покрытие	280000	17	254000	24

**Таблица 2.** Влияние прессующего давления и полимерного покрытия на магнитные характеристики ленты после ТО при 350 °С с  $\tau=15$  мин с  $\lambda_s > 0$  по нашим данным и данным работы [4]

Состояние ленты	$\mu_{\max}$	$V_{\text{орт}}, \%$	$V_{180}, \%$	$V_{90}, \%$
ТО	400000	28,0	56	16,4
Прессующее давление	380000	18,5	43	38
Полимерное покрытие	231000	28	29,0	43



**Рис.1.** Вид поверхностной доменной структуры образцов ленты аморфного сплава системы Co-Ni-Fe-Cr-Si-B размерами 15·10·0,020 мм после ТО по режиму 350 °С, 40 мин в продольном поле 8 А/м без покрытия (а); и в поперечном поле 0,8 А/м с полимерным покрытием (б), полученный с использованием эффекта Керра.

Проведённые исследования показывают, что изучение механизмов формирования магнитных свойств в аморфных сплавах на основе кобальта при воздействии различных технологических факторов, например, таких как прессующие давления и формирование полимерных покрытий, позволяет оптимизировать режимы обработки исходной ленты, обеспечивающие заданный уровень магнитных и экранирующих свойств.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки, уникальный идентификатор прикладных научных исследований и экспериментальных разработок RFMEFI62514X0018

**Ссылки на литературу:**

[1]. Пат. 2274914 Российская Федерация, МПК G12В 17/02 (2006.01). Магнитный и электромагнитный экран / Кузнецов П.А., Фармаковский Б.В., Аскинази А.Ю., Орлова Я.В., Песков Т.В.- № 2004116728/09, заявл. 01.06.2004, опубл. 20.04.2006, Бюл. № 11.

[2]. Н.А. Скулкина. Распределение намагниченности и магнитные свойства кристаллических, аморфных и нанокристаллических магнитомягких материалов // Автореферат диссертации на соискание учёной степени д.ф.-м.н. 01.04.11. : УрГУ им. А.М.Горького, 2008 г.

[3]. Скулкина Н.А., Иванов О.А., Степанова Е.А., Шубина Л.Н., Кузнецов П.А., Мазеева А.К. Механизмы формирования магнитных свойств аморфного магнитомягкого сплава на основе кобальта в результате термообработки на воздухе // Физика металлов и металловедение, 2015 г., Т. 116, 12, стр. 1242-1249.

[4]. Кекало И.Б., Могильников П.С. Влияние изгибных напряжений на высокочастотные магнитные свойства и временную их стабильность в аморфном сплаве на основе кобальта с очень низкой магнитострикцией// ЖТФ.-2015. Т.85. №.12. С.80-87.

## MAGNETIC ANISOTROPY OF FINEMET-TYPE THIN FILMS

**Mikhailitsyna E.A.**<sup>\*</sup>, Kataev V.A., Putinsev A.D. and V.N. Lepalovskij

*Ural Federal University, 620002, Yekaterinburg, Russia*

*\*e-mail: evgenia.mihalitsyna@urfu.ru*

## МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК СПЛАВОВ ТИПА FINEMET

**Михалицына Е.А.**<sup>\*</sup>, Катаев В.А., Путинцев А.Д. и Лепаловский В.Н.

*Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Россия*

Тонкие пленки сплавов типа Fe-Si-B-Nb-Cu (Finemet) привлекли внимание как функциональная среда для магнитных датчиков на основе эффекта гигантского магнитного импеданса [1,2]. Заданный уровень магнитных свойств в данных сплавах, как правило, контролируется подходящей термообработкой. В связи с этим, в работе исследовано влияние термообработки на магнитную анизотропию и гистерезисные свойства пленок сплавов FeSiBMCu (M=Nb,W, NbMo).

Тонкие пленки исследуемых сплавов были получены методом высокочастотного ионно-плазменного распыления в атмосфере аргона в присутствии технологического поля напряженностью 100 Э, приложенного в плоскости пленки. Магнитные свойства изучались с помощью магнитооптического микроскопа на основе эффекта Керра.

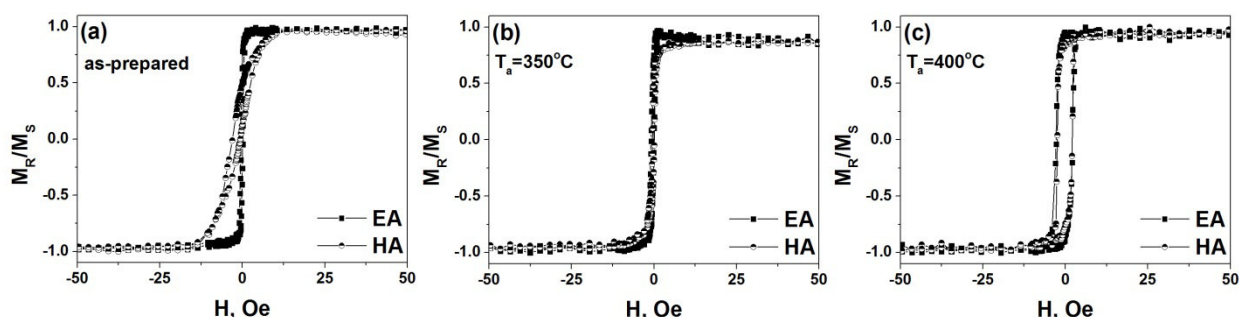


Рис.1. Петли гистерезиса, измеренные вдоль оси легкого намагничивания (EA) и перпендикулярно к ней (HA), пленки толщиной 200 нм сплава Fe-Si-B-Nb-Cu в состоянии после получения (a) и после отжига при температурах 350 °C (b) и 400 °C (c).

На рис.1 представлены петли гистерезиса для пленок сплава FeSiBNbCu в исходном состоянии и после отжига. Видно, что для исходных пленок характерна одноосная магнитная анизотропия, наведенная присутствием технологического поля, а также, напряжениями, возникающими в процессе напыления [3]. Отжиг при температуре 350 °C приводит к уменьшению поля анизотропии в связи с релаксацией напряжений, присутствующих в исходных пленках. В результате отжига при 400 °C одноосная магнитная анизотропия в плоскости пленки не наблюдается.

[1] Y. Yoshizawa, S. Oguma, and K. Yamauchi, Journ. Appl. Phys. V.64, N. 10. P. 6044-6046 (1998).

[2] F. Zighem, A. El Bahoui, J. Moulin and et. al, Journ. Appl. Phys. V.116, N.123903 P. 1-8 (2014).

[3] P. Sharma, A. Gupta, Journ. Magn. Magn. Mater. V.288 P. 347-353 (2005).

## FUTURE OF INFLUENCE OF THE MECHANICAL STRESS ON THE MAGNETIC STRUCTURE AND MAGNETIC PROPERTY OF FE- AND CO-BASED MICROWIRE IN GLASS COATING

Aronin A.S.<sup>1\*</sup>, Gornakov V.S.<sup>1</sup> and Orlova N.N.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Solid State Physics RAS, 142432, Chernogolovka, Russia*

*\*e-mail: honna@issp.ac.ru*

## ОСОБЕННОСТИ ВЛИЯНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА МАГНИТНУЮ СТРУКТУРУ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МИКРОПРОВОДОВ НА ОСНОВЕ FE и CO В СТЕКЛЯННОЙ ОБОЛОЧКЕ

Аронин А.С.<sup>1\*</sup>, Горнаков В.С.<sup>1</sup>, Орлова Н.Н.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики твердого тела РАН, 142432, г. Черноголовка, Россия*

В работе исследовались аморфные микропровода в стеклянной оболочке составов  $Fe_{73.9}B_{13.2}Si_{10.9}C_2$ ,  $Co_{73.6}B_{11.2}Si_{13}C_2$ . Данные микропровода изготавливаются методом Улитовского-Тейлора и представляют собой тонкие металлические нити, покрытые стеклянной оболочкой. Большой интерес для современных исследований представляют магнитомягкие составы микропроводов, поскольку они обладают уникальными магнитными свойствами. К таким свойствам относится гигантский магнитный импеданс, естественный ферромагнитный резонанс, магнитная бистабильность, магнетокалорический эффект и др. Особенностью микропроводов, полученных методом Улитовского-Тейлора является наличие внутри металлической сердцевины больших остаточных механических напряжений. Причем, согласно исследованиям, механические напряжения распределены неоднородно по сечению провода. Высокий уровень механических напряжений и их неоднородное распределение при наличии магнитострикции определяет энергию магнитоупругой анизотропии. Поскольку микропровода имеют аморфную структуру, то данный вклад может иметь определяющее значение в формировании магнитной структуры и магнитных свойств. Так неоднородное распределение механических напряжений может создавать магнитную анизотропию по сечению провода.[1] Исследования показывают, что в некоторых составах микропроводов за счет неоднородного распределения механических напряжений и магнитострикции образуется композиционная доменная структура. А именно, внутри металлической сердцевины образуются протяженные цилиндрические домены с результирующей намагниченностью вдоль оси провода (так называемый «core»), а на поверхности металлической сердцевины существует поверхностный слой доменов, направление намагниченности которых может зависеть от знака константы магнитострикции. Обнаружено, что в микропроводе на основе железа с положительной константой магнитострикции на поверхности металлической сердцевины существует слой кольцевых доменов с радиальным направлением намагниченности «к оси» провода, либо «от оси» провода.[2] Для микропровода с отрицательной константой магнитострикции считается, что поверхностный слой доменов состоит из кольцевых доменов с циркулярным направлением намагниченности.[3]

Для данного исследования выбраны составы микропроводов имеющие разные знаки константы магнитострикции. Для микропровода на основе железа характерна сравнительно большая положительная величина константы магнитострикции, для микропровода на основе кобальта – небольшая отрицательная. Общий диаметр микропроводов составлял около 25

мкм. Толщина стеклянной оболочки 1,5-3 мкм. Целью работы было исследовать влияние уменьшения уровня внутренних напряжений на магнитные свойства и структуру в микропроводах с разной константой магнитострикции. Уменьшение уровня внутренних напряжений проводилось с помощью снятия стеклянной оболочки и при изотермическом отжиге микропроводов при температуре ниже температуры кристаллизации. Обнаружено что уменьшение уровня внутренних напряжений, как с помощью снятия стеклянной оболочки, так и изотермических отжигов приводит к улучшению магнитных свойств. В случае микропровода на основе железа исходный образец имеет прямоугольную петлю гистерезиса с коэффициентом прямоугольности 0,8. Релаксация напряжений за счет снятия стеклянной оболочки и/или отжигов не приводит к существенному изменению формы петли гистерезиса, однако значительно уменьшает величину коэрцитивной силы. В образце, отожженном без стеклянной оболочки, коэрцитивная сила уменьшается в 2 раза. Поверхностная магнитная структура микропровода на основе железа при отжиге существенно не меняется, что соответствует отсутствию изменений формы петли гистерезиса после отжига. Исходный микропровод на основе кобальта характеризуется наклонной петлей гистерезиса. Однако, снятие стеклянной оболочки приводит к изменению формы петли гистерезиса на близкую к прямоугольной, без изменения значения коэрцитивной силы. Отжиг микропроводов на основе кобальта, как в оболочке, так и без оболочки, не оказывает влияния на форму петли и значение коэрцитивной силы. Однако, отожженные образцы на основе кобальта характеризуются несколько большими значениями намагниченности насыщения, нежели неотожженные микропровода. Существенное различие во влиянии релаксации механических напряжений на магнитные свойства и структуру в микропроводах на основе кобальта и железа предположительно может быть связано не только с различием знаков константы магнитострикции. При снятии стеклянной оболочки и отжиге кроме уменьшения остаточных напряжений, может происходить также их перераспределение.

[1] H. Chiriac, T. A. Ovari, and Gh. Pop, *Physical Review B*. V. 52, N. 14, P. 10 104-10 113 (1995).

[2] N. N. Orlova, A. S. Aronin, S. I. Bozhko, Yu. P. Kabanov, and V. S. Gornakov, *Journal of Applied Physics* V. 111, p. 073906 (2012).

[3] J. Yamasaki, F. B. Humphrey, K. Mohri, H. Kawamura, and H. Takamura, R. Malmhäll, *Journal of Applied Physics*, V. 63, N.8, P. 3949-3951 (1988).

## MAGNETIZATION PROCESSES IN RAPIDLY QUENCHED SOFT MAGNETIC ALLOYS

**Skulkina N.A.**, Ivanov O.A., Stepanova E.A and Mikhalitsyna E.A.

Ural Federal University, 620000, Yekaterinburg, Russia

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

## ПРОЦЕССЫ НАМАГНИЧИВАНИЯ В БЫСТРОЗАКАЛЕННЫХ МАГНИТОМЯГКИХ СПЛАВАХ

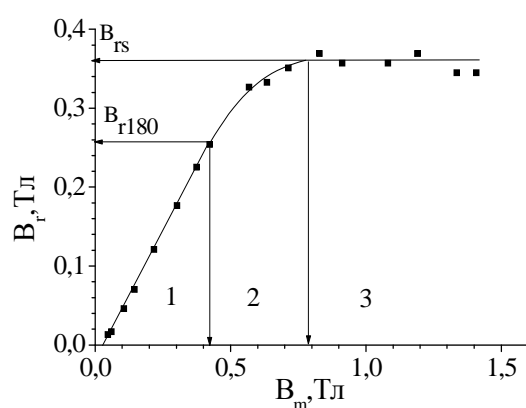
**Скулкина Н.А.**, Иванов О.А., Степанова Е.А., Михалицына Е.А.

Уральский федеральный университет, 620000, Екатеринбург, Россия\*

Оптимизация магнитных свойств лент аморфных магнитомягких сплавов невозможна без понимания протекающих в них процессов намагничивания. Наблюдение поверхностной доменной структуры не всегда возможно и не дает полную информацию о процессах намагничивания и перемагничивания. Тем не менее, систематические исследования быстроокаленных магнитомягких сплавов показали, что такую информацию можно получить из анализа зависимости остаточной индукции ( $B_r$ ) от максимальной ( $B_m$ ), построенной по результатам измерения частных петель гистерезиса.

На рис. 1а показана зависимость  $B_r(B_m)$ , измеренная для аморфного сплава Fe-B-Si-C, которая является типичной для быстроокаленных сплавов [1,2]. Основываясь на разной степени стабилизации 180- и 90- градусных доменных границ, можно заключить, что линейный участок (1 на рис. 1а) соответствует смещению 180-градусных доменных границ, поскольку они стабилизированы лишь в объеме границы. Смещение 90-градусных доменных границ, стабилизированных в объеме домена, приводит к отклонению зависимости  $B_r(B_m)$  от линейной (участок 2).

а)



б)

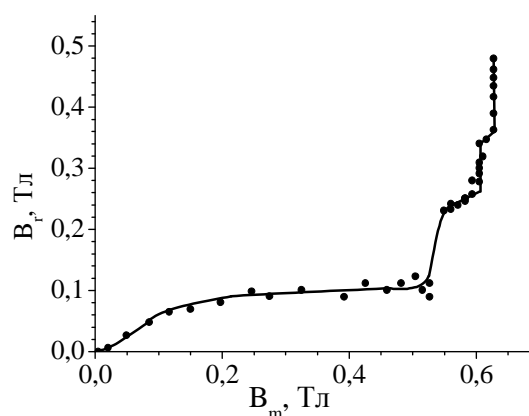


Рис. 1. Типичная зависимость остаточной индукции от максимальной для образцов магнитомягких аморфных сплавов (а) и аналогичная зависимость для аморфного магнитомягкого сплава на основе кобальта системы Co-Fe-Ni-Cr-Si-B после термообработки (б)

Горизонтальный участок (участок 3) соответствует обратимому вращению намагниченности из направления перпендикулярного к плоскости ленты в ее плоскость. Границы участков, показанные на рис. 1а позволяют выделить области магнитной индукции и поля, в которых

процессы намагничивания идут при смещении определенного типа доменных границ или вращения намагниченности.

На рис. 1б представлена зависимость остаточной индукции от максимальной для аморфного сплава на основе кобальта с близкой к нулю магнитоотрицательной насыщения после термообработки (ТО) на воздухе при 380 °С с длительностью изотермической выдержки 8 мин. Видно, что до значения  $B_m \approx 0,5$  Тл кривые  $B_r(B_m)$  имеют стандартный вид. При больших индукциях наблюдаются участки резкого роста остаточной индукции при практически неизменных значениях  $B_m$ . Это свидетельствует о том, что процессы вращения намагниченности в лентах аморфных магнитомягких сплавов протекают при наличии доменной структуры в плоскости ленты до окончания процессов смещения доменных границ. Резкое возрастание остаточной индукции связано с процессами намагничивания, которые осуществляются смещением 180-градусных доменных границ, практически не стабилизированных доменами с ортогональной намагниченностью в этом интервале полей.

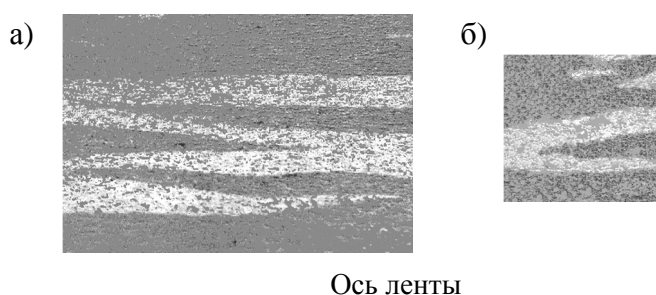


Рис.2. Вид поверхностной доменной структуры образцов ленты аморфного сплава системы Co-Ni-Fe-Cr-Si-B размерами 15·10·0,020 мм после ТО при 350 °С с длительностью изотермической выдержки 15 мин в средней (а) и торцевой (б) частях образца: в продольном поле 0,8 А/м (а) и 15 А/м (б)

Ступенчатые переходы от одного участка резкого возрастания  $B_r$  к другому тоже носят линейный характер и могут быть интерпретированы, например, исчезновением клиновидных доменов с обратной намагниченностью в центральной и торцевой частях образца (рис. 2). Уменьшение числа доменных границ, участвующих в процессе перемагничивания в результате аннигиляции доменных границ клиновидных доменов с ростом поля способствует постепенному переходу к бистабильному состоянию [3-5].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке проектов Министерства образования РФ №2582 и №032

### Литература

- [1]. Скулкина Н.А., Иванов О.А. Магнитомягкие материалы. Физические воздействия и магнитные свойства// Lambert Academic Publishing. 2010. 404с.
- [2]. Скулкина Н.А., Иванов О.А., Степанова Е.А. Оценочный расчет распределения намагниченности в лентах аморфных магнитомягких сплавов. // Изв. РАН. Сер. физ. 2001. Т.65. №10. С.1483-1486.
- [3]. Gonzalez J., Kulakowski K., Aragonese P., Blanco J. M., and Irurieta E. Stress dependence of bistability in a zero-magnetostrictive amorphous wire // J. Mater. Sci. – 1995. – Vol.30. - P.5173.
- [4]. Zhukov A., Garcia-Beneytez J. M., Vázquez M., Hernandez J. M., Zhang X.X. and Tejada J. Critical behaviour of magnetic bistability in amorphous ferromagnetic materials // Proceedings of IV International Workshop, Santiago de Compostela, Spain. -1997. - P.149-153.
- [5]. Ipatov M., Zhukova V., Zvezdin A. K. and Zhukov A. Mechanisms of the ultrafast magnetization switching in bistable amorphous microwires // J. Appl. Phys. – 2009. -Vol.106. - P.103902.



## INVESTIGATION OF THE ANGULAR DEPENDENCE OF SPIN-WAVE RESONANCE SPECTRUM IN INHOMOGENEOUS FERRITE-GARNETS FILMS

Zyuzin A.M., Bakulin M.A., Radaykin V.V., Yantsen N.V.

National Research Mordovia State University, 430005, Saransk, Russia

e-mail: nikitos13rus@mail.ru

## ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ СПЕКТРОВ СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА В НЕОДНОРОДНЫХ ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

Зюзин А.М., Бакулин М.А., Радайкин В.В., Янцен Н.В.

Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П.

Огарёва, 430005, г. Саранск, Россия.

Целью настоящей работы являлось исследование угловых зависимостей спектров СВР в неоднородных пленках, обладающих линейным распределением полей одноосной и ромбической компонент анизотропии по их толщине. Исследуемые пленки ферритов-гранатов были выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложках из гадолиний-галлиевого граната с кристаллографической плоскостью (110). Состав пленок  $(\text{BiLuGd})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  задавался соответствующим составом раствора в расплаве. Регистрация спектров СВР производилась при комнатной температуре на радиоспектрометре PS100.X на частоте микроволнового поля  $\nu = 9.3 \text{ GHz}$ .

Расчет семейства кривых, соответствующих угловым зависимостям полей однородного резонанса для точек пленки на различных расстояниях от подложки производили с помощью соответствующих резонансных соотношений для трех взаимно перпендикулярных плоскостей [1] и условия равновесной ориентации намагниченности.

На рис. 1 приведена угловая зависимость (полярная) резонансных полей СВ-мод  $H_n(\theta_H)$  в плоскости (100) перпендикулярной плоскости пленки. Угол  $\theta_H$ , определяющий

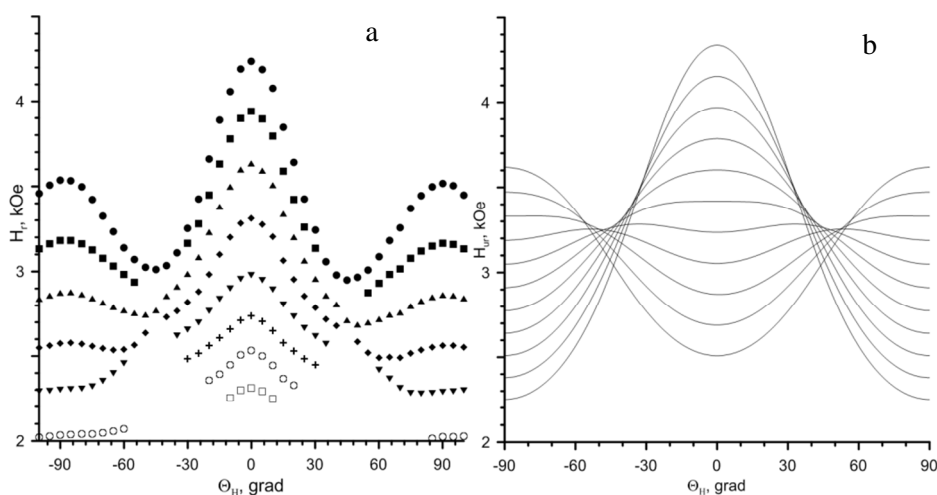


Рис. 1. Угловые зависимости резонансных полей СВ-мод (а) и полей однородного резонанса для точек пленки на различном расстоянии от подложки (б) в плоскости (100).

направление внешнего поля  $\mathbf{H}$ , отсчитывался от нормали к пленке, совпадающей с осью [110].

Как видно из рис. 1 угловые зависимости резонансных полей СВ-мод в пленках с орторомбической анизотропией, в отличие от двухслойных пленок с однородными слоями

имеют более сложный характер. На полярной угловой зависимости резонансное поле нулевой моды плавно как бы «переходит» в резонансное поле последней из высокоинтенсивных мод. И, наоборот, в области, поле однородного резонанса которой

близко к резонансному полю последней из высокоинтенсивных СВ-мод при перпендикулярной ориентации, начинает возбуждаться нулевая СВ-мода. Данную особенность можно объяснить следующим образом. Наличие неоднородности в распределении полей одноосной и ромбической компонент анизотропии по толщине пленки приводит к различию в характере распределения полей однородного резонанса в зависимости от ориентации внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  относительно пленки. Это иллюстрируют рисунки справа, где приведены расчетные угловые зависимости полей однородного резонанса  $H_{ur}(\theta_H)$ , на которых также наблюдается пересечение зависимостей  $H_{ur}$ . Видно, что имеет место хорошее соответствие между экспериментальными угловыми зависимостями резонансных полей СВ-мод и соответствующими угловыми зависимостями полей однородного резонанса для точек пленки на различных расстояниях от подложки.

Из полученных результатов следует, что при изменении ориентации  $\mathbf{H}$  изменяется и

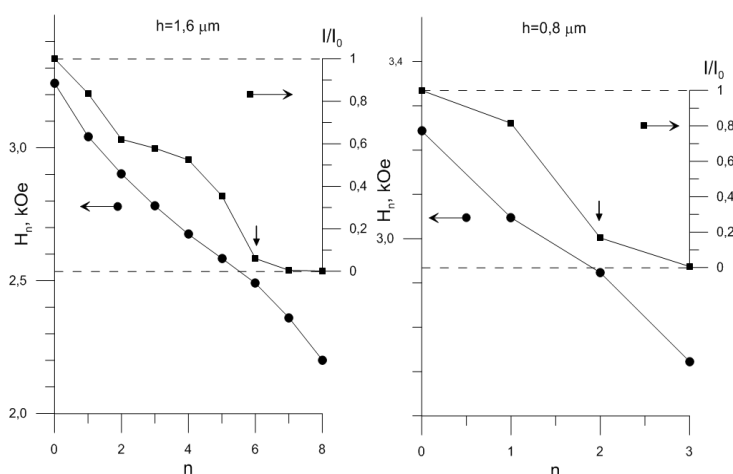


Рис. 2. Расчетные зависимости относительной интенсивности  $I_n/I_0$  и резонансных полей  $H_n$  СВ-мод от их номера для различных значений толщины пленки

величина интервала полей однородного резонанса. Это приводит к изменению  $\text{grad } H_k^{\text{eff}}$ , и как следствие изменению количества возбуждаемых высокоинтенсивных СВ-мод (рис. 1,а). Расчет спектров спин-волнового резонанса в пленках с однородным градиентом эффективного поля анизотропии позволил установить следующее. Резонансное поле нулевой моды расположено вблизи значения поля однородного резонанса на границе высокополевой области пленки, отклоняясь в область меньших значений примерно на  $50 \div 150$  Oe. На рис. 2 приведены зависимости относительной интенсивности  $I_n/I_0$  и резонансных полей  $H_n$  возбуждаемых мод от  $n$  для пленок с различными значениями толщины  $h$ . Там же штриховыми горизонтальными линиями выделен интервал изменения поля однородного резонанса в пленке. Видно, что по резонансным полям нулевой и последней из высокоинтенсивных СВ-мод можно с удовлетворительной точностью определить поля однородного резонанса на одной и другой границах пленки. При этом идентификацию СВ-моды, точка поворота которой наиболее близка к границе, а ее резонансное поле близко к полю однородного резонанса на этой границе, можно установить по характерному излому (положению точки перегиба) на зависимости относительной интенсивности, а также на зависимости резонансного поля от номера моды  $n$ . Эти точки на рис. 2 обозначены стрелками.

**Ссылки на литературу.**

[1] H. Makino, Y. Hidaka. Mat. Res. Bull.V.16, 957-966 (1981).

**DEPENDENCE OF SPIN-WAVE RESONANCE SPECTRUM IN FERRITE GARNET FILMS ON THE GRADIENT OF THE ANISOTROPY FIELD**

**Zyuzin A.M., Yantsen N.V.**

*National Research Mordovia State University, 430005, Saransk, Russia*

*e-mail: nikitos13rus@mail.ru*

**ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРА СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ ОТ ГРАДИЕНТА ПОЛЯ АНИЗОТРОПИИ**

**Зюзин А.М., Янцен Н.В.**

*Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П.*

*Огарёва, 430005, г. Саранск, Россия.*

Исследование особенностей спиновой динамики в пленках ферритов-гранатов представляет несомненный научный и практический интерес, связанный с возможностью применения данных материалов в устройствах магнетроники, спинтроники и ряде других. В настоящей работе исследовалась зависимость основных характеристик спектров СВР от величины градиента эффективного поля анизотропии  $\text{grad } H_k^{\text{eff}} = \partial H_k^{\text{eff}} / \partial z$  (ось  $z$  совпадает с нормалью к пленке) при ориентациях внешнего постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}$  вдоль оси одноосной компоненты анизотропии, совпадающей с нормалью к пленке, а также вдоль оси ромбической компоненты, лежащей в ее плоскости. Исследования проводились на монокристаллических пленках ферритов-гранатов состава  $(\text{BiLuGd})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ . Регистрация спектров СВР производилась на радиоспектрометре PS100.X на частоте 9.3 ГГц. Как показал анализ трансформации спектров СВР, происходящей при послойном стравливании, пленки являлись неоднородными, обладая близким к линейному распределению полей одноосной  $H_{ku}$  и ромбической  $H_{kr}$  компонент анизотропии по их толщине.

В эксперименте величину  $\text{grad } H_k^{\text{eff}}$  изменяли путем увеличения температуры образца. Поскольку с ростом температуры величина поля анизотропии уменьшается, это обуславливает уменьшение и его градиента.

Расчет спектров СВР проводился путем решения волнового уравнения для переменной намагниченности [1]

$$\frac{2A}{M} \frac{\partial^2 m}{\partial z^2} - \left( H + H_k^{\text{eff}} - \frac{\omega}{\gamma} \right) m = 0. \quad (1)$$

Эффективное поле анизотропии  $H_k^{\text{eff}}$  учитывало вклад  $H_{ku}$  и  $H_{kr}$  и принималось линейно изменяющимся по толщине пленки  $H_k^{\text{eff}} = Bz + C$ .

Как следует из результатов эксперимента и расчета, проведенных в настоящей работе, в пленках с линейным изменением поля однородного резонанса по их толщине (однородным  $\text{grad } H_k^{\text{eff}}$ ), зависимость интенсивности пиков возбуждаемых мод от их номера можно разделить на два участка. Первый участок соответствует возбуждению локализованных мод, для которых существует так называемая «точка поворота» [2], в которой волновое число СВ-моды переходит от действительных значений к мнимым. Второй участок соответствует

объемным модам, интенсивности пиков поглощения которых на порядок и более меньше

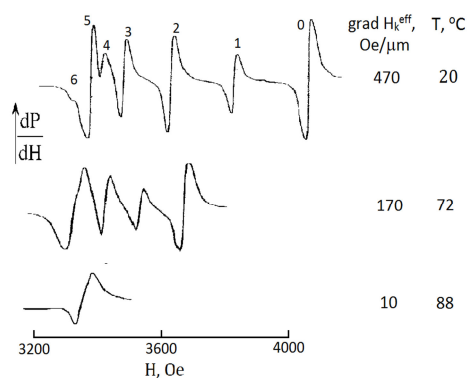


Рис. 1. Трансформация спектра СВР при изменении  $grad H_k^{eff}$  в плоскости пленки.

На рис. 2 представлены расчетные результаты по распределению положений точек поворота для высокоинтенсивных СВ-мод по толщине пленки (координате  $z$ ) и их резонансных полей при различных значениях  $grad H_k^{eff}$ . Видно, что с увеличением  $grad H_k^{eff}$ , положения точек поворота смещается в низкоанизотропную область пленки. Для каждой величины  $grad H_k^{eff}$ , существует некоторая толщина (определяемая линией 1), меньше которой в спектре СВР будет возбуждаться лишь одна высокоинтенсивная СВ-мода. Данный вывод подтверждается и результатами эксперимента (рис. 1).

В работе показано, что распределение резонансных полей высокоинтенсивных СВ-мод сильно зависит от величины градиента эффективного поля анизотропии. С его увеличением количество возбуждаемых высокоинтенсивных мод монотонно возрастает. При некоторой толщине пленки, зависящей от градиента, в спектре резонансного поглощения возбуждается лишь одна высокоинтенсивная мода. Вторым интересным результатом заключается в том, что ширина спектра - интервал магнитных полей возбуждаемых высокоинтенсивных СВ-мод (или частот при постоянном  $H$ ) зависит от величины градиента  $H_k^{eff}$  и толщины пленки. Обнаруженная специфика спектров СВР в магнитных пленках с однородным градиентом может представлять интерес для разработки управляемых магнитным полем СВЧ фильтров на спиновых волнах и других применений.

**Ссылки на литературу.**

[1] В. Ноекстра, Р. Р. ван Стапеле, J.M. Робертсон, J. Appl. Phys., V. 48, N 1, 382-395 (1977).  
 [2] А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, Магнитные колебания и волны (Физматлит, Москва, 1994).

интенсивностей пиков первого участка. На рис. 1 приведены спектр СВР при перпендикулярной ориентации  $H$  относительно пленки и его трансформация, происходящая при изменении величины градиента. С уменьшением величины  $grad H_k^{eff}$  количество высокоинтенсивных мод монотонно уменьшается и, при некотором значении, спектр трансформируется в единственную линию поглощения. Подобная же трансформация спектра СВР наблюдалась и при ориентации  $H$  вдоль оси ромбической компоненты анизотропии, лежащей в

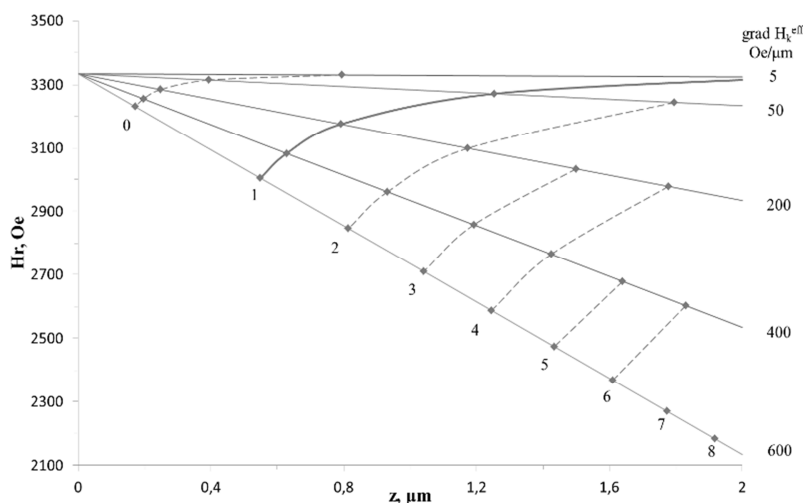


Рис. 2. Распределение точек поворота высокоинтенсивных СВ-мод по толщине пленки (абсцисса) и соответствующих резонансных полей (ордината) при различных значениях  $grad H_k^{eff}$ . Прямые - распределения  $H_{r,n}$  по толщине пленки.

## EFFECT OF THE PLASTIC DEFORMATION ON DOMAIN WALL PROPAGATION IN RAPID QUENCHED $\text{Co}_{66}\text{Fe}_{14}\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ WIRES

**Morozova N.\*, Semenov A., Gavriliuk A. and Mokhovikov A.**

*Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia*

*e-mail: natek@mail.ru*

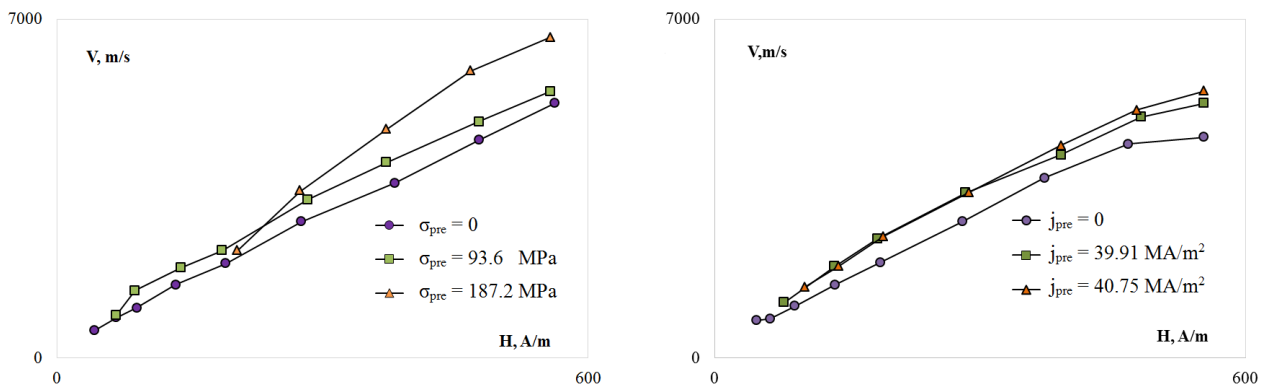
In this work the effect of the relative elongation during the plastic deformation on domain wall propagation inside the core of the rapid-quenched metallic  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_{14}\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$  wires with low magnetostriction ( $\lambda_s \approx 0,2 \cdot 10^{-7}$ ) has been investigated. Samples of 12 cm length and 165 $\mu\text{m}$  in diameter were pretreated by the dc current density of 38.8 MA/m<sup>2</sup> with the simultaneous applying of tensile stresses in the range of 0 to 181.7 MPa. Such a pretreatment led to the plastic deformation of the investigated wires and its relative elongations versus the tensile stresses presented in the Tab.1

The domain wall propagation was measured by the Sixtus-Tonks method. During "heating-cooling" cycle, magnetic properties were observed the inductive method on the frequency of 1 kHz with the simultaneous applying of the elastic tensile stresses in the range of the 0 to 165 MPa.

Table 1. The relative elongation  $\Delta l/l_0$  of samples for different value of dc current density of pretreatment  $j_{\text{pre}}$  and tensile stresses  $\sigma_{\text{pre}}$ .

dc current density on pretreatment $j_{\text{pre}} = 39.94 \text{ MA/m}^2$						tensile stresses on pretreatment $\sigma_{\text{pre}} = 93.6 \text{ MPa}$				
$\sigma, \text{ MPa}$	0	46.8	93.6	140.4	187.2	$j, \text{ MA/m}^2$	0	39.44	39.91	40.75
$\Delta l/l_0, \%$	0	0.69	1.31	1.92	4.62	$\Delta l/l_0, \%$	0	0.77	1.54	3.70

The field dependencies of the velocity  $V(H)$  of the domain wall propagation inside the core of the metallic  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_{14}\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$  wire presented on fig.1.



The field dependencies of the velocity  $V(H)$  of the domain wall propagation inside the wire core for samples pretreated by constant dc current density  $j_{\text{pre}} = 39.94 \text{ MA/m}^2$  with different tensile stresses (a) and constant tensile stresses  $\sigma_{\text{pre}} = 93.6 \text{ MPa}$  with different dc current density (b).

As obtained experimentally,  $V(H)$  dependencies had almost linear behaviour in the range of applied magnetic field and this behaviour did not depend on values of plastic tensile stresses. Increasing the plastic deformation value, the mobility of domain walls inside of the core get higher.

Given results has been interpreted by using of not only additional magnetic parameters measurements of investigated wires, but also understanding of their magnetic structure.

This work was supported financially by RFBR (grant №14-08-00339-a).

## INFLUENCE OF THE PLASTIC DEFORMATION AND TEMPERATURE ON MAGNETIC AND MAGNETOELASTIC PROPERTIES OF AMORPHOUS $\text{Fe}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ WIRES

**Semenov A.L.\***, Gavriiliuk A.A., Sereдкиn A.S., Mokhovkov A.Yu., Morozova N.V.

*Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia*

*\* e-mail: asem@api.isu.ru*

In this work the influence of the pretreatment on magnetic and magnetoelastic parameters versus temperature has been investigated for amorphous  $\text{Fe}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$  wires. Samples of 5cm length and  $110\div 115\mu\text{m}$  in diameter were pretreated by simultaneous applying of the dc current and tensile stresses. While the range of the dc current densities was varied from 35.4 to 44.2  $\text{MA}/\text{m}^2$ , the magnitude of applying stresses were  $\sigma_{\text{pre}} = 217$  MPa. For the investigated wires, such the pretreatment led to the plastic deformation with the relative elongation  $\Delta l/l_0$  grew up to 1.83 % (Tab.1). During the "heating-cooling" cycle ( $T_h$  from 20 to 330°C), magnetoelastic properties were measured by the resonance-antiresonance method, meanwhile, magnetic properties were observed by the induction method on the frequency of 1 kHz with the simultaneous applying of tensile stresses in the range of 0 to 165 MPa. It should be noted thermocycling for magnetic properties measurements was from 20 to 270°C. As obtained experimentally, the weak negative  $\Delta E$ -effect

Table 1. Elongation dependence versus the dc current density pretreatment.

$j_{\text{pre}}, \text{MA}/\text{m}^2$	35.4	39.8	42.4	43.3	44.2
$\Delta l/l_0, \%$	0	0.17	0.67	1.50	1.83

(about 2%) took place both as-quenched samples and wires with the low relative elongation ( $\Delta l/l_0 < 0.2\%$ ), i.e. the elasticity module decreased initially versus

the magnetic field. On other hand, only positive  $\Delta E$ -effect (about 50%) was observed for samples with the relative elongation is more than 0.67%, i.e. the elasticity module increased versus the magnetic field.

Hysteresis loop behavior depended strongly versus the value of  $j_{\text{pre}}$ . Then, the hysteresis loop rectangularity increased in higher values of  $j_{\text{pre}}$  as well as the remanence  $B_r$  got higher significantly (fig.1).

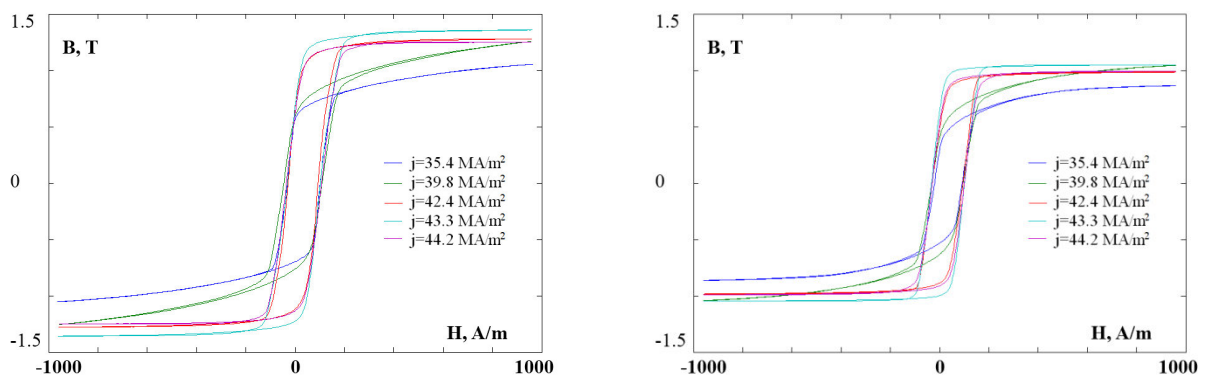


Fig 1. Hysteresis loops at 20°C (a) and at 270°C (b) for the different value of the dc current density of the pretreatment.

Based on this research, the model of the change distributing magnetisation inside the pretreated wires has been building.

This work was supported financially by RFBR (grant №14-08-00339-a).

## CHANGING OF MAGNETIC PROPERTIES OF NICKEL SUPERALLOYS AFTER DEFORMATION

**Davidov D.I.\***, Kazantseva N.V., Stepanova N.N., Shishkin D.A.

*M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences,  
620137, Ekaterinburg, Russia*

*\* e-mail: davidov@imp.uran.ru*

## ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ НИКЕЛЕВЫХ ЖАРОПРОЧНЫХ СПЛАВОВ ПОСЛЕ ДЕФОРМАЦИИ

**Давыдов Д.И.\***, Казанцева Н.В., Степанова Н.Н., Шишкин Д.А.

*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, 620137 г. Екатеринбург, Россия*

Интерметаллическое соединение  $Ni_3Al$  со сверхструктурой типа  $L1_2$  является основной упрочняющей фазой жаропрочных никелевых сплавов, представляющих важную группу высокопрочных материалов. Эти сплавы применяются для изготовления турбинных лопаток, ответственных и наиболее нагруженных деталей авиационных и стационарных газотурбинных установок.

Для ряда интерметаллических соединений характерно изменение магнитного состояния при деформации. Характерной чертой таких интерметаллидов является то, что ферромагнитные элементы в упорядоченной структуре сильно изолированы друг от друга атомами неферромагнитных элементов[1]. При увеличении степени деформации эффект возрастает, так как увеличивается степень разупорядочения в структуре, при этом атомы ферромагнитных элементов сближаются и могут взаимодействовать друг с другом. Деформация может привести как к росту, так и к уменьшению значений магнитной восприимчивости сплавов на основе  $Ni_3Al$ [2]. Различие в поведении сплавов объясняется различной структурой сплавов, возникающей в результате деформации. Изменение магнитной восприимчивости в различных частях турбинной лопатки после высокотемпературной деформации наблюдалось для нескольких никелевых жаропрочных сплавов [3].

Практический интерес представляют жаропрочные сложнолегированные никелевые сплавы. Такие сплавы состоят из двух фаз: твердого раствора на основе никеля и упрочняющей интерметаллидной фазы ( $Ni_3Al$ ). Легирование  $Ni_3Al$  третьим элементом, например, железом или кобальтом оказывает существенное влияние на магнитные свойства интерметаллида.

Проведено исследование магнитных свойств интерметаллида  $Ni_3Al$ , двойного и легированного железом и кобальтом, после интенсивной пластической деформации кручением под давлением. Для всех исследованных образцов деформация (10 оборотов, 10 ГПа) приводит к формированию нанокристаллического состояния. После деформации происходит значительное снижение степени дальнего порядка, что приводит к уменьшению магнитной восприимчивости сплава  $Ni_3Al$ , и намагниченности интерметаллида  $Ni_3Al-Co$ . Исходно ферромагнитный сплав  $Ni_3Al-Fe$  становится парамагнитным при комнатной температуре.

При прокатке образцов монокристалла  $\text{Ni}_3\text{Al-Fe}$  при температуре  $800^\circ\text{C}$  с увеличением степени деформации происходит снижение удельной намагниченности насыщения. Для однофазного  $\text{Ni}_3(\text{Al,Fe})$  сплава магнитный фазовый переход происходит при температуре  $\sim 310\text{K}$ . Магнитный гистерезис для этого образца наблюдается как при  $300\text{K}$ , так и при  $2\text{K}$ .

Влияние деформации на магнитные свойства неоднозначно. Интенсивная пластическая деформация (ИПД) кручением под давлением приводит к значительному понижению магнитной восприимчивости. После холодной прокатки (40%) магнитная восприимчивость уменьшается. После испытаний на растяжение, проведенных при температуре  $880^\circ\text{C}$ , магнитная восприимчивость однофазных образцов сплава  $\text{Ni}_3\text{Al}$  возрастает вблизи зоны разрушения.

Различие в поведении магнитных свойств объясняется различным характером структуры сплава после деформации. Происходящее при интенсивной пластической деформации образование нанокристаллической структуры (размер зерен в среднем  $20\text{ nm}$ ) сопровождается появлением многочисленных дефектов внутри кристаллитов, большого числа границ и, соответственно, приграничных искаженных объемов. Результатом является падение степени дальнего порядка в сплаве в целом. Этот процесс сопровождается понижением магнитной восприимчивости интерметаллида.

При высокотемпературной деформации вблизи зоны разрушения были видны полосы деформации, внутри которых повышена плотность дефектов. Можно видеть большое количество пересекающихся дефектов упаковки. В месте их пересечения возникает объемный комплекс дефектов, представляющий собой область с повышенной концентрацией атомов никеля и нарушенным дальним порядком. Такой комплекс дефектов, локально образовавшийся в сплаве с высокой степенью дальнего порядка, выступает в качестве ферромагнитного кластера в парамагнитной матрице. Разупрочнение интерметаллидной фазы приводит к потере устойчивости к развитию усталостных трещин, снижает прочность материала и, в дальнейшем приводит, к аварийному разрушению, которое возможно предотвратить при своевременном обнаружении с помощью магнитных методов контроля.

Магнитные методы неразрушающего контроля широко используются в промышленности для оценки работоспособности деталей, но не применяются для изделий из жаропрочных никелевых сплавов. Разработка методики магнитного неразрушающего контроля и её применение требуют знаний о характере изменений магнитной восприимчивости в различных условиях деформации и о связи таких изменений со структурой деформированного сплава.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 15-12-00001).

[1] Q. Zeng, I. Baker, *Intermetallics*. Vol. 15. P. 419-427(2007).

[2] B. Idzikowski, Y. V. Kudryavtsev, Y.-H. Hyun, *Journal of Alloys and Compounds*. Vol. 423 P. 267-273(2006).

[3] Н.Н. Степанова, Д.И. Давыдов, А.П. Ничипурук, *Физика металлов и металловедение*. Т. 112. № 3. С. 328–336(2011).



**NEW SOFT MAGNETIC ALLOYS BASED ON INTERMETALLIC COMPOUNDS  
Co<sub>3</sub>(W,Al) FOR HIGH TEMPERATURE APPLICATIONS**

**Kazantseva N.V., Davidov D.I.\*, Stepanova N.N., Shishkin D.A., Rigmant M.B.**

*M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences,  
620137, Ekaterinburg, Russia*

*\* e-mail: davidov@imp.uran.ru*

**НОВЫЕ МАГНИТОМЯГКИЕ СПЛАВЫ НА ОСНОВЕ ИНТЕРМЕТАЛЛИДА  
Co<sub>3</sub>(W,Al) ДЛЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ПРИМЕНЕНИЯ**

**Казанцева Н.В., Давыдов Д.И.\*, Степанова Н.Н., Шишкин Д.А., Ригмант М.Б.**

*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской  
академии наук, 620137 г. Екатеринбург, Россия*

Сплавы системы Co-Al-W в настоящее время рассматриваются как новый класс конструкционных материалов. В литературе рассматривается возможность упрочнения кобальтовых сплавов  $\gamma$ -фазой Co<sub>3</sub>(Al,W). Этот интерметаллид недавно был экспериментально обнаружен в данной системе и представляет большой научный и практический интерес[1]. Предполагается, что кобальтовые сплавы будут сочетать жаропрочность на основе кубоидной структуры, аналогичной никелевым жаропрочным сплавам, и ферромагнитные свойства[2].

Кобальт имеет широкое промышленное применение и входит в состав сталей, жаропрочных сплавов и покрытий, а также используется в производстве разнообразных магнитных материалов. Среди трех известных ферромагнетиков (железа, никеля и кобальта), кобальт имеет самую высокую температуру Кюри ~1127 °С (1400 К). Легирование может оказывать существенное влияние на магнитные свойства жаропрочных кобальтовых сплавов. Например, легирование вольфрамом или алюминием снижает температуру Кюри твердого раствора на основе  $\alpha$ - (ГЦК) кобальта, в бинарных сплавах содержащих 6 ат.% вольфрама температура Кюри снижается до 865°С [3].

Целью работы является исследование магнитных превращений и механических свойств сплавов системы Co-Al-W вблизи концентрационной области существования интерметаллида Co<sub>3</sub>(Al,W). Химический состав исследованных сплавов показан в таблице 1.

Таблица 1. Химический состав исследованных сплавов, ат. %.

№ образца	1	2	3	4	5	6
Al	9	7,9	7,9	8,2	8,7	8,2
W	4,6	6,8	8,5	8,5	10	12,6
Co	основа	основа	основа	основа	основа	основа

Основные фазы в системе Co-Al-W:  $\gamma$  твердый раствор на основе Co, интерметаллидные фазы типа CoAl (B2) и типа Co<sub>3</sub>W (DO<sub>19</sub>), каждая из них также легирована вольфрамом или алюминием, соответственно. Присутствует  $\mu$ -фаза (Co<sub>7</sub>W<sub>6</sub>). Обнаружено, что морфология частиц  $\gamma'$ -фазы Co<sub>3</sub>(Al,W) зависит от содержания вольфрама в сплаве[4].

Зависимости удельной намагниченности  $\sigma$  от напряженности магнитного поля  $H$  при намагничивании до 17 кЭ представлены на рисунке 1. Все исследованные образцы имеют довольно высокую удельную намагниченность насыщения  $\sigma$  37-80 (emu/g). При этом все изученные сплавы относятся к разряду магнитомягких материалов.

Наблюдается снижение удельной намагниченности насыщения и увеличение коэрцитивной силы с увеличением содержания вольфрама в сплаве. Образование при отпуске фазы Co<sub>3</sub>W не ухудшает магнитных свойств. Появление  $\mu$ -фазы в 6 сплаве снижает намагниченность насыщения и значительно увеличивает значение коэрцитивной силы  $H_C$ .

По температурной зависимости удельной намагниченности определены температуры Кюри основных фаз сплава. Температура Кюри  $\gamma'$ -фазы зависит от содержания вольфрама в сплаве и растёт в диапазоне 1024 К (для 1 сплава) до 1045 К(6 сплав).

Таким образом, увеличение содержания вольфрама в сплаве приводит к стабилизации упрочняюще фазы, и, следовательно, к повышению рабочих температур применения таких сплавов, а также к увеличению температуры Кюри  $\gamma'$  фазы. С другой стороны, при увеличении содержания вольфрама в сплаве происходит существенное снижение удельной намагниченности насыщения и резкое увеличение коэрцитивной силы. Анализ магнитных свойств материала, изученного в данной работе, показал, что магнитные параметры, такие как коэрцитивная сила, намагниченность насыщения, остаточная намагниченность, однозначно связаны с его структурой и фазовым составом.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Кристалл», № 01201463333) при частичной поддержке РФФИ (проект № 14-08-00108)

[1] J. Sato, T. Omori, K. Oikawa and I. Ohnuma, Science. Vol. 312. P. 90-91(2006).

[2] A. Suzuki, T.M. Pollock, Acta Materialia. Vol. 56. N 6. P. 1288–1297(2008).

[3] E. Wachtel, V. Linse and V. Gerold, Journal of Physics and Chemistry of Solids V.34. № 9. P. 1461-1466(1973).

[4] Н.В. Казанцева, С.Л. Демаков, А.С. Юровских, ФММ. Т. 117. № 7. С. 1-9 (2016).

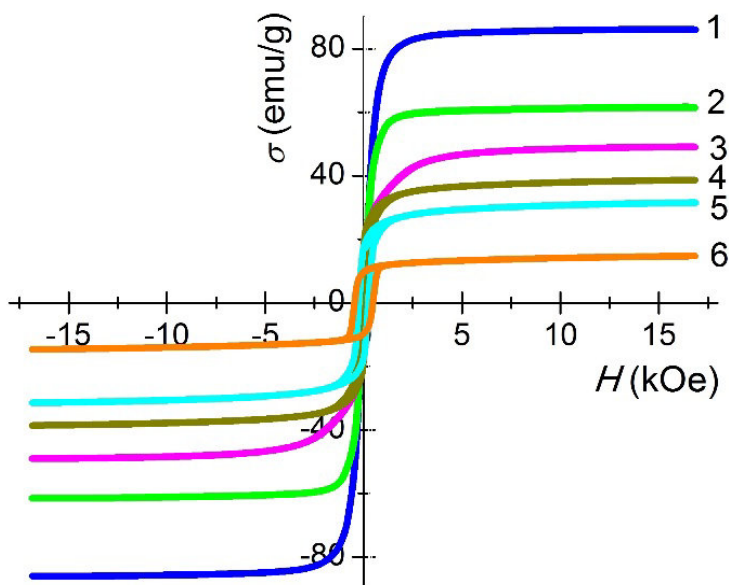


Рис. 1 – Петли гистерезиса для сплавов системы Co-Al-W

**THE DOMAIN WALL PROPAGATION IN THE RAPID QUENCHED  $Fe_{75}Si_{10}B_{15}$  WIRES**

**Morozova N.V., Morozov I.L., Gavriliuk B.V., Semenov A.L., Gavriliuk A.A.**

*Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia*

*\*e-mail: natek@mail.ru*

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В БЫСТРОЗАКАЛЁННЫХ  $Fe_{75}Si_{10}B_{15}$  ПРОВОЛОКАХ**

**Морозова Н.В., Морозов И.Л., Гаврилюк Б.В., Семенов А.Л., Гаврилюк А.А.**

*Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия*

Исследовались динамические свойства доменных границ в ядре быстроокалённых металлических проволок состава  $Fe_{75}Si_{10}B_{15}$  длиной 0,1 м, диаметром 110 мкм. Величина константы магнитострикции проволок  $\lambda_s \approx 30 \cdot 10^{-6}$ . Перед проведением измерений образцы подвергались обработке постоянным электрическим током в интервале плотностей  $j = 41-53,6 \text{ MA/m}^2$  на воздухе в течение 2 минут. Целью проведения обработки являлось снятие внутренних закалочных напряжений. Для измерения полевых зависимостей скорости распространения доменной границы в ядре проволоки использовался метод Сиктуса – Тонкса [1]. Импульсное магнитное поле прикладывалось вдоль длины образца. Для изменения параметров ядра проволоки вдоль их длины прикладывались упругие растягивающие напряжения  $\sigma$  в интервале от 10 до 210 МПа.

На рисунке 1 приведены зависимости скорости распространения доменной границы от амплитуды магнитного поля в необработанных электрическим током проволоках при различных значениях  $\sigma$ .

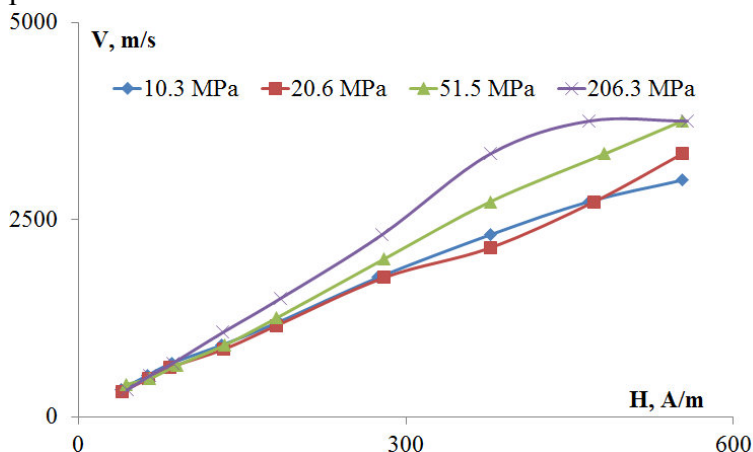


Рис.1. Зависимость  $V(H)$  в области относительно слабых магнитных полей  $H < 400-450 \text{ A/m}$  близка к линейной.

Доменная граница характеризуется подвижностью  $g$ , определяемой из выражения [2] :

$$g = V / (H - H_s)$$

где  $H_s$  – поле старта доменной границы. При дальнейшем увеличении магнитного поля ( $H > 450 - 500 \text{ A/m}$ ) наблюдается рост подвижности доменной границы, который наиболее заметно у проволок, обработанных при высоких значениях  $j$  (рис.2). При этом с ростом величины  $\sigma$  подвижность доменной границы возрастает.

Полевая зависимость скорости распространения доменной границы в ядре проволоки в случае ее параллельного смещения без изменения формы может быть представлена в виде:

$$V(H) = g(H - H_s - [\pi(A(K+1,5\lambda_s\sigma))^{1/2} + w\sin^2\theta] / \mu_0 M_{Sr}),$$

где  $A$  – параметр обменного взаимодействия,  $K$  – константа продольной анизотропии в ядре проволоки,  $\theta$  – угол при вершине домена, распространяющегося по ядру проволоки ( $\sin\theta \sim r/l$ ,  $r$  – радиус ядра проволоки,  $l$  – длина образующей конуса),  $w$  – параметр, связанный с “заряденностью” доменной границы [3], имеющий размерность поверхностной плотности ее энергии. Таким образом, с увеличением объема ядра проволоки, обусловленного ростом  $\sigma$ , следует ожидать уменьшения скорости распространения доменной границы. Однако, экспериментальная зависимость имеет противоположный характер.

У образцов, обработанных при  $j = 53,6 \text{ MA/m}^2$  в области относительно высоких магнитных полей  $H$  наблюдалось увеличение подвижности  $g$ . Такое увеличение  $g$  может быть связано с изменением механизма ее распространения в ядре проволоки. В области относительно высоких  $H$  энергетически более выгодным становится не параллельное смещение доменной границы, а вытягивание вершины домена вдоль оси проволоки. При этом уменьшаются потери энергии, связанные с движением заряженных доменных границ в ядре проволоки и перестройкой доменной структуры за счет магнитоупругого взаимодействия в приповерхностной области [4]. Как следствие этого подвижность доменной границы возрастает. Этими же причинами может быть объяснен рост подвижности доменной границы при увеличении растягивающих напряжений.

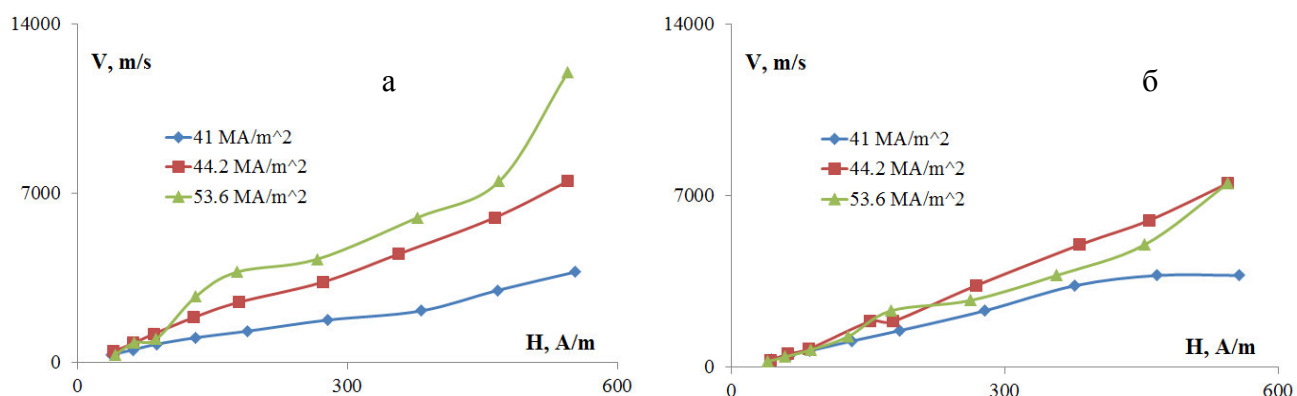


Рис.2. Зависимость  $V(H)$  для проволок, обработанных током различной плотности, при приложении растягивающих упругих напряжений во время измерений: а – 0 МПа, б – 206.3 МПа.

Исследования выполнены при финансовой поддержке фонда РФФИ (проект №14-08-00339-а).

- [1] Nderu N. Switching mechanism in Co-based amorphous wire / N. Nderu, J. Yamasaki, F.B. Humphrey // J. Appl. Phys. – 1997. – V.81. - P. 4036-4038.
- [2] Spain R.J. Threshold fields for domain tip propagation / R.J. Spain // IEEE Trans. on Magn.- 1967. - V. 3, № 3. - P. 334-338.
- [3] Jones G.A. Domain wall lying at arbitrary angles to the easy of thin uniaxial magnetic films / G.A. Jones, B.K. Middleton // Phys.Stat.Sol.(a). - 1970. - № 3. - P. K 259- K 262.
- [4] Gavriluk A.A. Magnetoelastic coupling in magnetostrictive ferromagnetic wires / A. A. Gavriluk, A. Yu. Mokhovikov, A. V. Gavriluk, N. P. Kovaleva, and B. V. Gavriluk // Phys. Met. Metallogr. - 2005. - V. 99. - P. 348–353

**THE INFLUENCE OF DEOMAGNIZATION FACTOR AND THE SLOPE OF THE EASY MAGNETIZATION AXIS ON  $\Delta E$ -EFFECT AMORPHOUS METALLIC RIBBONS**

**$\text{Fe}_{64}\text{Co}_{21}\text{B}_{15}$**

**Gafarov A.R., Semenov A.L., Morozova N.V., Zubritsky S.M., Gavriliuk A.V., Golygin E.A., Gavriliuk B.V., Mokhovikov A.Yu., Gavriliuk A.A.**

*Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia*

*\*e-mail: zubr@api.isu.ru*

**ВЛИЯНИЕ РАЗМАГНИЧИВАЮЩЕГО ФАКТОРА И УГЛА НАКЛОНА ОСИ ЛЕГКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ НА  $\Delta E$ -ЭФФЕКТ АМОРФНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЛЕНТ  $\text{Fe}_{64}\text{Co}_{21}\text{B}_{15}$**

**Гафаров А.Р., Семенов А.Л., Морозова Н.В., Зубрицкий С.М.**

**Гаврилюк А.В., Гольгин Е.А., Гаврилюк Б.В., Моховиков А.Ю., Гаврилюк А.А.**

*Иркутский государственный университет, 664003, Иркутск, Россия*

В работе исследовано влияние размагничивающего фактора и угла наклона оси легкого намагничивания на величину изменения модуля упругости в магнитном поле ( $\Delta E$ -эффекта) аморфных металлических лент состава  $\text{Fe}_{64}\text{Co}_{21}\text{B}_{15}$ , с константой магнитострикции  $\lambda_S \approx (25 \div 30) \cdot 10^{-6}$ .

В результате проведения предварительной термомагнитной обработки в аморфных металлических лентах наводится одноосная анизотропия вдоль линии приложения магнитного поля. Если преимущественным процессом перестройки доменной структуры в результате проведения термомагнитной обработки является поворот намагниченности в доменах, то в образце возникает отрицательный  $\Delta E$ -эффекта. При этом максимальное абсолютное значение отрицательного  $\Delta E$ -эффекта зависит от величины поля наведенной одноосной анизотропии. Если же основным механизмом намагничивания лент является процесс смещения доменных границ, то наблюдается монотонный рост модуля упругости в магнитном поле (положительный  $\Delta E$ -эффект).

В настоящей работе образцы в виде узких полосок длиной  $L = 0.06 - 0.02$  м, толщиной 25 мкм и шириной 0.0009-0.001 м, вырезанные вдоль оси прокатки исходной ленты, подвергались термомагнитной обработке в вакууме  $10^{-3}$  мм. рт.ст. в интервале температур  $T_{an} = 270^\circ \div 330^\circ \text{C}$  в течение 20 минут. Постоянное магнитное поле величиной  $H_{an} = 7 \cdot 10^4$  А/м в процессе обработки ориентировалось под различными углами  $\theta$  (от  $0^\circ$  до  $40^\circ$ ) по отношению к направлению, перпендикулярному длине полоски.

Измерение  $\Delta E$ -эффекта проводилось методом резонанса – антирезонанса.

На рисунке 1 приведены зависимости  $\Delta E$  – эффекта от  $H$  для образцов различной длины, прошедших обработку при  $T_{an} = 270^\circ \text{C}$  и  $\theta = 0^\circ, 30^\circ$ . При уменьшении  $L$  проявляется тенденция к увеличению поля достижения максимального абсолютного значения отрицательного  $\Delta E$  – эффекта. Аналогичные результаты получены и для других значений  $T_{an}$  и  $\theta$ . Увеличение поля достижения максимального значения отрицательного  $\Delta E$  – эффекта при уменьшении длины образца можно связать с ростом эффективного поля анизотропии в результате увеличения размагничивающего фактора образца. Такой результат свидетельствует о значительной роли механизма поворота намагниченности в процессах перестройки доменной структуры лент, обработанных при относительно высоких значениях угла  $\theta$ . Вместе с тем величина поля достижения максимального абсолютного значения

отрицательного  $\Delta E$  – эффекта уменьшается при уменьшении угла  $\theta$ . При этом его максимальное абсолютное значение также уменьшается.

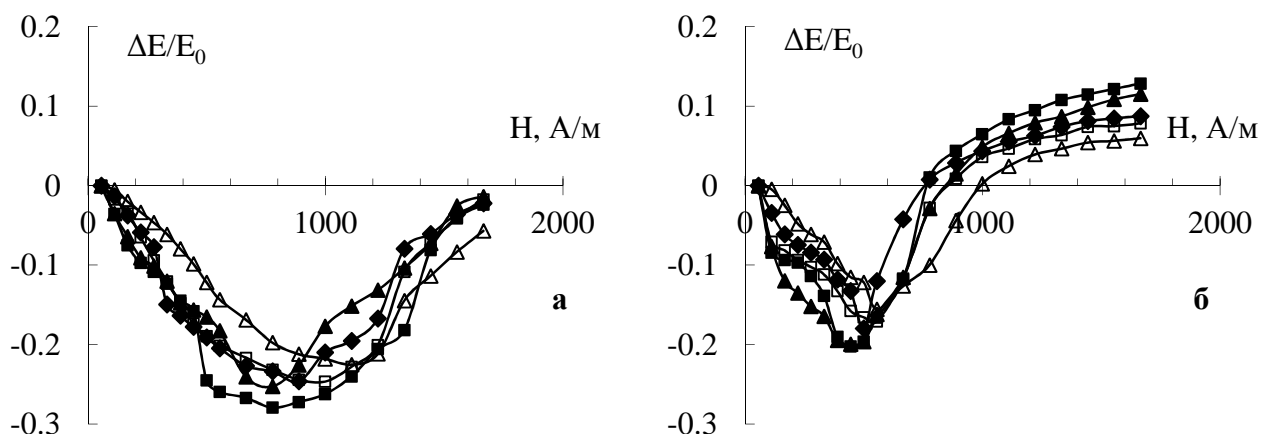


Рис.1 Полевые зависимости  $\Delta E$ -эффекта аморфной металлической ленты различной длины состава  $Fe_{64}Co_{21}V_{15}$ , прошедшей термомагнитную обработку при  $T_{an} = 270^{\circ}C$ . а- $\theta = 0^{\circ}$ , б -  $30^{\circ}$ . L = ■ – 0.06 м, ▲ – 0.05 м, ◆ – 0.04 м, □ – 0.03 м, Δ – 0.02 м.

Такое уменьшение можно связать с тем, что при увеличении угла  $\theta$  значительную роль начинают играть процессы смещения доменных границ, которые вносят вклад в рост модуля упругости. Увеличение поля достижения максимального значения отрицательного  $\Delta E$  – эффекта при уменьшении длины образца связано, по всей видимости, с ростом эффективного поля анизотропии в результате увеличения размагничивающего фактора образца.

Еще одним важным фактором, влияющим на зависимости  $\Delta E$  – эффекта от  $H$  и  $\theta$  является процесс кристаллизации. В лентах состава  $Fe_{64}Co_{21}V_{15}$  начальные стадии кристаллизации протекают в интервале температур нагрева  $290^{\circ} - 320^{\circ}C$ . Таким образом, ленты, обработанные при  $T_{an} = 330^{\circ}C$ , находятся в аморфно - кристаллическом состоянии. Возникновение кристаллической фазы сопровождается разрушением наведенной магнитной анизотропии, что приводит к изменению основного механизма намагничивания образца и к реализации положительного  $\Delta E$  – эффекта.

Можно сделать вывод о том, что модель поворота намагниченности для аморфной металлической ленты состава  $Fe_{64}Co_{21}V_{15}$  с наведенной одноосной анизотропией остается, в принципе, справедливой, если угол наклона оси легкого намагничивания по отношению к направлению перпендикулярному длине полоски близок к  $30^{\circ} - 40^{\circ}$ , а сама лента не прошла стадию объемной кристаллизации.

Исследования выполнены при финансовой поддержке фонда РФФИ (проект №14-08-00339-а).

## **POSTER SESSION**

### **PC. HARD MAGNETIC MATERIALS**

**METAMAGNETIC TRANSITION IN FERRIMAGNET TmCo<sub>4</sub>Al:  
SINGLE-CRYSTAL STUDY**

**Andreev A.V.<sup>1\*</sup>, Skourski Y.<sup>2</sup>, Gorbunov D.I.<sup>1,2</sup> and Isnard O.<sup>3,4</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Physics, Academy of Sciences, 182 21 Prague, Czech Republic*

<sup>2</sup>*Dresden High Magnetic Field Laboratory (HLD-EMFL),*

*Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, D-01314 Dresden, Germany*

<sup>3</sup>*Université Grenoble Alpes, Inst NÉEL, BP166, F-38042 Grenoble, France*

<sup>4</sup>*CNRS, Institut NÉEL, rue des Martyrs, F-38042 Grenoble, France*

<sup>\*</sup>*e-mail: a.andreev@seznam.cz*

Intermetallics RCo<sub>5</sub> (R is a rare-earth metal), the first generation of rare-earth permanent magnets, present considerable interest from the fundamental viewpoint due to their simple hexagonal crystal structure of the CaCu<sub>5</sub> type (space group *P6/mmm*). The simplicity of the crystal structure makes them more suitable for theoretical studies than other related compounds with much more complicated structures. Due to lanthanide contraction, the stability of this structure decreases along the R series. In order to stabilize the CaCu<sub>5</sub> structure, a shift of the composition from the exact 1:5 stoichiometry is needed for R behind Gd, which occurs by a statistical replacement of one R atom by a pair Co atoms. Stable compositions are TbCo<sub>5.1</sub>, DyCo<sub>5.3</sub>, HoCo<sub>5.5</sub>. The compounds with R = Er and Tm with almost 1:6 stoichiometry can be obtained only as a secondary phase in very fast cooled samples. For this reason, they have never been studied properly and cannot be compared with the other RCo<sub>5</sub> compounds. A partial replacement of Co by Al with a larger atomic radius compensates the effect of lanthanide contraction, and compounds RCo<sub>4</sub>Al with the CaCu<sub>5</sub> structure exist for all rare-earth elements including R = Er and Tm [1]. Therefore, a systematic study of the whole RCo<sub>4</sub>Al series can be performed. Some RCo<sub>4</sub>Al compounds were studied only on polycrystalline samples whereas strong magnetic anisotropy of these compounds requires high-quality single crystals for measurements of magnetization and other electronic properties.

In this work the high-field magnetization measurements have been performed in pulsed (up to 60 T) and in steady (up to 14 T) magnetic field applied along the principal axes of a single crystal which was grown by a modified Czochralski method in triarc furnace.

TmCo<sub>4</sub>Al is a ferrimagnet with Curie temperature  $T_C = 490$  K and spontaneous magnetic moment  $M_s = 2.1 \mu_B$  per formula unit (at 4.2 K) directed along the *c* axis. The Tm sublattice dominates at low temperatures but weakens with increasing temperature faster than the Co sublattice, so above the compensation point  $T_{\text{comp}} = 87$  K the total moment is along the Co sublattice. The magnetization exhibits characteristic field and temperature hysteresis (Fig. 1, 2).

It was found that the compound undergoes a sharp metamagnetic transition with critical field of 29 T (at 4.2 K) applied along the *c* axis which corresponds to rotation of the Co sublattice (Fig. 3). Magnetic moment of the Co sublattice (under the assumption of collinear antiparallel arrangement of the Tm and Co sublattices in the ground state) can be determined from the difference between  $7 \mu_B$  (moment of Tm<sup>3+</sup> ion) and  $M_s$  as  $5 \mu_B$ . Therefore, the observed magnetic moment  $12 \mu_B$  after the metamagnetic transition corresponds to the forced ferromagnetic arrangement of the sublattices ( $M = M_{\text{Tm}} + M_{\text{Co}}$ ) and no more transitions should be expected in higher fields. The critical field of the transition decreases with increasing temperature and becomes zero at  $T_{\text{comp}}$ . Above  $T_{\text{comp}}$  where the Tm sublattice is antiparallel to the field direction, no transition is observed (Fig. 4). However, the *c*-axis susceptibility  $dM/dH$  is much larger than below  $T_{\text{comp}}$ . It points to a continuous rotation of the Tm sublattice toward the magnetic field, in contrast to the first-order process for the Co sublattice.



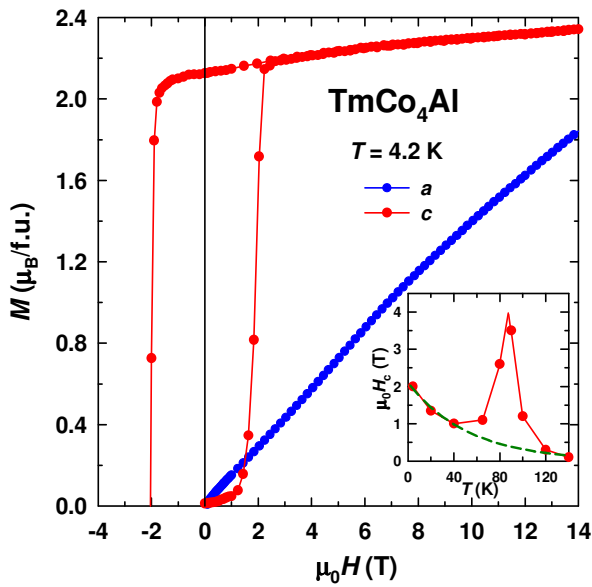


Fig. 1. Magnetization curves along the main axes of the  $\text{TmCo}_4\text{Al}$  single crystal at 4.2 K. For the easy  $c$  axis, the hysteresis loop is also shown. The inset displays temperature dependence of coercive field.

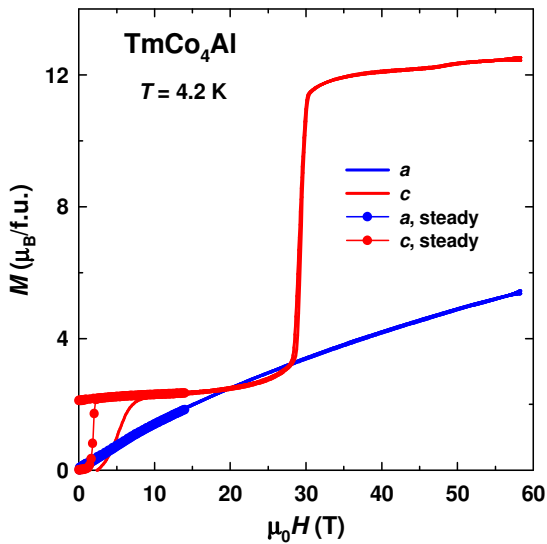


Fig. 3. Magnetization curves along the main axes in pulsed fields at 4.2 K.

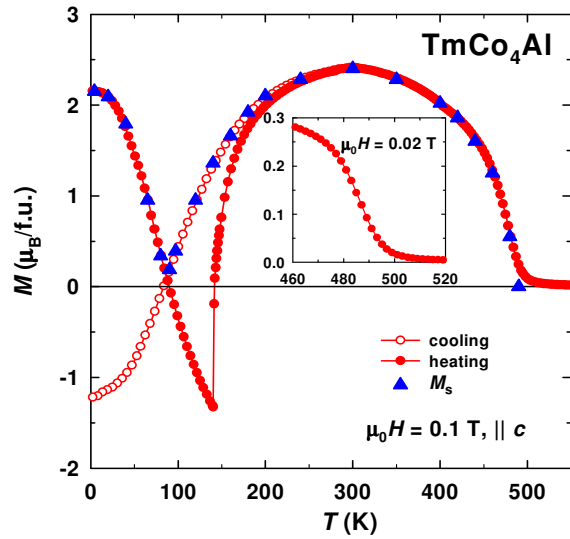


Fig. 2. Temperature dependence of magnetic moment measured at cooling and heating in field of 0.1 T applied along the  $c$  axis, and of the spontaneous moment  $M_s$ . The inset shows  $M(T)$  in 0.02 T in vicinity of  $T_C = 490$  K

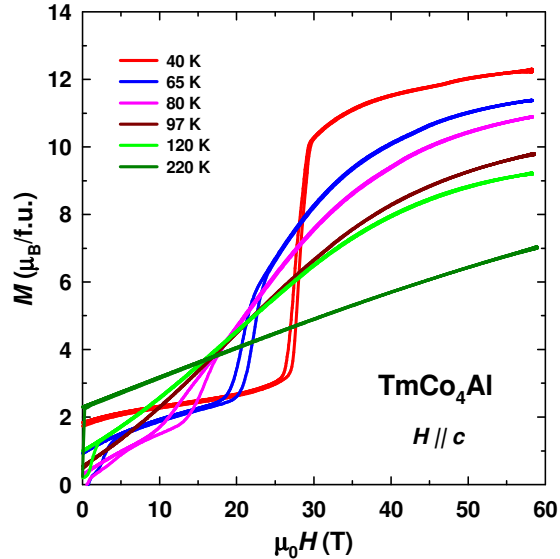


Fig. 4. Temperature evolution of the magnetization curve in pulsed fields along the  $c$  axis.

The  $a$ -axis magnetization process is featureless up to maximum applied field. At 58 T, the  $a$ -axis magnetization reaches less than half of the  $c$ -axis value reflecting very large magnetic anisotropy.

The high-field behavior of  $\text{TmCo}_4\text{Al}$  is discussed in comparison with results on other intermetallics of Tm with 3d-metal recently studied on the single crystals ( $\text{Tm}_2\text{Co}_{17}$ ,  $\text{Tm}_2\text{Fe}_{17}$ ,  $\text{TmFe}_5\text{Al}_7$ ).

[1] H. Ido, K. Konno, S.F. Cheng, W.E. Wallace, S.G. Sankar, J. Appl. Phys. V. 67, P. 4638 (1990).

## COMPARISON OF MAGNETIC PROPERTIES OF $\text{TmAl}_3(\text{BO}_3)_4$ and $\text{TmAl}_{2.75}\text{Sc}_{0.25}(\text{BO}_3)_4$ CRYSTALS

**Gudim Irina A.**\*, Eremin Evgeniy V., Temerov Vladislav L., Volkov Nikita V.

*Kirensky Institute of Physics, Siberian Branch of RAS, Krasnoyarsk 660036, Russia*

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

Rare earth alumoborates,  $\text{RAl}_3(\text{BO}_3)_4$  (R=rare earth, Y) belonging to the trigonal system with space group R32 have recently been studied because of a large magnetoelectric effect observed in  $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$ [1]. The growth of single crystals of  $\text{TmAl}_3(\text{BO}_3)_4$  and their structural properties have been described recently.

In [1], it was shown that the magnetoelectric effect increases with the decrease of the magnetic anisotropy. We had planned to reduce the magnetic anisotropy due to the substitution of  $\text{Al}^{3+}$  ions by  $\text{Sc}^{3+}$  ones. These crystals were grown.

Then we have been carried out investigations of the magnetic properties of trigonal  $\text{TmAl}_{2.75}\text{Sc}_{0.25}(\text{BO}_3)_4$  single crystals in dependence on characteristics of small ( $\text{Al}^{3+}$  and  $\text{Sc}^{3+}$ ) cations. The magnetic and magnetoelectric properties were measured on a PPMS-9 facility in the temperature range 3–300K and magnetic fields up to 90 kOe. The magnetization of the thulium alumino-scandoborate crystals attains 25000 emu/mol, which is lower than the value obtained for thulium alumoborate.

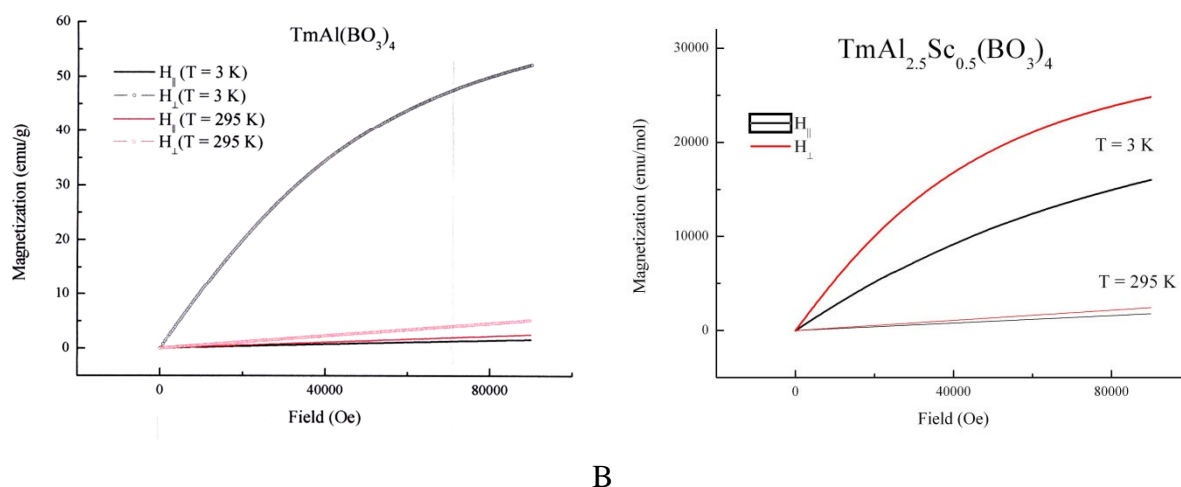


Fig. 1. Comparison of magnetizations of  $\text{TmAl}_3(\text{BO}_3)_4$  (A) and  $\text{TmAl}_{2.75}\text{Sc}_{0.25}(\text{BO}_3)_4$  (B) measured at 3K and 295K for two direction of field

This study was supported by the Russian Foundation for Basic Research, project no. 13-02-12442, no. 14-02-00307 and no. 15-42-04186.

[1]K.-C. Liang, R. P. Chaudhury, B. Lorenz et al. Journal of Physics: Conference Series. 2012. 400. 032046

**PECULIARITIES OF MAGNETOCALORIC EFFECT  
IN ALTERNATING MAGNETIC FIELDS**

**Aliiev A.M.<sup>1\*</sup>, Batdalov A.B.<sup>1</sup>, Khanov L.N.<sup>1</sup>, Gamzatov A.G.<sup>1</sup>,  
Mashirov A.V.<sup>2</sup>, Kamantsev A.P.<sup>2</sup>, Koledov V.V.<sup>2</sup>, Shavrov V.G.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Amirkhanov Institute of Physics of DSC RAS, 367003, Makhachkala, Russia*

<sup>2</sup>*Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics RAS, 125009, Moscow, Russia*

*\*e-mail: lowtemp@mail.ru*

**ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА  
В ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ**

**Алиев А.М.<sup>1\*</sup>, Батдалов А.Б.<sup>2</sup>, Ханов Л.Н.<sup>1</sup>, Гамзатов А.Г.<sup>1</sup>,  
Маширов А.В.<sup>2</sup>, Каманцев А.П.<sup>2</sup>, Коледов В.В.<sup>2</sup>, Шавров В.Г.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН, 367003, Махачкала, Россия*

<sup>2</sup>*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва,  
Россия*

В последнее время наблюдается большой интерес к поиску и исследованию магнитокалорических материалов для технологии магнитного охлаждения. До настоящего времени почти все исследования магнитокалорических свойств материалов проводились или при квазистационарных полях, или при разовых циклах изменения магнитного поля.

Магнитокалорические свойства материалов в переменных и постоянных магнитных полях могут существенно различаться по нескольким причинам, к которым можно отнести релаксационные явления при процессах намагничивания, необратимость индуцированных магнитным полем магнитоструктурных переходов, величина теплопередачи и др.

В данном докладе приведены результаты исследования МКЭ в различных магнитных материалах, включая Gd, сплав FeRh, сплавы Гейслера Ni-Mn-In-(Co), различные составы манганитов  $\text{Ln}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$  (Ln-редкоземельный элемент, А-щелочноземельный элемент) в переменных магнитных полях амплитудой до 8 Тл малой частоты (до 0.2 Гц), а также в полях частотой до 20 Гц и амплитудой поля 0.62 Тл. Приведены также результаты исследования теплового расширения и магнитострикции этих материалов, в том числе в переменных магнитных полях. Исследование МКЭ и магнитострикции в одинаковых условиях позволяет объяснить гигантскую величину МКЭ в материалах с магнитоструктурными фазовыми переходами и оценить вклады магнитной и решеточной подсистем в общий МКЭ. В докладе приведено также объяснение появления областей необратимости индуцированных магнитным полем магнитоструктурных фазовых переходов. Дано объяснение уменьшения величины МКЭ с ростом магнитного поля в некоторых магнитокалорических материалах. Приводятся некоторые экспериментальные результаты, свидетельствующие о долговременных релаксационных явлениях и о деградирующем влиянии долговременного воздействия переменного магнитного поля на свойства исследуемых материалов. Приводится также обзор имеющихся в литературе данных.

Эта работа поддержана РФФИ (Грант № 14-02-01177).

**PRESSURE EFFECT ON MAGNETIC PROPERTIES OF  $R_2Fe_{14}B$  ALLOYS**  
**Neznakhin D.S.<sup>1\*</sup>, Bolyachkin A.S.<sup>1</sup>, Volegov A.S.<sup>1</sup>, Nenkov K.<sup>2</sup>, Woodcock T.G.<sup>2</sup>,**  
**Кудреватых Н.В.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia

<sup>2</sup> Leibniz Institute for Solid State and Materials Research, PF270116 D-01171, Dresden, Germany

\*e-mail: D.S.Neznakhin@urfu.ru

**ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ  $R_2Fe_{14}B$**   
**Незнахин Д.С.<sup>1\*</sup>, Болячкин А.С.<sup>1</sup>, Волегов А.С.<sup>1</sup>, Nenkov К.<sup>2</sup>, Woodcock Т.Г.<sup>2</sup>,**  
**Кудреватых Н.В.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup> Институт физики твердого тела им. Лейбница, PF270116 D-01171, Дрезден, Германия

Наибольший интерес в качестве магнитотвердого материала вызывает исследование интерметаллического соединения  $Nd_2Fe_{14}B$ , поскольку на его основе в настоящее время создаются высокоэнергетические постоянные магниты.

J.Kamarad и Z.Arnold в работе [1] для поликристаллических образцов  $Nd_2Fe_{14}B$  и  $Nd_{15}Fe_{77}B_8$  показали, что зависимость температуры спонтанного спин-переориентационного перехода от давления равна нулю  $dT_{sp}/dp=(0\pm 0,5)$  К/ГПа, в то время как температура Кюри сильно зависит от давления для обоих сплавов  $dT_c/dp = - 26,5$  К/ГПа. Влияние гидростатического давления на величину коэрцитивной силы в соединениях Nd-Fe-B было показано в работах [2, 3].

В настоящей работе изучено влияние гидростатического давления на константы анизотропии монокристалла  $Nd_2Fe_{14}B$ , на магнитные гистерезисные свойства нанокристаллических соединений R-Fe-B (R=Nd, Pr), сплавы марок MQP-B и MQP-16-7 соответственно, производства фирмы Magnequench. Для создания гидростатического давления использовалась ячейка давления из бериллиевой бронзы фирмы EasyLab с возможностью создания давления до 10 кбар. Магнитные свойства измерены на MPMS-XL5 и MPMS-XL7.

Изучение поведения констант магнитокристаллической анизотропии под действием гидростатического давления позволило объяснить отсутствие смещения температуры спонтанного спин-переориентационного перехода в соединениях на основе фазы  $Nd_2Fe_{14}B$ .

В нанокристаллических сплавах на основе Nd обнаружено увеличение коэрцитивной силы на 6-11%, в зависимости от температуры, под действием давления. Данное явление носит обратимый характер. Изучение гистерезисных свойств нанокристаллических сплавов под действием гидростатического давления позволило оценить изменение величины межзеренного обменного взаимодействия при приложении давления, что позволяет объяснить изменение температуры Кюри под давлением, обнаруженное ранее в работе [1].

[1] Kamarad J., Arnold Z., Schneider J., Journ. Magn. Magn. Mater., V. 67, N. 1 P. 29-32 (1987).

[2] Neznakhin D.S., Kudrevatykh N.V., Volegov A.S., Andreev S.V., Moscow International Symposium on Magnetism. P. 136 (2011).

[3] Mito M., Goto H., Nagai K. and et. al., Journ. Appl. Phys. V. 118 P. 145901 (2015).

**MAGNETOCALORIC EFFECT IN INTERMETALLIC COMPOUNDS  $\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  AND  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$** **Politova G.A.<sup>1\*</sup>, Tereshina I.S.<sup>1-3</sup>, Andreev A.V.<sup>4</sup>, Koshkidko Yu.S.<sup>3</sup>, Pankratov N.Yu.<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*Baikov Institute of Metallurgy and Materials Sciences RAS, 119991 Moscow, Russia*<sup>2</sup>*Faculty of Physics, Moscow State University, 119991, Moscow, Russia*<sup>3</sup>*International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw, Poland*<sup>4</sup>*Institute of Physics CAS, Prague 18221, Czech Republic**e-mail: gpolitova@gmail.com***МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ  $\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  И  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$** **Политова Г.А.<sup>1\*</sup>, Терешина И.С.<sup>1-3</sup>, Андреев А.В.<sup>4</sup>, Кошкидько Ю.С.<sup>3</sup>, Панкратов Н.Ю.<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, 119991, Москва, Россия*<sup>2</sup>*Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия*<sup>3</sup>*Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, Польша*<sup>4</sup>*Институт физики АН, Прага, Чехия*

Магнитотвердые сплавы типа  $\text{R}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  обладают уникальными магнитными свойствами [1] и занимают особое место среди материалов, которые широко используются в электротехнической, приборостроительной, автомобильной и других отраслях промышленности. Как и другие магнетики, данные сплавы демонстрируют магнитокалорический эффект (МКЭ) при всех температурах, при которых имеет место магнитное упорядочение. Однако величина эффекта становится значительной только в области фазовых переходов, а именно, в области температуры Кюри и в области спин-переориентационных переходов (СПП). В нашей работе исследован МКЭ в соединениях  $\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  и  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ .

Измерения МКЭ проводились прямым методом в полях до 1.85 Тл в широком интервале: от 100 до 700 К с использованием двух различных установок, а также косвенным методом, путем обработки экспериментально полученных полевых зависимостей намагниченности образцов, измеренных при различных температурах в магнитных полях до 14 Тл.

Установлено, что в соединении  $\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  в области температуры Кюри ( $T_C = 565$  К) наблюдается характерный максимум МКЭ, обусловленный интенсивным парапроцессом. Величина эффекта достигает значения 1.7 К в поле  $\Delta\mu_0 H = 1.85$  Тл (0.9 К/Тл). В соединении  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  в области  $T_C$  величина эффекта также достигает значения 1.75 К. При понижении температуры, в области от 450 до 200 К наблюдается малый (0.05 К, постоянный по величине) МКЭ. Величина эффекта начинает увеличиваться при  $T < 200$  К, достигая своего максимального значения 0.5 К при  $T_{\text{СПП}} = 135$  К, и сохраняясь вплоть до  $T = 100$  К. Результаты, полученные косвенным методом хорошо согласуются с результатами прямых измерений для всех типов переходов, наблюдаемых в соединениях  $\text{R}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  ( $R = \text{Pr}$  и  $\text{Nd}$ ).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-33-60226 мол-а-дк.

[1] J. F. Herbst, Rev. Mod. Phys. V. 63, N. 4, P. 819-898 (1991).

**THERMAL EXPANSION AND MAGNETOSTRICTION ANOMALIES OF  
MULTICOMPONENT ALLOYS BASED ON  $\text{RCO}_2$  NEAR THE MAGNETIC PHASE  
TRANSITION**

**Filimonov A.V.<sup>1\*</sup>, Politova G.A.<sup>2</sup>, Chzhan V. B.<sup>2</sup>, Tereshina I. S.<sup>2,3</sup>, Burkhanov G. S.<sup>2</sup>,  
Manakov A. A.<sup>2</sup>, Alekseeva O. A.<sup>1</sup>, Pyushin A. S.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, 195251, St. Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Baikov Institute of Metallurgy and Materials Sciences RAS, 119991 Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*Moscow State University, 119899, Moscow, Russia*

\**e-mail: filimonov@rphf.spbstu.ru*

**АНОМАЛИИ ТЕПЛОВОГО РАСШИРЕНИЯ И МАГНИТОСТРИКЦИИ В ОБЛАСТИ  
МАГНИТНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СПЛАВАХ  
НА ОСНОВЕ  $\text{RCO}_2$**

**Филимонов А.В.<sup>1\*</sup>, Политова Г.А.<sup>2</sup>, Чжан В.Б.<sup>2</sup>, Терёшина И.С.<sup>2,3</sup>, Бурханов Г.С.<sup>2</sup>,  
Манаков А.А.<sup>2</sup>, Алексеева О.А.<sup>1</sup>, Илюшин А.С.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, СПб, Россия*

<sup>2</sup>*Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова, 119991, Москва, Россия*

<sup>3</sup>*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия*

В редкоземельных интерметаллидах со структурой фаз Лавеса в области магнитных фазовых переходов наблюдаются аномалии теплового расширения и магнитострикции, вызванные искажениями кристаллической решетки [1]. В работе проведено исследование магнитострикции многокомпонентных сплавов типа  $(\text{Tb}, \text{Dy}, \text{R}) \text{Co}_2$  ( $\text{R} = \text{Gd}, \text{Ho}$ ), а также сплавов на их основе с частичным замещением Co на Al, в широком интервале температур и магнитных полей. Детально изучено поведение спонтанной, продольной и поперечной магнитострикции, рассчитаны и проанализированы значения объемной и анизотропной магнитострикции.

В работе получены температурные зависимости параметров элементарной ячейки сплавов  $\text{Tb}_{0.8}\text{Gd}_{0.1}\text{Dy}_{0.1}\text{Co}_2$ ,  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.35}\text{Ho}_{0.35}\text{Co}_2$  и  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.35}\text{Ho}_{0.35}\text{Co}_{1.75}\text{Al}_{0.25}$  в интервале температур 110 – 280 К. Установлено, что ниже температур магнитного упорядочения сплавов наблюдаются ромбоэдрические искажения. В качестве примера на рис.1 приведены температурные зависимости для сплавов  $\text{Tb}_{0.8}\text{Gd}_{0.1}\text{Dy}_{0.1}\text{Co}_2$  и  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.35}\text{Ho}_{0.35}\text{Co}_2$ . Показано, что данные соединения демонстрируют магнито - структурные фазовые переходы, в области которых обнаружена гигантская объемная магнитострикция.

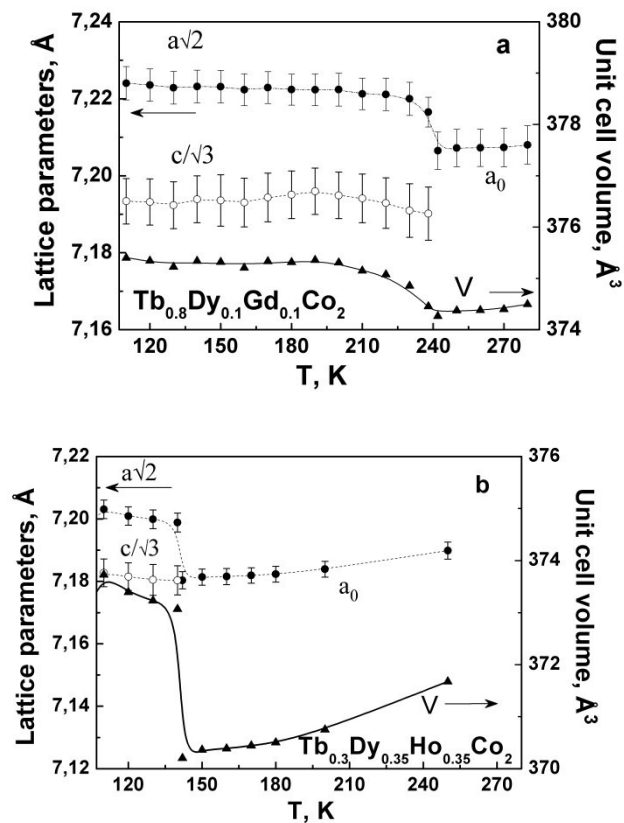


Рис.1. Температурные зависимости параметров ячейки сплавов  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$  и  $Tb_{0.3}Dy_{0.35}Ho_{0.35}Co_2$  ( $a_0$  - кубическая решетка,  $a\sqrt{2}$  и  $c/\sqrt{3}$  - ромбоэдрическая решетка)

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 15-33-70040 мол-а-мос и государственного задания Министерства образования и науки России.

#### Ссылки на литературу:

[1] Г.А. Политова, В.Б. Чжан, И.С. Терёшина, Г.С. Бурханов, А.А. Манаков, О.А. Алексеева, А.В. Филимонов, А.С. Илюшин. ФТТ. т.57, N 12. С. 57-62 (2015)

## CROSSOVER OF JAHN-TELLER DISTORTION AND LANDAU BROKEN SYMMETRY

**A. Yazdani<sup>1\*</sup>, M. Hesani<sup>1</sup>, N. Kamali Sarvestani<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Tarbiat Modares University, P.O. Box 14115-175, Tehran, Iran

\*e-mail: yazdania@modares.ac.ir

Since magneto-crystalline phase transition in the partner layer of LaFeAsO compound is emerged in the temperature range of 140-160°C [1], it is a question that which of the crystal phase formation or the magnetic phase formation could be the cause and which could be the effect.

Firstly, the paramagnetic tetragonal crystalline structure changes to the lower-symmetry orthorhombic structure at the critical temperature of  $T_{\text{crystal structure}}=160^{\circ}\text{C}$  as temperature decreases, where it could be supposed that the Jahn-Teller distortion effect dominates, resulting in the lower symmetry and energy. However, the antiferromagnetic phase transition is emerged at 140 °C below the crystalline phase transition, while it is expected that both phase transitions occur simultaneously because of Landau broken symmetry, whereas the lower energy should be achieved because of exchange interaction energy. Consequently, since the crystalline phase transition dominates before the magnetic phase, it should be supposed that the Jahn-Teller distortion is the cause, whereas it is more evident in the lattice constant and displacement of atomic position as temperature decreases (Table 1) and the total energy of both structures result in the interplay between localized electrons due to lattice distortion and those in the band structure. However, since the magnetic structure is traditionally a consequence of competition between exchange interaction  $J_{ij}$  and crystal field effect, the interface between Jahn-Teller distortion and emergence of antiferromagnetic state is a question, while formation of lower-symmetry antiferromagnetic orthorhombic crystal structure at  $T_N=140^{\circ}\text{C}$  should lower the crystalline minimum energy (Fig. 1). The emergence of different temperature ranges for minimum magneto-crystal structure could be due to localization at a lower level with the energy gain “ $E_{JT}$ ” or remaining at a higher level and decreasing energy due to the band broadening effect, which is here more pronounced in the emergence of spin density wave behavior. Whereas as temperature decreases, the antiferromagnetic order decreases to be converted to a spin density wave. The superconductor character can be emerged by simulations contribution by; (1) Substitution of “H” on “O” positions, where its position is not changed. (2)The decrease of antiferromagnetic order as temperature decreases where the strength of hybridization increases, resulting in a spin density wave.

	Pure cal. (Å)	H-doped 50% cal. (Å)	$\Delta$ cal. (Å)	$\Delta$ cal. (%)
La-La z-direction	3.805	3.980	-0.174	-4.440
La-O	2.378	2.436	-0.058	-2.403
La-As	3.428	3.278	0.150	4.689
Fe-La	3.708	3.530	0.177	4.999

Table 1: Distance between atoms in LaFeAsO and LaFeAsO<sub>0.5</sub>H<sub>0.5</sub>

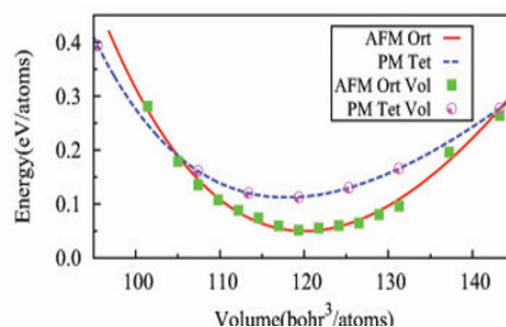


Fig.1: Diagram of E(V) for AFM Orthorhombic and PM tetragonal of undoped LaFeAsO

### References.

[1] Clarina de la Cruz, et. Al, Nature, Vol: 453, P. 899 (2008).



**POSTER SESSION**

**PD. NANOMAGNETISM AND NANOSTRUCTURE**

**PRESSURE INDUCED SPIN TRANSITION IN COORDINATION  
HOFMAN-LIKE COMPOUND  $\text{Fe}(\text{pz})[\text{Pt}^{\text{II}}(\text{CN})_4]$**

**Bukin G.V.<sup>1\*</sup>, Drobotko V.F.<sup>1</sup>, Levchenko G.G.<sup>1</sup>, Gaspar A.B.<sup>2</sup>, Real J.A.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Donetsk Physical & Technical Institute, Donetsk, Ukraine*

<sup>2</sup>*Institut de Ciència Molecular (ICMol), Universitat de València, València, Spain*

*\*email: bukinfti@rambler.ru*

Last time the advance in study of the spin transition (ST) phenomenon in molecular and molecular based compounds was achieved [1]. This advance allows clarify and estimate main contributions to cooperativity of the structural elements of these compounds what gives the opportunity to search purposefully the chemical materials with necessary ST properties. As a result were synthesized coordination ST compounds contained iron ions with transition temperature around room temperature [2, 3]. Now the main efforts are directed on getting the ways for inducing and driving of the ST with external actions for opening the ways to use ST phenomenon in saving information devices. For these investigations is interesting the 2D Hofman-like compounds  $\text{Fe}(\text{pz})[\text{Pt}^{\text{II}}(\text{CN})_4]$  (pz – pyrazine) with room temperature spin transition (292 K) and very wide hysteresis in 24 K. The goal of the presentation is studying temperature dependence of the molar magnetic susceptibility  $\chi_{\text{M}}T$  at atmospheric pressure and pressure influence on the spin transition at room temperature in iron contained polymeric compound  $\text{Fe}(\text{pz})[\text{Pt}^{\text{II}}(\text{CN})_4]$ .

It was shown that ST at atmospheric pressure takes place at temperature  $\sim 292$  K with hysteresis width  $\sim 24$  K (fig. 1a). At room temperature under external hydrostatic pressure the ST occurs at 0.062 GPa and the behavior of the transition is unusual having hysteresis in pressure region 0.809 GPa to 0.088 GPa were the quantity of a low-spin (LS) phase decreases from 100 to 65 %. However at transition temperature the hysteresis is equal zero (fig. 1b).

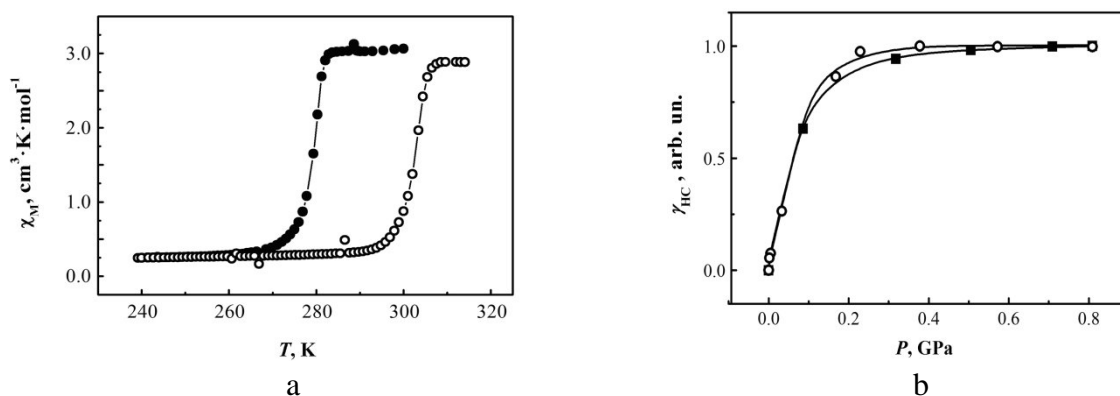


Fig.1. Temperature dependence of the molar magnetic susceptibility  $\chi_{\text{M}}T$  of  $\text{Fe}(\text{pz})[\text{Pt}^{\text{II}}(\text{CN})_4]$  at atmospheric pressure ( $\circ$  – heating,  $\bullet$  – cooling) (a) and  $\gamma_{\text{HC}} - P$  phase diagram for  $\text{Fe}(\text{pz})[\text{Pt}^{\text{II}}(\text{CN})_4]$  at increase ( $\blacksquare$ ) and decrease ( $\circ$ ) of the pressure (b).

The comparative analysis of interaction parameter of high-spin (HS) complexes and change of an enthalpy is carried out. It is established that change of an enthalpy practically coincides while the parameter of interaction differs for 30%.

[1] G.G. Levchenko, A.V. Khristov, V.N. Varyukhin, *Low Temp. Phys.* 40, 571 (2014).

[2] V. Niel, J.M. Martinez-Agudo, M.C. Muñoz, A.B. Gaspar, J.A. Real, *Inorg. Chem.* 40, 3838, (2001).

[3] G. Molnár, V. Niel, A.B. Gaspar, J.A. Real, V. Zwick, A. Bousseksou, J.J. McGarvey, *J. Phys. Chem. B* 106, 9701, (2002).

**NANOMECHANICAL APPROACH FOR CHANGING ENZYMATIC RATE OF CHYMOTRYPSIN, IMMOBILIZED ON MAGNETITE@GOLD NANOPARTICLES, UNDER LOW-FREQUENCY MAGNETIC FIELD**

**M.M. Veselov<sup>1</sup>, M.V. Efremova<sup>1</sup>, A.G. Majouga<sup>1,2</sup>, I.V. Uporov<sup>1</sup>, Yu.I. Golovin<sup>2,3</sup>, N.L. Klyachko<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Laboratory of Chemical Design of Bionanomaterials, Faculty of Chemistry, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

<sup>2</sup>National University of Science and Technology MISiS, Moscow, Russia

<sup>3</sup>Nanocenter, G. R. Derzhavin Tambov State University, Tambov, Russia

\*e-mail: veselov.mac@gmail.com

Application of magnetic nanoparticles for therapy, drug delivery, cells separation and as a contrast agent for MRI has undergone explosive development recently. Nanomechanical approach for biochemical reaction management is one of the promising techniques for using magnetic nanoparticles for biomedical application [1, 2]. In this technique, rotation of magnetic nanoparticles with immobilized on them enzyme under expose of alternative magnetic field is applied for changing an enzyme structure-activity (fig. 1). It was shown previously [1], that in the case of enzyme immobilized between two magnetic nanoparticles (MNP), rotation of MNP under low-frequency magnetic field can significantly change the enzyme structure leading to the decrease of the enzyme-catalyzed reaction rate. Contact forces applied to the enzyme molecule in such nanomechanical device amounts to hundreds of pNs [3]. In case of enzyme molecules immobilized on single magnetic nanoparticle, the hydrodynamic forces changing the enzyme structure more mild. Our aim in this work was to investigate the mechanism of decreasing enzymatic rate of chymotrypsin, immobilized between two magnetic nanoparticle, under low-frequency magnetic field.

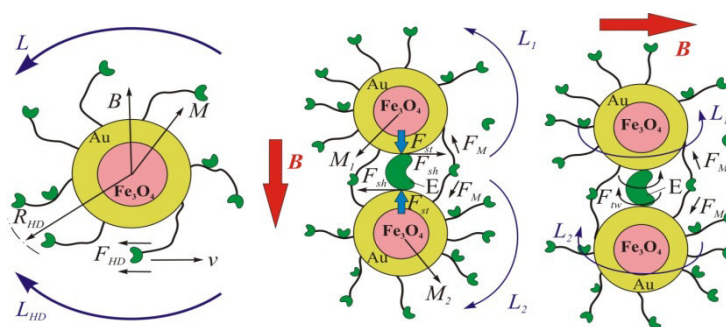


Figure 1. Different forces and deformations that appears in enzyme macromolecule under expose of magnetic field

Magnetite nanoparticles were prepared by co-precipitation of Fe(II) and Fe(III) salts followed by gold shell covering. The surface was modified with lipoic acid. Immobilization of  $\alpha$ -chymotrypsin was made by carbodiimide method. Hydrodynamic sizes of uncovered and enzyme modified nanoparticles were determined by Nanoparticles Tracking Analysis (table 1). The aggregation of enzyme covered nanoparticles was determined by transmission electron microscopy (fig. 2).

Table 1. Hydrodynamic size of uncovered and enzyme modified magnetite@gold nanoparticle

MNP hydrodynamic size before chymotrypsin modification	MNP hydrodynamic size after chymotrypsin modification
44 nm	92 nm

To investigate the mechanism of changing the enzymatic rate under expose of low-frequency magnetic field, we studied the effect of radial force (80 pN during 10 nsec) applied to the

chymotrypsin molecule by dynamic molecular modeling. This showed that in result of stretching catalytic center remains unchanged, while the binding site undergoes significant changes. Thus, such exposure should lead to changes only Michaelis constant. To confirm this, we have determined the  $\alpha$ -chymotrypsin kinetic parameters change, immobilized on magnetic nanoparticles surface, under the influence of external magnetic field. As a result, we have established that the  $K_M$  is increase by 2,5 times, while  $V_M$  is not changed (fig. 3 a). Also, we studied the effect of magnetic field on enzymatic rate at different frequencies (fig. 3 b).

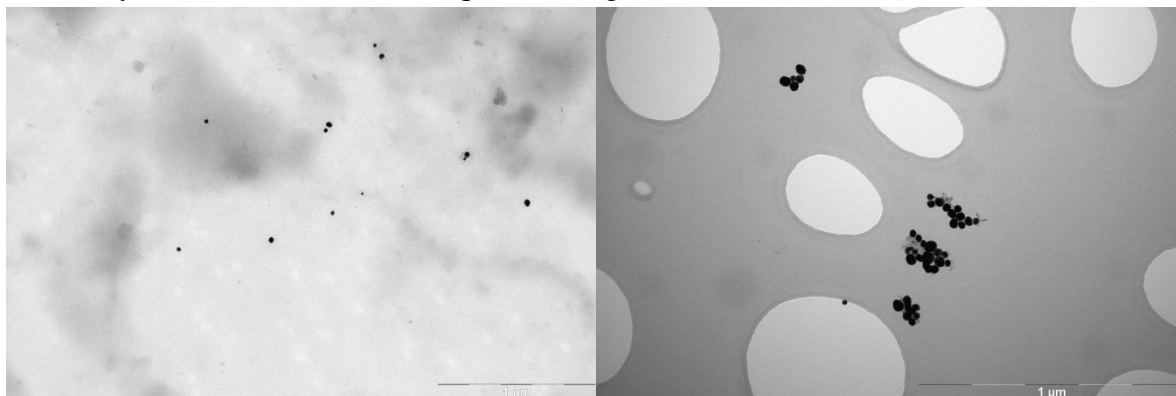


Figure 2. TEM microphotos of magnetite@gold nanoparticles before (left) and after (right) modification by chymotrypsin

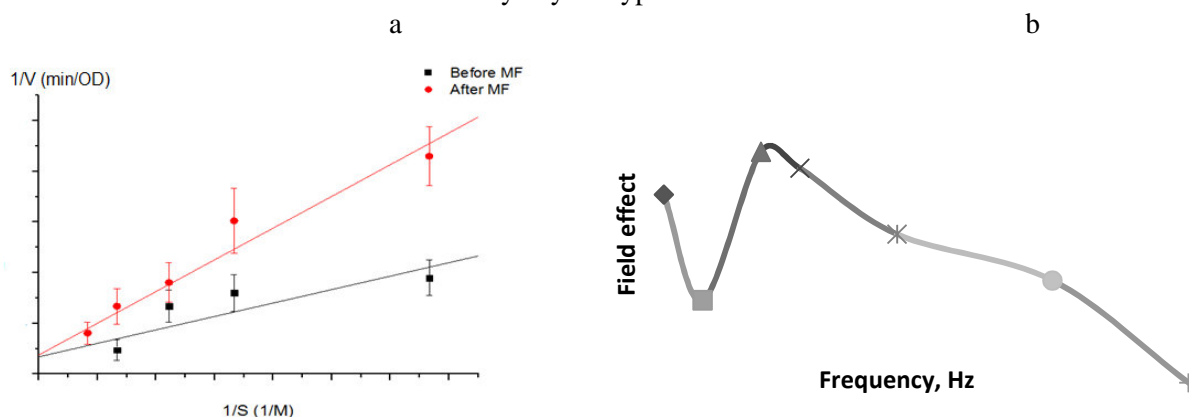


Figure 3. Determination of kinetic parameters of chymotrypsin immobilized in aggregates of  $\text{Fe}_3\text{O}_4@Au$  nanoparticles in Lineweaver–Burk plot (a). Field effect determined as  $(1-V_{\text{field}}/V_0) \cdot 100\%$  at different frequency (b)

[1] Natalia L. Klyachko, Marina Sokolsky-Papkov, Nikorn Pothayee, *Angew. Chem. Int. Ed.* 2012, 51, 12016–12019.

[2] Alexander Majouga, Marina Sokolsky-Papkov, Artem Kuznetsov. *Colloids and Surfaces B: Biointerfaces* 125 (2015) 104–109

[3] Ю.И. Головин, С.Л. Грибановский, Д.Ю. Головин, *Физика твердого тела*, 2014, том 56, вып. 7

## THERMAL STABILITY OF EXCHANGE BIASED $\text{Ni}_x\text{Mn}_{100-x}/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ FILMS

**Moskalev M.E.<sup>1\*</sup>, Lepalovskij V.N.<sup>1</sup>, Vas'kovskiy V.O.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia*

\**e-mail: moskalyov\_m@mail.ru*

Exchange bias is an extensively used feature of antiferromagnetic/ferromagnetic bilayers that occurs due to exchange coupling at the interface, and is mainly characterized by exchange bias field  $H_{\text{EX}}$  – the shift of a hysteresis loop relative to the origin. Common applications of exchange bias include spin valves and magnetic sensors among other things. However, in standard systems, such as ones based on antiferromagnetic  $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ ,  $H_{\text{EX}}$  decreases drastically with a rise in temperature and at the blocking temperature  $T_b$  vanishes altogether. Films with antiferromagnetic NiMn, on the contrary, may be capable of maintaining  $H_{\text{EX}}$  stable in a vast temperature range as the FCT-structure of NiMn has high-order anisotropy and Néel temperature. Thin film samples of  $\text{Ta}(5\text{nm})/\text{Ni}_x\text{Mn}_{100-x}(20\text{nm})/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(40\text{nm})/\text{Ta}(5\text{nm})$  were obtained via magnetron sputtering with an external magnetic field. The Ni concentration  $x$  varied from 10 to 70at.%, since at this range of  $x$  antiferromagnetic ordering of NiMn is possible. Magneto-optical Kerr effect (MOKE) was used to measure hysteresis loops at room temperature. Hysteresis loops at temperatures up to 700K were measured with a help of a vibrating sample magnetometer (VSM). Since as-deposited NiMn tends to form a paramagnetic FCC-structure, a post-deposition annealing is needed to transform it into an antiferromagnetic FCT-structure. A series of hour-long annealing procedures was performed at temperatures  $T_A$  varying from 250°C to 400°C. In contrast to as-deposited films, annealed ones exhibit large  $H_{\text{EX}}$  (Fig.1). That can be explained by structural transformations taking place in the NiMn layer. The highest value of  $H_{\text{EX}}$  equals to 50Oe and is achieved in samples with  $x=10\text{at.}\%$  after annealing at  $T_A=300^\circ\text{C}$ . High temperature measurements show that  $H_{\text{EX}}$  of annealed samples remains virtually unchanged at temperatures as high as 450K (Fig.2), at which systems based on  $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$  already reach their  $T_b$ . Furthermore,  $T_b$  of studied films exceeds 600K. Most probably, it is connected with a high-order anisotropy of antiferromagnetic NiMn.

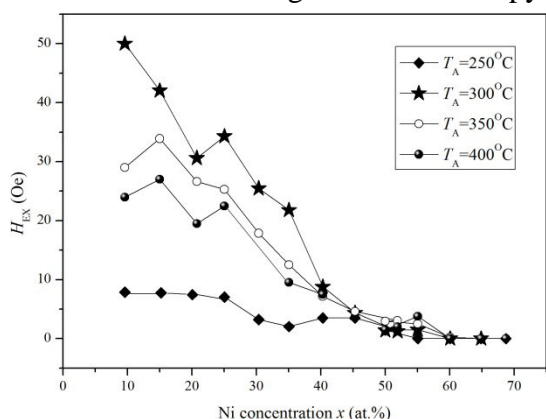


Fig.1. Exchange bias  $H_{\text{EX}}$  vs Ni concentration  $x$ . Annealing temperatures  $T_A$  are denoted in the legend

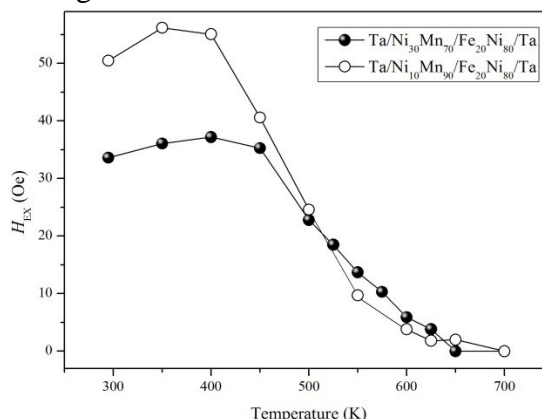


Fig.2. Exchange bias  $H_{\text{EX}}$  as a function of temperature. Two curves represent samples of different composition

We have shown that  $\text{Ni}_x\text{Mn}_{100-x}/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  films may display practically unchanged values of  $H_{\text{EX}}$  at temperatures up to 450K, which makes it a prospective system for practical usage. Nevertheless, a post-deposition annealing is necessary to form the antiferromagnetic phase in the NiMn layer, consequently for studied films to exhibit exchange bias.

## INTERLAYER COUPLING IN A SANDWICH STRUCTURE OBTAINED BY CHEMICAL VAPOR DEPOSITION

Chzhan A.V.<sup>1,3\*</sup>, Volochaev M.N.<sup>1</sup>, Zharkov S.M.<sup>2</sup>, Podorozhnyak S.A.<sup>1</sup>, Chichikova T.O.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Siberian Federal University, Krasnoyarsk 660041, Russia*

<sup>2</sup>*Kirenskii Institute of Physics, SB RAS, Krasnoyarsk 660036, Russia*

<sup>3</sup>*Krasnoyarsk State Agrarian University, RF, Krasnoyarsk 660049, Russia*

\*avchz@mail.ru

The three-layer films formed with ferromagnetic layers different in coercive force and a nonmagnetic layer thickness of a few atomic layers are the simplest multilayer structures in which the spin-dependent effects occur. For this reason, three-layer films are the most promising for creating spinventil devices for spintronics.

It is known that during creation of the sandwich structures with the given properties, first of all, it is necessary to achieve the quality interface between layers. The simplest possibility of indirect control may serve as field dependence of the hysteresis loop offset by the thickness of the nonmagnetic layer. This method was used to study the three-layer films produced by chemical vapor deposition of amorphous and crystalline Co-P alloys and the non-magnetic NI-P layer separating them [1]. It was found that the addition of Ni in alloys with low coercitive-Co-P layer leads to a drastic reduction in the field of the hysteresis loop of the bias layer with increasing layer thickness, which was associated with improved quality of the interface between the non-magnetic and low coercitive layers.

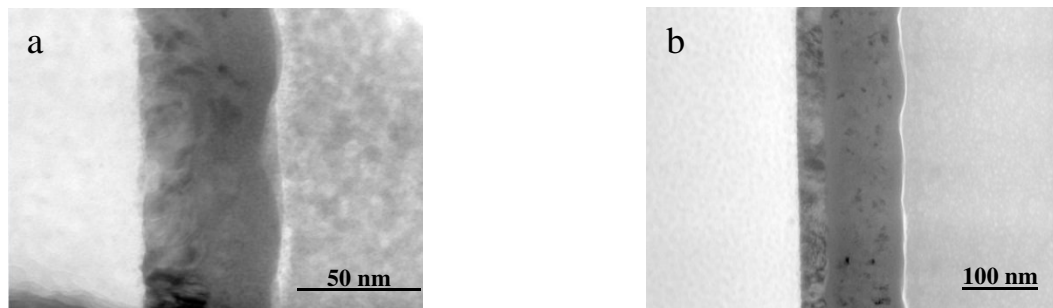


Fig.1. TEM image of a cross section of films with low coercitive Co-P (a) and Co-Ni-P (b) layers.

This assumption is confirmed by direct observation of a cross section of films obtained by transmission electron microscopy (Figure 1). Introduction of Ni into Co-P amorphous alloy leads to the emergence of a clear boundary between the magnetic layers, which confirms the earlier assumption made.

[1] A.V.Chzhan, V.A.Seredkin, S.Ya.Kiparisov, Abstracts of XXII International Conference "New in magnetism and magnetic materials. Astrakhan: Astrakhan State University C.23 (2012).

## NEW APPROACH IN REMOTE CONTROL OF DRUG RELEASE FROM CONTAINER BY MEANS OF MAGNETIC NANOPARTICLES AND LOW FREQUENCY MAGNETIC FIELD

**Vlasova K.Y.<sup>1\*</sup>, Abakumov M.A.<sup>2</sup>, Deygen I.M.<sup>1</sup>, Golovin Y.I.<sup>3</sup>, Majouga A.G.<sup>4</sup>, Kabanov A.V.<sup>1,5</sup>, Klyachko N.L.<sup>1,4,5</sup>**

<sup>1</sup>*Lomonosov Moscow State University, 119991, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Pirogov Russian National Research Medical University, 117997, Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*Tambov State University named after G.R. Derzhavin, 392000, Tambov, Russia*

<sup>4</sup>*National University of Science and Technology, 119991, Moscow, Russia*

<sup>5</sup>*University of North Carolina at Chapel Hill, Chapel Hill, USA*

\**e-mail: vlasova\_k.y@mail.ru*

**Abstract.** Using magnetic liposomes, loaded with fluorescent markers, as model system we developed new approach to control drug release from liposomes under ultra-low frequency alternating magnetic field (MF). Synthesized Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> magnetic nanoparticles (MNPs) with 10 nm core diameter were incorporated into an inner part of liposomes. Such magnetic liposomes poses low toxicity in comparison to free MNPs. Transmission electron microscopy (TEM) and infrared (IR) spectroscopy data showed that under MF action liposomal membrane became more flexible and disturbed, and even disrupted. Our study suggests the possibility of bilayer permeability increasing through MNPs under external MF exposures. The efficiency of the model system was shown by fluorescent label release from liposomes.

**Introduction.** Liposomal drug delivery systems are widely applicable containers for protection and delivery of active molecules. Liposomes consist of biocompatible lipids, are stable during blood circulation and can concentrate at a target site. Despite their advantages, the major drawback of liposomes is incomplete drug release and low loading capacity, especially in the case of hydrophobic molecules. To solve the problem of drug release, sensitive to pH or temperature changes liposomes are created. These approaches have limitations too. In recent years, progress in magnetic nanoparticles technologies led to creation of magnetic nano-formulations including liposomes. Such magnetic liposomes with special thermosensitive polymers are activated by high-frequency MF, i.e. using the effect of hyperthermia (caused through magnetic particles). In this case, high-frequency MF with high intensity is used during a long period of time that makes the method inconvenient. In our work, we try to develop a new method to improve drug release through MNPs and super low frequency MF. It is known that the relaxation of nanoparticles magnetic moments at MF exposures proceeds via particles' mechanical rotation (Brown relaxation) or via the energy of crystallographic anisotropy (Neel relaxation). In the case of MNPs with 10 nm diameter, Brown relaxation proceeds faster than Neel. According to Y.I. Golovin et al review [1], MNPs can cause deformations of the membrane through their mechanical rotation and thereby increase drug release. **The aim** of this work was to create magnetic liposomes loaded with fluorescent labels as a drug model and investigate the effect of super low frequency MF on this drug container.

**Methods.** Liposomes were prepared as follow: MNPs, fluorescent marker, phosphatidylcholine, cholesterol and DSPE-PEG were dispersed in chloroform, dried to get film and then dispersed in phosphate buffer, sonicated, and free MNPs were separated by passing the suspension through extruder with pore size filter 400 nm. Excess of fluorescein was removed by centrifugation through NAP-25 desalting column.

**Results.** After loading, magnetic liposomes had average diameter of  $160\pm 14$  nm, polydispersity index (PDI) was  $0.25\pm 0.10$ . Liposomes were stable in DW and PBS at pH=7.4 and  $37^{\circ}\text{C}$  for at least one week. Free magnetic liposomes poses low toxicity and T2- relaxation. TEM analysis showed that MNPs are in inner part of liposomes. According to microphotos of samples, after 3 and 25 min, MNPs exposed to MF form clusters; later can rotate in liposome and destroy membrane. IR-spectroscopy showed that MF application caused “melting” of liposomes membrane and the “melting” range depends on MF exposures time and MF intensity. At 50 Hz, for example, the “melting” started only after 5 min of MF exposure. These data correspond to those showing the release profile. Release experiments were conducted using model liposomes loaded with fluorescein. It was shown that at MF exposure, the release was about 80% for 40 min. Note that without MF application, it was only 45%. Moreover, most of fluorescein was released for the first 10 min in the case of MF exposures. The reason might be a reorganization of lipid bilayer occurred under MF application.

**Conclusion.** In the case of magnetic liposomes, IR-spectroscopy and TEM data showed that MF application caused “melting” of liposomes membrane and the “melting” range depended on MF exposures time and MF intensity. These data correspond to those showing the release profile. The reason might be a reorganization of lipid bilayer occurred under MF application. TEM showed that MNPs are in inner hydrophilic part of liposomes. After short time exposures particles form clusters (lines) whose rotation can make liposomal membrane became more flexible and disturbed, and even disrupted. These new data show promises in application of remote control via magnetic liposomes in drug delivery.

Investigation was supported by RSF-14-13-00731 and K1- 2014-022 grants.

#### **References**

[1]Yuri I. Golovin, S.L. Gribanovsky, et al//Towards nanomedicines of the future: Remote magneto-mechanical actuation of nanomedicines by alternating magnetic fields//J. Controlled Release, Vol.219, pp.43-60, 2015.



## INFLUENCE OF DRAG EFFECT ON THE FORMATION OF THE TEMPERATURE SPIN EFFECTS IN HYBRID NANOSTRUCTURES METAL/ MAGNETIC INSULATORS

I.I. Lyapilin<sup>1,2\*</sup>, M.S. Okorokov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>IMP UB RAS, Ekaterinburg, Russia

<sup>2</sup>URFU, Ekaterinburg, Russia

\*e-mail: Lyapilin@imp.uran.rul

## РОЛЬ ЭФФЕКТОВ УВЛЕЧЕНИЯ В ФОРМИРОВАНИИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ СПИНОВЫХ ЭФФЕКТОВ В ГИБРИДНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

МЕТАЛЛ/МАГНИТНЫЙ ДИЭЛЕКТРИК

И.И. Ляпилин<sup>1,2</sup>, М.С. Окороков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>УрФУ, Екатеринбург, Россия

Понимание спинового транспорта является не только одним из ключевых вопросов квантовой физики многих тел, но и имеет первостепенное значение для будущего спинтроники. Новое направление в развитии спинового транспорта связано с открытием и изучением влияния тепловых потоков на спиновый транспорт [1]. Известно, что существенную роль при изучении термических возмущений играет решетка (фононы) [2,3]. В исследуемых структурах металл/магнитный диэлектрик в условиях спинового эффекта Зеебека (СЭЗ) термические возмущения приводят к отклонению от равновесного состояния как фононную подсистему, так и подсистему локализованных спинов. Анализ температурных измерений СЭЗ показал, что наличие температурного градиента приводит к существенному взаимному влиянию фононного и магнетонного потоков, что приводит к наблюдаемой немонотонной температурной зависимости коэффициента СЭЗ [4].

Следует отметить, что имеющиеся работы по фонон-магнетонному увлечению не охватывают полностью всю специфику спинового эффекта Зеебека, которая имеет место в структурах металл/магнитный диэлектрик. Градиент температуры, прикладываемый к магнетонному диэлектрику, формирует неравновесное распределение фононов, определяя направление теплового потока фононов. Он также выводит из равновесия и подсистему локализованных спинов, реализуя в магнетонном диэлектрике «термически» возбужденные магнетоны, энергия которых порядка температуры. В рамках модели эффективных параметров, развитой в [5] неравновесное состояние системы магнетонный диэлектрик-решетка рассматривалось как совокупность подсистем (фононы, магнетоны), каждая из которых характеризовалась своей эффективной температурой. Различие в эффективных температурах подсистем приводит к реализации эффекта – передачи углового момента от магнетонной подсистемы, как в решетку, так и в подсистему электронов проводимости металла и наоборот. Рассмотрим теперь роль интерфейса в таких структурах. По отношению к подсистеме локализованных моментов интерфейс при наличии спиновой аккумуляции в электронной подсистеме металла, можно рассматривать как источник, поставляющий «когерентные» магнетоны в магнетонный диэлектрик. Энергия таких магнетонов, рожденных в результате неупругого рассеяния на локализованных моментах расположенных на интерфейсе, порядка энергии спиновой аккумуляции электронов  $\mu_s > k_B T$ . Результат действия такого источника – возникновение магнетонной аккумуляции ( $\delta N_m = N_m - N_m^0$ ,  $N_m^0$  -

равновесная функция распределения (Бозе-Эйнштейна) магнонов) вблизи интерфейса. Таким образом, при анализе эффектов увлечения в магнитном диэлектрике наряду с фоновым потоком следует принимать во внимание потоки «когерентных» и «термически» возбужденных магнонов и взаимодействие между ними. Заметим, что СЭЗ определяется именно потоком «когерентных» магнонов.

В настоящей работе рассмотрен эффект магнон-фононного увлечения в ферромагнитном диэлектрике при наличии температурного градиента в модели трех потоков «когерентных» и «термических» магнонов и фононов. В первой части работы, основываясь на результатах полученных в [5] показано, как в модели эффективных параметров можно выделить в магнонном токе поток «когерентных» магнонов, определяющих СЭЗ. Построение общих уравнений баланса импульса магнонов и фононов в модели трех потоков и анализ различных модификаций эффектов увлечения составляют содержание второй части работы.

Работа выполнена по теме «Спин» 0120463330 при поддержке гранта Министерства образования российской Федерации (грант 14.Z 50.31.0025, грант 16-0200044) и проекта 15-17-2-17.

### Литература

- [1] K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Otari, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G. E.W. Bauer, S. Maekawa, E. Saitoh, Nature Mater. **9**, 894 (2010).
- [2] L.E. Gurevich, G.A. Roman, Sov. Phys. Sol. St. **8**, 2102 (1967).
- [3] C. Bartasch, W. Brenig, Phys. Rev.B **88**, 214412 (2013)
- [4] H. Adachi, K. Uchida, E. Saitoh, Ohe, S. Takahashi, S. Maekawa, Appl. Phys. Lett. **97**, 252506 (2010).
- [5] I. I. Lyapilin, M. S. Okorokov, V. V. Ustinov, Phys. Rev. B **91**, 195309 (2015).

**THERMODYNAMICS OF SPONTANEOUS SPIN-REORIENTATION PHASE  
TRANSITION IN  $\epsilon$ - $\text{In}_{0.043}\text{Fe}_{1.957}\text{O}_3$  NANOPARTICLES**

**Kostyuchenko S.A.<sup>1</sup> and Dmitriev A.I.<sup>2\*</sup>**

<sup>1</sup>*Lomonosow Moscow State University, 119991, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Institute of Problems of Chemical Physics of RAS, 142432, Chernogolovka, Russia*

*\*e-mail: aid@icp.ac.ru*

**ТЕРМОДИНАМИКА СПОНТАННОГО СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННОГО  
ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В НАНОЧАСТИЦАХ  $\epsilon$ - $\text{In}_{0.043}\text{Fe}_{1.957}\text{O}_3$**

**Костюченко С.А.<sup>1</sup>, Дмитриев А.И.<sup>2\*</sup>**

<sup>1</sup>*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Институт проблем химической физики РАН, 142432, Черноголовка, Россия*

В наночастицах  $\epsilon$ - $\text{In}_{0.043}\text{Fe}_{1.957}\text{O}_3$  при температуре  $T = 150$  К происходит магнитный фазовый переход, сопровождающийся резким уменьшением намагниченности и коэрцитивной силы. Фазовый переход вызван переориентацией оси легкого намагничивания в результате конкуренции одноионной и диполь-дипольной магнитных анизотропий [1].

В окрестности 100 К обнаружен температурный гистерезис намагниченности и расхождение температурных зависимостей магнитного момента образцов, охлажденных в нулевом магнитном поле (ZFC) и магнитном поле напряженностью 10 кЭ (FC). Температурный гистерезис указывает на то, что имеет место фазовый переход первого рода и запаздывание роста новой фазы в неравновесных условиях конечной скорости развертки температуры.

Обнаружено, что увеличение напряженности магнитного поля приводит к увеличению ширины  $\Delta T$  температурного гистерезиса и уменьшению изменения намагниченности, вызванного спин-переориентационным переходом.

Термодинамический анализ спин-переориентационного перехода выполнен с помощью модели Сликтера и Дрикамера [2].

Авторы выражают благодарность Р.Б. Моргунову за внимание к работе и помощь на всех этапах ее выполнения. Работа поддержана грантом РФФИ (проект № 16-07-00863 а).

[1] А.И. Дмитриев, О.В. Коплак, Р.Б. Моргунов, ФТТ. Т. 55. N. 11. С. 2140-2147 (2013).

[2] С.Р. Slichter, H.G. Drickamer, J. Chem. Phys. V. 56. N. 5. P. 2142-2160 (1972).

**MAGNETOTRANSPORT PROPERTIES OF HYBRID STRUCTURE Co/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Ge/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Si WITH NANOSCALE SEMICONDUCTOR CHANNEL**

**Rautskii M.V.<sup>1\*</sup>, Tarasov A.S.<sup>1,2</sup>, Bondarev I.A.<sup>1,2</sup>, Lukyanenko A.V.<sup>1,2</sup>, Volochaev M.N.<sup>1,3</sup> and Volkov N.V.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Kirensky Institute of Physics, SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

<sup>2</sup>*Siberian Federal University, 660041, Krasnoyarsk, Russia*

<sup>3</sup>*Siberian State Aerospace University, 660014, Krasnoyarsk, Russia*

\**e-mail: rmv@iph.krasn.ru*

**МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ГИБРИДНОЙ СТРУКТУРЫ Co/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Ge/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Si С НАНОРАЗМЕРНЫМ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ КАНАЛОМ**  
**Рауцкий М.В.<sup>1\*</sup>, Тарасов А.С.<sup>1,2</sup>, Бондарев И.А.<sup>1,2</sup>, Лукьяненко А.В.<sup>1,2</sup>, Волочаев М.Н.<sup>1,3</sup> и Волков Н.В.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*ИФ СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*

<sup>2</sup>*Сибирский Федеральный Университет, 660041, Красноярск, Россия*

<sup>3</sup>*Сибирский Аэрокосмический Университет, 660014, Красноярск, Россия*

Включение в сферу спинтроники гибридных позволяет объединить преимущества магнитных и полупроводниковых материалов. Известны преимущества магнитных устройств – высокая скорость переключения, энергонезависимость, высокая стабильность, устойчивость к внешним воздействиям. С другой стороны, свойствами полупроводниковых материалов можно легко управлять изменением температуры, допированием, электрическим полем, оптическим излучением. Наконец, гибридные структуры и устройства оказываются совместимыми с КМОП технологией, которая, по сути, составляет основу всей современной электроники.

Исследуемые структуры Co(100нм)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(2нм)/Ge(20нм)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(100нм)/Si(350мкм) с наноразмерным полупроводниковым токовым каналом были изготовлены в ИФ СО РАН. Слоистая структура получена методом магнетронного напыления, а топология верхнего слоя Co и наноразмерного канала Ge сформированы с применением оптической литографии и фокусированного ионного пучка.

Сопротивления исследуемой структуры немонотонно зависит от температуры и имеет минимум при температуре 120К. При этом выше 120К зависимость сопротивления от температуры носит металлический характер, в то время как ниже 120К сопротивление резко возрастает, что характерно для полупроводников. Такое поведение сопротивления может быть обусловлено конкуренцией сопротивления пленки Co и германиевого наноразмерного канала.

Для исследуемой структуры наблюдается положительное магнитосопротивление, которое составляет 16% в поле 1Т при температуре 50К. Такое поведение магнитосопротивления наблюдается в гибридных структур металл/диэлектрик/полупроводник и определяется электронным транспортом через инверсионный слой на границе между подложкой и оксидом. В нашем случае, роль инверсионного слоя играет германиевый наноканал. Такие гибридные устройства могут быть использованы в качестве спиновых вентилях в устройствах спинтроники.

**FERROMAGNET RESONANCE IN 2D-MASSIVES OF NANODOTS****P. D. Kim<sup>1</sup>, V. A. Orlov<sup>2</sup>, R. Yu. Rudenko<sup>1,2\*</sup>, V. S. Prokopenko<sup>3</sup>, I. N. Orlova<sup>3</sup>**<sup>1</sup> *Kirensky Institute of Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences,  
660036 Krasnoyarsk, Russia*<sup>2</sup> *Siberian Federal University, 660041 Krasnoyarsk, Russia*<sup>3</sup> *Krasnoyarsk State Pedagogical University, 660049 Krasnoyarsk, Russia*\* *rudenko-roma406@ya.ru***ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В 2D-МАССИВАХ НАНОТОЧЕК****П.Д. Ким<sup>1</sup>, В.А. Орлов<sup>2</sup>, Р.Ю. Руденко<sup>1,2\*</sup>, В.С. Прокопенко<sup>3</sup>, И.Н. Орлова<sup>3</sup>**<sup>1</sup> *Институт физики им. Л.В. Киренского, 660036 Красноярск, Россия*<sup>2</sup> *Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия*<sup>3</sup> *Красноярский государственный педагогический университет**им. В.П. Астафьева, 660049 Красноярск, Россия*

Пристальное внимание к 1D-массивам из ферромагнитных наноточек разной формы связано с перспективами использования их в устройствах спинтроники различного назначения. Известно, что в наноточках реализуется устойчивое распределение намагниченности в виде вихря с точкой Блоха в центре магнетика. Экспериментальные средства изучения индивидуальных наноточек получили большое развитие [1,2]. Но чаще в эксперименте исследуются пленки - массивы наноточек достаточно далеко отстоящих друг от друга. Поэтому, как правило, взаимодействие между магнитными подсистемами элементов массива в расчет не берется [3]. Вместе с тем, дальнедействующее магнитостатическое взаимодействие способно влиять на коллективные моды вращательного движения кора [4-8]. В практически плотно упакованных массивах обнаружено даже более сильное обменное взаимодействие между намагниченностями [9], обусловленное наличием магнитных "перемычек" между соседними элементами массива.

В настоящей работе мы исследуем 2D-массив частиц и влияние магнитостатического взаимодействия на динамику намагниченности. Пленки-массивы круглых и квадратных наноточек были сформированы методом "Lift-off" из сплошной пленки Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>, на кремниевой подложке. Размер массива составлял (4 x 4 nm<sup>2</sup>). Толщина наноточек в получившихся массивах  $L = 100$  nm. В массивах круглых элементов их радиус составлял  $R = 1.6$  mkm, расстояние между центрами двух соседних наноточек  $4R$ . В массивах квадратных наноточек длина стороны одного элемента равна  $a = 1.5$  mkm при таком же расстоянии между сторонами элементов. Магниторезонансные свойства массива наноточек исследовались на ФМР-спектрометре при частоте 232 MHz. Постоянное магнитное поле прикладывалось перпендикулярно плоскости волновода в интервале от -5 до 5 кОе. В результате были получены дифференциальные кривые поглощения образца в зависимости от основного поля, характерный вид которых показан на рисунке 1. Фактически мы наблюдаем расщепление резонансной частоты гиротропного движения вихрей. Этот эффект мы связываем с наличием пусть и незначительного, но дальнедействующего магнитостатического взаимодействия между нанодисками.

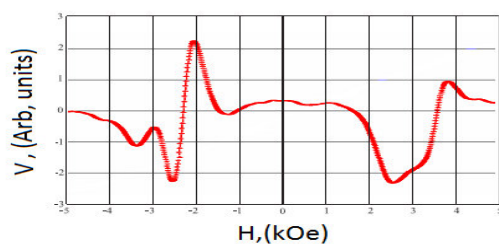


Рис. 1: Дифференциальная кривая поглощения, полученная в эксперименте по ФМР

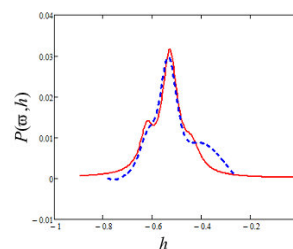


Рис. 2: Интегральные резонансные кривые массивов круглых наноточек

Нами теоретически была рассмотрена модель 2D-массива круглых наноточек, центры которых расположены на одинаковом расстоянии  $d$  друг от друга. Поведение кора подчиняется уравнению движения вида:  $\mathbf{G} \times \mathbf{v} - \nabla U + \mathbf{F} = 0$ . Здесь  $\mathbf{G}$  - гировектор,  $\mathbf{v}$  - вектор скорости кора магнитного вихря,  $U = k\mathbf{r}^2/2$  - потенциальная энергия кора,  $\mathbf{F}$  - сила магнитоэлектростатической природы, действующая на магнитную подсистему выделенной наноточки со стороны других элементов. Детальное рассмотрение механизма взаимодействия нанодисков позволило получить решения уравнения движения для разных мод и их частоты. Расчетное значение максимальной величины расщепления по полю в длинноволновом пределе составляет порядок  $\Delta h \approx 0.2$ . Это дает удовлетворительное согласие с экспериментальными данными из рисунка 1. На рисунке 2 показаны в сравнении интегральная кривая поглощения полученная из результатов эксперимента и теоретическая классическая резонансная кривая в длинноволновом пределе.

В экспериментах на массивах квадратных наноточек была обнаружена заметная зависимость резонансной частоты от величины магнитного поля, приложенного параллельно плоскости пленки. Что не наблюдалось на массивах круглых наноточек. Мы это связываем с формой эффективной потенциальной ямы, в которой находится кор вихря. В наномагнетиках квадратной формы профиль потенциальной ямы не обладает осевой симметрией и не пропорционален квадрату смещения. При наличии постоянной составляющей магнитного поля в плоскости магнетика кор смещается из центра и оказывается в области потенциала с меньшим значением коэффициента квазижесткости. Это приводит к уменьшению скорости движения кора и частоты его вращения, что подтверждено в эксперименте.

Авторы признательны В. Я. Принцу за помощь в изготовлении массивов точек. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 14-15-00805. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 16-32-00103

#### Ссылки на литературу

- [1] B. Pigeau, G. de Loubens, O. Klein, A. Riegler, F. Lochner, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, V. S. Tiberkevich, A. N. Slavin, Appl. Phys. Lett., 96, 132506 (2010).
- [2] G. Loubens, A. Riegler, B. Pigeau, F. Lochner, F. Boust, K.Y. Guslienko, H. Hurdequint, L.W. Molekamp, G. Schmidt, A.N. Slavin, S. Tiberkevich, N. Vukadinovic, O. Klein, Phys. Rev. Lett. B, 102, 177602 (2009).
- [3] V. Novosad, F.Y. Fradin, P.E. Roy, K.S. Buchanan, K.Yu. Guslienko, S.D. Bader, Phys. Rev. B, 72, 024455 (2005).
- [4] V.A. Orlov, P.D. Kim, Journal of Siberian Federal University. Math. and Phys., 6, 86 (2013).
- [5] V.S. Prokopenko, P.D. Kim, V.A. Orlov, B.V. Vasiliev, D.K. Vovk, S.E. Zatsepin, R.Yu. Rudenko, Journal of Siberian Federal University. Mathematics and Physics, 6, 262 (2013).
- [6] П.Д. Ким, В.А. Орлов, В.С.Прокопенко, С.С. Замай, В.Я. Принц, Р.Ю. Руденко, Т.В. Руденко, ФТТ, 57, 29 (2015).
- [7] Ю.П. Иванов, Е.В. Пустовалов, А.В. Огнев, Л.А. Чеботкевич, ФТТ, 51, 2167 (2009).
- [8] K.Yu. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi, Phys. Rev. B, 65, 024414 (2001).
- [9] J. Dou, S.C. Hernandez, C. Yu, M.J. Pechan, L. Folks, J.A. Katine, M.J. Carey, J. of Appl. Phys., 107, 09B514 (2010).

**INFLUENCE PRESSURE OF SPIN TRANSITION IN 2D COORDINATIONS  
COMPOUNDS  $\text{Fe}(\text{L})_2\text{M}(\text{CN})_4$ , WO (L - LIGAND, M – Ni, Pt, Pd)**

**Terekhov<sup>1\*</sup> S.A., Bukin<sup>1</sup> G.V, Berezhnaya<sup>1</sup> L.V., Levchenko<sup>1</sup> G.G., Gaspar<sup>2</sup> A.B., Real<sup>2</sup> J.A.**

<sup>1</sup>Donetsk Physical & Technical Institute A.A Galkina,. 03680, Kiev, Ukraine.

<sup>2</sup>Institut de Ciencia Molekular/Departement de Quimica Inorganica Universitat de 46980 Paterna,  
Valencia, Spain

\* e-mail: sergey\_terehov@ukr.net

**ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА СПИНОВЫЙ ПЕРЕХОД В 2D КООРДИНАЦИОННЫХ  
СОЕДИНЕНИЯХ  $\text{Fe}(\text{L})_2\text{M}(\text{CN})_4$ , ГДЕ (L - ЛИГАНД, M – Ni, Pt, Pd)**

**Терехов С.А.<sup>1\*</sup>, Букин Г.В.<sup>1</sup>, Бережная Л.В.<sup>1</sup>, Левченко Г.Г.<sup>1</sup>, Gaspar A.<sup>2</sup>, Real J.A.<sup>2</sup>.**

<sup>1</sup>Донецкий физико-технический институт им. А.А.Галкина, 03680, Киев, Украина.

<sup>2</sup> Institut de Ciencia Molekular/Departement de Quimica Inorganica Universitat de 46980 Paterna,  
Valencia, Spain

В последнее время широко исследуются металлоорганические координационные соединения, содержащие ионы переходных металлов, которые обладают неустойчивыми электронными конфигурациями. Эти составы при внешних воздействиях показывают изменение цвета и структуры при переходе из высокоспинового в низкоспиновое состояние, различие магнитных и оптических свойств, что есть одно из самых интересных примеров для изучения спин-кроссоверных соединений. Имеются публикации, где говорится о применении спин- кроссоверных материалов, содержащих  $\text{Fe}^{2+}$ , как датчиков и устройств памяти.

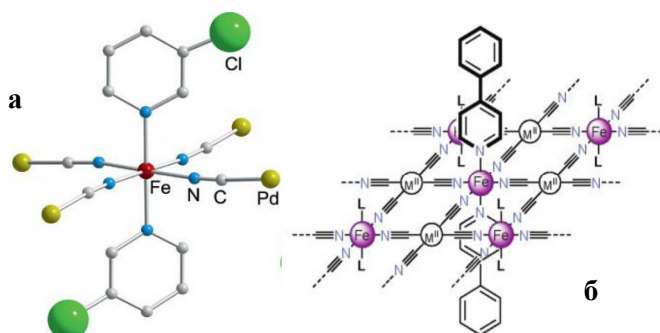


Рис.1. Характерный фрагмент структуры окружения центрального иона  $\text{Fe}^{2+}$ , с соответствующим номером атома для образцов: а)  $\text{Fe}(\text{3-Fpy})_2\text{M}(\text{CN})_4$ ,  $\text{Fe}(\text{3-Clpy})_2\text{M}(\text{CN})_4$ ; б)  $\text{Fe}(\text{PhPy})_2\text{M}(\text{CN})_4$

Объект исследования 2D-координационные соединения:  $\text{Fe}(\text{3-Fpy})_2\text{M}(\text{CN})_4$ ,  $\text{Fe}(\text{3-Clpy})_2\text{M}(\text{CN})_4$ ,  $\text{Fe}(\text{PhPy})_2\text{M}(\text{CN})_4$ , где 3-Fpy, 3-Clpy, PhPy фторгалогенные, хлоргалогенные, фениловые производные пиридина, M – допированные металлы Ni, Pd и Pt. На рис. 1(a, b) представлены фрагменты структуры для этих образцов, где видно, что эти соединения состоят из слоев, содержащих ионы двухвалентного железа, окруженные шестью атомами азота, которые связаны в этой плоскости мостиками лигандов через атомы  $\text{N}_1$ . Экваториальные позиции заняты атомами азота цианистых групп  $[\text{M}(\text{CN})_4]^{2-}$ . В этой работе экспериментальное исследование спинового перехода (СП) осуществлялось несколькими методами, в частности: температурно-индуцированный спиновый переход (ТИСП) под давлением на магнетометре SQUID и индуцированный давлением спиновый переход (ИДСП) при комнатной температуре в видимом диапазоне длин волн на спектрометре Carl

Zeiss PGS-2.

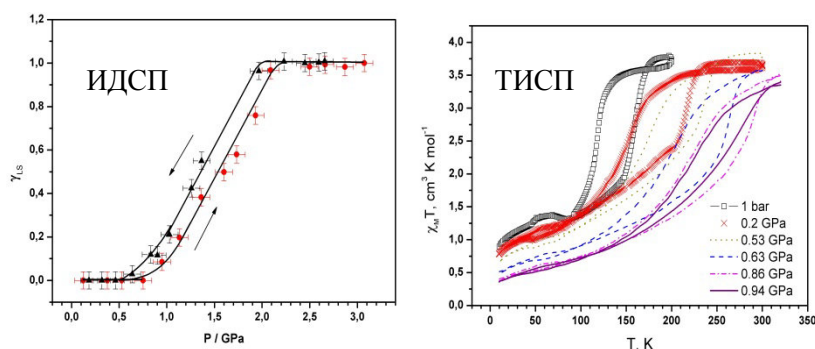


Рис.2. Зависимости доли низкоспиновой фазы от давления (ИДСП) и магнитной восприимчивости от температуры (ТИСП)

Для примера на рис.2 приведены зависимости полученные в разных экспериментах для полимера  $\text{Fe}(\text{PhPy})_2\text{Ni}(\text{CN})_4$ .

В результате, наблюдая одинаковое или различное поведение СП, мы можем рассчитать термодинамические параметры, управляющие СП, используя приближение упругих взаимодействий:

$$\Delta H_{HS}(P) - T\Delta S + P\Delta V_{HL} - 2\gamma_{HS}\Gamma(P) - k_B T \ln \left[ \frac{1 - \gamma_{HS}}{\gamma_{HS}} \right] = 0, \quad (1)$$

где  $\Delta H_{HL}(P)$  – изменение энтальпии при изменении давления, содержащее в себе изменение упругой энергии  $\Delta_{\text{elast}}$ ,  $\Delta S$  – изменение энтропии,  $P$  – давление,  $\Delta V$  – изменение объема при СП,  $\Gamma$  – параметр взаимодействия,  $\gamma_{HS}$  – приведенная доля высокоспиновых комплексов в системе

## Выводы

Сравнивая полученные результаты для хофман-подобных соединений  $\text{Fe}(\text{3-Fpy})_2\text{M}(\text{CN})_4$ ,  $\text{Fe}(\text{3-Clpy})_2\text{M}(\text{CN})_4$ ,  $\text{Fe}(\text{PhPy})_2\text{M}(\text{CN})_4$ , можно сделать вывод, что, несмотря на одинаковую структуру этих полимеров, они обладают различными типами и различным поведением СП при изменениях давления и температуры. Также было установлено, что:

- При индуцировании спинового перехода давлением определяющую роль играет изменение упругой энергии, а энергии взаимодействия  $\Gamma$  приблизительно равны для соединений с одинаковым допированным металлом
- Замена галогенного атома в лиганде качественно влияет на спиновый переход, индуцированный температурой и давлением.
- С увеличением атомного радиуса допированных металлов (Ni, Pd и Pt) уменьшается давление перехода в эксперименте ИДСП.
- В составах  $\text{Fe}(\text{PhPy})_2\text{Pd}(\text{CN})_4$  и  $\text{Fe}(\text{PhPy})_2\text{Pt}(\text{CN})_4$  СП при 300 К под давлением отсутствует. Это связано с тем, что с увеличением давления температура перехода уменьшается к более низким значениям



**SPIN-WAVE SPECTROSCOPY AND MAGNETO-STRUCTURAL STUDING OF Co-SiO<sub>2</sub>, Co-CaF<sub>2</sub> NANOGRANULAR COMPOSITES FILMS****Denisova E.A.<sup>1,2</sup>, Komogortsev S.V.<sup>1</sup>, Iskhakov R.S.<sup>1\*</sup>, Chekanova L.A.<sup>1</sup>, Shepeta N.A.<sup>3</sup>  
**Kalinin Yu.E.<sup>4</sup> and Sitnikov A.V.<sup>4</sup>****<sup>1</sup>*Kirensky Institute of Physics SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*<sup>2</sup>*Siberian Federal University, 660041, Krasnoyarsk, Russia*<sup>3</sup>*Siberian State Aerospace University, 660037, Krasnoyarsk, Russia*<sup>4</sup>*Voronezh State Technical University, 394026, Voronezh, Russia**\*e-mail: rauf@iph.krasn.ru***СПИН-ВОЛНОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ И МАГНИТОСТРУКТУРНЫЕ  
ИССЛЕДОВАНИЯ НАНОГРАНУЛИРОВАННЫХ КОМПОЗИТОВ НА ПРИМЕРЕ  
ПЛЕНОК Co-SiO<sub>2</sub>, Co-CaF<sub>2</sub>****Денисова Е.А.<sup>1,2</sup>, Комогорцев С.В.<sup>1</sup>, Исхаков Р.С.<sup>1\*</sup>, Чеканова Л.А.<sup>1</sup>, Шепета Н.А.<sup>3</sup>,  
**Калинин Ю.Е.<sup>4</sup>, Ситников А.В.<sup>4</sup>****<sup>1</sup>*Институт физики им.Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*<sup>3</sup>*Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, Россия*<sup>5</sup>*Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М.Ф.**Решетнева, 660037, г. Красноярск, Россия*<sup>4</sup>*Воронежский государственный технический университет, 394026, Воронеж, Россия*

В последние десятилетия значительное число исследований направлено на поиск материалов с уникальными, ранее нереализуемыми, свойствами для создания новых устройств в микроэлектронике, спинтронике и магнитоэлектронике. Пленки с гранулами из магнитомягкого металла в диэлектрической матрице вызывают интерес для высокочастотной электроники в связи с сочетанием высокого удельного электросопротивления и высокой магнитной проницаемости. Свойства гранулированных композитов во многом обусловлены особенностями микромагнитной структуры этих материалов.

Целью нашей работы является демонстрация возможностей методов спин-волновой спектроскопии и корреляционной магнитометрии при исследовании наногранулированных композитов «ферромагнитный металл – диэлектрик». В качестве модельных были выбраны два типа наногранулированных пленок: Co-SiO<sub>2</sub>, Co-CaF<sub>2</sub>.

Метод корреляционной магнитометрии позволяет из кривых приближения намагниченности к насыщению в наномагнетиках определять размер элемента их микромагнитной структуры (размер стохастического домена), величину эффективной анизотропии в этом элементе и величину элемента наноструктуры (размер наночастиц) и ее локальную анизотропию, а также пространственную размерность системы обменно-связанных ферромагнитных наночастиц. Метод спин-волновой спектроскопии позволяет измерить такие основные параметры как намагниченность насыщения и обменная константа, по модификации закона дисперсии спиновых волн определить тип доминирующих флуктуаций спиновой системы материала (обмен или намагниченность) и размер магнитных неоднородностей.

Пленки исследуемых нанокompозитов Co-SiO<sub>2</sub> и Co-CaF<sub>2</sub> представляют собой сложную систему, состоящую из наногранул кобальта, расположенных случайным образом в матрице SiO<sub>2</sub> или CaF<sub>2</sub>, с содержанием металлического (магнитного) компонента 30 -70

об.%. Наноккомпозиты  $\text{Co}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$  и  $\text{Co}_x(\text{CaF}_2)_{1-x}$  были получены методом ионно-лучевого распыления. Согласно данным электронной микроскопии и ядерного магнитного резонанса гранулы Co в пленках  $\text{Co}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$  и  $\text{Co}_x(\text{CaF}_2)_{1-x}$  характеризуются ГПУ типом ближайшего окружения для всех исследуемых концентраций металлической фазы.

Кривые намагничивания в области больших полей (в полях больше 3÷6 кЭ) для всех величин  $x$  исследуемых наноккомпозитов хорошо следуют известному закону Акулова ( $\square M \sim H^2$ ), а в меньших полях испытывают кроссовер ( $\square \square M \sim H^{\square}$ ) - наблюдается смена степенных зависимостей при приближении к насыщению от  $M \sim H^{-2}$  к  $M \sim H^{-(4-d)/2}$ . Такая смена зависимости  $M(H)$  связана с возникновением и распространением в спиновой системе обменно-коррелированных отклонений намагниченности. Установлено, что величина поля локальной магнитной анизотропии  $H_a$  уменьшается с увеличением концентрации металлической фазы от 3,5 до 0,5 кЭ для композита с матрицей  $\text{SiO}_2$  и от 2 до 0,3 кЭ – с матрицей  $\text{CaF}_2$ . По особенностям кривых намагничивания до насыщения ферромагнитная область может быть разбита еще на три подобласти, отличающиеся размерностью упаковки ФМ зерен. А именно: магнитная микроструктура формируется зернами, упакованными трехмерным образом при концентрации металлической фазы  $x > 0,6$  (что обуславливает функциональную зависимость  $\square M \sim H^{1/2}$ ); в области концентраций  $0.39 \leq x \leq 0.6$  – двумерная упаковка ФМ гранул ( $\square M \sim H^1$ ); при  $0.33 \leq x \leq 0.38$  – этой системе образуются кластеры магнитной фазы с дробной размерностью. В зависимости от концентрации металла фрактальная размерность в этой области меняется от  $1.2 \leq d \leq 1.9$ . В случае наноккомпозитов с кристаллическим диэлектриком Co- $\text{CaF}_2$  область образования фрактальной микроструктуры сдвинута в сторону больших концентраций металлической фазы.

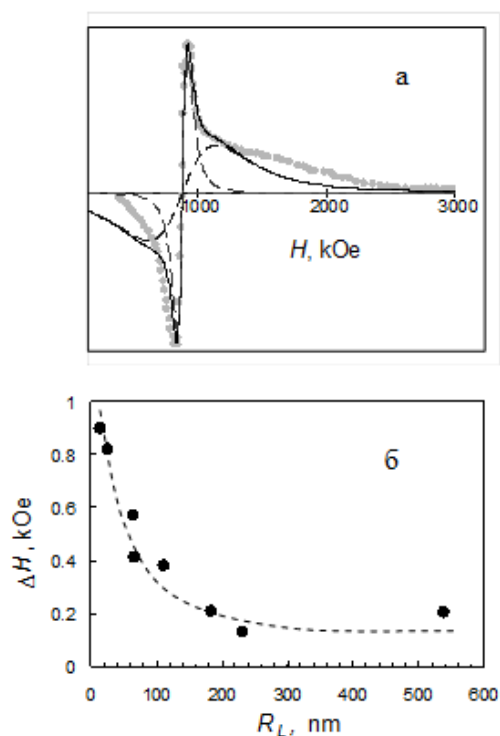


Рис.1. Типичный спектр ФМР гранулированных пленок Co- $\text{CaF}_2$  (а). Зависимость ширины линии ФМР (б) от величины корреляционного радиуса намагниченности

Исследование спектров ФМР в пленках, полученных в различных геометриях эксперимента, выявило характерную концентрацию перехода  $X \sim 36\%$  от состояния изотропного композита с невзаимодействующими ФМ гранулами к ферромагнитной пленке. ФМР спектр в параллельной геометрии может быть разложен на два-три лоренциана с разными интенсивностями, но характеризующиеся одним и тем же значением  $H_r$  (рис.1 (а)). Наблюдается эффект обменного сужения ширины ФМР, о чем свидетельствует корреляция  $\square H$  с длиной магнитных корреляций в наномангнетиках  $R_L$  (рис.1 (б)). В перпендикулярной геометрии СВЧ-спектр представлен несколькими линиями поглощения. По типу модификации закона дисперсии спиновых волн установлено, что в гранулированных пленках Co- $\text{SiO}_2$  и Co- $\text{CaF}_2$  доминируют флуктуации параметра обмена. Наименьшей шириной линии ФМР характеризуются композиты с кристаллической матрицей. Исходя из величин неоднородного обмена, измеренных по низкотемпературному ходу намагниченности, по киттелевскому соотношению для

резонансных полей, может быть оценена толщина слоя, на которой реализуется СВР. Оценки дают толщины 0.1-0.15 мкм. Так как общая толщина пленки нанокompозита составляет ~ 2 мкм, то следует вывод о градиенте распределения частиц металла по толщине пленки композита.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ – ККФН р-сибирь-а проект № 15-42-04171, гранта РФФИ 16-03-00256

**MAGNETIC PROPERTIES OF FERRIHYDRITE NANOPARTICLES  $5(\text{Fe}_{83}\text{Co}_{17})_2\text{O}_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$**   
**Stolyar S.V.<sup>1,2</sup>, Yaroslavtsev R.N.<sup>2</sup>, Iskhakov R.S.<sup>1</sup>, Bayukov O.A.<sup>1</sup>, Balaev D.A.<sup>1,2</sup>, Ladygina V.P.<sup>3</sup>, Vorotynov A.M.<sup>1</sup>, Krasikov A.A.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Kirensky Institute of Physics, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

<sup>2</sup>*Siberian Federal University, 660041, Krasnoyarsk, Russia*

<sup>3</sup>*Presidium of Krasnoyarsk Scientific Center, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

\**e-mail: stol@iph.krasn.ru*

**МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ ФЕРРИГИДРИТА  $5(\text{Fe}_{82}\text{Co}_{18})_2\text{O}_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$**   
**Столяр С.В.<sup>1,2</sup>, Ярославцев Р.Н.<sup>2</sup>, Исхаков Р.С.<sup>1</sup>, Баяков О.А.<sup>1</sup>, Балаев Д.А.<sup>1,2</sup>,  
 Ладыгина В.П.<sup>3</sup>, Воротынов А.М.<sup>1</sup>, Красиков А.А.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт физики СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*

<sup>2</sup>*Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, Россия*

<sup>3</sup>*Президиум КИЦ СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*

В настоящее время огромное внимание уделяется дисперсным магнитным наночастицам на основе железа. Среди оксигидроксидов железа наибольшее внимание заслуживает метастабильный ферригидрит. Химическую формулу ферригидрита обычно записывают в виде:  $5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ , однако ввиду дефектности структуры количество ОН-связей, а также содержание «воды» может меняться. По своей магнитной структуре массивный ферригидрит является антиферромагнетиком. Однако, при уменьшении размера наночастица ферригидрита оказывается в магнитном отношении необычным «гибридом» антиферромагнетика и феррита.

Методом химического осаждения получены порошки наночастиц ферригидрита и наночастиц ферригидрита, легированных кобальтом в соотношении 5/1. Полученные

Таблица 1. Характеристики полученных образцов

образец	D, nm	T <sub>B</sub> , K (M(T))	H <sub>c</sub> , kOe	M, Gs	KV, erg (ФМР)	MV, emu (ФМР)
ферригидрит химический	2,5	40	4	25	$2 \cdot 10^{-14}$	$2.4 \cdot 10^{-18}$
ферригидрит легированный Со (18ат.%)	3,5	36	5.3	7	$5.3 \cdot 10^{-14}$	$2.46 \cdot 10^{-19}$

частицы были исследованы методом мессбауэровской спектроскопии, методом ферромагнитного резонанса (9.4 GHz) в области температур 100÷300 К. Для измерений температурных зависимостей магнитного момента M(T) использовались режимы охлаждения без поля (ZFC – zero field cooling) и во внешнем поле (FC – field cooling).

Температурные зависимости M(T), измеренные в режимах ZFC и FC демонстрировали характерное суперпарамагнитное поведение. При T < T<sub>B</sub> (температура блокировки) зависимости M(H) демонстрировали гистерезис. В таблице 1 приведены размеры наночастиц и измеренные магнитные параметры. Легирование кобальтом приводит к существенному увеличению константы анизотропии частицы и формирует поверхностную вращательную анизотропию с K<sub>u</sub> =  $1.6 \cdot 10^{-3}$  erg/cm<sup>2</sup>.

Работа поддержана Специальной программой Министерства Образования и Науки Российской Федерации для Сибирского Федерального Университета. Поддержано грантами РФФИ 16-03-00969 и РФФИ – ККФН р-сибирь-а проект № 15-42-04171.

## MAGNETIC REORIENTATION OF ANTIFERROMAGNETIC NANOPARTICLES CAUSED BY MICROWAVE FIELD

**A.V. Golov<sup>1\*</sup>, L.N. Kotov<sup>1</sup>, V.S. Vlasov<sup>1</sup>, L.S. Nosov<sup>1</sup>, V.V. Temnov<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Syktvykar State University named after Pitirim Sorokin, 167000, Syktvykar, Russia*

<sup>2</sup>*IMMM CNRS 6283, Université du Maine, 72085 Le Mans cedex, France*

\**e-mail: antongolov@mail.ru*

## МАГНИТНАЯ ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦАХ СВЧ ПОЛЕМ

**Голов А.В.<sup>1\*</sup>, Котов Л.Н.<sup>1</sup>, Власов В.С.<sup>1</sup>, Носов Л.С.<sup>1</sup>, Темнов В.В.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *ФГБОУ ВО «Сыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина»,*

*г. Сыктывкар, Россия*

<sup>2</sup>*IMMM CNRS 6283, Université du Maine, 72085 Le Mans cedex, France*

Работа посвящена исследованию явления переориентации векторов намагниченности подрешёток антиферромагнитных однодоменных наночастиц, вызываемая действием на них СВЧ магнитного поля, методом численного моделирования.

Явление переориентации позволяет изменять магнитную структуру в антиферромагнитных наночастицах и их ансамблях и может быть использовано для создания СВЧ переключающих устройств. Кроме того, процесс СВЧ-переориентации вектора намагниченности в антиферромагнитных частицах характеризуется значительно меньшим временем, чем в ферромагнитных частицах. А также в области антиферромагнитного резонанса возможно значительное уменьшение амплитуды внешних полей необходимой для переориентации по сравнению с аналогичными процессами для ферромагнетиков [1].

В работе исследовалась антиферромагнитная однодоменная сферическая частица кубической структуры. Плотность магнитной энергии частицы представлялась в виде суммы плотностей энергий обменного поля, кубической анизотропии и зеемановской энергии намагниченностей подрешёток частицы в переменном магнитном поле.

Было выявлено, что при определенных значениях амплитуды и частоты переменного поля возникает переориентация вектора антиферромагнетизма в положение, перпендикулярное начальному положению. Это явление носит пороговый характер. Определена пороговая амплитуда переориентации от частоты переменного поля. Выявлено наличие низкочастотных минимумов для этой зависимости, обусловленных возбуждением нелинейных мод из-за связи колебаний подрешёток. Отдельно выявлялись условия синхронизма импульса и магнитной подсистемы для оптимальной переориентации вектора намагниченности.

Работа выполнена в рамках проекта №1503 государственного задания МОиН РФ.

[1] Котов Л.Н., Носов Л.С., Голов А.В., Устюгов В.А., Вестник Челябинского государственного университета. Физика. Вып. 12. Т. 39 (254). С. 15–18. (2011).

**SPECIFIC HEAT AND MAGNETOCALORIC EFFECT IN ALTERNATING FIELDS IN  
THE  $\text{Ni}_{49.3}\text{Mn}_{40.4}\text{In}_{10.3}$  HEUSLER ALLOY**

**Batdalov A.B.<sup>1</sup>, Aliev A.M.<sup>1</sup>, Khanov L.N.<sup>1\*</sup>, Koledov V.V.<sup>2</sup>, Mashirov A.V.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Amirkhanov Institute of Physycs of Daghestan Scientific Center RAS*

*367003 Makhachkala, Russia,*

<sup>2</sup>*Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS, 125009 Moscow, Russia*

*\*e-mail: hanov82@mail.ru*

**ТЕПЛОЕМКОСТЬ И МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ СПЛАВА  
ГЕЙСЛЕРА  $\text{Ni}_{49.3}\text{Mn}_{40.4}\text{In}_{10.3}$  В ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ**

**Батдалов А.Б.<sup>1</sup>, Алиев А.М.<sup>1</sup>, Ханов Л.Н.<sup>1\*</sup>, Коледов В.В.<sup>2</sup>, Маширов А.В.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт физики им. Х.И. Амирханова ДагНЦ РАН, 367003, Махачкала, Россия*

<sup>2</sup>*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,*

*125009, Москва, Россия*

В данном сообщении приводятся результаты измерения теплоемкости в сплаве Гейслера  $\text{Ni}_{49.3}\text{Mn}_{40.4}\text{In}_{10.3}$  и МКЭ в интервале температур 100-350 К. МКЭ измерялся в переменных магнитных полях амплитудой до 18 кОе.

Данные по теплоемкости приведены на рис. 1а). На кривой  $C_p(T)$  наблюдается аномалия, обусловленная переходом парамагнетик-ферромагнетик с максимумом при  $T=318.5$  К. Вблизи  $T_M=227$  К наблюдается острый скачок теплоемкости, обусловленный структурным переходом аустенит–мартенсит, обратный переход наблюдается при  $T_A=239$  К.

На рис.1б) приведена температурная зависимость МКЭ в режимах нагрева и охлаждения, при амплитуде изменения магнитного поля  $\Delta H=1.8$  Т, из которого следует, что в исследуемом материале четко проявляются прямой ( $\Delta T_{ад}>0$ ) и обратный ( $\Delta T_{ад}<0$ ) МКЭ. Величина прямого эффекта достигает  $\Delta T=1.96$  К при  $T=323$  К. В области мартенситного перехода наблюдается обратный МКЭ. В этой области видно различие в поведении МКЭ в режимах нагрева и охлаждения. Максимальная величина эффекта в режиме нагрева  $\Delta T=-2.04$  К при  $T=230.5$  К, в режиме охлаждения  $\Delta T=-0.84$  К при 221.4 К.

Обсуждаются возможные механизмы сильного различия величины МКЭ в области магнитоструктурного перехода в режимах нагрева и охлаждения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-00633мол\_а.

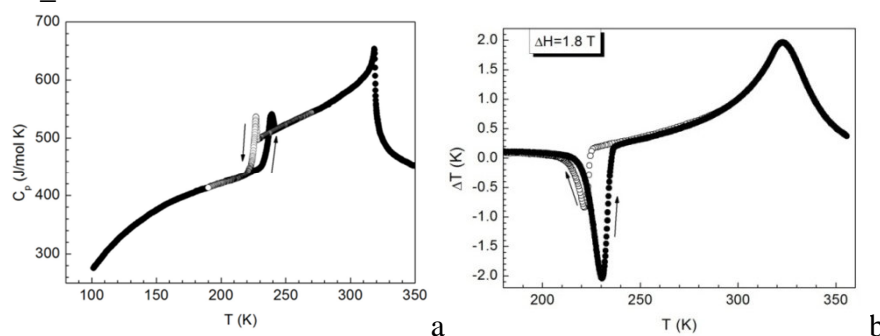


Рис.1 а) Температурная зависимость теплоемкости  $\text{Ni}_{49.3}\text{Mn}_{40.4}\text{In}_{10.3}$  в режиме нагрева и охлаждения. б) Температурная зависимость МКЭ сплава Гейслера  $\text{Ni}_{49.3}\text{Mn}_{40.4}\text{In}_{10.3}$  при  $\Delta H=1.8$  Т.

**SPIN PUMPING EFFECT IN LANTHANUM STRONTIUM MANGANITE****J. G. Lin<sup>1,\*</sup>, G. Y. Luo<sup>1,2</sup> and C. R. Chang<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*Center for Condensed Matter Sciences, National Taiwan University, 10617 Taipei, Taiwan*<sup>2</sup>*Department of Physics, National Taiwan University, 10617 Taipei, Taiwan*<sup>\*</sup>*e-mail: jglin@ntu.edu.tw*

Since the conventional charge-based electronics has reached a bottleneck for the further reduction of device size due to the fatal issues such as thermal fluctuation-induced noises and energy loss by Joule heating, the search for alternative technologies to solve these problems leads naturally to the usage of spin. Charge and spin are two intrinsic degree of freedoms of an electron. The advantages of using spins to carry data information include the fast read-and-write speed and the less energy loss. Among many, the integrated mechanism of generation, manipulation, and detection of spin current has become the most urgent knowledge for the realization of spintronics related devices.

Ferromagnetic resonance (FMR) driven spin pumping is a novel method to generate the spin angular momentum from the ferromagnetic (FM) layer and transfer it into the adjacent normal metal (NM) layer in an FM/NM bilayer system. Consequently, the spin current can be probed in the NM layer via inverse spin Hall Effect (ISHE) when spin-charge conversion occurs. Among many, Pt is considered as the most effective NM for spin-charge conversion due to its strong spin orbital coupling. A scaling behavior of the spin pumping effect observed in various FM/Pt bilayer systems prompt us to believe the existing of intrinsic parameters to control spin current. On the other hand, the experimental data also show a possibility of tuning the spin pumping efficiency by an order of magnitude. In this report, we focus on the rare discussed system  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO)/Py bilayer and study its spin pumping efficiency via the Inverse spin Hall effect. By fitting with the spin pumping model, the values of several spin transport parameters for Py could be obtained, such as spin mixing conductance, spin diffusion length and spin Hall angle. The comparison of our findings with previous reports on Py/Pt provides some insight to resolve the controversy of experimental results in Pt from different groups.

**INVESTIGATION OF ELASTIC LIQUID ON PROPERTIES OF METAMATERIALS****Agrafonov Yu.V.<sup>1\*</sup>, Petrushin I.S.<sup>1</sup>, Damdinov B.B.<sup>2</sup>, Tsydypov Sh.B.<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia*<sup>2</sup>*Buryat State University, 670000, Ulan-Ude, Russia**\*e-mail: agrafonov @physdep.isu.ru***ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЯЗКОУПРУГОЙ ЖИДКОСТИ НА СВОЙСТВА  
МЕТАМАТЕРИАЛА****Аграфонов Ю.В.<sup>1\*</sup>, Петрушин И.С.<sup>1</sup>, Дамдинов Б.Б.<sup>2</sup>, Цыдыпов Ш.Б.<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*Иркутский государственный университет, 664003, Иркутск, Россия*<sup>2</sup>*Бурятский государственный университет, 670000, Улан-Удэ, Россия*

Рассматривается влияние вязкоупругой жидкости на расширение частотной полосы метаматериала. Гиперболический метаматериал, состоящий из нескольких нанослоев (толщина 10-30 нм) чередующихся пленок диэлектрика и металла (золото, серебро) контактирует с вязкоупругой жидкостью. Исследуется зависимость функции эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита от сдвиговых параметров вязкоупругой жидкости. Знание зависимости диэлектрической проницаемости поверхности и объёма метаматериала, от модуля сдвига нанесенной жидкости расширит возможности управления, контроля и прогноза фундаментальных процессов и явлений на границе раздела жидкость-твердое тело. В ходе исследования решаются следующие задачи: (1) синтез гиперболического метаматериала, (2) "экстракция" эффективных значений диэлектрических проницаемостей, (3) установление зависимости диэлектрической функции метаматериала от комплексных значений модуля сдвига жидкостей, (4) установление связи между эффектом широкозонной сингулярности плотности фотонных состояний метаматериала и вязко-структурными свойствами жидкости, (5) создание феноменологической модели адекватно описывающей процесс смачиваемости поверхности гиперболического метаматериала, (6) описание поверхностных явлений (адсорбция, смачиваемость, поверхностное натяжение) на межфазной границе жидкость - твердое тело методами статистической физики.

Экспериментальные исследования сдвиговых вязкоупругих свойств жидкостей в низкочастотной (100 кГц и менее) области исследуются акустическим резонансным методом. Метод заключается в приравнении акустических импедансов кварцевого резонатора и нагружаемой жидкости. Вычисляется комплексный модуль сдвига жидкости по изменению резонансной частоты и добротности колебательной системы. Жидкость с заведомо известными вязкоупругими показателями наносим на метаматериал и измеряем зависимость эффективной диэлектрической проницаемости от модулей сдвига нагружаемой жидкости. Заметим, что наряду с высокочастотным максвелловским релаксационным процессом в жидкостях реализуется низкочастотная вязкоупругая релаксация определенных структурных единиц, проявляющих себя в наличии сдвиговой упругости жидкости при низких частотах (10 – 100 кГц). Это необычное явление (твердотельное поведение жидкости при низких частотах воздействия) до сих пор остается без объяснения. Ранее нами был обнаружен эффект вязкоупругого отклика жидкостей на акустические параметры пьезокварцевого вибратора с помощью акустического резонансного метода, основанного на взаимодействии пьезокварца определенного среза и прослойки жидкости.



В настоящей работе мы планируем модифицировать поверхность резонатора (частота  $\sim 100$  кГц) гиперболическим метаматериалом, состоящим из нескольких нанослоев (толщина 10-30 нм) чередующихся пленок диэлектрика (фторида магния) и металла (золото, серебро) и изучить зависимость эффективной диэлектрической проницаемости нанокомпозитов от модулей сдвига нагружаемой жидкости. Предполагаем, что модули влияют на величину плотности фотонных состояний и вносят вклад в силовой и энергетический ландшафт метаматериала. Нанослои будут нанесены на кварцевую подложку методом термального вакуумного испарения с контролируемыми толщинами отдельных слоев. Будут определены ортогональные элементы комплексной диэлектрической функции, в частности будут измерены угловые зависимости спектров отражения для р- и s- поляризаций для нескольких длин волн, далее полученные кривые будут аппроксимированы с известными формулами для одноосных материалов, таким образом будут получены значения диэлектрических констант.

Теоретическое рассмотрение тонких пленках атомарной толщины позволяет рассчитать, в частности, поверхностное натяжение. Данная величина зависит от потенциала межмолекулярного взаимодействия, а также от потенциала взаимодействия частицы с поверхностью. Эти же потенциалы определяют важнейшую структурную характеристику плотных сред - ближний порядок, характеризующий локальное упорядочение в системе взаимодействующих частиц заданной плотности. Ближний порядок описывается двухчастичной функцией распределения. Вычисление двухчастичной функцией распределения граничных слоев жидкости проводится посредством разложения в ряды по степеням плотности только в младших порядках теории возмущений, что соответствует газам средней плотности. Вычисление старших порядков теории возмущений довольно затруднительно, поэтому мы применяем экстраполяционную формулу, которая позволяет получить двухчастичную функцию распределения граничных слоев плотной жидкости, Такой подход является новым и позволяет учесть влияние особенностей межмолекулярного взаимодействия на свойства тонких пленок жидкостей.

#### Литература:

- E. E. Narimanov, H. Li, Yu. A. Barnakov, T. U. Tumkur, M. A. Noginov, Reduced reflection from roughened hyperbolic metamaterial, *Optics Express*, v. 21 (12), p. 14956 (2013).
- Yu. A. Barnakov, D. Adnew, T. Tumkur, V. Gavrilenko, C. E. Bonner, E. E. Narimanov, M. A. Noginov, Wetting studies with metallic films and hyperbolic metamaterials, *Opt. Mat. Exp.* (submitted) (2013).
- Yu. A. Barnakov, D. Adnew, T. Tumkur, V. Gavrilenko, C. E. Bonner, E. E. Narimanov, M. A. Noginov, Control of wetting with hyperbolic metamaterials and metallic films, *QELS/CLEO*, San Jose, May 11, (2013), *Hyperbolic metamaterials I*.
- Agrafonov Yu V, Petrushin I S 2015 *Physics Procedia* **71** 364
- Tikhonov D A, Kiselyov O E, Martynov G A, Sarkisov G N, *J. Mol. Liquid.* **82** (1999) 3-17
- Martynov G A, 1992 *Fundamental Theory of Liquids; Method of Distribution Functions* (New-York: Adam Hilger)

**POSTER SESSION**

**PE. MULTIFERROICS**

## CYCLOID MANIPULATION BY ELECTRIC FIELD IN BiFeO<sub>3</sub> FILMS AND MAGNETOELECTRIC PROPERTIES

**Popkov A.F.<sup>1,2</sup>, Kulagin N.E.<sup>3</sup>, Solov`yov S.V.<sup>1,\*</sup>, and Zvezdin A.K.<sup>2,4</sup>**

<sup>1</sup>*National Research University of Electronic Technology, Zelenograd, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Oblast, Russia*

<sup>3</sup>*Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, Russia*

<sup>4</sup>*A.M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

\**e-mail: sv.soloviov@yandex.ru*

Electric field control of magnetic states is one of the most promising issues of the study of multiferroics [1]. Electric field manipulation of the magnetic spiral structure allows changing microwave and optical properties of multiferroics that suggests potential applications in nanoelectronics [2]. The switching of polarization and related magnetoelectric (ME) effects have been observed in BiFeO<sub>3</sub> single crystal and films. However, the influence of electric field on spin cycloid in BiFeO<sub>3</sub> remains still insufficiently investigated.

Analysis of electric-field-induced transitions in multiferroic BiFeO<sub>3</sub> was done in the seminal work [3] in a framework of *ab initio* calculations. However, application of *ab initio* methods to the investigation of transformations of magnetic structures including magnetic spiral, whose scale significantly exceeds the simulation cell size in general, has difficulties.

In our report the interplay between structural phase transformations and concomitant magnetic changes are considered on the basis of multiparametric Ginzburg-Landau theory of phase transitions in BiFeO<sub>3</sub> films taking into account *ab initio* calculation results and experimental data. Our theory shows, that a rearrangement of the electric polarization  $\mathbf{P}$  and antidistortive vector  $\boldsymbol{\omega}$  gives an appropriate change of antiferromagnetic vector  $\mathbf{l}$  through the ME coupling.

At low magnetic fields the ground state of BiFeO<sub>3</sub> is characterized by the presence of incommensurate spatially modulated spin structure in the form of antiferromagnetic cycloid with period value about 620-640 Å. Spin rotation plane in the cycloid passes through the unit polarization vector  $\mathbf{e}_p = \mathbf{P}/P$  and the cycloid propagation vector  $\mathbf{e}_q$ . In this connection we determine the unit vector, characterizing the orientation of the cycloidal plane as  $\mathbf{n}_{cy} = \mathbf{e}_p \times \mathbf{e}_q$ .

With an increase of electric field parallel to the [001] axis the antiferromagnetic cycloid modulated along  $[1\bar{1}0]$  with the (112) rotation plane at first slowly and after the first critical field  $E_{c1}$  in a jumplike way transforms into the cycloid with the  $(11\bar{2})$  rotation plane. With further increase of the field up to the second critical value  $E_{c2}$  it continuously transforms into plane cycloid with (110) rotation plane.

We also report the results of influence of  $\mathbf{P}$ - $\boldsymbol{\omega}$ - $\mathbf{l}$  transformations on the magnitude of the linear ME effect. The developed model for the ME interaction in BiFeO<sub>3</sub> indicated the prospect of the ME effect enhancement. The enhancement mechanism may lie in the softening of the reorientation of the antidistortive vector, for example, under the elastic stresses in film heterostructures.

[1] G. Catalan and J. Scott, *Adv. Mater.*, V. 21, P. 2463 (2009).

[2] D. Sando, et al., *Nat. Mater.*, V. 12, P. 641 (2013).

[3] S. Lisenkov, D. Rahmedov, and L. Bellaiche, *Phys. Rev. Lett.*, V. 103, P. 047204 (2009).

**MAGNETIC STRUCTURES OF MULTIFERROIC****Semkin M.A.<sup>1\*</sup>, Pirogov A.N.<sup>1,2</sup>**<sup>1</sup>*Ural Federal University, 620083, Ekaterinburg, Russia*<sup>2</sup>*Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the RAS, 620990, Ekaterinburg, Russia**\*e-mail: m.a.semkin@urfu.ru***МАГНИТНЫЕ СТРУКТУРЫ МУЛЬТИФЕРРОИКОВ****Сёмкин М.А.<sup>1\*</sup>, Пирогов А.Н.<sup>1,2</sup>**<sup>1</sup>*Уральский федеральный университет, 620083, Екатеринбург, Россия*<sup>2</sup>*Институт физики металлов УрО РАН, 620990, Екатеринбург, Россия*

Мультиферроики сочетают сегнетоэлектрические, упругие, пьезоэлектрические, пьезомагнитные и магнитные свойства. Изучение магнитных структур и свойств, однородных и композитных мультиферроиков необходимо для развития и количественного описания теории возникновения природы магнитоэлектрических эффектов. Интерес к гетерогенным системам обусловлен тем, что наблюдаемый в них магнитоэлектрический эффект, значительно больше, чем в гомогенных мультиферроиках [1]. К настоящему времени предложено несколько механизмов объяснения магнитоэлектричества, например, взаимодействие Дзялошинского-Мория [2].

Нами изучены кристаллические и магнитные структуры композитных и гомогенных мультиферроиков, их поведение при изменении внешних параметров (температуры, поля, концентрации, облучение нейтронами и т.д.). Выполнены магнитные, рентгено- и нейтронографические измерения.

В нашей работе [3] композитные мультиферроики были синтезированы из ферритмагнитного  $M\text{Fe}_2\text{O}_4$  ( $M = \text{Ni}$  или  $\text{Co}$ ) и ферроэлектрического  $\text{BaTiO}_3$ , в соотношениях 20/80, 30/70, 40/60. Их ферритмагнитная структура описывается волновым вектором  $\mathbf{k} = 0$ .

Мы также изучили поведение с температурой волнового вектора и магнитных моментов в мультиферроиках  $(\text{Ni}_{1-x}\text{Co}_x)_3\text{V}_2\text{O}_8$  ( $x = 0,03; 0,10; 0,17$ ), имеющих несоизмеримую магнитную структуру типа спиновая волна с  $\mathbf{k} = (0, 0, \delta)$ , где  $\delta \approx 0,315$  [4]. Величина магнитного момента ионов Ni/Co уменьшается с  $1,8(1) \mu_B$  при 2 К до нуля при 9 К.

Другой тип несоизмеримой магнитной структуры (циклоида) реализуется в мультиферроике  $\text{Bi}_{0,9}\text{Ba}_{0,1}\text{Fe}_{0,9}\text{Ti}_{0,1}\text{O}_3$  с  $\mathbf{k} = (\mu, \mu, 0)$ , где  $\mu \approx 0,0045$  [5]. Величина магнитного момента иона Fe уменьшается от  $3,46(5) \mu_B$  при 300 К до нуля при 600 К. Температурная зависимость магнитного момента иона 3d-переходного металла в изученных нами соединениях характерна для магнитных фазовых переходов второго рода.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (госконтракт с Уральским федеральным университетом № 1362) и программой «Поток» № 01201463334.

[1] N. Ortega, A. Kumar and et al., J. Phys.: Condens. Matter V. 27, P. 504002 (2015).

[2] I.A. Sergienko, E. Dagotto, Phys. Rev. B. V. 73, P. 094434 (2006).

[3] A.P. Nosov, M.A. Semkin and et al., Sol. Stat. Phenom. V. 233-234, P. 371-374 (2015).

[4] S. Lee, H. Lee and et al., J. Magn. Magnet. Mater. V. 397, P. 225-229 (2016).

[5] M.A. Semkin, S. Lee, A.N. Pirogov, Mater. Scien. For. V. 845, P. 38-41 (2016).

## INDUCTANCE AND GOOD QUALITY SOLID SOLUTIONS $\text{Yb}_{0.1}\text{Mn}_{0.9}\text{S}$

**Kharkov A. M.**

*Siberian State Aerospace University named after academician M. F. Reshetnev*

*31, Krasnoyarsky Rabochy Av., Krasnoyarsk, 660037, Russian Federation*

*e-mail: [khark.anton@mail.ru](mailto:khark.anton@mail.ru)*

## ИНДУКТИВНОСТЬ И ДОБРОТНОСТЬ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{Yb}_{0.1}\text{Mn}_{0.9}\text{S}$

**Харьков А. М.**

*Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М. Ф.*

*Решетнева, Российская Федерация, 660037, просп. им. газ. «Красноярский рабочий», 31*

Материалы на основе твердых растворов  $\text{Yb}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ , в перспективе могут использоваться в качестве сенсоров, датчиков, устройств записи-считывания информации. Взаимосвязь магнитных и электрических свойств является важным фактором для создания электронных устройств, и нахождение новых материалов, таких как мультиферроики [1].

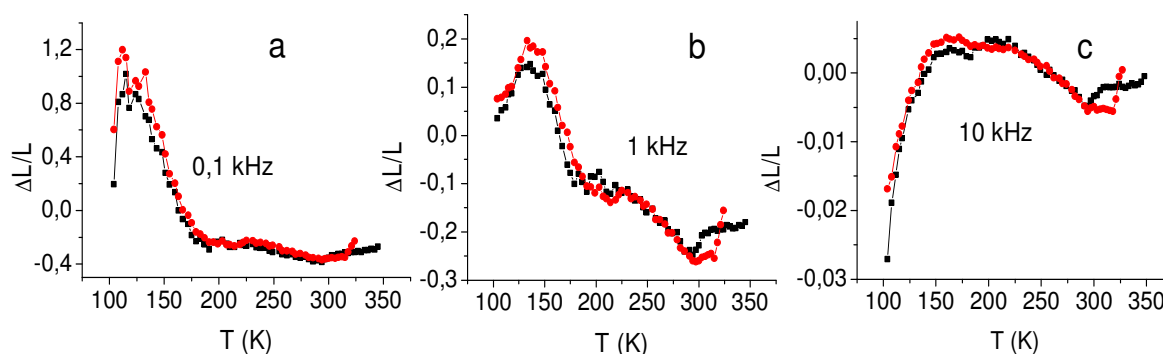


Рис. 1. Относительное изменение индуктивности образцов  $\Delta L = L_f - L_s$ , охлажденных в нулевом магнитном поле (квадрат) и в поле (кружок) от температуры для  $x = 0.1$  на частотах: 0,1 кГц (а); 1 кГц (б); 10 кГц (с)

Магнитная проницаемость твердых растворов  $\text{Yb}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  с  $x = 0.1$  определялась из индуктивности соленоида с внутренним диаметром  $d = 2$  мм и длиной 10 мм, внутрь которого помещался образец.

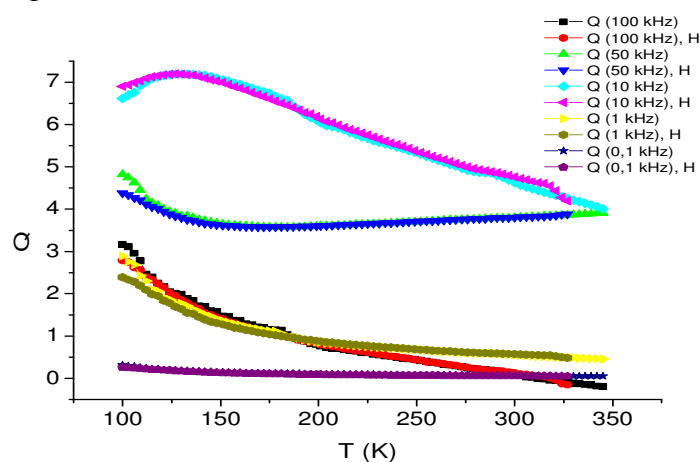


Рис. 2. Добротность магнитных колебаний в образце, охлажденном в магнитном поле и без поля, от температуры для  $\text{Yb}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  с  $x = 0.1$

Измерялась индуктивность катушки с образцом ( $L_f$ ) и без образца ( $L_s$ ), т.к. индуктивность соленоида пропорциональна:  $L = n^2 \mu_0 V$ , то магнитную проницаемость  $\mu_r$  образца с объемом  $V_f$  найдем как:  $\mu_r = (L_f - L_s) / L_s + 1$  [2].

Относительное изменение индуктивности образца показана на рис. 1. Проницаемость  $\mu_r$  измерялась при охлаждении образцов в нулевом магнитном поле и в поле 0.25 Тл. Для состава с  $x = 0.1$  ниже  $T = 190$  К наблюдается различие ( $\mu_r^{ZF} - \mu_r^{FC}$ ) и небольшой максимум на температурной зависимости магнитной проницаемости при  $T = 230$  К.

При переходе в магнитоупорядоченное состояние температура максимума магнитной проницаемости сильно зависит от частоты и смещается в сторону высоких температур от  $T = 112$  К ( $\omega = 0,1$  кГц),  $T = 136$  К ( $\omega = 1$  кГц) к  $T = 169$  К ( $\omega = 10$  кГц).

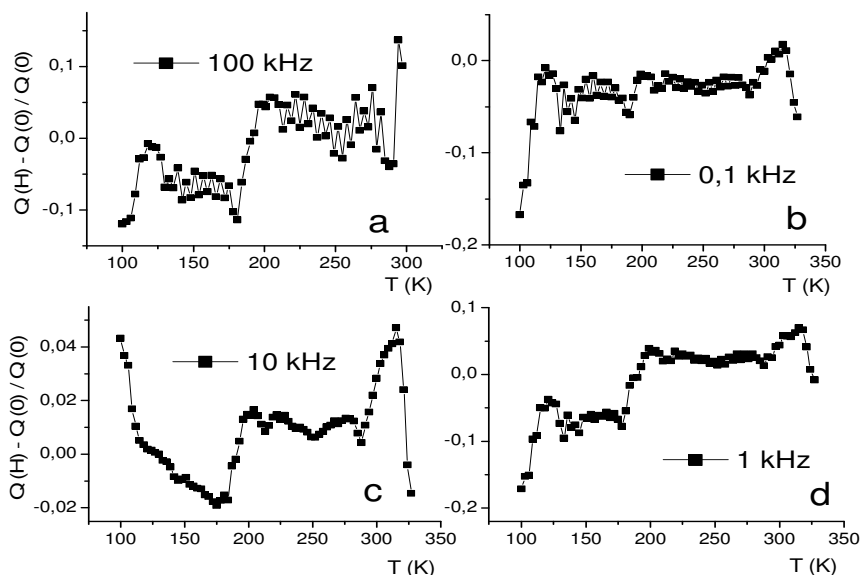


Рис. 3. Относительное изменение добротности колебаний в образце  $Yb_xMn_{1-x}S$  с  $x = 0.1$ , охлажденном в магнитном поле и без поля, от температуры на частотах: 100 кГц (а); 0,1 кГц (б); 10 кГц (с); 1 кГц (д)

Добротность колебаний монотонно уменьшается при нагревании, как видно на рис. 2 и проходит через максимум на частоте 10 кГц и через минимум на частоте 50 кГц. В магнитоупорядоченной фазе добротность колебаний и время релаксации колебаний намагниченности обнаруживают зависимость от предистории образца. Время релаксации  $\tau = Q / \pi$  зависит от температуры по степенному закону в парамагнитной области. Относительное изменение добротности колебаний в магнитном поле представлено на рис. 3.

Таким образом, обнаружен дополнительный максимум в температурной зависимости магнитной проницаемости, который вызван флуктуациями орбитального магнитного момента. Наблюдаемые аномалии динамических характеристик объясняются в модели орбитально-зарядового упорядочения.

### Ссылки на литературу

[1] А.П. Пятаков, А.К. Звездин. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики // УФН. Т. 182. № 6. С. 593-620 (2012).  
 [2] С.С. Аплеснин, А.М. Харьков, О.Б. Романова, К.И. Янушкевич, А.И. Галяс, В.В. Соколов / Магнитные и электрические свойства твердых растворов  $Yb_xMn_{1-x}S$  // Известия РАН. Серия физическая. Т. 77. № 10. С. 1472-1474 (2013).

## MAGNITORESISTANCE AND CHANGE IN TYPE OF CURRENT CARRIER FROM TEMPERATURE OF $Gd_xMn_{1-x}Se$ SOLID SOLUTION

**Aplesnin S.S.<sup>1</sup>, Sitnikov M.N.<sup>1</sup>, Korolev V.V.<sup>1</sup>, Zhivulko A.M.<sup>1,2</sup>, Galyas A.I.<sup>2</sup>, Demidenko O.V.<sup>2</sup>, Yanushkevich K.I.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Siberian State Aerospace University named after Academician M. F. Reshetnev 31 "Krasnoyarsky Rabochiy" prospect, Krasnoyarsk, 660037, Russia*

<sup>2</sup>*Scientific-Practical Materials Research Center NAS, P.Brovki Str.19, Minsk, Belarus, 220072*

## СМЕНА ТИПА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ПО ТЕМПЕРАТУРЕ И МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Gd_xMn_{1-x}Se$

**Аплеснин С.С.<sup>1</sup>, Ситников М.Н.<sup>1</sup>, Королев В.В.<sup>1</sup>, Живулько А.М.<sup>2</sup>, Галяс А.И.<sup>2</sup>, Демиденко О.Ф.<sup>2</sup>, Янушкевич К.И.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Сибирский государственный аэрокосмический университет им. академика М. Ф. Решетнева, Российская Федерация, 660037, просп. «Красноярский рабочий», 31,*  
<sup>2</sup>*ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», ул. П. Бровки, 19, Минск, Беларусь*

Создание магнитных полупроводников для элементной базы в микроэлектронике, способных работать в широком диапазоне температур, представляет интерес, как с фундаментальной, так и прикладной точки зрения. Фундаментальный интерес обусловлен возможностью изучения фазовых переходов типа металл-диэлектрик [1], магнитных фазовых превращений и магниторезистивного эффекта при изменении концентрации замещения катионов марганца редкоземельным ионом [2]. В связи с этим, актуальным является исследование кристаллической структуры, электрических и магнитных свойств  $Gd_xMn_{1-x}Se$  в зависимости от состава, температуры и магнитного поля. При замещении марганца гадолинием ожидается проявление фазового перехода металл-диэлектрик и изменение типа носителей тока, так как трехвалентный ион Gd приводит к допированию электронов.

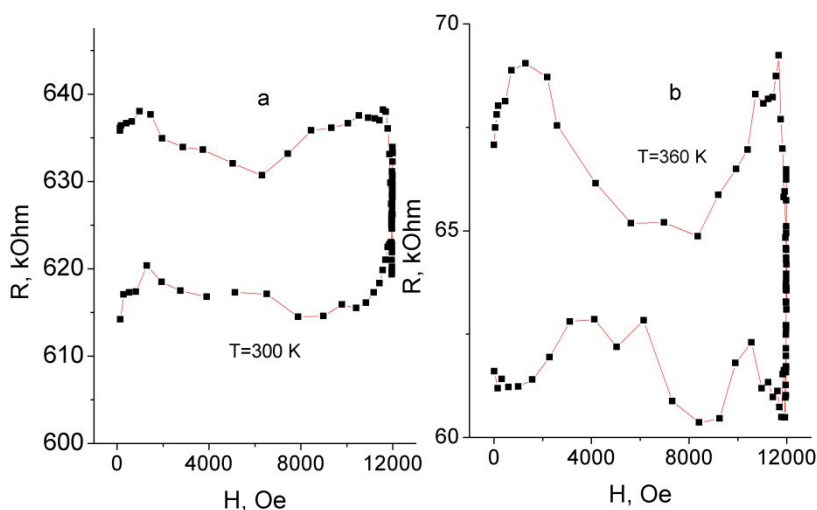


Рис.1 Зависимость электросопротивления в  $Gd_xMn_{1-x}Se$  с  $x=0.05$  от магнитного поля при  $T=300$  K (a),  $360$  K (b).

Электросопротивление твердых растворов  $Gd_xMn_{1-x}Se$  измерено четырехзондовым методом на образцах для составов  $x=0.05, 0.1$  и  $0.15, 0.2$  без поля и в магнитных полях до  $H=12$  кЭ, направленных перпендикулярно току. Отжиг образцов в магнитном поле приводит к уменьшению сопротивления во всей области температур для состава с  $x=0.05$ , например на 3-10% при  $T>300$  K (Рис.1). С ростом концентраций наблюдается смена знака

магнитосопротивления  $\delta=(\rho(H)-\rho(0))/\rho(0)$  по температуре. В области низких температур сопротивление уменьшается в магнитном поле, а выше комнатных оно увеличивается. На Рис.2b приведено магнитосопротивление  $Gd_xMn_{1-x}Se$  для концентрации  $x=0.2$ .

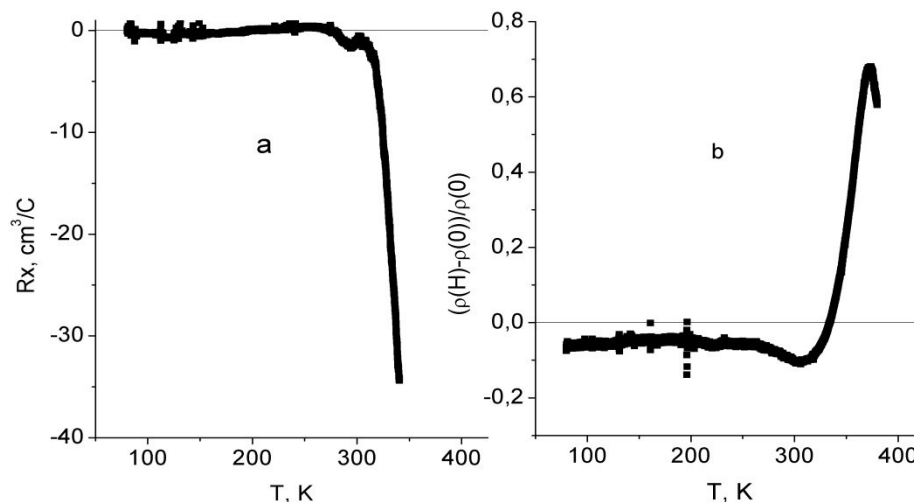


Рис.2 Константа Холла (a) и магнитосопротивление (b)  $Gd_xMn_{1-x}Se$  с  $x=0.2$  от температуры.

Тип носителей заряда определим из константы Холла ( $R_H$ ), которая определялась из разницы электрического напряжения, измеренного в магнитном поле 12 кОе и без поля. Для состава с  $x=0.05$  константа Холла отрицательна на всем температурном интервале с минимумом при  $T=200$  К, где подвижность электронов достигает максимума. В  $Gd_xMn_{1-x}Se$  с  $x=0.1$  константа Холла положительна и при нагревании уменьшается и при  $T=233$  К становится отрицательной. Магнитосопротивление для этого образца меняет знак с отрицательного на положительный выше  $T=224$  К. Для концентрации  $x=0.15$  константа Холла отрицательна за исключением интервала 155 К- 205 К. Максимум подвижности достигается при 320 К. Температурный интервал положительных значений  $R_H$  смещается к 205-275 К для состава с  $x=0.2$ . Рост константы Холла по абсолютной величине связан с изменением механизма проводимости от туннельного к активационному типу при  $T=320$  К.

Итак, в твердых растворах  $Gd_xMn_{1-x}Se$  обнаружена смена знака магнитосопротивления и константы Холла по температуре за исключением состава с  $x=0.05$ . Температурные зависимости константы Холла и магнитосопротивления качественно отличаются.

1. S. Aplesnin , O. Romanova , A. Harkov , D. Balaev, M. Gorev, A.Vorotinov, V. Sokolov and A/ Pichugin . Phys. Status Solidi B. V.174. P. 812-819 (2012).
2. С.С. Аплеснин, М.Н. Ситников. Письма в ЖЭТФ. Т.100. С.104-111 (2014).



## MAGNETOELECTRIC EFFECT IN $\text{PbZr}_{0.50}\text{Ti}_{0.50}\text{O}_3 - \text{CoFe}_2\text{O}_4$

Glushko I.A.<sup>1\*</sup>, Kalganov D.A.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Chelyabinsk State University, 454001, Chelyabinsk, Russia

\*iaglushko@mail.ru

## МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В $\text{PbZr}_{0.50}\text{Ti}_{0.50}\text{O}_3 - \text{CoFe}_2\text{O}_4$

Глушко И.А.<sup>1\*</sup>, Калганов Д.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Челябинский государственный университет, 454001, Челябинск, Россия

В работе исследовались образцы композиционного материала  $(1-x)\text{PbZr}_{0.50}\text{Ti}_{0.50}\text{O}_3 - x\text{CoFe}_2\text{O}_4$ , которые представляли собой статистическую смесь исходных компонентов с массовыми долями  $x = (0.1-0.5)$ . Из полученной смеси формировались цилиндрические образцы диаметром 8мм, толщина прессзаготовок составляла 1–3мм. Образцы спекались при температуре  $1000^\circ\text{C} - 1100^\circ\text{C}$  в течение 1 ч.

Исследование магнитоэлектрического эффекта проводили модуляционным методом. Образец помещается в постоянное магнитное поле  $H$ , одновременно к нему прикладывается переменное магнитное поле  $h$ , с малой амплитудой  $h \ll H$  и частотой  $f$ , направленное параллельно постоянному полю смещения. Измеряли амплитуду  $u$  электрического напряжения генерируемую образцом на частоте  $f$  (рис. 1). При исследовании магнитодиэлектрического эффекта по той же схеме измеряли емкость и потери плоского конденсатора, образованного образцом с воженными на его поверхность электродами.

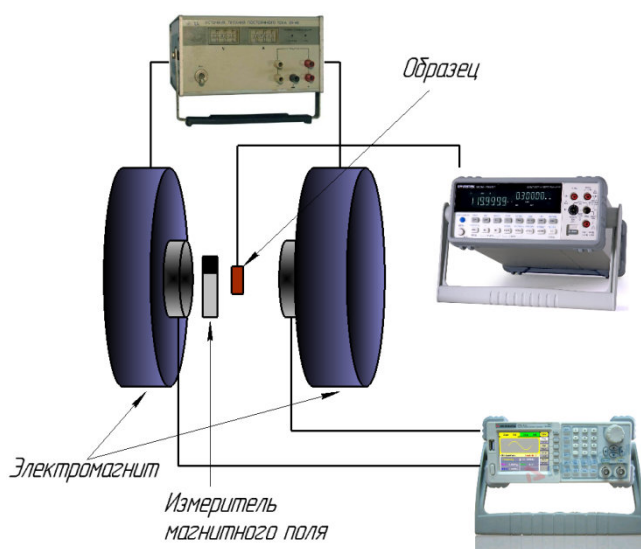


Рис.1. Схема для исследования МЭ эффекта.

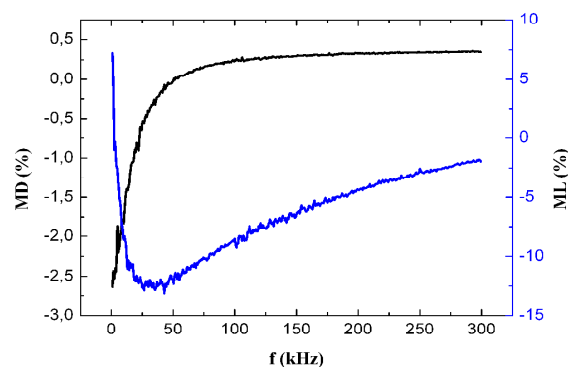


Рис. 2 Частотная зависимость магнитодиэлектрического эффекта (диэлектрической проницаемости и потерь) для образца  $0.6\text{PZT} + 0.4\text{CF}$  в магнитном поле 0.3Тл.

Зависимость магнитоэлектрического коэффициента от частоты переменного магнитного поля имела резонансный характер. Для образца  $x=0.4$  при постоянном магнитном поле 0,3 Тл максимальная величина магнитоэлектрического коэффициента составляла  $0,56 \text{ мВ см}^{-1} \text{ Э}^{-1}$ , данные для магнитодиэлектрического эффекта показаны на рис. 2.

**MAGNETIC AND ELECTRICAL PROPERTIES OF  $\text{Nd}_x\text{Bi}_{1-x}\text{FeO}_3$** **Zhivulko A.M.<sup>2\*</sup>, Aplesnin S.S.<sup>1</sup>, Kretinin V.V.<sup>1</sup>, Korolev V.V.<sup>1</sup>, Yanushkevich K.I.<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*Siberian State Aerospace University named after Academician M. F. Reshetnev 31 "Krasnoyarsky Rabochiy" prospect, Krasnoyarsk, 660014, Russia*<sup>2</sup>*Scientific-Practical Materials Research Center NAS, P.Brovki Str.19, Minsk, Belarus, 220072**\* e-mail: alyona\_panasevich@mail.ru***МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА  $\text{Nd}_x\text{Bi}_{1-x}\text{FeO}_3$** **Живулько А.М.<sup>2</sup>, Аплеснин С.С.<sup>1</sup>, Кретинин В.В.<sup>1</sup>, Королев В.В.<sup>1</sup>, Янушкевич К.И.<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М. Ф.**Решетнева**Российская Федерация, 660037, просп. им. газ. «Красноярский рабочий», 31*<sup>2</sup>*Научно-практический центр НАН «Беларуси по материаловедению», 220072, Беларусь, г.**Минск, ул. Петруся Бровки, 19*

Замещение ионов висмута другими элементами приводит к изменению кристаллической и магнитной структур [1, 2]. Выявлены изменения оптических свойств в системах  $\text{La}_x\text{Bi}_{1-x}\text{FeO}_3$  и  $\text{Gd}_x\text{Bi}_{1-x}\text{FeO}_3$  [3, 4]. Замещение ионов висмута ионами La, Nd, Gd приводит к заметным изменениям диэлектрических свойств [5, 6]. При этом даже небольшие концентрации замещения способны вызвать изменение поля анизотропии и параметра антисимметричного обмена. В результате, велика вероятность проявления спин-переориентационного перехода.

Цель данной работы - определить возможность проявления ориентационных фазовых переходов в магнитной и электрической подсистемах  $\text{BiFeO}_3$  под воздействием температуры и внешних магнитных полей путем замещения висмута  $4f$  ионом неодима.

На пленках  $\text{Nd}_x\text{Bi}_{1-x}\text{FeO}_3$  толщиной 160 нм проведены измерения диэлектрической проницаемости, тангенса угла потерь в интервале частот  $100 \text{ Hz} < \omega < 10^5 \text{ Hz}$  в области температур  $300 \text{ K} < T < 450 \text{ K}$  без магнитного поля и в магнитном поле  $H=8 \text{ кЭ}$ .

Температурные зависимости нормированной проницаемости  $\epsilon(T)/\epsilon_0$ , где  $\epsilon_0 = \epsilon(T=300 \text{ K})$  без поля и в магнитном поле, приведены на рис.1. Из представленных зависимостей  $\epsilon/\epsilon_0=f(T)$  следует, что замещение висмута ионами неодима приводит к увеличению магнитоемкости при комнатной температуре, по сравнению с ферритом висмута (рис.1b). Величина магнитоемкости для пленки  $\text{Nd}_x\text{Bi}_{1-x}\text{FeO}_3$  совпадает со значением для объемных образцов для состава с концентрацией  $x=0.1$  [7]. Диэлектрическая проницаемость пленки обнаруживает скачок при  $T=394 \text{ K}$  без магнитного поля и магнитоемкость  $(\epsilon(H) - \epsilon(0))/\epsilon(0)$  уменьшается в несколько раз. Температурное поведение диэлектрической проницаемости на частоте 100 кГц качественно отличается. Наблюдается монотонный рост электроемкости. Магнитоемкость незначительно возрастает в области комнатных температур и быстро уменьшается с ростом температуры, проходит через минимум при  $T=382\text{K}$  и снова растет. В результате с ростом частоты температура минимума сдвигается в сторону низких температур. Этот эффект, возможно, обусловлен перестройкой ферроэлектрической доменной структуры, образованной 71 доменом.

Это подтверждается также различным поведением тангенса угла диэлектрических потерь от температуры в поле и без поля.

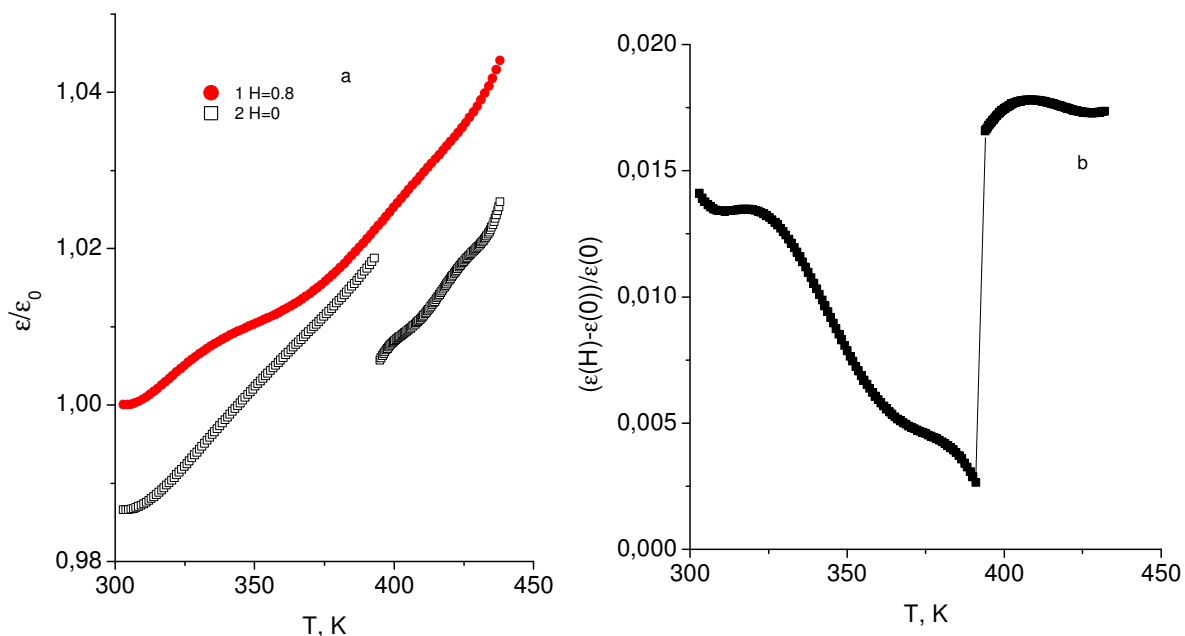


Рис.1 Температурные зависимости  $\epsilon(T)/\epsilon_0$ , где  $\epsilon_0 = \epsilon(T=300 \text{ К})$  в магнитном поле (1) и без поля (2) (а). Магнитоёмкость  $(\epsilon(H) - \epsilon(0))/\epsilon(0)$  для  $x=0.1$  на частоте  $\omega=10^4$  Гц (б).

Пондеромоторным методом изучена удельная намагниченности пленки  $\text{Nd}_x\text{Bi}_{1-x}\text{FeO}_3$  состава с концентрацией  $x=0.1$  в магнитном поле  $H=8.6$  кЭ в интервале температур 77-1100 К (рис. 6) [8].

На зависимости  $\sigma=f(T)$  пленки  $(\text{Bi}_{0.9}\text{Nd}_{0.1})\text{FeO}_3$  наблюдаются три небольшие аномалии в виде максимумов при  $T=140$  К, 210 К и 300 К с соответствующими им магнитными моментами. Первые два максимума на зависимости  $\sigma=f(T)$  обусловлены, вероятнее всего, ориентационными переходами. При 300 К имеет место перестройка в доменной структуре (109 доменов). Ярво выраженных особенностей и изменений намагниченности пленки  $\text{Nd}_{0.1}\text{Bi}_{0.09}\text{FeO}_3$  в интервале температур 370-400 К, где имеет место минимум магнитоёмкости и резкое уменьшение диэлектрических потерь в магнитном поле, не наблюдается. Магнитный момент в этом интервале температур  $\mu \approx 0,9\mu_B = \text{const}$ . Магнитоэлектрические эффекты в этой области температур могут быть обусловлены либо перестройкой ферроэлектрических доменов, либо вкладом в изменение подвижности электронов в магнитном поле. Для подтверждения этого предположения необходимо проведение измерений электросопротивления в магнитном поле.

1. С.С. Аплеснин, Основы спинтроники (Лань, СПб, 2010).
2. А.М. Панасевич, Сб. тезисов 13-й Всеукраинской школы-семинара по статистической физике и теории конденсированных сред, Львов, С.40 (2013)
3. А.Ф. Ревинский и др., Материалы международной научно-практической конференции «Техника и технологии: инновации и качество», Барановичи, С.57-61 (2007).
4. А.Ф. Ревинский и др., Известия РАН. Серия физическая. Т 77. №3. С. 390-392 (2013).
5. А.Ф. Ревинский и др., Сборник материалов IV Респуб-ликанской научно-методической конференции "Современные научные проблемы и вопросы преподавания теоретической и математической физики, физики конденсированных сред и астрономии", Брест, С.84-86 (2012).
6. В. М. Мухортов, Ю. И. Головкин, Ю. И. Юзюк, УФН. Т. 179. № 8. С. 909–913 (2009).
7. Вербенко И.А. и др. Электронный журнал. № 3. С. 525 (2010).
8. Янушкевич К.И. Методика выполнения измерений намагниченности и магнитной восприимчивости. Система обеспечения единства измерений (БелГИМ, Минск, 2009).

## ELECTROMAGNETIC WAVE ABSORPTION IN TISSUE WITH FERROMAGNETIC PARTICLES

**Latypov A.R., Anzulevich A.P. and Kalганov D.A.\***

*Chelyabinsk State University, 454021, Chelyabinsk, Russia*

*\*e-mail: kalганov@csu.ru*

## ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ТКАНЬЮ С ФЕРРОМАГНИТНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

**Латыпов А.Р., Анзулевич А.П., Калганов Д.А.\***

*Челябинский государственный университет, 454021, Челябинск, Россия*

Электромагнитное излучение различной частоты широко используются в биологии и медицине. Особое внимание в последние годы уделяется исследованиям возможности применения локальной гипертермии при лечении опухолевых и неопухолевых заболеваний с введением таргетных ферромагнитных препаратов[1]. При этом появляется возможность равномерного нагрева областей с большими размерами, повышения глубины, локализации и лучшего контроля степени нагрева[2].

В данной работе исследовано поглощение электромагнитного излучения диапазона 10 МГц-5GHz системой из диэлектрической матрицы  $\epsilon_r = 80$  (модель живой ткани на основе желатина), в которой статистически-равномерным образом распределены ферромагнитные частицы (карбонильное железо). Экспериментально получены кривые поглощения для образцов с массовой долей частиц до 50%. Также теоретически (метод конечных элементов) получены зависимости коэффициента поглощения от объемной доли и размера ферромагнитных частиц. Полученные зависимости указывают на наличие широкого максимума поглощения в диапазоне электромагнитного излучения 1-2,5GHz (Рис. 1, *a*), связанного с частотой ферромагнитного резонанса в карбонильном железе. Наибольшее поглощение наблюдается для образцов с 30% объемной доли ферромагнитных частиц. С уменьшением размеров частиц, происходит расширение максимума поглощения и его сдвиг в область высоких частот (Рис. 1, *b*).

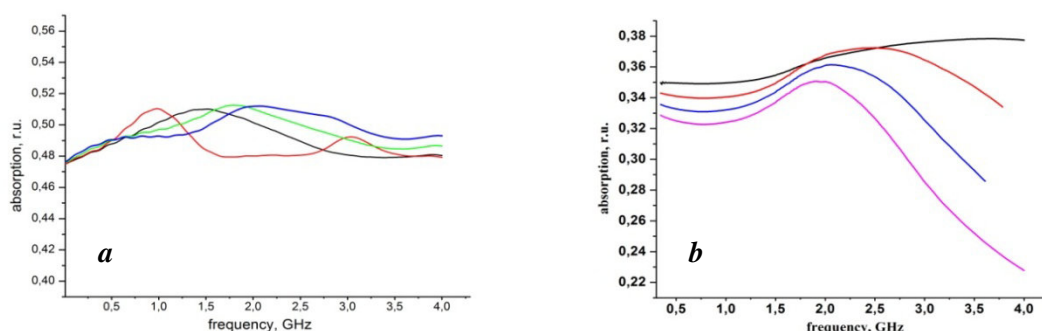


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения ЭМИ от концентрации ферромагнитных частиц 10-50% (слева) и их размера  $r=1-5\mu\text{m}$  (справа)

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-07-08111

[1] K. T. Noell, et al., *Cancer*. V.45, N. 4 P. 638-646 (1980).

[2] G.F. Baronzio, *Introduction. Hyperthermia In Cancer Treatment. A Primer. Medical Intelligence Unit. Berlin. Springer, P. 20 (2006).*

**PHASE FORMATION AND PROPERTIES OF  
BARIUM AND LEAD FERRONIOPATE MULTIFERROICS**

**Kalganov D.A. \*, Lupitskaya Yu.A. and Kalimullina A.M.**

*Chelyabinsk State University, 454021, Chelyabinsk, Russia*

*\*e-mail: kalganov@csu.ru*

**ФАЗООБРАЗОВАНИЕ И СВОЙСТВА МУЛЬТИФЕРРОИКОВ  
НА ОСНОВЕ ФЕРРОНИОБАТОВ СВИНЦА И БАРИЯ**

**Калганов Д.А. \*, Лулицкая Ю.А., Калимуллина А.М.**

*Челябинский государственный университет, 454021, Челябинск, Россия*

Образование твердых растворов на основе соединений феррониобата свинца открывает возможности для создания новых магнитоэлектрических материалов с высокими значениями связи магнитной и электрической подсистем и температурами фазовых переходов, близких к комнатным [1-2].

В работе исследованы образцы, полученные в системе  $\text{BaCO}_3\text{-PbO-Fe}_2\text{O}_3\text{-Nb}_2\text{O}_5$  при твердофазном синтезе в воздушной среде [2]. Методом рентгенофазового анализа и методом Ритвельда установлено, что образцы, полученные в течение 2 часов при температуре 1373К, представляют соединения феррониобата свинца, содержащие ионы бария  $\text{Ba}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Fe}_{0,5}\text{Nb}_{0,5}\text{O}_3$  ( $0 \leq x \leq 1$ ). В концентрационном интервале  $0 \leq x \leq 0,1$  эти соединения кристаллизуются с кубическим типом симметрии в рамках пространственной группы  $R3m$  (Рис. 1). Большой степени замещения  $x$  соответствует тетрагональное искажение кубической ячейки и пространственная группа симметрии  $Rm-3m$ . При увеличении температуры и времени синтеза возможно также образование сопутствующих фаз  $\text{BaFe}_2\text{O}_4$  (пр.гр.  $R\bar{3}m$ ) и  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$  (пр.гр.  $R63/mmc$ ), присутствие которых в образцах может исказить измерения магнитных свойств.

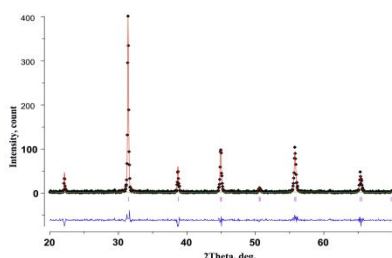


Рис. 1. Уточнение структуры образцов методом Ритвельда.

Работа выполнена при поддержке Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере по программе «УМНИК» (договор №0018610).

[1] A.V. Pavlenko, N.A. Boldyrev, L.A. Verbenko et al., *Inorganic Materials* V.50, N. 7. P. 750-756 (2014).

[2] Д.А.Калганов, И.В. Бычков, А.А. Федий, И.А. Глушко, *Вестник ЧелГУ* Т.20 №7 (362) С.42-47 (2015).

Для исследуемых образцов при  $x \leq 0.1$  были получены электрические и магнитные петли гистерезиса (Рис. 2). При большей степени замещения  $x > 0,1$  электрическая поляризация уменьшается, площадь магнитной петли гистерезиса и намагниченность насыщения увеличиваются вплоть до образца  $x = 1$  состава  $\text{BaFe}_{0,5}\text{Nb}_{0,5}\text{O}_3$ .

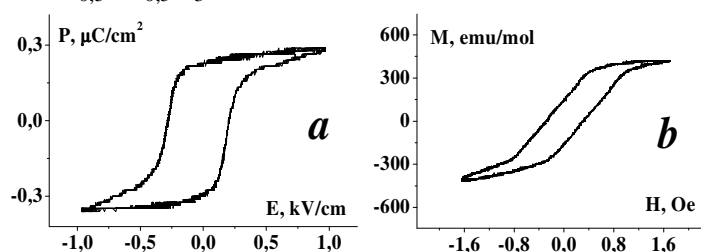


Рис. 2. Электрическая - *a* и магнитная - *b* петли гистерезиса.

## DYNAMIC CHARACTERISTICS OF MAGNETIC AND DIELECTRIC SUBSYSTEMS SOLID SOLUTIONS $Ce_xMn_{1-x}S$ ( $x=0.01, 0.03, 0.05$ )

**M.N. Sitnikov, A.A. Scripka**

*Siberian State Aerospace University named after academician M. F. Reshetnev*

*31 «Krasnoyarskiy Rabochiy» pr., Krasnoyarsk, 660014, Russia.*

*E-mail: kineru@mail.ru*

## ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТНОЙ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДСИСТЕМ, ТВЁРДЫХ РАСТВОРОВ $Ce_xMn_{1-x}S$ ( $x=0.01, 0.03, 0.05$ )

**М.Н. Ситников, А.А. Скрипка**

*Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М. Ф.*

*Решетнева, Россия, 660014, г. Красноярск, пр. имени газеты «Красноярский рабочий», 31*

Исследование динамических характеристик магнитной и диэлектрической подсистем позволит установить механизм взаимосвязи между упругой и магнитной подсистемами, определить влияние внешнего магнитного поля на диэлектрические свойства. Это представляет интерес для устройств записи-считывания информации в вычислительной технике.

Исследование динамических характеристик магнитной и диэлектрической подсистем, и влияние предыстории на магнито-диэлектрические свойства определим из индуктивности многослойной катушки, состоящей из 10000 витков медной проволоки, с внутренним диаметром  $d=2$  мм и длиной 10 мм, внутрь которого помещался образец. Измерения проводились в диапазоне частот  $0.1 < \omega < 100$  кГц и температур 80-380 К (Рисунок 1). Измерялась индуктивность катушки с образцом ( $L_f$ ) и без образца ( $L_s$ ), т.к. индуктивность соленоида пропорциональна  $L=n^2\mu_0V$ , то магнитная проницаемость образца с объемом  $V_f$  пропорциональна  $(L_f-L_s)/L_s$ .

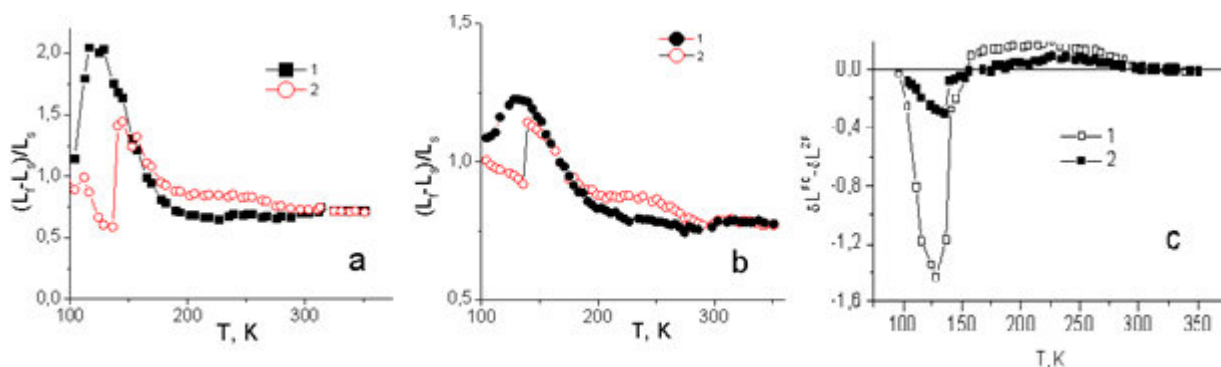


Рисунок 1. Относительная индуктивность  $\delta L(T) = (L_f - L_s)/L_s$  катушки с образцом ( $L_f$ ) и без образца  $L_s$ , измеренная при охлаждении в магнитном поле  $H=2.5$  кЭ (2) и без поля (1), для  $x=0.01$  на частоте  $\omega=0.1$  кГц (а), 1 кГц (б) от температуры. Изменение индуктивности образца  $Ce_{0.01}Mn_{0.99}S$ , охлажденного в магнитном поле (FC) и без поля (ZF),  $\omega=0.1$  кГц (1), 1 кГц (2) (с) от температуры.

Относительное изменение индуктивности для состава с  $x=0.01$  от температуры, представленное на Рисунке 1, имеет максимум в окрестности температуры Нееля. Температура этого максимума растет с ростом частоты от  $T_{\max}=123$  К ( $\omega=0.1$  кГц) до 136 К ( $\omega=10$  кГц) по степенному закону  $T_{\max} = A\omega^n$ ,  $cn=0.023$ , что характерно для спиновых стекол.

При охлаждении в магнитном поле индуктивность образца скачком уменьшается при температурах  $T=141$  К ( $\omega=0.1$  кГц),  $140$  К ( $\omega=1$  кГц),  $139$  К ( $\omega=10$  кГц). Ниже температуры Нееля электронная структура мультиплетов  $t_{2g}$  с проекцией орбитальных моментов  $L^z = \pm 1$  перестраивается в результате спин-орбитального взаимодействия спиновых и орбитальных моментов. Для концентрации  $x=0.03$  (Рисунок 2) температура максимума индуктивности находится в интервале  $136-139$  К, а индуктивность образца, охлажденного в нулевом поле на частоте  $\omega=0.1$  кГц максимальна при температуре  $T=118$  К (Рисунок 2 а). Сдвиг  $\delta L(T)$  в область низких температур и исчезновение скачка связаны с изменением волнового вектора орбитального упорядочения ( $Q_o$ ) и уменьшения вектора несоизмерности  $q=Q_o-Q_s$  между орбитальным и спиновым упорядочением ( $Q_s$ ).

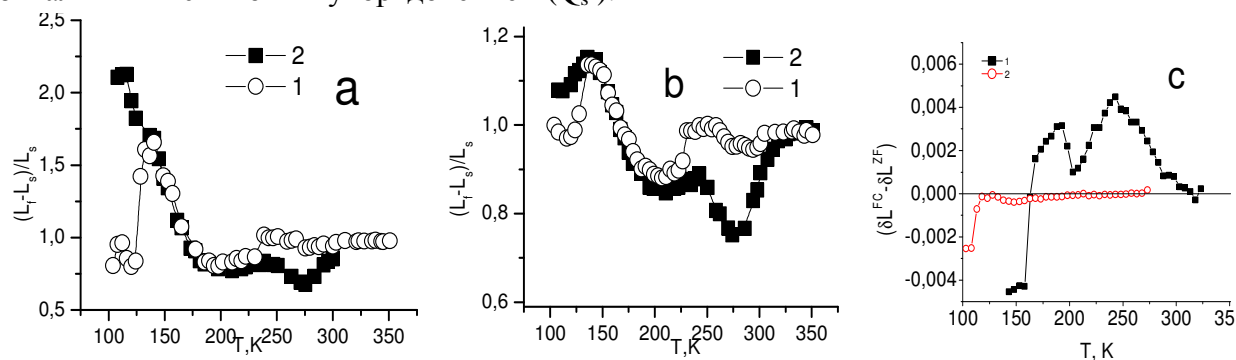


Рисунок 2. Относительная индуктивность  $\delta L(T) = (L_f - L_s)/L_s$  катушки с образцом ( $L_f$ ) и без образца  $L_s$ , измеренная при охлаждении в магнитном поле  $H=2.5$  кЭ (1) и без поля (2), для  $Ce_{0.03}Mn_{0.97}S$  на частоте  $\omega=0.1$  кГц (а),  $1$  кГц (б) от температуры. Изменение индуктивности образца  $Ce_{0.05}Mn_{0.95}S$ , охлажденного в магнитном поле (FC) и без поля (ZF), на частотах  $\omega=1$  кГц (1),  $10$  кГц (2) (с) от температуры.

На частотах  $\omega < 10$ kHz индуктивность образца, охлажденного в магнитном поле, превышает значение индуктивности без поля при понижении температуры от  $T=300$  К. Отличие в значениях этих индуктивностей достигает максимума при  $T \approx 270$  К (Рисунок 2b,d) и на порядок уменьшается до  $0.4\%$  для состава с  $X=0.05$  (Рисунок 2 с). Для составов  $x=0.01$ ,  $x=0.03$  характерно спин-стеклоподобное поведение. Это явление связывается со снятием вырождения орбитальных угловых моментов в магнитном поле, выделения оси магнитной анизотропии в кристалле и увеличением вклада орбитального углового момента в магнитную восприимчивость. Для состава с  $x=0.05$  скачок в индуктивности проявляется в области структурного искажения кристаллической решетки, наблюдаемой в  $MnS$  при  $T=165$  К [1].

Итак, аномалии в индуктивности электромагнитных колебаний катушки с образцом ниже температуры Нееля в магнитном поле обусловлены спин-орбитальным взаимодействием и перестройкой орбитальной и спиновой структур, а при более высоких температурах вызваны снятием орбитально-вырожденных состояний в магнитном поле.

[1]H.H. Heikens, G.A. Wiegers, C. F. Van Bruggen. On the nature of a new phase transition in  $-MnS$  // Sol. St. Com. V. 624. – P. 204 (1977).

**POSTER SESSION**

**PF. MAGNETIC DOMAINS, DOMAIN WALLS,  
PROCESSES OF MAGNETIC REVERSAL**



## SURFACE MORPHOLOGY AND MAGNETIC DOMAIN STRUCTURE OF BISMUTH-SUBSTITUTED IRON GARNET FILMS

**Berzhansky V.N.<sup>1</sup>, Shaposhnikov A.N.<sup>1</sup>, Nedviga A.S.<sup>1</sup>, Prokopov A.R.<sup>1</sup>, Krikun A.S.<sup>1</sup>,  
Mikhailova T.V.<sup>1\*</sup>, Danishevskaya Y.V.<sup>2</sup>, Shelaev A.V.<sup>3</sup> and Vysokikh Yu.E.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*V.I. Vernadsky Crimean Federal University, 295007, Simferopol, Russia*

<sup>2</sup>*Crimean University of Culture, Art and Tourism, 295017, Simferopol, Russia*

<sup>3</sup>*NT-MDT Co, 124482, Zelenograd, Moscow, Russia*

*\*e-mail: taciamic@ gmail.com*

The primary tasks of the construction of new devices and systems of information transmission and processing are the search and creation of materials and structures that could control the properties of light passing through them, as well as to visualize DC and AC magnetic fields. Among these materials Bi-substituted iron garnet films occupy a special place. Depending on the composition and synthesis technology, the films have various physical properties (magnetization, anisotropy, coercivity) and magneto-optical activity. In the work, the results of investigation of surface morphology and magnetic domain structure of the iron garnet films by atomic force microscopy (AFM) and scanning near-field optical microscopy (SNOM) are present. The films were synthesized by means of liquid phase epitaxy (LPE) [1] and reactive ion-beam sputtering (RIBS) [2, 3] technique on (111) monocrystalline gadolinium gallium garnet substrate.

Figs. 1 and 2 show the topography and domain structure of the same area of 4.5  $\mu\text{m}$  monocrystalline LPE-film of nominal composition  $(\text{Bi,Gd,Lu,Ca})_3(\text{Fe,Ga,Ge})_5\text{O}_{12}$ . The film is characterized by "easy axis" magnetic anisotropy (effective uniaxial anisotropy field is 2.5 kOe) and stripe domain structure. The period of domain structure is 4  $\mu\text{m}$ .

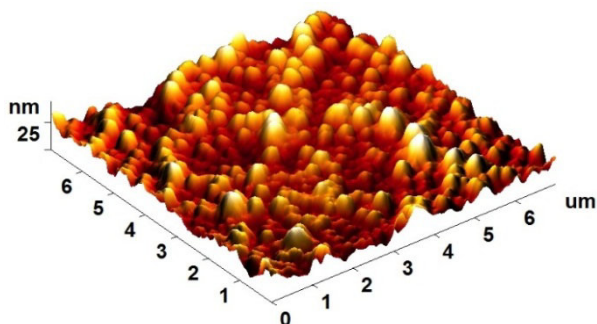


Fig. 1. Topography of LPE-film obtained by semi-contact AFM with aperture cantilever simultaneously with domain structure of the same area on Fig. 2.

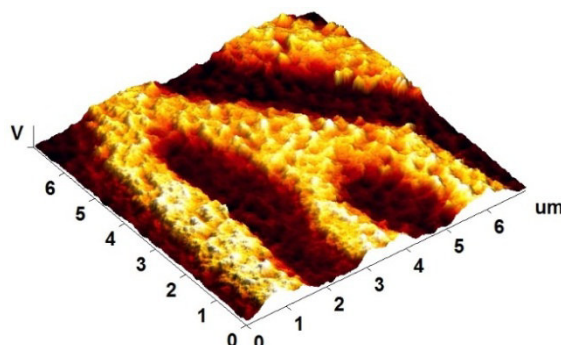


Fig. 2. Cantilever based SNOM image of magnetic domain structure of LPE-film.

The LPE-films of uniaxial anisotropy and nominal composition  $(\text{Bi,Sm,Lu})_3(\text{Fe,Al,Ga})_5\text{O}_{12}$  synthesized with the positive mismatch of film-substrate lattice constants from 0.04 to 0.12  $\text{\AA}$  have the strain-induced morphology (Fig. 3). The size of its elements is about 1-3  $\mu\text{m}$ . The possibility to use these films for thermo-magnetic recording as well as magneto-optic eddy current defectoscopy and atomic magnetic traps is related with the presence of the metastable domain structure (Fig. 4) and a low Curie temperature ( $T_C < 200$   $^\circ\text{C}$ ). The periods of metastable domain structures are varying in the range from 3 to 8  $\mu\text{m}$  for different films. Fractal analysis is used for a description of this type of domain structure.

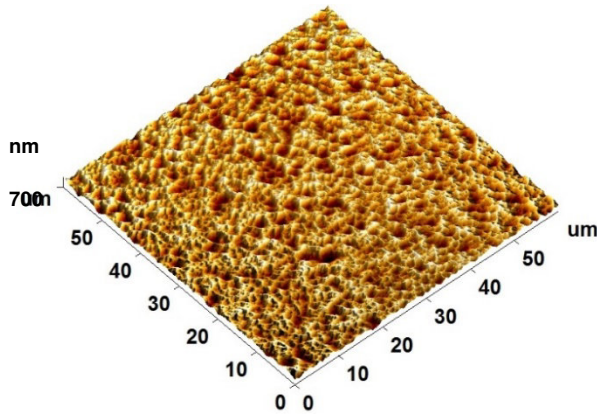


Fig. 3. The strain-induced topography of LPE-film.

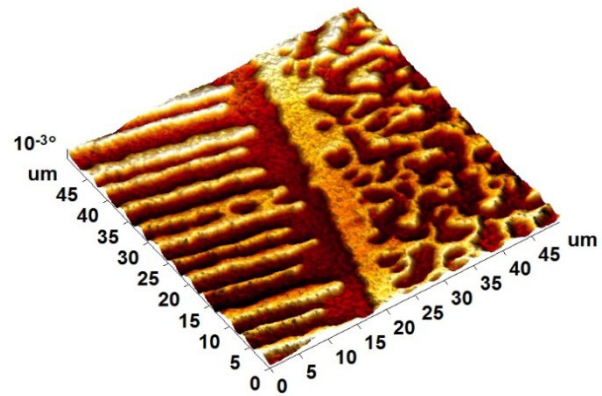


Fig. 4. Magnetic force microscopy image of border between recording and metastable domain structure on LPE-film.

The RIBS-films used in multilayered nanostructures [3] show a strong dependence of the crystal structure and magnetic properties on crystallization conditions. For the purpose of investigation of surface morphology and magnetic properties on the time of crystallization annealing the films of nominal composition  $\text{Bi}_{2.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{4.2}\text{Ga}_{0.8}\text{O}_{12}$  and thickness of 120 nm were deposited on hot ( $350\text{ }^\circ\text{C}$ ) substrates in argon–oxygen mixture. The films are annealed at  $680\text{ }^\circ\text{C}$  in the air at atmospheric pressure. With increasing annealing time the surface roughness, crystal grain size and period of the domain structure films are augmented. Typical magnetic domain structure of the samples is present in Fig. 5. The period of domain structure of the RIBS-films shows a change from  $0.25$  to  $0.5\text{ }\mu\text{m}$ .

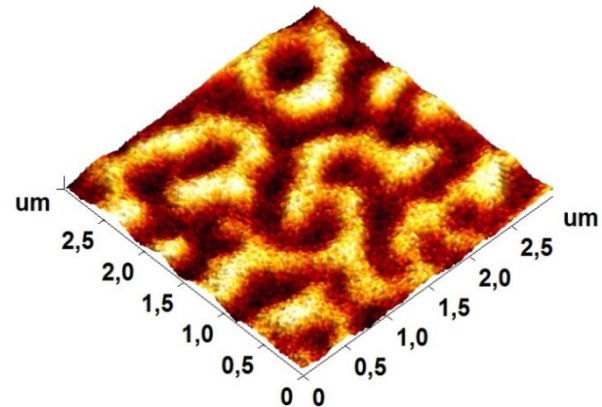


Fig. 5. Magnetic force microscopy image of domain structures of RIBS-film annealed 1.2 min.

The authors from the V.I. Vernadsky Crimean Federal University acknowledge support by the RF Ministry of Education and Science in the framework of the base part of the state task No. 2015/701 (project 3879).

[1] V.N. Berzhansky, A.S. Nedviga, V.G. Vishnevskii and A.R. Prokopov, *Solid State Phenomena* V.152-153 P. 11-14 (2009).

[2] V. Berzhansky, T. Mikhailova, A. Shaposhnikov, A. Prokopov, A. Karavainikov, V. Kotov, D Balabanov and V. Burkov, *Appl. Opt.* V.52 P. 6599 (2013).

[3] V.N. Berzhansky, T.V. Mikhailova, A.V. Karavainikov, A.R. Prokopov, A.N. Shaposhnikov, I.N. Lukienko, Yu.N. Kharchenko, O.V. Miloslavskaya, N.F. Kharchenko, *J. Magn. Soc. Jpn.* V.36(1-2) P. 42-45 (2012).

**THE SPONTANEOUS PHASE TRANSITIONS IN DOMAIN BOUNDARIES  
IN THE FERRITE-GARNET FILM**

**Siryuk Ju.A.<sup>1\*</sup>, Bezus A.V.<sup>1</sup>, Bondar E.D.<sup>1</sup>, Smirnov V.V.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Donetsk National University, 83001, Donetsk, Ukraine*

<sup>2</sup>*DonFTI of A.A.Galkin, 83114, Donetsk, Ukraine*

*\*e-mail: juliasiryuk@gmail.com*

**СПОНТАННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ДОМЕННЫХ ГРАНИЦАХ  
ФЕРРИТ-ГРАНАТОВОЙ ПЛЕНКИ**

**Сирюк Ю.А.<sup>1\*</sup>, Безус А.В.<sup>1</sup>, Бондарь Е.Д.<sup>1</sup>, Смирнов В.В.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Донецкий национальный университет, 83001, Донецк, Украина*

<sup>2</sup>*ДонФТИ им. А.А. Галкина, 83114, Донецк, Украина*

Магнитная доменная структура эпитаксиальных пленок феррита-граната представляет собой периодически чередующиеся области с антипараллельным направлением намагниченности, разделенные доменными границами (ДГ). Доменные границы, в свою очередь, являются неоднородными структурами, в которых происходят изменения ориентации спинов от направления спинов в одном домене к направлению спинов в соседнем домене. Поворот спинов по толщине ДГ можно уподобить винтовому вращению. Такие доменные стенки называются доменными границами Блоха и представляют собой наиболее общий тип доменных границ в ЦМД-материалах, т.к. они минимизируют энергию размагничивания. Симметрия допускает два возможных направления поворота намагниченности в ДГ – правовинтовое и левовинтовое.

В границе ЦМД создается большое число поворотов спинов двух направлений (полярностей), как левовинтовых, так и правовинтовых. Линия, разделяющая два участка стенки Блоха с различными полярностями, проходит вертикально через пленку, и такую структуру назвали вертикальной линией Блоха (ВБЛ). Число линий Блоха в ЦМД должно быть четным, т.е. в стенке ЦМД могут находиться только пары линий Блоха. Длина окружности ЦМД представляет собой граничное условие, которое заставляет линии Блоха сближаться до интервала  $s = \pi d / 2N$ , где  $d$  – диаметр ЦМД,  $N$  – число оборотов спинов,  $s$  – расстояние между ВБЛ [1]. Для ЦМД с диаметром (4–13) мкм получено максимальное значение  $N = 90$ , что соответствует 180 линиям ВБЛ.

Цель настоящей работы – показать, что в доменных границах происходят спонтанные фазовые переходы, которые и вызывают фазовые переходы в решетках ЦМД.

Для исследования была выбрана пленка с развитой поверхностью  $\langle 111 \rangle$ , выращенная методом жидкофазной эпитаксии на гадолиний-галлиевой подложке состава  $(TmBi)_3(FeGa)_5O_{12}$  ( $T_N = 437K$ ,  $T_C = 120K$ ), где  $T_N$  – температура Нееля,  $T_C$  – температура магнитной компенсации. При комнатной температуре пленка имеет фактор качества  $Q > 5$ . При таком  $Q$  действием импульсного магнитного поля в доменной границе создаются ВБЛ [1]. Доменная структура наблюдается с помощью эффекта Фарадея.

**Результаты эксперимента**

Импульсным магнитным полем при 300К создается решетка ЦМД. Это равновесная решетка при температуре формирования (рис.1А). Согласно [1], в границе ЦМД создается

180 ВБЛ. Это количество ВБЛ является максимальным для изолированного ЦМД. При этом расстояние между ВБЛ достигает величины  $s = 0.23$  мкм.

При нагревании пленки в решетке ЦМД наблюдается несколько фазовых переходов первого рода с сохранением числа доменов (рис.1, рис.2) [2, 3]. Эти фазовые переходы вызваны фазовыми переходами в структуре доменных границ ЦМД. При фазовых переходах

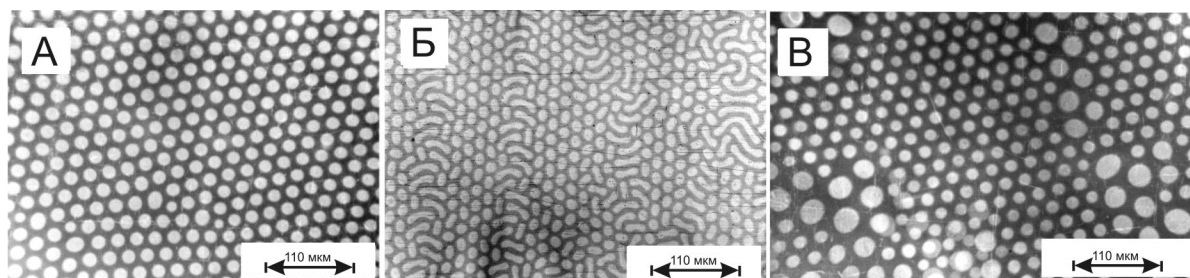


Рис.1. Виды доменных структур пленки: А– РЦД при 300К; Б– ФП в РЦД при нагревании ; В– ФП в РЦД при охлаждении.

количество ВБЛ в границе уменьшается скачком путем аннигиляции ВБЛ (рис.2). Вблизи температуры Нееля остается простая блоховская стенка.

При понижении температуры от 300К к точке компенсации в решетке ЦМД происходят фазовые переходы первого рода с уменьшением числа частиц (рис.1В, рис.2). При этом увеличивается как диаметр ЦМД, так и ширина ДГ. В доменной границе также происходят фазовые переходы первого рода. Количество ВБЛ уменьшается путем раскручивания. Вблизи  $T_c$  наблюдается скачок доменной границы. Это уже ДГ Нееля.

Решетка, сформированная вблизи  $T_N$  ( $0.98T_N$ ) имеет простую блоховскую стенку, что соответствует минимальной энергии доменной границы. При охлаждении пленки она сохраняется в широком температурном интервале, и фазовые переходы в ней не наблюдаются.

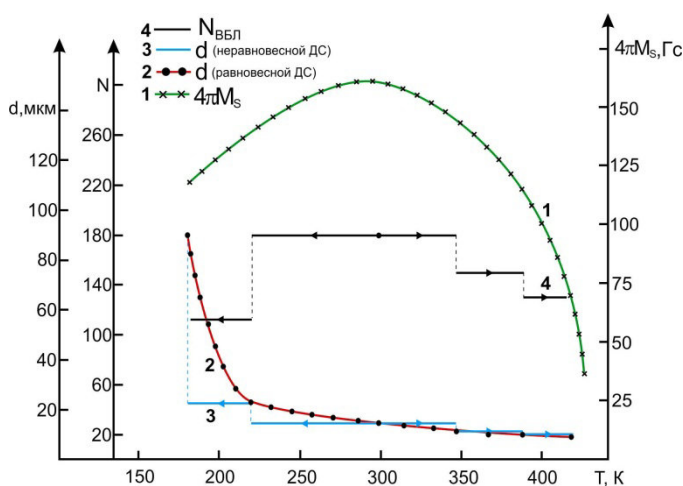


Рис.2. Температурные зависимости характеристик пленки: 1– намагниченность насыщения; 2– диаметр ЦМД равновесной ДС; 3– диаметр ЦМД неравновесной ДС; 4– число ВБЛ в ДГ.

**Выводы**

Структура доменной границы ЦМД очень чувствительна к температурному изменению параметров пленки. В ней происходят спонтанные фазовые переходы первого рода, которые вызывают фазовые переходы в решетке ЦМД. Механизм фазовых переходов в ДГ при нагревании и охлаждении пленки имеет существенные отличия. Число ВБЛ в ДГ уменьшается при нагревании путем аннигиляции, а при охлаждении – путем раскручивания. Решетка ЦМД с простой блоховской стенкой наиболее устойчива и сохраняется в широком температурном интервале.

[1] А. Малоземов, Дж. Слонзуски, Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами (Мир, Москва, 1982).

[2] Ю.А. Мамалуй, Ю.А. Сирюк, А.В. Безус, ФТТ. Т.45, №9. С.1645-1652 (2003).

[3] Ю.А. Сирюк, А.В. Безус, ФТТ. Т.55, №3. С. 547-551 (2013).

## BEHAVIOR OF TOROIDAL FERROMAGNETIC CORE AT SPATIAL MAGNETIZATION. EXPERIMENT AND MODELING

Adamyan Y.E., Krivosheev S.I. \* and Magazinov S.G.

*Peter the Great St.Petersburg Polytechnic University, 195251, St.Petersburg, Russia*

*\*e-mail: ksi.mgd@gmail.com*

## ПОВЕДЕНИЕ ТОРОИДАЛЬНОГО ФЕРРОМАГНИТНОГО СЕРДЕЧНИКА ПРИ ПРОСТРАНСТВЕННОМ НАМАГНИЧИВАНИИ. ЭКСПЕРИМЕНТ И МОДЕЛИРОВАНИЕ

Адамьян Ю.Э., Кривошеев С.И. \*, Магазинов С.Г.

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого*

*195251, Санкт-Петербург, Россия*

В данной работе сделана попытка проанализировать возможные погрешности использования векторизованной модели Джилса-Атертона [1] (J-A) в условиях резко выраженной пространственной неоднородности магнитного поля путем сопоставления расчетных и экспериментальных результатов исследования одноосевого и двухосевого намагничивания полого тороидального сердечника.

**Условия экспериментов.** Геометрия исследуемого образца, изготовленного из феррита 4000НМ, представлена на рис.1. Образец состоит из двух частей 1 и 2, приведенных в

плотное соприкосновение

полированными поверхностями.

Намагничивание осуществляется с

помощью катушек 4 и 5,

расположенных на внешней

поверхности и в полости тора 3. Для

измерения компонент индукции поля

имеются измерительные катушки,

расположенные рядом с

намагничивающими. На выноске рис.

1 показано расположение

намагничивающей (5) и

измерительной (6) катушек внутри полости сердечника.

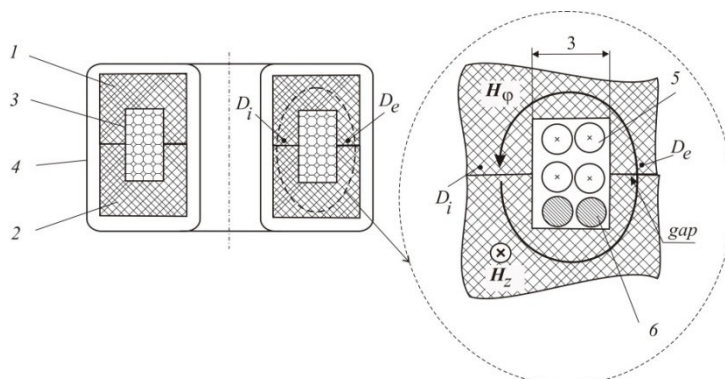


Рис.1. Конструкция сердечника и обмоток.

**Намагничивание переменным током. Эксперимент.** Питание обмоток тороидального ( $H_z$ ) и азимутального ( $H_\phi$ ) полей производилось с помощью усилительного блока, позволяющего создать в сердечнике переменное магнитное поле с частотой 3-6 кГц, достаточное для достижения глубокого насыщения. В использованной конфигурации сердечника технически осуществимыми прямыми измерениями являются измерения тока в обмотках с помощью шунтов и магнитного потока в сечениях, охватываемых измерительными катушками. Поэтому, в качестве экспериментальных значений индукции и напряженности магнитного поля выступают усредненные значения. Эксперименты по вращательному намагничиванию испытываемой магнитной системы выполнены с использованием двухканальной системы питания обмоток с регулируемым сдвигом фаз питающих напряжений. Для получения режима изменения вектора индукции, близкого к вращательному, в систему питания обмоток была включена отрицательная обратная связь по

производной индукции соответствующей компоненты магнитного поля. Это позволило приблизить форму траектории вектора индукции к круговой при условии не слишком глубокого насыщении материала.

**Сравнение результатов экспериментов и компьютерного моделирования.**

Расчеты проводились с помощью программы COMSOL Multiphysics 5.0 в осесимметричной постановке на основании модели J-A из базы данных COMSOL [2].

Параметры модели J-A подбирались в соответствии с данными измерений индукции и напряженности вдоль большой оси тора. В расчетах намагничивания по малой оси (азимутальное поле) технологический зазор между частями сердечника достаточно сильно меняет свойства петли гистерезиса. Для оценки этого влияния проделана серия расчетов с использованием ранее подобранных параметров модели и вариацией магнитного сопротивления зазора. При эквивалентной величине зазора 4 мкм расчетная петля гистерезиса, практически

совпадает с экспериментальной в линейной области, соответствующей изменению напряженности в диапазоне значений  $\pm 70$  А/м. При этом результаты численного моделирования существенно отличаются от наблюдаемых в эксперименте в области напряженностей магнитного поля, соответствующих намагничиванию материала сердечника. Несколько менее выражено расхождение результатов расчета и эксперимента при одновременном синфазном намагничивании обмотками тороидального и азимутального полей. Для вращательного режима намагничивания, рис. 2, при качественном соответствии наблюдаемых зависимостей, следует отметить, что значения угла между векторами  $\vec{B}$  и  $\vec{H}$ , определяемого из экспериментальных данных меняют знак, в то время как расчетные данные характеризуются его постоянством.

**Выводы.** Проведенные эксперименты и соответствующие им условиям расчеты с использованием векторизованной модели Джилса-Атертона показали неудовлетворительную точность расчета распределения магнитного поля со сложной пространственной структурой. Причиной возникновения данной погрешности может быть использование в векторизованной модели Джилса-Атертона начальной кривой В-Н, полученной в условиях одномерного намагничивания, в то время, как данные экспериментов говорят о необходимости использования в модели «векторных характеристик» материала [3], полученных при различных пространственных углах между векторами  $\vec{B}$  и  $\vec{H}$ .

**Ссылки на литературу.**

[1] A.J. Bergqvist, IEEE Trans. Magn. V.32. P. 4213-4215 (1996).  
 [2] Comsol model “Vector Hysteresis Modeling”, Application ID: 20671 (www.comsol.com)  
 [3] J.P.A. Bastosand and N. Sadowski, Magnetic Materials and 3D Finite Element Modeling (CRC Press, 2013).

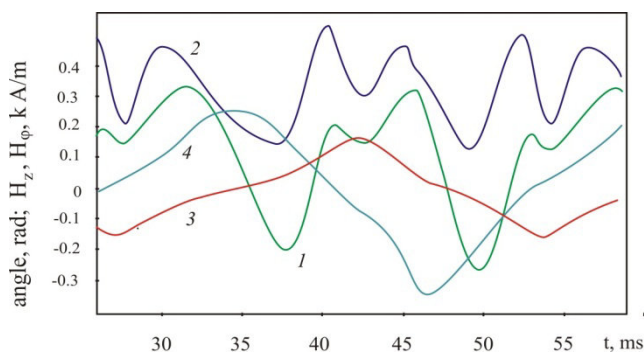


Рис.2. Экспериментальные (1) и расчетные (2) значения угла между векторами  $\vec{B}$  и  $\vec{H}$ . Кривые 3 и 4 - тороидальная и азимутальная компоненты напряженности поля..

## SELF-ORGANIZATION MAGNETIZATION IN 1D POLYCRYSTALLINE FERROMAGNETS

**Ivanov A.A., Orlov V.A.**

*Siberian Federal University, 660041, Krasnoyarsk, Russia*

*\*e-mail: orlhome@rambler.ru*

## САМООРГАНИЗАЦИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В 1D ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

**Иванов А.А., Орлов В.А.**

*Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, Россия*

При возникновении самоорганизации в стохастических системах в игру вступают конкурирующие факторы: хаос и упорядочивающий фактор. В результате на фоне хаотического взаимодействия возникают квазипериодические структуры. В настоящей работе рассмотрено явление самоорганизации намагниченности в поликристаллической ферромагнитной нанопроволоке. Хаос в систему привносят неоднородности анизотропии в виде случайно ориентированных осей легкого намагничивания. Одновременно присутствуют упорядочивающие факторы: магнитостатическое или обменное взаимодействия. Возникающие при этом стохастические домены аналогичны нормальным модам, которые в определенных случаях не возбуждены, но как структурная единица существуют.

Зафиксировать признаки самоорганизации удалось в компьютерном моделировании. При достижении внешним полем некоторого критического значения происходит катастрофический рост зародышей обратной намагниченности, в результате которого возникают 180- или 360-градусные доменные стенки. Образованные домены расположены там, где в отсутствие однородной, наведенной магнитостатикой анизотропии, были бы стохастические домены. Важно, что информация об самоорганизации обнаруживается и при спектральном исследовании силового профиля  $F(z)$ , закрепляющего доменную стенку (см. рис. 1). При исследовании спектральных плотностей реализаций  $F(z)$  обнаружено, что их максимумы приходятся на характерные обратные длины в распределениях намагниченности: размер кристаллита, размер стохастического домена и длина образца.

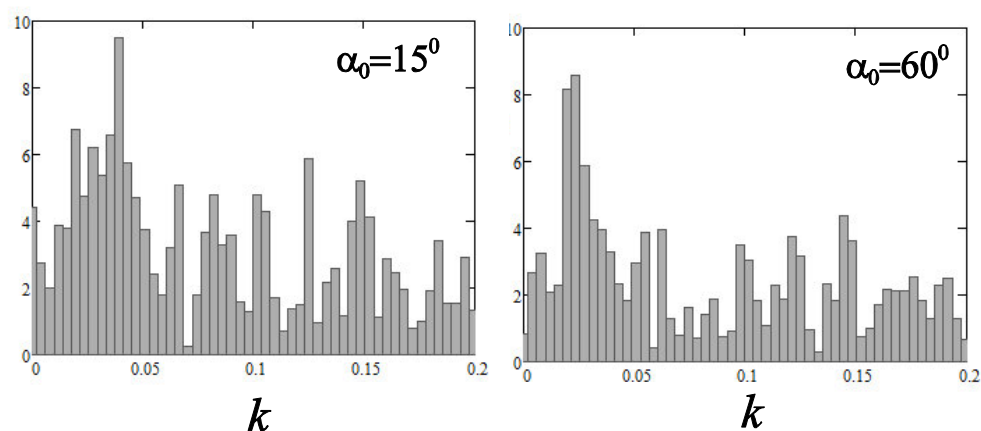


Рис. 1. Спектр закрепляющей силы при различных значениях параметра текстуры. Моделирование проводилось при магнитных параметрах, соответствующих кобальту.



## ON THE TERMAL MOTION OF DOMAIN WALLS IN NANOWIRES

**Ivanov A.A., Orlov V.A.**

*Siberian Federal University, 660041, Krasnoyarsk, Russia*

*\*e-mail: orlhome@rambler.ru*

## О ТЕПЛОВОМ ДВИЖЕНИИ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В НАНОПРОВОЛОКАХ

**Иванов А.А., Орлов В.А.**

*Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, Россия*

В настоящей работе предложен метод компьютерного моделирования термофлуктуационного движения доменных стенок в ферромагнитных поликристаллических нанопроволоках. Характер этого движения определяется особенностями магнитной структуры, которая, в свою очередь, зависит от дефектов материала, формы образца, механических напряжений, состояния поверхности и т.п.

Смещение ДС в случайном силовом поле  $F(z)$  удовлетворительно описывается с помощью теории выбросов случайных процессов [1,2]. При этом тепловые колебания ДС можно рассматривать как броуновское движение квазичастицы. Описание можно провести, используя элементы теории абсолютных скоростей химических реакций [2]. В моделировании скольжения ДС использовано уравнение Ланжевена, в котором взаимодействие с термостатом аппроксимируется стохастической силовой функцией, зависящей от времени [3,4]:

$$\mu \frac{dv}{dt} + \beta v - (F(z) - h) = L(t). \quad (1)$$

Здесь  $\beta$  - коэффициент вязкого трения,  $v$  - скорость ДС,  $L(t)$  - сила Ланжевена - случайная функция, зависящая от времени  $t$ , которая моделирует взаимодействие магнитной системы с термостатом. Это уравнение положено в основу компьютерного моделирования.

Исследование характерной зависимости среднеквадратичного смещения доменной стенки от времени показало, что закон Эйнштейна-Смолуховского не выполняется. Внешнее магнитное поле обеспечивает регулярный дрейф ДС на фоне хаотических колебаний. При малых силах давления определяющим фактором для скорости дрейфа является абсолютная температура, а при больших - сила давления внешнего поля. Скорость дрейфа, как функция от силы давления внешнего поля, как и число скачков подчиняются критической зависимости с показателем примерно 1.1.

Распределения длительностей скачков менее чувствительны к изменению температуры, чем время ожидания скачка. Но с понижением температуры длительность скачка растет, а ширина распределения практически неизменна. Иногда во время полного скачка наблюдается частичное возвратное движение, которое чаще происходит при низких температурах. Это приводит к увеличению среднего времени скачка. Важно отметить, что в уравнении движения ДС в случайном поле  $F(z)$  необходимо учитывать инерционный член.

### Ссылки на литературу

[1] Иванов А.А., Орлов В.А., ФТТ, т. 53, вып. 12, с. 2318-2326 (2011)

[2] В.И. Тихонов, Выбросы случайных процессов. (Наука, М. 1970)

[3] Glasstone S., Laidler K.J., Eyring H., The Theory of Rate Processes. (McGrow-Hill, N.Y. 1941)

[4] Doring W., Z. Naturfor-schung, V. 3a, N. 373 (1948).

**ANALYTIC MODELS OF BLOCH WALLS IN THIN MAGNETIC FILMS**

**Semenov V.S.**

*Trapeznikov Institute of Control Problems of RAS, 117997, Moscow, Russia*

*e-mail: vsemsem@mail.ru*

**АНАЛИТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ БЛОХА В ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ**

**Семенов В.С.**

*Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН, 117997, Москва, Россия*

В тонких магнитных пленках домены с противоположной намагниченностью разделяются  $180^\circ$  доменными границами (ДГ). Рассматриваем пленку толщиной  $2D$  с осью легкого намагничивания, параллельной оси  $z$ .  $180^\circ$  ДГ разделяет два домена, намагниченных вдоль оси  $\pm z$ . Распределение намагниченности в ДГ определяется изменением вектора намагниченности  $\vec{M} = M_s \vec{m} = M_s (m_x \vec{i} + m_y \vec{j} + m_z \vec{k})$  ( $|\vec{M}| = M_s$  - намагниченность насыщения пленки);  $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$  - единичные векторы вдоль осей  $x, y, z$ , соответственно. Направляющие косинусы  $m_x, m_y, m_z$  совпадают с осями  $x, y$  и  $z$  прямоугольной системы координат. В данной работе рассматриваются двумерные модели, то есть направляющие косинусы  $m_x(x, y), m_y(x, y), m_z(x, y)$  являются функцией  $x, y$  и не зависят от  $z$ .

Для определения направляющих косинусов  $(m_x, m_y, m_z)$  вектора намагниченности  $\vec{M}$  используется потенциальная функция  $A(t, s) = p(t = x/D) g(s = y/D)$ , где  $p(t)$  - задает изменение намагниченности по ширине ДГ, а функция  $g(s)$  - по толщине пленки. Направляющие косинусы

$$m_x(t, s) = -\frac{\partial A(t, s)}{\partial s} = -p(t) \frac{dg(s)}{ds} = p g_s, \quad m_y(t, s) = \frac{\partial A(t, s)}{\partial t} = \frac{dp(t)}{dt} g(s) = p_t g,$$

$$m_z(t, s) = \sqrt{1 - m_x^2 - m_y^2}.$$

При таком определении направляющих косинусов объемные магнитные заряды

$$\rho_m(t, s) \approx \left( \frac{\partial m_x}{\partial t} + \frac{\partial m_y}{\partial s} \right) \equiv 0, \text{ но не исключает наличие поверхностных магнитных зарядов. Для}$$

существования ДГ необходимо выполнение следующих условий:

1.  $m_x(t \rightarrow |\infty|, s) \rightarrow 0, m_y(t \rightarrow |\infty|, s) \rightarrow 0, m_z(t \rightarrow |\infty|, s) \rightarrow \pm(\mp)1$ ;
2.  $m_x^2(t, s) + m_y^2(t, s) + m_z^2(t, s) \leq 1$ ;
3. в области ДГ должна существовать линия перегиба  $t_0(s)$ , вдоль которой по толщине пленки происходит изменение направления намагниченности на противоположное:

$$m_x^2(t_0(s), s) + m_y^2(t_0(s), s) = p^2 g_s^2 + p_t^2 g^2 = 1, p g_s^2 + p_{tt} g^2 = 0.$$

Для получения двумерного распределения намагниченности, которое соответствует двумерной ДГ Блоха, функция  $p(t)$  в области линии перегиба ( $t_1 \leq t \leq t_0$ ) должна монотонно изменяться от максимального значения  $p_{\max} = p(t = t_0)$  до значения  $p_1 = p(t = t_1)$ , а

производная от  $p_t(t=0)=0$  до максимального значения  $p_{t\max} = p_t(t=t_1)$ . Неизвестная функция  $g(s)$  и ее производная  $g_s(s)$  находим из условия существования линии перегиба:  $g^2 = 1/(p_t^2 - p p_{tt})$ ,  $g_s^2 = -(p_{tt}/p)g^2$ . Для определения этих численных значений область  $t_1 \leq t \leq t_0$  разбивается на  $n$  интервалов:  $\Delta t = (t_0 - t_1)/n$ . Каждому значению  $t_i = (i-1)\Delta t$  ( $1 \leq i \leq n+1$ ) соответствуют два значения  $g(s_i)$  и  $g_s(s_i)$ . Из определения производной находим значения  $\Delta s_i = (g(s_{i+1}) - g(s_i))/g_s(s_i)$  и далее значения  $s_{i+1} = \sum_{i=1}^i \Delta s_i$ . Таким образом, определяем изменение функций  $g(s)$  и  $g_s(s)$  по толщине пленки, что является необходимым условием для вычисления энергии доменной границы.

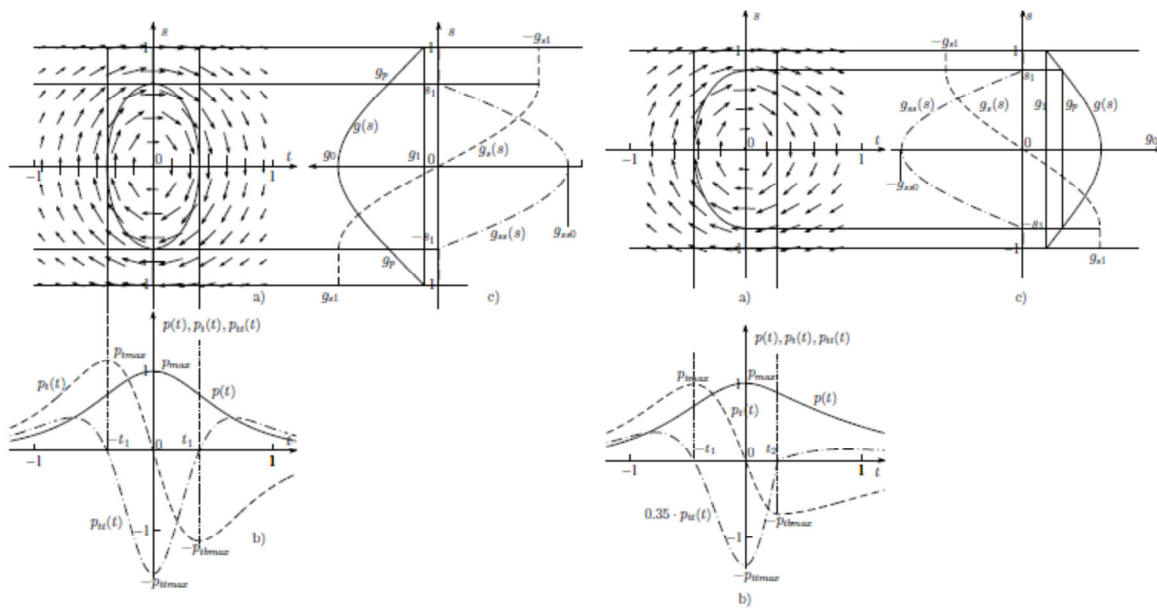


Рис.1. Распределение намагниченности в ДГ Блоха (а), где сплошная линия соответствует линии перегиба; изменение функции  $p(t)$  и ее производных по ширине доменной границы; изменение функции  $g(s)$  и ее производных по толщине пленки.

На рис. 1 (левая сторона) представлено распределение намагниченности в двумерной ДГ Блоха для четной функции  $p(t)$ . Для такой функции получается симметричное распределение намагниченности с двумя линиями перегиба. Основной вклад в полную энергию доменной границы вносит обменная энергия. Для уменьшения обменной энергии в области  $t \geq 0$  используется другая функция  $p_b(t)$  с более плавным изменением по сравнению с основной функцией  $p(t)$ . В этом случае остается только одна линия перегиба в области  $t \leq 0$ , распределение намагниченности становится ассиметричным и уменьшается обменная энергия (рис.1, правая сторона).

При построении аналитических моделей согласно методу, предложенному в данной работе, в качестве функций  $p(t)$  и  $p_b(t)$  могут использовать простые элементарные зависимости с минимальным (одним) переменным параметром, что значительно ускоряет поиск равновесного состояния полной энергии двумерной доменной границы Блоха.

## THE ROLE OF CHEMICAL POTENTIAL AND MAGNETOSTATIC PRESSURE AT STUDYING OF PHASE TRANSITIONS IN THE LATTICE OF BUBBLES

**Siryuk Ju.A.**<sup>1\*</sup>, **Bezus A.V.**<sup>1</sup>, **Bondar E.D.**<sup>1</sup>, **Smirnov V.V.**<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Donetsk National University, 83001, Donetsk, Ukraine

<sup>2</sup>DonFTI of A.A.Galkin, 83114, Donetsk, Ukraine

\*e-mail: juliasiryuk@gmail.com

## РОЛЬ ХИМПОТЕНЦИАЛА И МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ ИЗУЧЕНИИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В РЕШЕТКЕ ЦМД

**Сирюк Ю.А.**<sup>1\*</sup>, **Безус А.В.**<sup>1</sup>, **Бондарь Е.Д.**<sup>1</sup>, **Смирнов В.В.**<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Донецкий национальный университет, 83001, Донецк, Украина

<sup>2</sup>ДонФТИ им. А.А. Галкина, 83114, Донецк, Украина

### Введение

Феррит-гранатовая пленка – это термодинамическая система, в которой каждый домен можно рассматривать как отдельную частицу. Для объяснения экспериментальных результатов мы применяем термодинамический подход с использованием химпотенциала, т.е. энергии, приходящейся на один домен, и концепцию магнитостатического давления. Цель данной работы – показать возможности химпотенциала и магнитостатического давления при изучении спонтанных фазовых переходов в решетке ЦМД.

### Химпотенциал и магнитостатическое давление решетки ЦМД

В термодинамике химический потенциал частицы определяется как производная от внутренней энергии системы по числу частиц в ней при постоянных значениях объема ( $V$ ) и энтропии системы ( $S$ ) [1]. Химический потенциал домена можно определить как

$$\mu = \left( \frac{\partial U}{\partial N} \right)_{S,V}, \quad (1)$$

где  $N$  – число доменов. Выражения для удельных энергии и объема домена имеют вид:

$$\varepsilon = U/N, \quad (2)$$

$$v = V/N. \quad (3)$$

Одним из условий равновесия между двумя доменными фазами является либо равенство

$$\mu_1 = \mu_2, \quad (4)$$

Либо

$$\sum v_i \mu_i = 0. \quad (5)$$

Уравнение (4) справедливо в том случае, если переход между двумя ДС не сопровождается изменением полного числа доменов в пленке. Уравнение (5) описывает сосуществование доменных фаз при взаимном превращении доменов. При этом подходе химический потенциал домена зависит от размера домена, периода ДС и температуры, которая в термодинамических потенциалах ДС учитывается посредством температурных зависимостей характеристической длины пленки  $\ell$  и намагниченности насыщения  $4\pi M_s$ . Анализ зависимости  $\mu(T)$  позволяет получить информацию о направлении возможного перехода в исходной ДС при изменении  $T$ . Так, если  $\mu = 0$ , то ДС является равновесной по числу доменов [2]. Если при изменении  $T$   $\mu$  становится положительным, то тогда число доменов

данной ДС превышает число доменов, необходимых для построения равновесной структуры. Следовательно, в этом случае возможен переход к структуре с меньшим числом доменов. Аналогично, если с изменением  $T$  оказалось, что  $\mu < 0$ , то в такой ДС число доменов уже не является достаточным для образования равновесной структуры. В такой системе возможен переход к структуре с большим числом доменов и, соответственно, с меньшими размерами доменов и периодом структуры.

Условия осуществления фазовых переходов при изменении  $T$  зависят от механизма и причин изменений, происходящих внутри ДС. Давление доменной структуры найдено как

$$P = (\mu - \varepsilon)/v. \quad (7)$$

Впервые концепция магнитоэластического давления решетки ЦМД была введена в работе [3], в которой ЦМД рассматриваются как частицы, обладающие одинаковым магнитным зарядом и расположенные в магнитной среде с противоположным зарядом. Между этими частицами действуют силы отталкивания. В результате, благодаря центральным силам взаимодействия и создается решетка ЦМД. После преобразований [3] магнитоэластическое давление решетки  $P$ :

$$P = 6C(2\pi M_s)^2 \left(\frac{d}{a}\right)^4 \frac{h}{a}, \quad (8)$$

где  $a$  – период решетки,  $d$  – диаметр ЦМД,  $h$  – толщина пленки,  $M_s$  – намагниченность насыщения,  $C$  – константа.

Поскольку для равновесной решетки ЦМД  $y = d/a = 0.74$  [3, 4], то ее магнитоэластическое давление имеет вид:

$$P = B \frac{M_s^2}{a}, \quad (9)$$

где  $B$  – константа.

### Обсуждение и заключение

Из анализа результатов экспериментальных исследований спонтанных фазовых переходов (ФП) в решетке ЦМД пленки  $(TmBi)_3(FeGa)_5O_{12}$  [4] следует, что особенности решетки при изменении  $T$  определяют химпотенциал и магнитоэластическое давление. Химпотенциал позволяет определить, какая решетка сформирована при данной  $T$ : равновесная ( $\mu = 0$ ) или неравновесная ( $\mu \neq 0$ ).

Механизм ФП I рода определяет магнитоэластическое давление. На механизм ФП при приближении к точке компенсации оказывают влияние два вида давления: магнитоэластическое давление решетки ЦМД и давление внутри ЦМД. В механизме ФП при удалении от температуры  $T_K$  основную роль играет магнитоэластическое давление решетки ЦМД. Будучи меньше равновесного, оно позволяет части ЦМД увеличить свои размеры.

Таким образом, магнитоэластическое давление позволяет понять механизм фазового перехода в решетке ЦМД, а химпотенциал определяет характер этого перехода.

[1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика. Наука, Москва (1964).

[2] E.A.Zavadskii, V.A.Zablotskii // Phys. Stat. Sol. (a), v.112, (1989).

[3] В.Г.Барьяхтар, Ю.И.Горобец, Цилиндрические магнитные домены и их решетки, Наукова думка, Киев (1988).

[4] Ю.А. Сирюк, А.В. Безус, ФТТ. Т.55, №3. С. 547-551 (2013).

**ABOUT A RATIO OF MAGNETIC LOSSES OF MONOCRYSTALS OF Fe-3%Si IN ROTATING AND LINEARLY-THE POLARIZED MAGNETIC FIELDS****Tiunov V.F.***IMP UB RAS, 620990, Ekaterinburg, Russia**\*e-mail: tiunov@imp.uran.ru***О СООТНОШЕНИИ МАГНИТНЫХ ПОТЕРЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ Fe-3%Si ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ И ЛИНЕЙНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ****Тиунов В.Ф.***Институт физики металлов УрО РАН, 620119, Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18*

Улучшение функциональных характеристик магнитомягких магнитных материалов, применяемых для изготовления магнитопроводов, перемагничиваемых во вращающихся магнитных полях, представляет значительный интерес. В этом случае магнитопроводы различного рода электромашин перемагничиваются в постоянном по величине внешнем магнитном поле  $H$  непрерывно вращающимся с угловой частотой  $\omega$ . Этот тип перемагничивания характеризуется аномально высокими значениями вращательных магнитных потерь ( $P_{вр}$ ), значительно превышающими их величину, измеренную в линейно-поляризованных магнитных полях ( $P$ ) в 7-15 раз. В большинстве работ предполагалось, что такое расхождение обусловлено наличием доменной структуры ДС в ферромагнетиках, однако прямых наблюдений ее в работах не проводилось.

В настоящей работе, исходя из выявленной динамики ДС, удалось объяснить причины наблюдаемого изменения отношения потерь  $R = P_{вр}/P$  в монокристаллах Fe-3%Si при различных амплитудах индукции. Поверхность образцов совпадала с кристаллографической плоскостью типа  $[001](110)$ . В линейно-поляризованных полях измерения потерь проводились на образцах в виде полосок, во вращающихся магнитных полях исследовались образцы в виде дисков. В первом случае на поверхности образцов имелись полосовая 180-градусная ДС, во втором случае на поверхности дисков помимо полосовой ДС выявлялась замыкающая ДС в виде узких доменов, ориентированных к полосовым под углом 55-60°.

На рис.1А приведены зависимости изменения магнитных потерь во вращающихся (кривая 2) и в линейно-поляризованных полях (1) а также их отношение от индукции ( $R$ ). Видно, что с ростом индукции потери в линейно-поляризованных полях ( $P$ ) только увеличиваются, потери во вращающихся магнитных полях ( $P_{вр}$ ) меняются немонотонно: при невысоких индукциях растут, достигая максимума при  $B_m \approx 1,7$ Тл, а затем по мере роста  $B_m$  уменьшаются. Причем во всех случаях их величина превышает значение потерь, измеренных в линейно-поляризованных полях, а величина отношения потерь  $R = P_{вр}/P$  с ростом индукции непрерывно снижается, в данном случае оно меняется от 7 до 2. Качественно подобная картина изменения отношения потерь от индукции сохранилась и на другом исследованном образце (рис.1Б).

Проведенный анализ основанный на динамике ДС образцов показал, что при невысоких индукциях ( $B_m < 0,8$  Тл) превышение вращательных потерь над их значением в линейно-поляризованных полях связано со значительной неоднородностью скоростей смещения 180- градусных доменных границ при вращательном перемагничивании образцов. Наблюдаемое уменьшение расхождения магнитных потерь при рассматриваемых условиях перемагничивания образцов по мере роста индукции (от 0,25 до 1,0Тл) (рис.1), обусловлено,

как показали измерения, существенным снижением степени неоднородности движения 180-градусных границ во вращающихся магнитных полях. Дальнейшее уменьшение отношения вращательных потерь к их значению в линейно-поляризованных полях при  $B_m > 1,0-1,2$  Тл связано со снижением степени неоднородности движения 180- градусных доменных границ, а также заметным дроблением как полосовой, так и замыкающей доменной структуры во вращающихся магнитных полях.

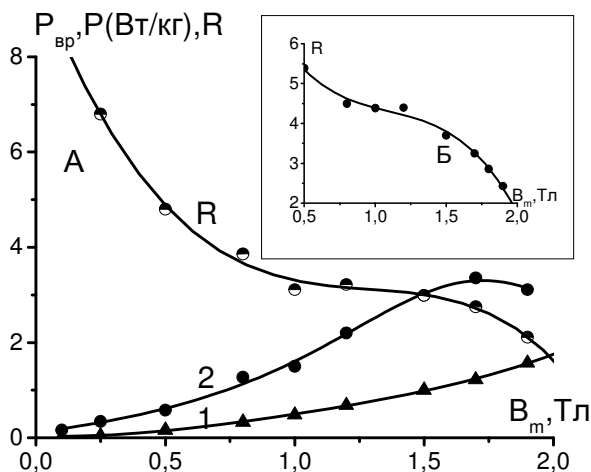


Рис.1 А-Изменение магнитных потерь во вращающихся (1), в линейно-поляризованных (2) полях и отношения потерь  $R$  от амплитуды индукции. (толщина образцов  $d=0,28$  мм, частота  $f=50$  Гц), Б - Изменение отношения потерь от индукции для образца с  $d=0,40$ мм,  $f=50$  Гц.

Показано, что наблюдаемое изменение магнитных потерь при всех измеренных индукциях обусловлено особенностями динамики ДС исследованных монокристаллов Fe-3%Si. Поскольку индукция в различных участках магнитопроводов электрических машин (двигателей и генераторов) резко неоднородна по величине, то полученные в настоящей работе данные о динамике ДС позволяют выявить конкретный вклад ее 180 и 90- градусных границ в перемагничивание разных участков магнитопроводов. Кроме того, полученные сведения о поведении ее границ, могут быть использованы для целенаправленных поисков путей, направленных на улучшение функциональных показателей электротехнической стали во вращающихся магнитных полях.

[1] Boon C. R., Thompson J. E. Proc. IEE. V.111, N. 3. P. 605-609 (1964).  
 [2] Pry R.H., Bean C.P. J. Appl. Phys. V.29. P.532-533 (1958).  
 [3] L.Ma, M. Sanada, S. Morimoto, Y.Takeda. IEEE TRANS. MAG. V. 39, N 4. P. 2036-2041 (2003).  
 [4] Тиунов В.Ф., Филиппов Б.Н. ЖТФ.Т.77. вып.12.С.31-37 (2007).  
 [5] Тиунов В.Ф. ФММ.Т.114, N6. С.1-8 (2013).

## INSTALLATION FOR REGISTRATION OF DYNAMIC DOMAIN STRUCTURE FERROMAGNETICS IN THE ROTATING MAGNETIC FIELDS

Tiunov V.F.

*IMP UB RAS, 620990, Ekaterinburg, Russia*

*\*e-mail: tiunov@imp.uran.ru*

## УСТАНОВКА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ.

В.Ф.Тиунов

*Институт физики металлов УрО РАН, 620119, Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18*

В ряде работ установлено, что уровень потерь и их поведение во вращающихся полях в значительной мере определяется особенностями изменения доменной структуры ДС при динамическом перемагничивании образцов железокремнистых сплавов. Эти сведения о динамике ДС удалось получить с помощью установки, принцип действия которой описывается в настоящей работе. Блок – схема установки приведена на рис.1

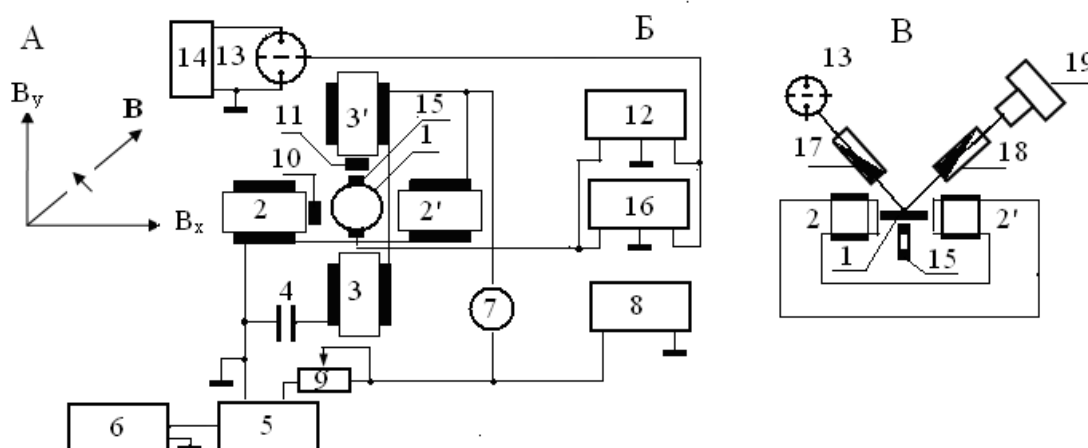


Рис.1 Блок -схема установки для регистрации ДС образцов

Исследуемый образец 1 в виде диска (диаметром 10-28 мм) помещается во вращающееся магнитное поле. Оно создавалось парой С- образных электромагнитов 2,2' и 3,3' (более детально один из электромагнитов приведен рис.1В). В межполюсном пространстве, где помещается образец создается вращающееся магнитное поле, индукция которого  $\mathbf{B}$  пропорциональна намагничивающему току, измеряемому амперметром 7. Частота вращения поля  $f$  измерялась частотомером 8. С помощью переменного сопротивления 9 добивались равенства компонент магнитного поля  $B_x$  и  $B_y$  с помощью измерительных катушек 10,11. Сигнал с этих катушек поступал на входы электронного коммутатора осциллографа 12, на экране которого наблюдались кривые изменения сигналов  $E_x \sim B_x \sin \omega t$ ,  $E_y \sim B_y \sin(\omega t + \pi/2)$ . Равенство их амплитуд свидетельствовало о том, что в межполюсном пространстве создавалось круговое вращающееся магнитное поле.

Рассмотрим работу системы синхронизации. Сигнал с измерительной катушки 15, расположенной в межполюсном пространстве, подавался на внешний запуск генератора ГПИ (16) и на Y- вход осциллографа 12, работающего в режиме внешней развертки. Запуск развертки осуществлялся прямоугольным импульсом с выхода генератора ГПИ.



Одновременно этот импульс производил поджиг строботрона 13 и тем самым регистрировался вид ДС образца в определенном направлении поля относительно образца.. Последовательно задавая с помощью генератора необходимую временную задержку  $t_3$  между моментом его запуска и моментом появления на выходе прямоугольного импульса проводили съемку ДС в любой наперед заданной ориентации поля относительно образца.

На рис. 1В приведена оптическая части установки. Луч света от строботрона 13 минуя поляризатор 17, отражался от поверхности образца 1 и проходил через анализатор 18. Выявленное таким образом с помощью меридионального Керр – эффекта изображение ДС далее через микроскоп (не указан на рисунке) попадало в объектив цифрового аппарата 19. Достаточно большая интенсивность вспышки строботрона, позволяла получать изображение ДС на образцах диаметром до 20 мм. При этом время экспозиции не превышало 5 мкс и определялось длительностью вспышки импульсной лампы.

Пример полученного изображения ДС образца приведен на рис.2 На рисунке приведены только 3 фотографии (из 20), отражающих вид ДС при трех разных углах поворота индукции  $\mathbf{B}$  относительно оси легкого намагничивания образца [001] на угол  $\alpha$ . Первый кадр получен при  $\alpha=0$ , второй при  $\alpha=90^\circ$  и, наконец, последний кадр- при  $\alpha=180^\circ$ . Из полученных таким образом фотографий можно проследить за изменением ДС в течение полного цикла перемагничивания.

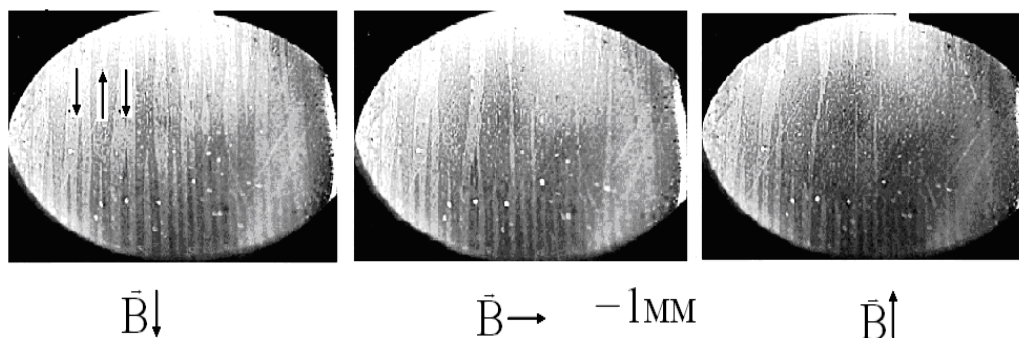


Рис.2 Вид доменной структуры монокристалла Fe-3%Si во вращающемся магнитном поле.  $f=50$ Гц,  $B=1,5$  Тл .

Рассмотренная установка позволяет фиксировать с высоким линейным разрешением (10мкм) вид ДС ферромагнетиков на единичных циклах перемагничивания в интервале частот 20- 400 Гц и в области индукций 0,25-2,0 Тл. Наблюдаемые особенности перестройки ДС в образцах анизотропной электротехнической стали позволили, в частности, целенаправленно найти пути снижения уровня ее магнитных потерь во вращающихся магнитных полях, и тем самым значительно улучшить ее функциональные характеристики.

- [1] Тиунов В.Ф., Дефектоскопия .N5. С.31-35 (2014).
- [2] Тиунов В.Ф., ФММ.Т.114, N6. С.1-8 (2013).
- [3] Тиунов В.Ф., Филиппов Б.Н. ФММ. Т.102, N3. С.280-289 (2006).
- [4] Тиунов В.Ф. ФММ. Т.109, N3. С.245-252 (2010).

**INFLUENCE OF THERMOMAGNETIC TREATMENT ON HYSTERESIS PROPERTIES OF Fe<sub>10</sub>Ni<sub>90</sub>/Tb-Co FILMS WITH INTERLAYER EXCHANGE COUPLING****Balymov K.G.\*, Adanakova O.A., Kulesh N.A., Vas'kovskiy V.O., and Svalov A.V.***Ural Federal University, 620083, Ekaterinburg, Russia**\*e-mail: k.g.balymov@urfu.ru***ВЛИЯНИЕ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ОБРАБОТКИ НА ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЁНОК Fe<sub>10</sub>Ni<sub>90</sub>/Tb-Co С МЕЖСЛОЙНОЙ ОБМЕННОЙ СВЯЗЬЮ****Балымов К.Г.\*, Аданакова О.А., Кулеш Н.А., Васьковский В.О., Свалов А.В.***Уральский федеральный университет, 620083, Екатеринбург, Россия*

Гетерогенные структуры на основе обменно-связанных ферромагнитных и антиферромагнитных (ферримангнитных) слоёв активно изучаются в последнее время. Такой повышенный интерес обусловлен, в частности, практической применимостью этих объектов в датчиковой аппаратуре благодаря возможности сочетания эффектов анизотропного магнитосопротивления [1] и обменного смещения [2]. Как правило, для достижения высоких значений анизотропии магнитосопротивления необходима термомагнитная обработка. В случае гетерогенных структур её применение может приводить к необратимым структурно-химическим изменениям вблизи межслойного интерфейса, а значит, оказывать влияние на величину обменного смещения. Данная работа посвящена изучению магнитных и магниторезистивных свойств пленочных структур на основе обменно-связанных слоёв Fe<sub>10</sub>Ni<sub>90</sub>/Tb-Co/Ti, подвергнутых различным способам термомагнитной обработки.

Образцы для исследования были получены методом высокочастотного ионного распыления мозаичных (Tb-Co) и однородных мишеней (Fe<sub>10</sub>Ni<sub>90</sub>, Ti) в присутствии постоянного магнитного поля. В качестве подложек были использованы покровные стекла Corning. Типичные толщины слоёв Fe<sub>10</sub>Ni<sub>90</sub>, Tb-Co и Ti составляли 50 нм, 110 нм и 15 нм, соответственно. В работе исследованы два типа образцов, подвергнутых термомагнитной обработке в вакууме при температурах 100 ÷ 600 °С. В пленках первого типа отжигу подвергалась вся слоистая структура Fe<sub>10</sub>Ni<sub>90</sub>/Tb-Co/Ti. В образцах второго типа проводилась селективная термообработка слоя Fe<sub>10</sub>Ni<sub>90</sub> с последующим напылением слоёв Tb-Co/Ti без разгерметизации камеры. Аттестация магнитных и магниторезистивных свойств проводилась при комнатной температуре с помощью вибрационного магнитометра LakeShore 7407 VSM, оснащённого опцией измерения электросопротивления четырехзондовым методом.

Установлена зависимость параметров однонаправленной анизотропии (обменного смещения), гистерезисных и электрических свойств от температуры отжига для двух типов образцов. Полученные особенности были интерпретированы с точки зрения структурно-химических изменений вблизи межслойного интерфейса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 16-32-00377 мол\_a.

[1] Elmrbat, B. and Popma, Th.J.A., JMMM, V.87, P. 114-122 (1990);

[2] Vas'kovskii V., Balymov K., Yuvchenko A., Svalov A., Sorokin A., Kulesh N., Technical Physics, V.56, P. 981-985 (2011).

## CONTROLLING SURFACE MAGNETIC DOMAINS IN A WEAK FERROMAGNET YFeO<sub>3</sub>

**Andreeva N.V.**<sup>1,2\*</sup>, **Kalashnikova A.M.**<sup>1</sup>, **Balbashov A.M.**<sup>3</sup>, **Pisarev R.V.**<sup>1</sup>, **Vakhrushev S.B.**<sup>1,2</sup>,  
**V.V. Shvartsman**<sup>4</sup>, **A.V. Filimonov**<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Ioffe Physical-Technical Institute of RAS, 194021, St. Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Peter the Great Polytechnic University, 195251, St. Petersburg, Russia*

<sup>3</sup>*Moscow Power Engineering Institute, 111250, Moscow, Russia*

<sup>4</sup>*University of Duisburg-Essen, 45141, Essen, Germany*

\**e-mail: nvandr@gmail.com*

## УПРАВЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫМИ МАГНИТНЫМИ ДОМЕНАМИ В СЛАБОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ YFeO<sub>3</sub>

**Андреева Н.В.**<sup>1,2\*</sup>, **Калашникова А.М.**<sup>1</sup>, **Балбашов А.М.**<sup>3</sup>, **Писарев Р.В.**<sup>1</sup>,  
**Вахрушев С.Б.**<sup>1,2</sup>, **В.В. Шварцман**<sup>4</sup>, **А.В. Филимонов**<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021, С.-Петербург, Россия*

<sup>2</sup>*Политехнический университет Петра Великого, 195251, С.-Петербург, Россия*

<sup>3</sup>*Московский энергетический институт, 111250, Москва, Россия*

<sup>4</sup>*Университет Дуйсбург-Эссен, 45141, Эссен, Германия*

Создание новых магнитных гетероструктур для устройств спинтроники и магноники, чья функциональность в большой степени зависит от свойств интерфейсов [1,2], требует глубокого изучения различных магнитных материалов не только в объеме, но и на поверхности. В настоящей работе мы представляем детальное исследование магнитных свойств на поверхности модельного слабого ферромагнетика YFeO<sub>3</sub> методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) и демонстрируем управление поверхностными доменами внешним магнитным полем.

Образец представлял собой плоскопараллельную пластину толщиной 100 мкм вырезанную из монокристалла YFeO<sub>3</sub> перпендикулярно кристаллографическому направлению *a*. Известно, что в объеме такого кристалла ниже температуры Нееля  $T_N \sim 650$  К ферромагнитный вектор **M** лежит в плоскости образца, а антиферромагнитный **L** вдоль нормали, т.е. по оси *a* (фаза Г<sub>4</sub>) [3]. Однако, в приповерхностном слое может формироваться анизотропия, отличающаяся от объемной и приводящая к спонтанному спин-переориентационному переходу [4].

Измерения методом МСМ проводились при комнатной температуре зондами с магнитомягким покрытием с высоким магнитным моментом. Распределение магнитных свойств на поверхности регистрировалось в отсутствие магнитного поля и в конфигурации с внешним полем. Постоянное магнитное поле напряженностью до  $\pm 0.6$  Т прикладывалось в плоскости образца близко к направлению легкого намагничивания *c* (Рис. 1(а)).

Во внешнем магнитном поле мы наблюдали хорошо выраженную доменную структуру, указывающую на наличие в поверхностном слое отличной от нуля компоненты намагниченности, направленной вдоль оси *a* (Рис.1(в)), т.е. перпендикулярно как направлению внешнего магнитного поля, так и направлению легкого намагничивания в объеме образца. Мы связываем образование таких магнитных доменов с тем, что в приповерхностном слое магнитная анизотропия отличается от объемной, и равновесная ориентация вектора слабого ферромагнетизма **M** соответствует углу между **M** и осью *a*

меньшему  $90^\circ$  (Рис. 1(a)). Это говорит об ориентационном фазовом переходе 2-го рода  $\Gamma_4 \rightarrow \Gamma_{24}$  ( $\Gamma_2$ ). Следует отметить, что в объеме  $\text{YFeO}_3$  такой переход может быть индуцирован только внешним магнитным полем напряженностью более 2 Т [5].

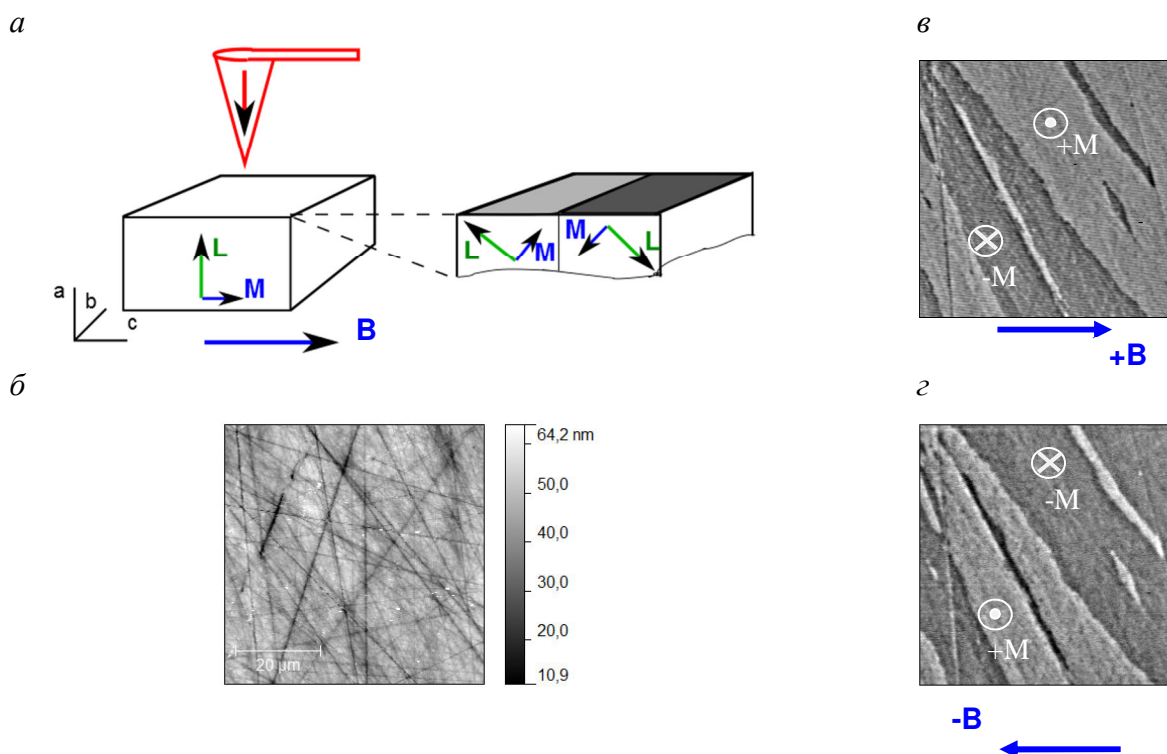


Рис.1. *a* – Геометрия эксперимента, ориентация ферро- (**M**) и антиферромагнитного (**L**) векторов в объеме (слева) и в приповерхностном слое (справа); *б* – топография поверхности монокристалла  $\text{YFeO}_3$ ; *в*, *г* – поверхностные магнитные домены, наблюдаемые на распределении магнитной фазы, в поле (*в*)  $B = 0.2$  Т; и (*г*)  $B = -0.2$  Т.

При изменении направления внешнего магнитного поля на противоположное наблюдалось переключение направления намагниченности поверхностных доменов. Важно отметить, что поле, необходимое для переключения, соответствовало коэрцитивному полю в объеме образца. Данное наблюдение, по нашему мнению, свидетельствует о том, что направление намагниченности в приповерхностном слое связано с направлением антиферромагнитного вектора в объеме.

Таким образом, нами была получена картина доменной структуры в приповерхностном слое слабого ферромагнетика  $\text{YFeO}_3$ , формирование которой связано со спин-переориентационным переходом вблизи поверхности образца. Было продемонстрировано обращение направления намагниченности в приповерхностных доменах с сохранением их структуры при переключении объемной намагниченности и антиферромагнитного вектора во внешнем магнитном поле.

Работа выполнена в рамках гранта Правительства РФ №14.В25.31.0025, гранта Президента РФ №14.У30.16.7005-МК и при частичной поддержке РФФИ (грант №15-52-53115).

[1] R. Sbiaa, et al., Phys. Status Solidi RRL **5**, 413-419 (2011).  
 [2] S. Ikeda, et al., Nature Materials, **9**, 721-724 (2010).  
 [3] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин, *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*, М: Наука (1979).  
 [4] М.И. Каганов, ЖЭТФ, **79**, 1544-1554 (1980).

## MAGNETIC SKYRMION DYNAMICS IN THIN MAGNETIC CIRCULAR DOTS

Guslienko K.Y.<sup>1</sup>, Gareeva Z.V.<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>*Depto. Física de Materiales, Facultad de Química, Universidad del País Vasco, UPV/EHU, 20018 San Sebastián, Spain*

<sup>2</sup>*IKERBASQUE, the Basque Foundation for Science, 48011 Bilbao, Spain*

<sup>3</sup>*Institute of Molecule and Crystal Physics, 450075 Ufa, Russia*

\**e-mail: gzv@anrb.ru*

Magnetic skyrmions receiving considerable attention due to their promising applications in nanoelectronics reveal a number of beneficial dynamic properties. Skyrmion dynamics is enriched with novel phenomena: additional gyrotropic modes in spin excitation spectrum, bound magnon – skyrmion states, appearance of the skyrmion mass, topological Hall effect, emergent electromagnetic fields, etc. The skyrmion dynamics is complex, low and high frequency modes interact; notwithstanding the number of experiments exploring skyrmion modes [1, 2] their origin remains a controversial subject.

We report spin excitation spectra of low and high-frequency skyrmion dynamics of Bloch- and Neel-type magnetic skyrmions (Fig.1) in ultrathin circular ferromagnetic dot. The skyrmion is assumed to be stabilized at room temperature due to interplay of the isotropic and Dzyaloshinskii-Moriya exchange interactions, perpendicular magnetic anisotropy and magnetostatic interaction. In the main approximation the skyrmion eigenmodes can be divided into internal (low frequency) and external (high frequency) modes. The internal modes related to weak skyrmion deformations are localized close to the skyrmion center and include translation (gyrotropic) and breathing modes. The highfrequency spin wave modes are delocalized and occupy the whole dot volume.



Figure 1. Magnetic skyrmion textures: a) Bloch ( $\varphi$ ) skyrmion (magnetization rotates in the plane perpendicular to the radial direction), b) Neel ( $\rho$ ) skyrmion (magnetization rotates along the in-plane radial direction).

We calculate skyrmion gyrotropic frequencies in GHz range as a function of the skyrmion equilibrium radius, dot radius and the dot magnetic parameters. Our findings show the existence of only one gyrotropic mode for the given skyrmion polarity. We argue that an asymmetry of clockwise and counter-clockwise skyrmion modes found in [1] is related to an asymmetry between the azimuthal spin waves propagating clockwise and counter-clockwise in the dot attributed to the skyrmion topology. We demonstrate the splitting of the eigenfrequency of the gyrotropic mode due to Dzyaloshinskii – Moriya interaction and explore gyrotropic mode and spin wave excitations frequencies over the skyrmion background dependent on the skyrmion radius and dot parameters. Recent experiments on magnetic skyrmion dynamics in nanodots are discussed.

[1] M. Mochizuki, Phys. Rev. Lett. V. 108, P. 017601 (2012).

[2] Y. Onose et al., Phys. Rev. Lett. V. 109, P. 037603 (2012).

**POSTER SESSION**

**PG. MAGNETOOPTICAL PHENOMENA**

**INVESTIGATION OF MANGANESE-DOPED COPPER METABORATE  $\text{Cu}_{1-x}\text{Mn}_x\text{B}_2\text{O}_4$   
BY LINEAR ANTIFERROMAGNETIC DICHROISM****Molchanova A.D.<sup>1\*</sup>, Boldyrev K.N.<sup>1</sup>, Moshkina E.M.<sup>2</sup>, Bezmaternykh L.N.<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*Institute of Spectroscopy RAS, 108840, Troitsk, Moscow, Russia*<sup>2</sup>*Kirensky Institute of Physics, Siberian Branch of RAS, 660036 Krasnoyarsk, Russia*<sup>\*</sup>*e-mail: nastyamolchanova@list.ru*

In recent years, much attention is paid to the study of magnetic materials with complex crystal and magnetic structure. One of the brightest representatives of such compounds is a copper metaborate  $\text{CuB}_2\text{O}_4$ . The crystal unit cell of this compound contains two different positions ( $4b$  and  $8d$  of the  $S_4$  and  $C_2$  symmetry, respectively) for the magnetic ion  $\text{Cu}^{2+}$  ( $S = 1/2$ ). In both positions, copper atoms are square-coordinated, the same as in high-temperature superconductors. The copper magnetic subsystem  $4b$  orders at  $T_N = 21$  K and then undergoes changes at temperatures 8.5 K and 7.9 K [1], while the quasi-one-dimensional copper subsystem  $8d$  remains partly unordered even at liquid helium temperatures. Competition of different exchange interactions within and between the magnetic subsystems and geometrical frustration of exchanges lead to a complex phase diagram of  $\text{CuB}_2\text{O}_4$ , with different magnetic structures and numerous spontaneous and field-induced phase transitions. Copper metaborate exhibits unusual optical properties. Recent studies of electronic absorption spectra of  $\text{CuB}_2\text{O}_4$  revealed narrow zero-phonon lines (ZPL) for all transitions between the crystal-field-split 3d-states of  $\text{Cu}^{2+}$  ions [2]. Recently, it was reported on the observation of circular dichroism in  $\text{CuB}_2\text{O}_4$ , which changes sign with the change of the direction of an applied magnetic field [3]. Thus, it seemed possible to change the chirality of a crystal by an external magnetic field. This research led to a heated debate in the scientific community and caused a number of comments and responses to them (see, e.g., Ref. [4]). However, all participants of this discussion remained with their own opinions. We were able to show that the signal observed in [3] was associated not with circular but with linear antiferromagnetic dichroism, a microscopic origin of which was the magnetic Davydov splitting [1].

The present work is devoted to the study of magnetic phase transitions in manganese-doped copper metaborate  $\text{Cu}_{1-x}\text{Mn}_x\text{B}_2\text{O}_4$ . It was expected that a doping with manganese could lead to interesting new magnetic effects. Measurements were carried out both with and without an applied external magnetic field. Linear antiferromagnetic dichroism associated with magnetic Davydov splitting has been observed in  $\text{Cu}_{1-x}\text{Mn}_x\text{B}_2\text{O}_4$ , the same as in  $\text{CuB}_2\text{O}_4$ , but the character of the magnetic transitions is different from that for undoped metaborate. This study allowed us to cast light on the phase diagram of manganese-doped copper metaborate  $\text{Cu}_{1-x}\text{Mn}_x\text{B}_2\text{O}_4$ . The presented results are interesting in the context of development of new rapid magneto-optical and spintronics devices.

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (Grant No 15-02-07451a) and the President of the Russian Federation (Grant No MK-3521-2015.2).

[1] K.N. Boldyrev, R.V. Pisarev et al., Phys. Rev. Lett. V. 114, P 247210(5) (2015).

[2] R. Pisarev, A. Kalashnikova et al., Phys. Rev. B V. 84, P. 075160(11) (2011).

[3] M. Saito, K. Ishikawa, K. Taniguchi, T. Arima, Phys. Rev. Lett. V. 101, P. 117402(4) (2008).

[4] S.W. Lovesey, U. Staub, J. Phys.: Condens. Matter V. 21, P. 142201(5) (2009).

**MODELING OF MAGNETO-OPTICAL IMAGES IN THE LONGITUDINAL  
SENSITIVITY OF STRAY FIELDS OF THE MAGNETS OF SIMPLE GEOMETRIC  
SHAPES.**

**Ivanov V. E., Koveshnikov A. V.**

*Ural Federal University, 620083, Yekaterinburg, Russia*

*vladimir.ivanov@urfu.ru*

In our study the regularities of formation of MO-images in longitudinal sensitivity near the surface of magnets of different geometric shapes had investigated. In the case of ( $\mathbf{M} \parallel \mathbf{n}$ ,  $\mathbf{M}$  - magnetic moment of the magnet,  $\mathbf{n}$  - normal to the plane of observation) MO-images have a complex structure. In a first approximation, the picture is composed of triangular sectors which sharp edges occur dividing in half. At the point of intersection of the bisectors forms a singular point of type source or sink [1]. The contrast between the triangles falls with increasing angle.

Computer simulations showed that this structure MO-images is caused by the lattice of point dipoles, magnetic moments are oriented perpendicular to the plane of observation. The structure of these images depends essentially on the geometry of the flat shape, comprising dipoles. A qualitative explanation of the experimental results and the results of computer simulation is made.

In the case of ( $\mathbf{M} \perp \mathbf{n}$ ) MO-images have a characteristic appearance - includes a pair of singular points "source- sink" which are characterized by narrow diagram of the angular distribution of brightness. Computer simulations showed that this structure MO-images is caused by the lattice of point dipoles, magnetic moments are oriented parallel to the plane of observation.

The characteristic intensity distribution is observed in the MO-images of a single dipole field (Fig. 1 b). Growth in the number of dipoles ( $k$ , Fig. 1 a) results in a picture that is observed experimentally on the rectangular surface of the magnets (Fig. 1c).

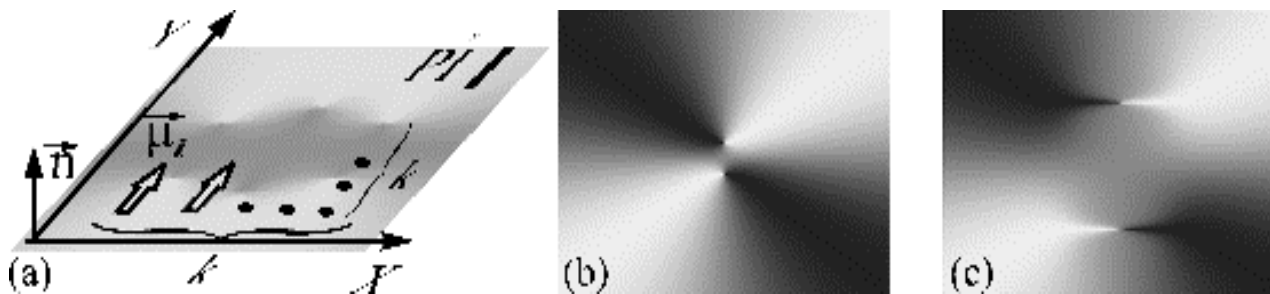


Fig. 1. The lattice of point dipoles to the field simulation (a) and MO-images of the field of dipole ( $k = 1$ , b), and ( $k = 10$ , c).

### References

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



**PECULIARITIES OF STRUCTURAL, MAGNETIC AND MAGNETO-OPTICAL  
PROPERTIES OF Bi/Co THIN-FILM SYSTEMS**

**Kharlamova A.M.<sup>1</sup>, Kulesh N.A.<sup>2</sup>, Kurlyandskaya G.V.<sup>2</sup>, Shalygina E.E.<sup>1\*</sup> and Svalov A.V.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, 119991, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Ural Federal University, 620002, Yekaterinburg, Russia*

\**e-mail: shal@magn.ru*

In this work the results of the investigation of the Bi influence on structural, magnetic and magneto-optical properties of the Bi/Co thin-film are presented. The Bi/Co samples were grown by magnetron sputtering using Co and Bi targets. The constant magnetic field of 250 Oe was applied parallel to the substrate,  $H_{SUB}$ , in order to induce a uniaxial magnetic anisotropy. The thickness of Co layers,  $t_{Co}$ , was equal to 5 nm and the thickness of Bi layer,  $t_{Bi}$ , was varied from 0.2 to 10 nm. The magnetic characteristics of the Bi/Co samples were measured employing magneto-optical Kerr - microscope (Manufacturer: Evico magnetics GmbH, Germany). The hysteresis loops for all samples were measured for two directions of the external magnetic field,  $H$ . In one case, the orientation of  $H$  was parallel to the  $H_{SUB}$  direction (direction D1) and in another case - perpendicular to D1 (direction D2). The following results were obtained.

The results of X-ray diffraction measurements testified that cobalt layers have nanocrystalline structure. The relative intensity of the diffraction peaks of Bi increases with increasing the Bi layer thickness. Atomic force microscopy data showed that the sample surface roughness,  $Ra$ , is of the order of 0.4–0.5 nm, and the magnitude of  $Ra$  does not depend on the Bi layer thickness. Data obtained by means of grazing incidence x-ray fluorescent spectroscopy (Nanohunter, Rigaku) assumed some interlayer diffusion.

Figure 1 shows the typical hysteresis loops of Bi/Co samples in the magnetic fields applied along the D1 and D2 directions. Figure 2 shows hysteresis loops of the Bi/Co samples with different  $t_{Bi}$  in the magnetic field applied parallel to D1 (left) and dependences of coercivity,  $H_C$ , and saturation field,  $H_S$ , on the thickness of the Bi layer (right). The values of  $H_S$  were defined from hysteresis loops as the values of the applied magnetic field at which the magnetizations reaches more than 98% of their saturation values.

Analysis of the obtained data shows that the shape of the hysteresis loops measured at the magnetic fields parallel to D1 and D2 are different for samples with  $t_{Bi} < 5$  nm while with  $t_{Bi} > 5$  nm are practically identical (Fig. 1). This fact means that when  $t_{Bi} < 5$  nm, the samples are characterized by the in-plane magnetic anisotropy, while  $t_{Bi} > 5$  nm they exhibit isotropic properties. The values of saturation field and coercivity increase with increasing the Bi layer thickness (Fig. 2, right).

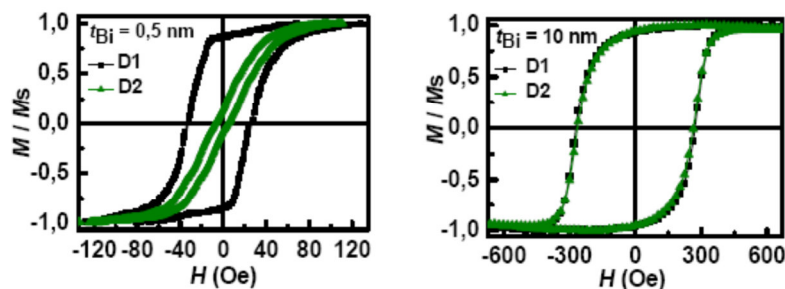


Fig. 1. Hysteresis loops of the Bi/Co samples with  $t_{Bi} = 0,5$  nm (left) and  $t_{Bi} = 10$  nm (right) in the magnetic field applied parallel to D1 and D2.

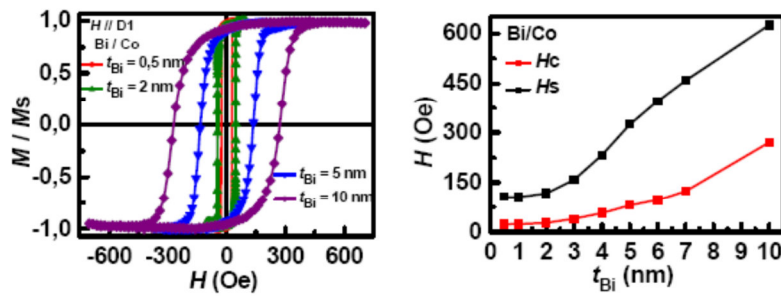


Fig. 2. Hysteresis loops of the Bi/Co samples with different  $t_{Bi}$  in the magnetic field applied parallel to D1 (left) and dependences of coercivity,  $H_c$ , and saturation field,  $H_s$ , on the Bi thickness (right).

The explanation of these results is the following. The  $H_s$  values of samples with  $t_{Bi} < 5$  nm ( $t_{Bi} > 5$  nm) are smaller (larger) than  $H_{SUB}$  (Fig. 2, right). As a result, the magnetic field  $H_{SUB} = 250$  Oe, applied during film deposition, causes the appearance of the in-plane magnetic anisotropy in the samples with  $t_{Bi} < 5$  nm. As a result, their hysteresis loops differ. In the samples with  $t_{Bi} > 5$  nm  $H_s > H_{SUB}$  and the conditions for forming of magnetic anisotropy are absent. As consequence, the samples with  $t_{Bi} > 5$  nm show the isotropic magnetic properties.

At last, as was noted above, the relative intensity of the diffraction peaks of Bi increases with increasing the Bi layer thickness. These data denote that the texture of the Bi layer is enhanced with increasing  $t_{Bi}$  that in turn enhances the texture of the magnetic film deposited onto a bismuth layer [1]. It was experimentally found [2] that the values of saturation field and coercivity increase with the enhancement of the texture of magnetic thin-film samples. This fact is confirmed by our data, presented in Fig. 2 (right).

Figure 3 shows the spectral dependences of the transverse Kerr effect (TKE) of the Bi/Co samples with different thickness of the Bi layer.

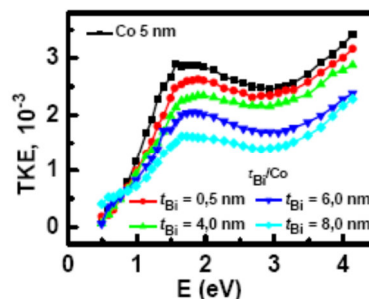


Fig. 3. Spectral dependences of TKE observed for the single-layer Co film of 5-nm thickness and the Bi/Co samples with the different thicknesses of Bi layer.

It can be seen that the shapes of TKE spectra are similar for all the studied samples. This finding suggests the absence of Bi-Co compounds near the interfaces of the studied samples. The TKE values of the Bi/Co samples decrease at  $t_{Bi} > 0.5$  nm as compared with those of the single-layer Co film. The decrease in TKE values of the samples at  $t_{Bi} > 0.5$  nm is caused by the influence of the Bi layer: the increase in the thickness of the bismuth layer results in a decrease in the volume ratio of the magnetic (cobalt) to nonmagnetic (Bi) phases: the contribution of the magnetic phase to the value of magneto-optical signal decreases.

*The work was supported by RFBR, projects 15-02-02077 and 16-32-50028.*

## References

- [1] E. Shalygina, G. Maximova, M. Komarova, A. Shalygin, and L. Kozlovskii, *Solid State Phenom.* **162-163**, 253 - 256 (2009).
- [2] C. Lin, G. Gorman, C. Lee, R. Farrow, E. Marinero, H. Do, and H. Notarys, *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 194 - 206 (1991).

## MAGNETOOPTICAL BORATE AND GERMANATE GLASSES

**Ivanova O.\* , Ivantsov R. and Edelman I.**

*Kirensky Institute of Physics Siberian Branch of RAS, 660041, Krasnoyarsk, Russia*

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

## МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ БОРАТНЫЕ И ГЕРМАНАТНЫЕ СТЕКЛА

**Иванова О.С.\* , Иванцов Р.Д., Эдельман И.С.**

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

Представлен обзор стекольных систем на основе боратных и боро-германатных матриц, активированных оксидами 3d и 4f элементов. Боратные матрицы обладают уникальными свойствами, обусловленными сильным влиянием модификаторов на окружение ионов бора (например, [1]), что создает предпосылки формирования в них кристаллических наночастиц.

Рассмотрены серия стекол  $K_2O-Al_2O_3-B_2O_3$ , содержащих одновременно примеси оксидов Fe и Mn (в суммарной концентрации не выше 3.0 масс %), и серия стекол  $K_2O-Al_2O_3-GeO_2-B_2O_3$ , активированных одновременно оксидами Fe и РЗ элементов (Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Yb), а также Y и Bi (в суммарной концентрации не выше 5.0 масс %).

Несмотря на низкие концентрации активирующих элементов, в стеклах при термообработках формировались магнитные наночастицы различных составов, размеров и морфологии. Вследствие этого стекла приобретали свойства магнито упорядоченного материала и остались достаточно прозрачными в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах спектра. При этом стекла характеризовались значительной величиной магнитооптического эффекта Фарадея (ЭФ) и его нелинейной полевой зависимостью с гистерезисом, что обеспечивало сохранение ЭФ при выключении внешнего магнитного поля.

Наночастицы феррита марганца различного размера и морфологии в зависимости от режима термообработок формировались в первой системе. Наночастицы оксида железа  $\gamma-Fe_2O_3$  формировались во второй системе, независимо от природы РЗ.

Формирование магнитных наночастиц позволяет определить исследованные стекла как стеклокерамики с уникальным сочетанием магнитных и магнитооптических свойств. В стеклах активированных Fe и Mn величина ЭФ достигает 4.2 град/см на важной для прикладных задач длине волны  $\lambda = 1.5 \mu m$ , что сравнимо с величиной ЭФ в используемом в качестве магнитооптического чипа соединении  $Hg_{1-x}Mn_xTe$ . Для другого практически важного диапазона вблизи  $0.8 \mu m$  можно рассматривать стекла с РЗ, демонстрирующие максимум ЭФ в интервале  $0.7-0.8 \mu m$  (Рис. 1).

Работа поддержана грантом РФФИ 14-02-01211\_а.

[1] A.C. Wright, and et. al., Phys. Chem. Glasses: Eur. J. Glass Sci. Technol. B, 51 (5), 233–265 (2010).

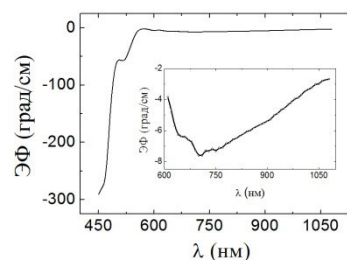


Рис.1. ЭФ в стекле, активированном Fe и Tb, подвергнутом термообработке при 560 °С, 2 ч.

**MAGNETO-OPTICAL PROPERTIES OF Co/TiO<sub>2</sub> LAYERED FILMS****Polyakov V.V., Seredkin V.A.***L.V.Kirensky Institute of Physics, SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

E-mail: pkp@iph.krasn.ru

**МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МУЛЬТИСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК Co/TiO<sub>2</sub>****Поляков В.В., Середкин В.А.***Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*

Работа посвящена исследованию магнитооптических свойств нанокompозитных пленочных периодических структур Co/TiO<sub>2</sub>. Изучены спектральные зависимости полярного эффекта Керра в диапазоне 400-1000нм. Обнаружено значительное увеличение угла Керровского вращения в сравнении с однородными пленками Co. Максимальное значение эффекта Керра ( $2\theta_k = 7,3\text{deg}$ ) получено в структуре Co(5нм)/TiO<sub>2</sub>(17нм) с числом пар слоев  $n=8$  на длине волны 560нм.

Значительный интерес, который вызывают в настоящее время нанокompозитные материалы, в частности нанокompозитные пленки, обусловлен целым рядом проявляемых ими необычных и практически важных свойств, делающих их чрезвычайно перспективным объектом, как для фундаментальных, так и для прикладных исследований[1]. Различают два типа магнитных нанокompозитных систем: в виде наногранулированных пленок, состоящих из ферромагнитных нанокластеров, находящихся в непроводящей матрице и в виде периодических наноразмерных структур (мультислоев) ферромагнитный металл/немагнитный металл (или диэлектрик).

Ранее нами были представлены результаты исследования магнитооптических свойств наногранулированных пленок Co-Ti-O [2]. Было показано, что спектральные зависимости полярного эффекта Керра носят резонансный характер со значительным усилением магнитооптического отклика, зависящего от концентрации магнитной фазы и превышающего соответствующую величину наногранулированных пленок Co-SiO<sub>2</sub>.

В настоящей работе представлены результаты исследования магнитооптических свойств нанокompозитных пленок Co/TiO<sub>2</sub> в виде слоистой периодической структуры Co/TiO<sub>2</sub> с максимальным числом пар слоев  $n = 12$ , полученных в едином вакуумном цикле путем последовательного осаждения слоев Co и оксида титана методом ионно-плазменного распыления и реактивного распыления соответственно. В качестве подложки использовались покровные стекла. Нанесение слоев осуществлялось на относительно холодную подложку  $T=320$  К. Измерение величин полярного магнитооптического эффекта Керра( $\theta_k$ ) и спектральные зависимости измерялись по методике нуль-анализатора с двойной модуляцией падающего света по азимуту на магнитооптической установке в полях до 14кОе.

На полученных образцах были исследованы спектральные зависимости угла поворота плоскости поляризации полярного эффекта Керра от толщины и числа слоев.

На рис.1 показаны спектральные зависимости угла Керровского вращения мультислоевых структур Co/TiO<sub>2</sub> с числом пар слоев ( $n$ ) равным 2,4,8,12 и толщинами слоев Co и TiO<sub>2</sub> равными 5нм и 17нм соответственно, измеренные в диапазоне 400-1000нм. Как следует из рис.1 форма и величина магнитооптического сигнала зависит от числа слоев и носит резонансный характер. Положение максимумов слабо зависит от числа слоев, а

значение угла вращения нелинейно зависит от ( $n$ ) и достигает рекордного значения  $\theta_K=7.3\text{deg}$  в структуре с  $n=8$  на длине волны 560нм.

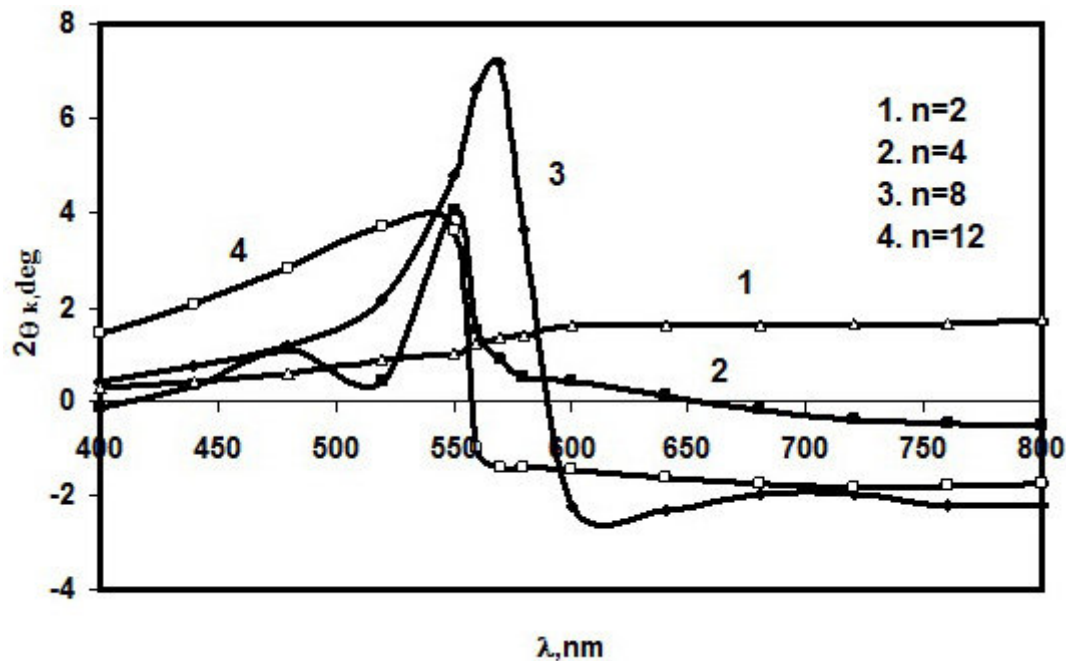


Рис.1 Спектральные зависимости угла Керровского вращения мультислоев [Co(5нм)/TiO<sub>2</sub>(17нм)] \* n от числа слоев.

Представленные результаты исследования магнитооптических свойств многослойных пленок Co/TiO<sub>2</sub>, качественно совпадают с известными экспериментальными результатами для многослойных пленок металл/диэлектрик [3]. Теоретические расчеты [4], проведенные на основе модели эффективной среды для подобных систем показывают, что изменение магнитооптических спектров многослойных структур по сравнению с исходным металлом связано с изменением диагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости обусловленное присутствием диэлектрической компоненты.

#### Список литературы

- [1] Е.А. Ганьшина, А.Б. Грановский, Б. Диени и др. Физика твердого тела. Т. 42, В.10. С.1860-1862(2000).
- [2] В.В.Поляков, К.П. Полякова, В.А. Середкин Г.С. и др. Изв. РАН. Сер.физическая. Т. 75, № 8. С. 1168-1169 ( 2011).
- [3] I.S. Edelman, T.P. Morozova, V. H. Zabluda et.al. J. Magn. Magn. Mater.V 161. P.299-302 (1996).
- [4] Abe M. Gomi M. Jpn. J. Appl. Phys.V 23 (12), P. 1580-1585(1984).

**TRANSVERSAL KERR EFFECT OF  $In_{1-x}Mn_xAs$  LAYERS PREPARED BY ION  
IMPLANTATION FOLLOWED BY PULSED LASER ANNEALING**

**Gan'shina E.A.<sup>1,\*</sup>, Golik L.L.<sup>2</sup>, Kunkova Z.E.<sup>2</sup>, Bykov I.V.<sup>3</sup>, Novikov A.I.<sup>1</sup>, Rukovichnikov  
A.I.<sup>2</sup>, Yuan Ye.<sup>4</sup>, Zykov G.S.<sup>1</sup>**

<sup>11</sup> *Department of Physics, Moscow State University, 119991, Moscow, Russia*

<sup>2</sup> *Institute of Radioengineering and Electronics, RAS, 141190, Fryazino, Russia*

<sup>3</sup> *Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics, RAS, 125412, Moscow, Russia*

<sup>4</sup> *Helmholtz-Zentrum Dresden Rossendorf, D-01328, Dresden, Germany*

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

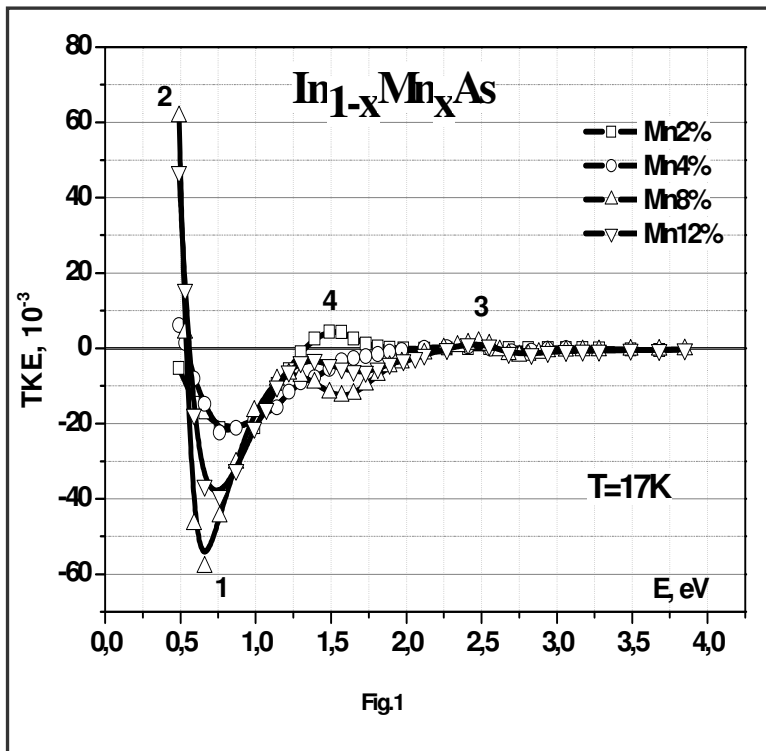
Diluted magnetic semiconductors (DMS), (Ga,In)MnAs in particular, attract much interest owing to their potential for spintronics and novel magneto-optical device functionalities. It is generally accepted that the holes donated by the substitutional Mn atoms mediate the ferromagnetic order of the localized Mn spins through their exchange interaction with the latest. Despite a considerable number of experimental and theoretical studies, the electronic structure of this material, the character of the holes and the mechanism of the ferromagnetic order in it are still not well understood. Magneto-optical spectroscopy is a powerful tool for probing the electronic structures of DMS systems. MOKE spectra have to display the peculiarities associated with the intrinsic ferromagnetism (as spin-split interband transitions between valence and conduction bands of the matrix) and peculiarities associated with presence of different magnetic inclusions (MnAs, Mn-atomic cluster, *etc.*) as well as with spin-dependent transitions from Mn impurity band.

In this work peculiarities transversal Kerr effect (TKE) spectra of InMnAs (Mn:2% - 12%) layers prepared by ion implantation followed by pulsed laser annealing were studied. The main advantage of pulsed laser annealing is high process temperature within nanoseconds, which eliminates the n-type defects.

Using standard magnetometry measurements we found the presence of ferromagnetic order for each sample: hysteresis loops, magnetic anisotropy and large XMCD effect. The Curie temperatures as well as coercive fields strongly depend on Mn concentration.

The magneto-optical spectra were measured by the dynamic method in the 0.5-4.5 eV energy range at  $T$  from 15 to 300 K in the applied magnetic field up to 3.0 kOe. We also measured spectra of the ellipsometry parameters,  $\tan \square(E)$  and  $\cos \square(E)$ ,  $E = 0.55 - 6$  eV, at  $T = 295$  K.

Strong TKE signal, whose value and temperature of its emerging depended on Mn concentration, was detected in the energy range of  $E = 0.5 - 2.0$  eV for all samples. (Fig.1) It should be noted that giant TKE values near the absorption edge of the semiconducting matrix are observed that are larger by order of magnitude than the values TKE observed earlier for the In(Ga)MnAs [1,2]. Spectral location of band 1 in the TKE( $E$ ) spectra (Fig.1) is close to the  $E_{0+}\square_{0-}$  transition energy and positive band 2, which exceeds our measurement limits, is apparently associated with the  $E_{0-}$  transition at the  $\square\square$  critical point of the InAs Brillouin zone. Significantly weaker structure 3, which also consists of positive and negative bands, was observed in the region of  $E_1$ ,  $E_{1+}\square_{1-}$  transitions near the L -critical point. Using the ellipsometry spectra we calculated the  $\langle \varepsilon_1 \rangle(E)$  and  $\langle \varepsilon_2 \rangle(E)$  components of the pseudo-dielectric function. These energy dependences have well pronounced features related to transitions near  $\Gamma$ , L and X -points of the InAs band structure. The high Mn doping and corresponding violations of the crystal structure lead to smearing, broadening and shift of these features.



points. We calculated MCD spectra for our samples and compared them with literature data [3-5].

In the MCD spectra of all samples the dispersive structure near the L-point is present. In the MCD spectra for our samples as well as in those for samples prepared by MBE [3] there is the negative peak near  $\Gamma$ -point ( $E_0$ -transition).

The considered features (1-3) in the magneto-optical spectra can be explained by the transitions between the states of the filled or almost filled valence band and of the conduction band split by the exchange interaction. In the TKE spectra of all samples positive band 4 was observed, which appeared at higher temperatures than features 1-3. Clarification of nature of this TKE band requires further study.

All these results allow us to conclude that by employing ion implantation with further laser annealing it is possible to get the (In,Mn)As layers with ferromagnetic ordering, high magnetization, giant MO response and high spin-polarization.

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research N15-02-02077

## References.

- [1] E. A. Gan'shina, L. L. Golik, V.I. Kovalev *et al.* J. Phys.: Condens. Matter **22**, 396002 (2010).
- [2] E. A. Gan'shina, L.L. Golik, V.I. Kovalev, et al Solid State Phenomena **168-169**, 35 (2011).
- [3] K. Ando and H. Munekata, J. Magn. Magn. Mater. **272**, 2004 (2004)
- [4] P. T. Chiu and B. W. Wessels Appl. Phys. Lett. **89**, 102505 (2006)
- [5] K. Ando, H. Saito, K. Agarwal, *et al.* PRL **100**, 067204 (2008)

## SPECTROSCOPIC STUDIES OF CrBO<sub>3</sub> SINGLE CRYSTAL

**Dobretsova E.A., Boldyrev K.N.**

*Institute of spectroscopy RAS, 142190, Moscow, Troitsk, Russia*

*\* e-mail: Elena-dobrecova@yandex.ru*

## СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛА CrBO<sub>3</sub>

**Добрецова Е.А., Болдырев К.Н.**

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

Хромовый ортоборат CrBO<sub>3</sub> кристаллизуется в ромбоэдрическую группу с пространственной симметрией  $R\bar{3}c$  и принадлежит к группе соединений типа ABO<sub>3</sub>, где А - различные *d*-ионы, в том числе магнитные ионы V<sup>3+</sup>, Fe<sup>3+</sup> или Cr<sup>3+</sup>. В зависимости от электронной конфигурации иона переходного металла такие соединения могут обладать различными магнитными свойствами. Например, VBO<sub>3</sub> и FeBO<sub>3</sub> – ферромагнетики, а CrBO<sub>3</sub> является антиферромагнетиком с температурой Нееля T<sub>N</sub> = 15 [1]. Бораты переходных металлов такого типа сейчас активно исследуются, однако свойства ряда соединений ABO<sub>3</sub> остаются практически неизученными. Так, в литературе пока не существует определённого мнения о магнитной структуре хромового ортобората. Недавняя работа, посвящённая магнитным свойствам боратов CrBO<sub>3</sub> и VBO<sub>3</sub>, ставит под сомнение предполагавшуюся ранее модель коллинеарного двухподрешёточного антиферромагнетика с магнитными моментами, лежащими вдоль оси симметрии третьего порядка (111). По данным температурных зависимостей намагнитченности магнитная структура хромового бората является более сложной и требует более тщательного исследования методами рассеяния нейтронов, АФМР и т.д.

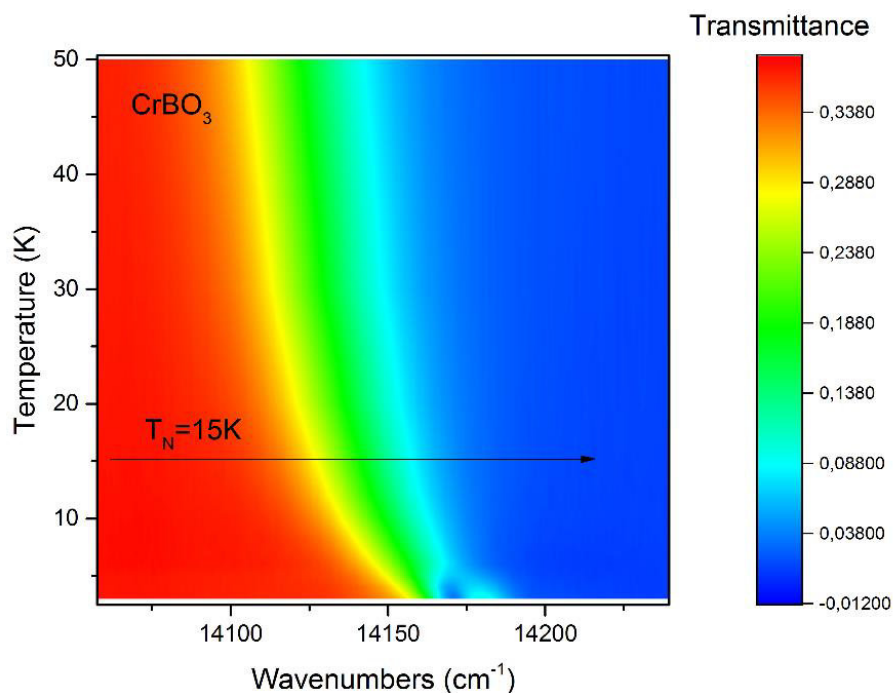


Рисунок 1. Карта интенсивностей низкотемпературных спектров пропускания в спектральном диапазоне, соответствующем поглощению R-линиями Cr<sup>3+</sup>.



Нами были проведены исследования оптических спектров, в районе поглощения R-линий  $\text{Cr}^{3+}$ . На рисунке 1 приведены спектры пропускания в области  $14100\text{--}14200\text{ cm}^{-1}$ , где видна R-линия, и при температуре около 5 К происходит ее расщепление в связи с магнитным упорядочением. Остается неясным смещение температуры наблюдаемой аномалии на 10 градусов ниже известной  $T_N$ .

Исследование спектров пропускания в терагерцовой области спектра не показало каких-либо особенностей (см. рис. 2) в районе температуры магнитного фазового перехода, что говорит об отсутствии или о слабом спин-решеточном взаимодействии. Магнитные возбуждения также не обнаружены.

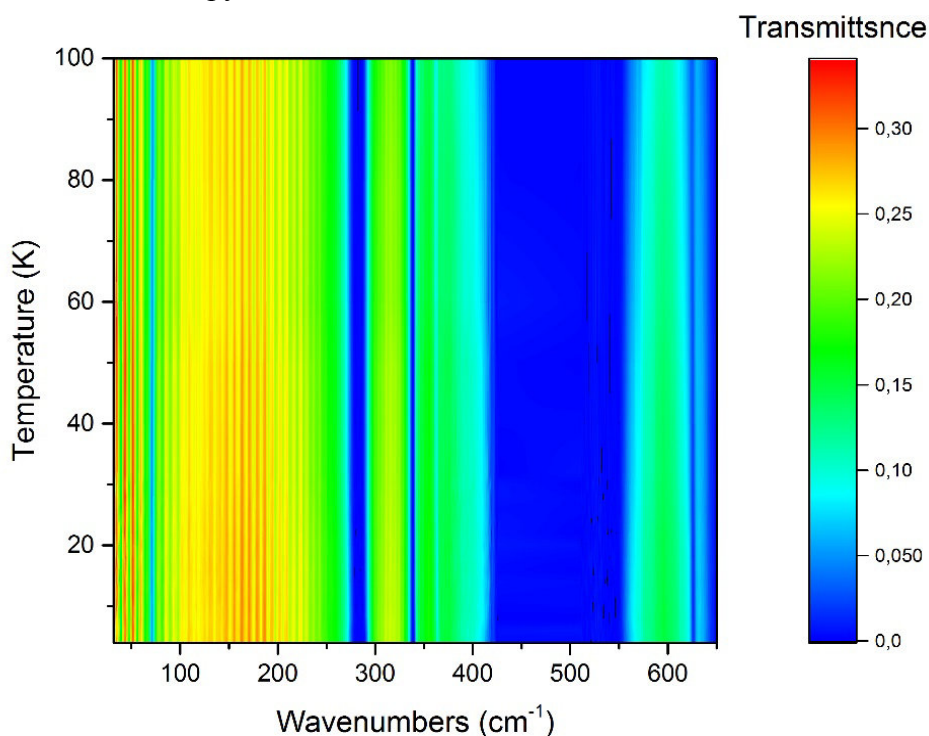


Рисунок 2. Карта интенсивностей низкотемпературных спектров пропускания монокристалла  $\text{SrVO}_3$  в терагерцовой области.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №15-02-07451а и гранта Президента РФ для поддержки молодых учёных МК-3521-2015.2.

[1] T.A. Bither, C.G. Frederick *et al.*, *Solid State Communications*, V. 8, I. 2, P. 109 (1970).

**POSTER SESSION**

**PH. TRANSPORT PHENOMENA,  
GIANT MAGNETIC RESISTANCE,  
GIANT MAGNETIC IMPEDANCE**

## PERCOLATION EFFECTS IN THE SILVER-MANGANITE COMPOSITES

Kononenko V.V.<sup>1\*</sup>, Tarenkov V.Yu.<sup>1</sup>, D'yachenko A.I.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>A. Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering, NASU, UA-03680, Kyiv, Ukraine

<sup>2</sup>G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, Kyiv UA-03680, Ukraine

\*e-mail: vkononenko@gmail.com

It is known that in transport characteristics of manganite ceramic samples the significant contribution is made by grain boundaries which resistance has tunnel character. This fact is confirmed by low-field magnetoresistive effect, which is observed in a wide interval of temperatures in manganite ceramic samples. The problem of a contribution of grain resistance to the general resistance of a sample can be solved inclusion in ceramic powder of the metal additives forming the low-impedance contacts between manganite granules. Transport current in such composites will proceed on percolation ways which density will be set by concentration of high-conductivity metal impurity. Percolation has fundamental value for understanding of course of current in real multicomponent systems and studying of the new effects connected with unique properties and functionality of such materials [1-3].

In this work research of transport characteristics of LCMO-Ag composites consisting of  $\text{La}_{1-0.35}\text{Ca}_{0.35}\text{MnO}_x$  manganite and fine Ag silver are presented. Features of the studied composites consisted in mixing of powders of colloidal silver with sizes of particles  $\sim 3$  microns and ceramic powder of manganite of lanthanum, in the first case, with micro granules  $\sim 5$  microns, and in - the second case, with nano granules  $\sim 50$  nanometers. In LCMO-Ag composites the variation on silver was carried out. Ceramic powders mixed in alcohol, and then, pressed in plates with geometrical sizes  $10 \cdot 1 \cdot 0.1 \text{ mm}^3$ . LCMO-Ag samples with approximately identical sizes of granules and a control sample of LCMO were annealed at a temperature  $600^\circ\text{C}$  within 40 minutes. Such temperature and time interval of annealing was chosen for an exception of possible agglomeration of grains of ceramic material.

In fig.1 dependences of specific resistance of LCMO-Ag composite on percentage of LCMO

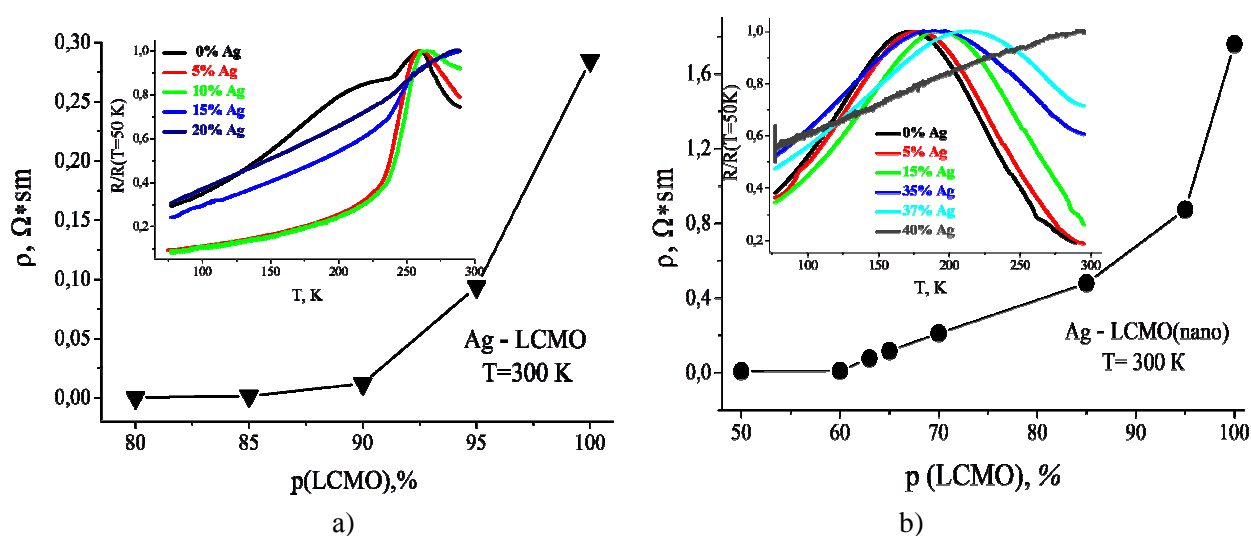


Fig. 1. Dependences of specific resistance of composites of LCMO-Ag on concentration of a magnetic additive of LCMO with and) micro granules and b) nano granules. On an insert: temperature dependences of resistance: a) LCMO and a composite of LCMO-Ag from 5%, 10%, 15%, the content of 20% of Ag; b) LCMO and a nanocomposite of LCMO-Ag from 5%, 15%, 35%, 37%, the content of 40% of Ag.

with micro and nanogranules are presented at a temperature of 300K. Follows from fig. 1a that the additive of silver leads 5% to sharp falling of specific resistance of a composite, and at 20% of Ag the cluster on silver is created and the composite behaves as normal metal.

Temperature dependences of resistance of  $R(T)$  of a composite of LCMO-Ag (fig. 1a insert) differ from  $R(T)$  of dependence of a control sample of LCMO (dependence of black color): five and ten-percentage additives of silver change temperature dependence of manganite, bringing closer it to a classical type of well baked ceramic sample of LCMO. Considerable changes of resistive dependence of a composite near Curie's point ( $T = 260$  K) indicate spin streamlining in volume of a sample. Addition of silver to manganite of lanthanum reduces resistance of grain boundaries of manganite, thus, replacing tunnel nature of course of current on borders with metal. The proof of this fact is absence of low-field magneto-resistive effect in such composites. With increase of concentration of silver in a composite the percolation cluster on Ag is built and  $R(T)$  dependence has "metal" character. There are enough 15% of an additive of silver in LCMO-Ag composite that the percolation cluster on carrying out a silver component was created. Such result corresponds to the theory of a percolation for volume structures with approximately equal size of granules.

In fig. 1b dependences of the composite consisting of nanogranules of  $\text{La}_{1-0.35}\text{Ca}_{0.35}\text{MnO}_x$  lanthanum manganite and fine silver are presented. A difference at a rate of composite granules considerable: at silver the size of grains makes  $\sim 3$  microns, and at LCMO  $\sim 50$  nanometers. The studied composite was not exposed to annealing to avoid interdiffusion and chemical reactions of components.

The control sample of LCMO has the maximum specific resistance (fig. 1b). It is established that with reduction of percentage of manganite of lanthanum in a composite its resistance decreases. Sharp growth of specific resistance of a composite begins with 65% of LCMO, i.e. with concentration of 35% of silver the percolation cluster on silver is formed and at composite «metal» properties are shown. Follows from  $R(T)$  of dependence of a nanocomposite (fig. 1b insert) that the huge contribution to dependence is rendered by grain boundaries. With addition of silver in a nanocomposite of LCMO-Ag,  $R(T)$  of dependence broaden, and at concentration of silver of 40%,  $R(T)$  dependence becomes characteristic of usual metal.

Thus, on the basis of experiments with the composites containing silver the essential role of the sizes of grains a component in formation of percolation ways is shown. The percolation cluster on silver is formed at concentration of 35% of Ag for the small sizes of grains of manganite and at 15% for a case of approximately identical sizes of grains.

[1] D. Stauffer and A. Aharony, Introduction to Percolation Theory (Taylor, London, 1992).

[2] Fractals and Disordered Systems [edited by A. Bunde and S. Havlin] (Springer, Berlin, 1996).

[3] A. Bunde, W. Dieterich, J. Electroceram. V. 5, N. 2. P. 81-92 (2000).

## THE MAGNETOIMPEDANCE OF HYBRID STRUCTURES BASED ON SILICON WITH SCHOTTKY BARRIER

Smolyakov D.A.<sup>1,3</sup>, Tarasov A.S.<sup>1,2</sup>, Volkov N.V.<sup>1,2</sup>, Varnakov S.N.<sup>1,3</sup> and Gustaitsev A.O.<sup>1,2\*</sup>  
<sup>1</sup>Kirensky Institute of Physics, Russian Academy of Science, Siberian Branch, 660036, Krasnoyarsk, Russia

<sup>2</sup>Siberian Federal University, 660041, Krasnoyarsk, Russia

<sup>3</sup>Siberian State Aerospace University, Institute of Space Technology, 660014, Krasnoyarsk, Russia  
 \*e-mail: arthur4ik\_72@mail.ru

## МАГНИТОИМПЕДАНС ГИБРИДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ.

Смоляков Д.А.<sup>1</sup>, Тарасов А.С.<sup>1,2</sup>, Волков Н.В.<sup>1,2</sup>, Варнаков С.Н.<sup>1,3</sup>, Густайцев А.О.<sup>1,2\*</sup>  
<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, 660036, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, Россия

<sup>3</sup>Сибирский государственный аэрокосмический университет, 660014, Красноярск, Россия

В настоящее время непрерывно ведутся исследования новых материалов и структур ввиду возможности применения их в магнитных устройствах. Высокая чувствительность к магнитному полю – одно из важнейших условий создания данных устройств, что характерно для трехслойных гибридных структур на основе кремния с барьером Шоттки. Это дает высокий потенциал для применения подобных структур в спиновой электронике.

В течение нескольких лет мы исследовали гибридные структуры с различными комбинациями металлов и полупроводников<sup>1-3</sup>. В данной работе представлено исследование магнитотранспортных свойств гибридных структур Fe/SiO<sub>2</sub>/p(n)-Si и Mn/SiO<sub>2</sub>/p(n)-Si представляющих из себя МДП диоды с барьером Шоттки, на переменном и постоянном токе при воздействии внешнего магнитного поля.

Диоды имели различную работу выхода, что позволяло определять влияние различных параметров барьера Шоттки на магнитный импеданс исследуемых структур. Нами было обнаружено существенное влияние внешнего магнитного поля на импеданс исследуемой структуры при температуре ниже 40К. Величина магнитоимпеданса достигает 10<sup>7</sup>% при приложении постоянного напряжения смещения.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ проект № 14-02-00234-а

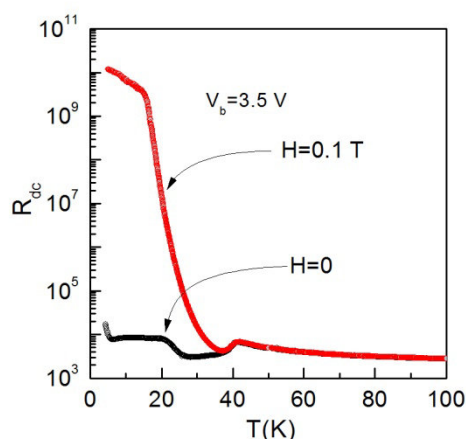


Рис.1 Температурная зависимость действительной части импеданса структуры Mn/SiO<sub>2</sub>/p-Si при приложении внешнего магнитного поля и напряжении смещения 3,5В.

- [1] Volkov N. V., Tarasov A. S., Eremin E. V., Eremin A. V., Varnakov S. N. and Ovchinnikov S. G. // J. Appl. Phys. **112**, 123906 (2012).  
 [2] Volkov N. V., Tarasov A. S., Eremin E. V., Baron F. A., Varnakov S. N. and Ovchinnikov S. G. // J. Appl. Phys. **114**, 093903 (2013).

**HIGH-TEMPERATURE FERROMAGNETISM OF  $Zn_{1-x}Co_xO_y$  THIN FILMS  
PREPARED BY PULSED LASER DEPOSITION**

**Novodvorsky O.A.<sup>1</sup>, Lotin A.A.<sup>1</sup>, Perov N.S.<sup>2</sup>, Makarova L.A.<sup>2</sup>, Shneider A.G.<sup>3</sup>, Kuz'min M.P.<sup>3</sup>  
and Zhuravlyova A.S.<sup>3\*</sup>**

<sup>1</sup> *Institute on Laser and Information Technologies of RAS, 140700 Shatura, Russia*

<sup>2</sup> *Lomonosov Moscow state University, 119991 Moscow, Russia*

<sup>3</sup> *Irkutsk National Research Technical University, 664072 Irkutsk, Russia*

\*e-mail: zhuravlyova-alina@yandex.ru

**ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ФЕРРОМАГНЕТИЗМ ТОНКИХ ПЛЁНОК  $Zn_{1-x}Co_xO_y$ ,  
ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ОСАЖДЕНИЯ**

**Новодворский О.А.<sup>1</sup>, Лотин А.А.<sup>1</sup>, Перов Н.С.<sup>2</sup>, Макарова Л.А.<sup>2</sup>, Шнейдер А.Г.<sup>3</sup>,  
Кузьмин М.П.<sup>3</sup>, Журавлёва А.С.<sup>3\*</sup>**

<sup>1</sup> *Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН,  
140700 г. Шатура, Россия*

<sup>2</sup> *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 г. Москва, Россия*

<sup>3</sup> *Иркутский национальный исследовательский технический университет,  
664074 г. Иркутск, Россия*

Оксид цинка – широкозонный полупроводник ( $E_g = 3.37$  эВ), который активно используется для создания тонких дисплеев, солнечных батарей, люминофоров, а также, в перспективе, может быть применен как материал для тонкоплёночных транзисторов, УФ светодиодов и газовых сенсоров. Особый интерес исследователей направлен на синтез и изучением свойств тонких плёнок ZnO, легированных 3d–металлами [1–5], что обусловлено возможным возникновением в них ферромагнитного упорядочения выше комнатной температуры. Тонкие плёнки на основе оксида цинка, обладающие высокотемпературным ферромагнетизмом, смогут найти широкое применение в спиновой электронике. До сих пор нет чёткого представления о природе формирования высокотемпературного ферромагнетизма в тонких плёнках  $Zn_{1-x}Co_xO_y$  в зависимости от концентрации кобальта (x) и толщины образца (d). Существующие экспериментальные данные противоречивы [6–8].

В связи с этим целью настоящей работы является изучение корреляции структурных, электрических и магнитных свойств тонких плёнок  $Zn_{1-x}Co_xO_y$  ( $x = 0–0.3$ ;  $y = 0.9–1$ ) толщиной 10–262 нм, полученных методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО).

Рентгеноструктурный анализ (РСА) образцов получен с помощью дифрактометра XRD 7000 (Shimadzu). Электрические свойства тонких пленок были исследованы методом Холла с помощью автоматизированной установки HSM 3000. Полевые магнитные измерения образцов проводились на вибрационном магнетометре 7407 VSM (Lake Shore Cryotronics).

Рентгеноструктурный анализ показал, что все синтезированные плёнки  $Zn_{1-x}Co_xO_y$  имеют структуру вюрцит с параметрами решётки  $a = 3.2495$  Å,  $c = 5.2329–5.2485$  Å. Установлено, что ионы Со приводят к «сжатию» кристаллической решетки образцов (рис. 1).

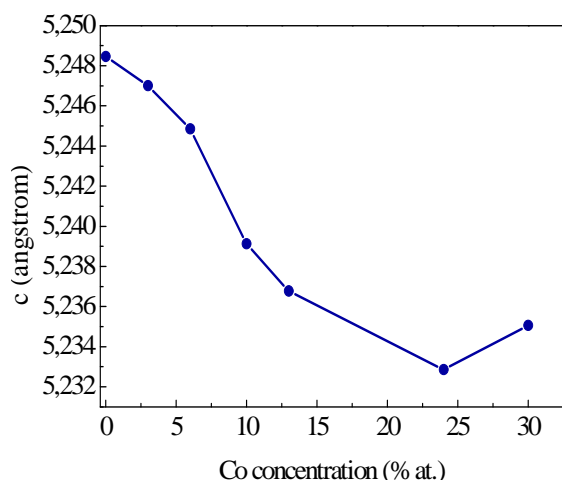


Рис. 1 – Зависимость параметра  $c$  кристаллической решетки ZnO от концентрации Co в тонких плёнках  $Zn_{1-x}Co_xO_y$

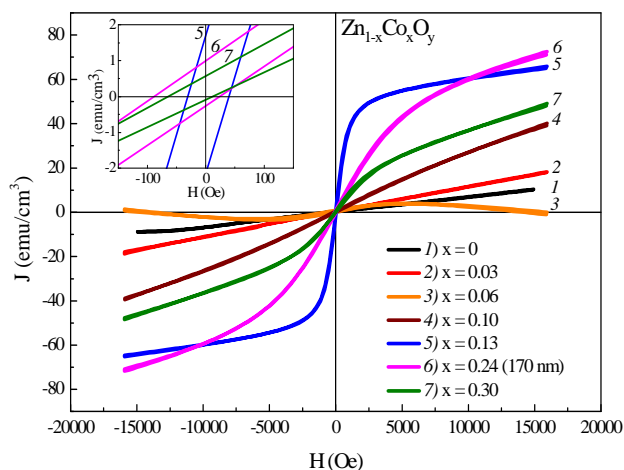


Рис. 2 – Полевые зависимости намагниченности тонких плёнок  $Zn_{1-x}Co_xO_y$  ( $x = 0; 0.03; 0.06; 0.10; 0.13; 0.24; 0.30$ )

При исследовании транспортных характеристик образцов было обнаружено, что подвижность носителей заряда в тонких плёнках  $Zn_{1-x}Co_xO_y$  экспоненциально убывает из-за ухудшения кристаллической структуры вплоть до 24 % (ат.) Co, затем возрастает вследствие восстановления стехиометрии плёнок по кислороду. Определено, что удельное сопротивление образцов монотонно возрастает во всем интервале  $x$ . Установлено, что при комнатной температуре магнитные свойства  $Zn_{1-x}Co_xO_y$  с увеличением концентрации Co изменяются немонотонно (рис. 2). Для плёнки  $Zn_{0.87}Co_{0.13}O_y$  наблюдается наиболее сильный ферромагнитный сигнал, что обусловлено образованием в ней наибольшего количества кластеров металлического Co. При дальнейшем увеличении концентрации легирующей примеси в плёнках происходит окисление металлического Co и образование парамагнитной фазы  $Co_3O_4$ , вследствие чего ослабевает ферромагнитный сигнал. Впервые показано, что толщина тонких плёнок  $Zn_{1-x}Co_xO_y$  слабо влияет на их электрические и магнитные характеристики.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 15-32-56690, 15-07-03331, 15-29-01171, 15-38-20369, 15-07-03580. Исследования были проведены при использовании оборудования Института проблем лазерных и информационных технологий РАН, МГУ им. М.В. Ломоносова и ЦКП «Байкальский центр нанотехнологий».

- [1] S.M. Salaken, E. Farzana, J. Podder, J. Semicond. 34(7). P. 073003 (2013)
- [2] X.L. Wang, Q. Shao, A. Zhuravlyova, M.He, Y.Yi, R. Lortz, J.N. Wang, A. Ruotolo, Sci. Rep. 5. P. 9221 (2015)
- [3] Y. Fukuma, H. Asada, J. Yamamoto, F. Odawara, T. Koyanagi, Appl. Phys. Lett. 93. P. 142510 (2008)
- [4] J. Jiang, X.T. Wang, L.P. Zhu, L.Q. Zhang, Z.G. Yang, Z.Z. Ye, J. Zhejiang Univ.–Sci. A 12(7). P. 561 (2011)
- [5] A.A. Lotin, O.A. Novodvorsky, V.V. Rylkov, D.A. Zuev, O.D. Khranova, M.A. Pankov, B.A. Aronzon, A.S. Semisalova, N.S. Perov, A. Lashku, E. Lahderanta, V.Ya. Panchenko, Semicond. 48(4). P. 538 (2014)
- [6] M. Ivill, S.J. Pearton, S. Rawal, L. Leu, P. Sadik, R. Das, A.F. Hebard, M. Chisholm, J.D. Budai, D.P. Norton, New J. of Phys. 10. P. 065002 (2008)
- [7] Y.Z. Peng, T. Liew, T.C. Chong, W.D. Song, H.L. Li, W. Liu, J. Appl. Phys. 98. P.114909. (2005)
- [8] D. Chakraborti, S. Ramachandran, G. Trichy, J. Narayan, J.T. Prater, J. Appl. Phys. 101. P. 053918 (2007)

## STRUCTURE, MAGNETIC AND MAGNETORESISTIVE PROPERTIES OF SPIN VALVES BASED ON NiFeMn ANTIFERROMAGNET

**Blinov I.V., Milyaev M.A., Proglyado V.V., Popov V.V. and Krinitsina T.P.\***

*M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, UB RAS, 620990, Ekaterinburg, Russia,*

*\*e-mail: krinitsina@imp.uran.ru*

## СТРУКТУРА, МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА СПИНОВЫХ КЛАПАНОВ НА ОСНОВЕ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА NiFeMn

**Блинов И.В., Миляев М.А., Проглядо В.В., Попов В.В., Криницина Т.П.\***

*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, 620990, Екатеринбург, Россия*

Исследованы структура, магнитные и магниторезистивные свойства спиновых клапанов на основе антиферромагнетика NiFeMn. Разработана методика приготовления спиновых клапанов с повышенной термостабильностью.

Образцы были приготовлены с помощью напылительной системы MPS-4000-C6 (Ulvac) и на установке Varian на подложки из стекла (Corning) и монокристаллического сапфира ( $10\bar{1}2$ )  $Al_2O_3$ . Для создания однонаправленной анизотропии в процессе напыления наноструктур было приложено магнитное поле напряженностью 110 Э, давление  $10^{-4}$  Па в постоянном магнитном поле 2 кЭ, приложенном в плоскости образца при температуре 260°C в течение 4 часов. В последнем случае происходит образование упорядоченной АФ фазы NiFeMn, о чем свидетельствует появление сверхструктурных колец на электронограммах. Поверхностная плотность энергии обменного взаимодействия на границе раздела ФМ/АФ составляет  $J_{ex} = 0,27$  эрг/см<sup>2</sup>, а температура блокировки  $T_b \cong 270^\circ\text{C}$ . Полученная упорядоченная АФ фаза NiFeMn может быть перспективной для использования в спиновых клапанах вследствие высокой температуры блокировки и высоких значений обменного сдвигового поля (рис. 1). Для спинового клапана стекло/Ta(5нм)/NiFe(2нм //CoFe(5,5нм)/Cu( $t_{Cu}$ )/CoFe(5,5нм)/NiFeMn( $t$ )/Ta(3нм) найдены оптимальные толщины АФ слоя и медной прослойки при которых наблюдаются максимальные значения магнитосопротивления и  $H_{ex}$ . Максимальному значению  $(\Delta R/R_s) = 7.15\%$  соответствует  $t_{Cu} = 2,8$  нм. (рис.2).

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» при частичной поддержке УрО РАН и РФФИ (проект № 16-32-00128).

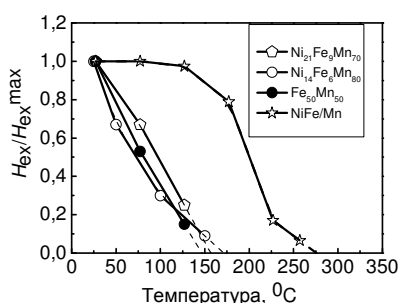


Рис.1. Зависимость  $H_{ex}$  от температуры для различных видов АФ.

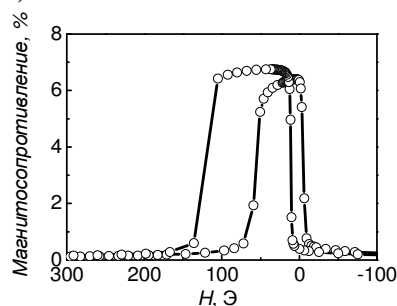


Рис.2. Магнитосопротивление спинового клапана Ta/Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/Cu/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/Ni<sub>13</sub>Fe<sub>6</sub>Mn<sub>80</sub>/Ta



**STRUCTURE AND MAGNETOTRANSPORT PROPERTIES OF TEXTURED Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> FILMS SINTETIZED ON Si (001) BY REACTIVE DEPOSITION**

**Rautskii M.V.<sup>1</sup>, Lukyanenko A.V.<sup>1,2</sup>, Volochaev M.N.<sup>1,3</sup>, Eremin E.V.<sup>1,3</sup>, Korobtsov V.V.<sup>4</sup>, Balashev V.V.<sup>4</sup>, Vikulov V.A.<sup>4</sup>, Solovyov L.A.<sup>5</sup>, Volkov N.V.<sup>1,2</sup> and Tarasov A.S.<sup>1,2\*</sup>**

<sup>1</sup>*Kirensky Institute of Physics, SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

<sup>2</sup>*Siberian Federal University, 660041, Krasnoyarsk, Russia*

<sup>3</sup>*Siberian State Aerospace University, 660014, Krasnoyarsk, Russia*

<sup>4</sup>*Institute of Automation and Control Processes, FEB RAS, 690041, Vladivostok, Russia*

<sup>5</sup>*Institute of Chemistry and Chemical Technology, SB RAS, 660049 Krasnoyarsk, Russia*

\*e-mail: taras@iph.krasn.ru

**СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ТЕКСТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНОК Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>, СИНТЕЗИРОВАННЫХ НА ПОДЛОЖКЕ Si (001) МЕТОДОМ РЕАКТИВНОГО ОСАЖДЕНИЯ**

**Рауцкий М.В.<sup>1</sup>, Лукьяненко А.В.<sup>1,2</sup>, Волочаев М.Н.<sup>1,3</sup>, Еремин Е.В.<sup>1,3</sup>, Коробцов В.В.<sup>4</sup>, Балашев В.В.<sup>4</sup>, Викулов В.А.<sup>4</sup>, Соловьев Л.А.<sup>5</sup>, Волков Н.В.<sup>1,2</sup> и Тарасов А.С.<sup>1,2\*</sup>**

<sup>1</sup>*ИФ СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*

<sup>2</sup>*Сибирский Федеральный Университет, 660041, Красноярск, Россия*

<sup>3</sup>*Сибирский Аэрокосмический Университет, 660014, Красноярск, Россия*

<sup>4</sup>*ИАПУ ДВО РАН, 690041, Владивосток, Россия*

<sup>5</sup>*ИХХТ СО РАН, 660049 Красноярск, Россия*

Магнетит (Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>) - это хорошо известный магнитный материал с температурой Нееля T<sub>N</sub> = 860 К являющийся ферримагнетиком. Особый интерес магнетит представляет с точки зрения применений в спинтронике, поскольку обладает очень высокой спиновой поляризацией электронов проводимости (~80% [1]) и высокой T<sub>N</sub>. В связи с этим магнитотранспортные свойства пленок магнетита притягивают все большее внимание исследователей. В этой работе мы представляем результаты исследований структурных, магнитных и магнитотранспортных свойств тонких пленок Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>.

Пленки магнетита толщиной от 37 нм до 100 нм были получены методом реактивного осаждения Fe в атмосфере кислорода. С помощью рентгеноструктурного анализа установлено, что направление текстуры плёнки (001), степень преимущественной ориентации 30%. Атомно-силовая микроскопия показала, что средний размер кристаллитов находится в диапазоне 40-80 нм. Для более детального анализа микроструктуры пленок были предприняты исследования с привлечением методов электронной микроскопии. На рисунке 1 представлены изображения просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) поперечного среза структуры Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>/n-Si. Следует отметить, что кристаллиты прорастают на всю толщину пленки и имеют одинаковую высоту (рисунки 1a и 1b). Кроме того, атомные кристаллические плоскости Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> и слой SiO<sub>2</sub> хорошо видны при большем увеличении (рисунки 1c и 1d). Также наблюдается тенденция увеличения высоты и ширины кристаллитов с увеличением толщины пленок (рисунки 1d - 1g). На температурных зависимостях магнитного момента при 120 К наблюдается характерная для магнетита особенность, которая связана с переходом Вервея [2].

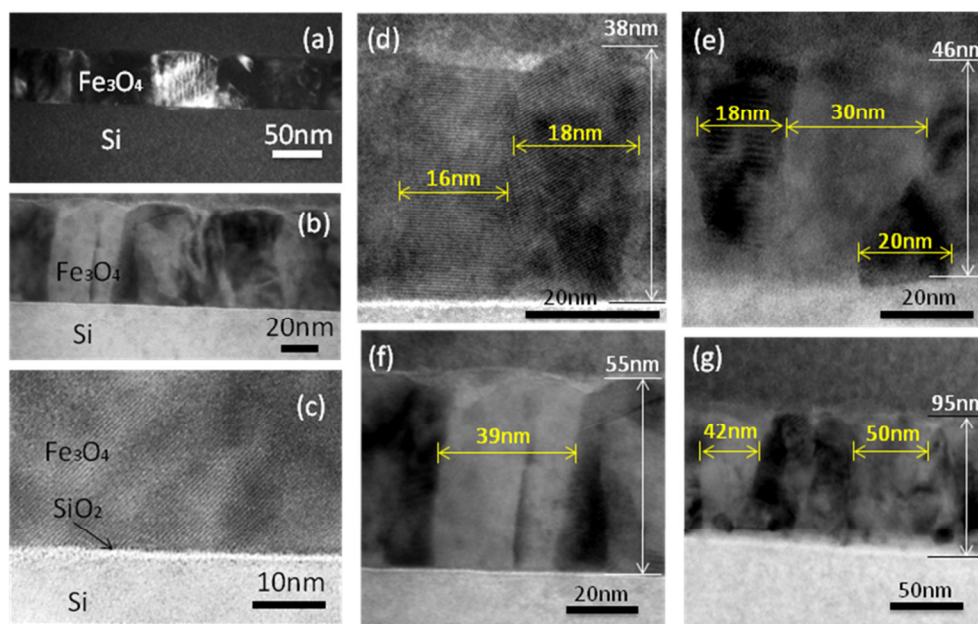


Рисунок 1. Изображения ПЭМ поперечного среза структуры  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/\text{n-Si}$  с толщинами пленок магнетита 38 нм, 46 нм, 55 нм и 95 нм.

Характер поведения удельной проводимости (рисунок 2) указывает на то, что основным механизмом транспорта носителей заряда является термически активируемое туннелирование через межгранульные границы, которое описывается выражением  $\ln(\rho) = A \cdot (1/T)^{1/2}$  [3]. При этом удельное сопротивление для пленок толщиной 55 нм и 100 нм при комнатной температуре близко к значению для объемных монокристаллов. В то же время, специфическая форма полевых зависимостей магнитосопротивления (рисунок 3) предполагает, помимо спин-зависимого транспорта между гранулами, туннелирование через антиферромагнитно связанные антифазные границы внутри отдельных кристаллитов. Указанные границы, являясь ростовыми дефектами, присутствуют и в монокристаллах и в пленках. К тому же, имеют низкую энергию образования и являются высокостабильными. Таким образом, используя метод реактивного осаждения, нам удалось получить высококачественные пленки, которые демонстрируют все основные свойства эпитаксиальных пленок магнетита.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 14-02-00234.

[1] M. Ziese, Rep. Prog. Phys. V.65, 143 (2002).

[2] F. Walz, J. Phys.: Condens. Matter V.14, R285 (2002).

[3] P. Sheng, B. Abeles, and Y. Arie, Phys. Rev. Lett. V.31, 44 (1973).

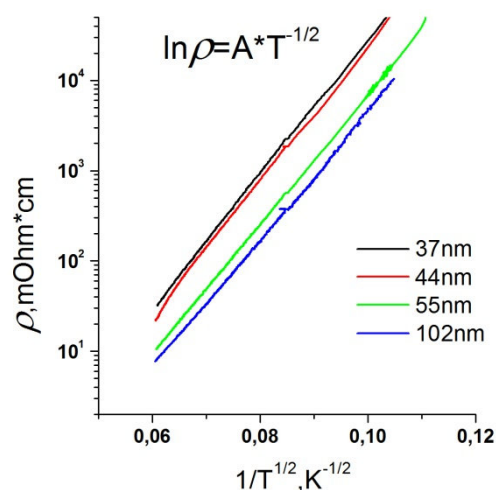


Рисунок 2. Температурные зависимости удельного сопротивления в координатах  $\ln(\rho)$  от  $A \cdot (1/T)^{1/2}$

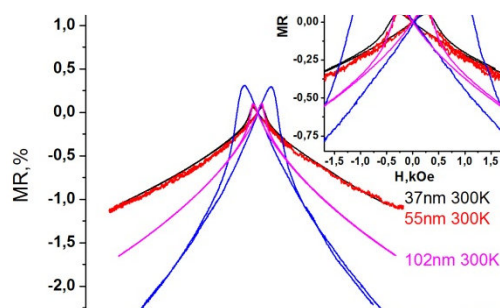


Рисунок 3. Полевые зависимости магнитосопротивления

**RESEARCH OF CHANGES HF AND UHF CONDUCTIVE PROPERTIES OF  
COMPOSITE FILMS WITH A CHANGE IN THEIR STRUCTURE**

**M.P.Lasek<sup>1\*</sup>, L.N. Kotov<sup>1</sup>, O.A. Kirpicheva<sup>1</sup>, D.S. Beznosikov<sup>1</sup>, Yu.E. Kalinin<sup>2</sup> and A.V. Sitnikov<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Syktvykar State University named after Pitirim Sorokin, 167000, Syktvykar, Russia*

<sup>2</sup>*Voronezh State Technical University, 394026, Syktvykar, Russia*

\**e-mail: mplasek@yandex.ru*

**ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ВЧ И СВЧ ПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ  
КОМПОЗИТНЫХ ПЛЁНОК С ИЗМЕНЕНИЕМ ИХ СТРУКТУРЫ**

**Ласёк М.П.<sup>1\*</sup>, Котов Л.Н.<sup>1</sup>, Кирпичёва О.А.<sup>1</sup>, Безносиков Д.С.<sup>1</sup>, Ю.Е. Калинин<sup>2</sup>, А.В. Ситников<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *ФГБОУ ВО «Сыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина»,  
167000, г. Сыктывкар, Россия*

<sup>2</sup> *ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет», 394026, г.  
Воронеж, Россия*

В настоящее время большое количество экспериментальных и теоретических работ посвящены исследованию механизмов электронного транспорта в тонких композитных пленках и связи их со структурой. Гигантское магнитное сопротивление, аномальный эффект Холла и другие эффекты были обнаружены в композитных пленках. Композитные пленки имеют различные проводящие свойства в высоких и сверхвысоких диапазонах частот, которые в значительной степени определяются их составом и структурой. В данной работе проводились исследования ВЧ и СВЧ проводимости в композитных плёнках составов  $(\text{Co}_{0.45} + \text{Fe}_{0.45} + \text{Zr}_{0.10})_x + (\text{Al}_2\text{O}_3)_{(1-x)/5}$  и  $(\text{Co}_1 + \text{Nb}_{0.2} + \text{Ta}_{0.05})_x + (\text{SiO}_2)_{(1-x)/3}$  в диапазоне частот до 3 ГГц. Были получены изображения топографии поверхности композитных плёнок и магнитных структур, образованных на поверхности тонких пленок при различных концентрациях металлов. Изображения были получены с использованием атомно-силовой (АСМ) и магнитно-силовой микроскопии (МСМ). По изображениям поверхностей было определено распределение металлических образований в диэлектрической фазе композитных плёнок. По полученным изображениям АСМ и МСМ наблюдалось, что с ростом концентрации металлической фазы в плёнках, металлические частицы, хаотично распределённые в диэлектрической матрице, группируются в параллельные ветви, переходящие в сетчатую структуру. Композитные пленки имеющие сложную структуру проводящих и непроводящих микро- и нано-областей, были представлены в виде эквивалентной электрической цепи, состоящей из линейных элементов: резисторов, катушек индуктивности и конденсаторов. Элементы схемы определяются структурой и концентрацией металла в пленках. На основе СВЧ и ВЧ спектров проводимости и изображений структуры поверхности композитных плёнок, было качественно объяснено, как изменяются элементы схемы с изменением концентрации металлической фазы.

## TEMPERATURE INFLUENCE ON THE MAGNETOIMPEDANCE PROPERTIES OF THE MICROWIRES BASED ON THE MAGNETOACTIVE MATERIALS

**Vasuhno N.V.\***, Semirov A.V., Moiseev A.A., Nemirova V.A.

*Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia*

*\*e-mail: kochetova\_nadya@mail.ru*

## ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА МАГНИТОИМПЕДАНСНЫЕ СВОЙСТВА МИКРОПРОВОДОВ НА ОСНОВЕ МАГНИТОАКТИВНЫХ МАТЕРИАЛОВ

**Н.В. Васюхно\***, А.В. Семиров, А.А. Моисеев, В.А. Немирова

*Иркутский государственный университет, 664003, Иркутск, Россия*

Исследования проведены на микропроводах состава  $\text{Fe}_{5.2}\text{Co}_{69.1}\text{Ni}_1\text{B}_{14.8}\text{Si}_{9.9}$ , полученных методом Улитовского-Тейлора, в температурном диапазоне  $(25 \div 100)$  °С. Константа магнитострикции насыщения образцов отрицательна  $\lambda_s \sim -10^{-7}$ . Диаметр металлической жилы 17 мкм, толщина стеклянной оболочки 3,5 мкм. Варьирование толщины стеклянной оболочки осуществлялось методом химического травливания. С целью минимизации влияния необратимых процессов структурной релаксации аморфного сплава на температурные изменения магнитоимпедансных характеристик проводилась предварительная термообработка при температуре 130°С в течение 8 часов. Измерения были проведены на автоматизированном измерительном комплексе магнитоимпедансной спектроскопии на основе анализатора импеданса Agilent 4294A в интервале частот переменного тока  $(0,1 \div 80)$  МГц при действующем значении силы тока 1 мА.

Обнаружено, что импеданс микропроводов в стеклянной оболочке во всем частотном диапазоне с увеличением температуры возрастает. Изменение толщины стеклянной оболочки приводит к немонотонному характеру температурной зависимости импеданса. Микропровода с частично стравленной оболочкой (толщина 2,5 мкм) демонстрируют максимум импеданса в области 70 °С. Полное удаление оболочки приводит к появлению минимума при том же значении температуры. Исследование магнитоимпедансного эффекта  $MI = (Z_{\max} - Z_0) / Z_0 \cdot 100\%$ , где  $Z_{\max}$  – максимальное значение импеданса во внешнем магнитном поле,  $Z_0$  – значение импеданса в отсутствии магнитного поля, показало, что при уменьшении толщины стеклянной оболочки происходит увеличение величины MI-эффекта (рис.1). Однако, при полном отсутствии стеклянной оболочки MI-эффект падает. Существенное влияние на ход температурных зависимостей импеданса оказывают механические напряжения, возникающие ввиду различия температурных коэффициентов теплового расширения материала стеклянной оболочки и ферромагнитной жилы.

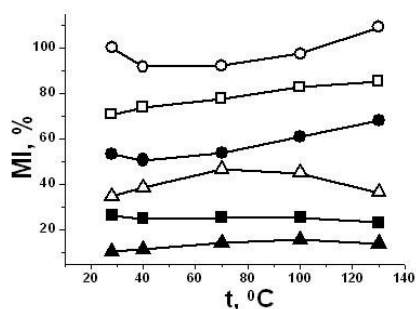


Рис.1. Зависимость магнитоимпедансного эффекта от температуры на частотах переменного тока 10 МГц (закрашенные маркеры) и 80 МГц (пустые маркеры) для микропроводов в стеклянной оболочке (■), с частично снятой оболочкой (●) и без оболочки (▲).

## TEMPERATURE DEPENDENCE OF IMPEDANCE OF THE ELASTICALLY DEFORMED AMORPHOUS $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ WIRE

**Derevyanko M.S.\***, Semirov A.V., Moiseev A.A., Bukreev D.A.

*Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia*

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

Impedance ( $Z$ ) of amorphous soft magnetic materials displays a high sensitivity to the thermal and deformative influences [1]. It can be useful

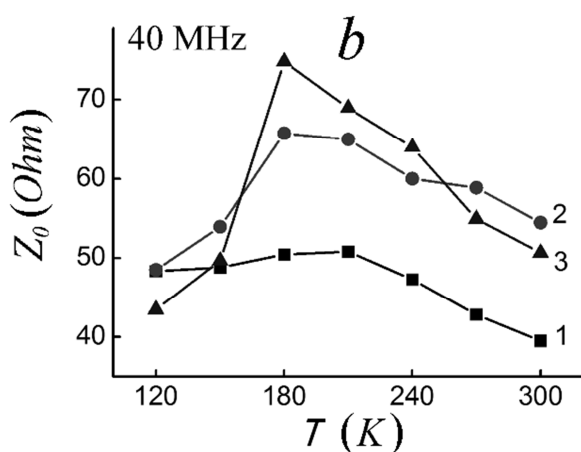
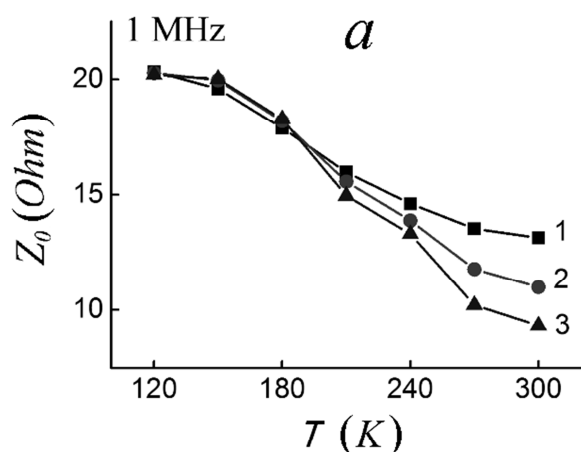


Figure 1. The temperature dependencies of the impedance obtained on the ac frequencies: *a* — 1 МГц, *b* — 40 МГц under elastic tensile stresses: 1 — 0 MPa, 2 — 220 MPa and 3 — 440 MPa.

It was found out that temperature sensitivity of the impedance undergoes the largest changes in the temperature interval of (150 – 180) K at frequency of 10 MHz and above (fig. 1b) under effect of tensile stresses. The frequency dependence of the impedance sensitivity to the temperature ( $\Delta Z/\Delta T$ ) calculated for the temperature interval (150 – 180) K demonstrates that  $\Delta Z/\Delta T$  depends as on  $\sigma$  as on as frequency (fig. 2).

for using of these materials as sensitive elements of transducers which find an application in different tools of electronics and automatics.

Impedance dependence of the amorphous soft magnetic  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$  wires on the temperature was investigated under different values of tensile force.

The samples' length and diameter were 30 mm and 130  $\mu\text{m}$ , respectively. Investigations were carried out at the automatized measuring complex of the magnetoimpedance spectroscopy in the ac frequencies interval of (0.1 — 100) MHz and temperature range of (120 — 350) K. The maximal value of the mechanical stresses  $\sigma$  created by tensile force and directed along the sample's length was 440 MPa.

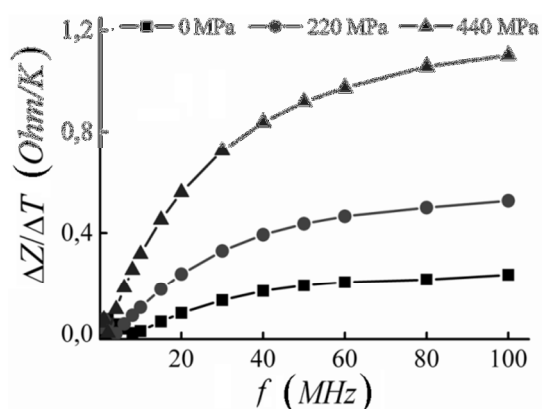


Figure 2. The dependencies of the temperature sensitivity of the  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$  wires impedance on the ac frequency.

[1] A.V. Semirov, M.S. Derevyanko, D.A. Bukreev, A.A. Moiseev, V.O. Kudryavtsev, A.P. Safronov, JMMM V. 415, P. 97 – 101 (2016).

## IMPEDANCE OF THE HEAT TREATMENT AMORPHOUS MICROWIRE

Semirov A.V., Moiseev A.A., Nemirova V.A.\*

Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia

\*e-mail: nemirovarvara@mail.ru

## ИМПЕДАНС ТЕРМООБРАБОТАННОГО АМОРФНОГО МИКРОПРОВОДА

Семиров А.В., Моисеев А.А., Немирова В.А.\*

Иркутский государственный университет, 664003, Иркутск, Россия

Проведенные ранее исследования о влиянии стеклянной оболочки аморфных микропроводов на магнитоимпеданс показывают, что на границе провода и стекла существуют механические напряжения. Анализ отклика компонент импеданса микропровода со стеклянной оболочкой и без неё на внешнее воздействие даст дополнительную информацию о влиянии оболочки на структуру микропроводов.

Исследование проведено с помощью метода магнитоимпедансной спектроскопии на композитном микропроводе в стеклянной оболочке состава  $\text{Fe}_{5.2}\text{Co}_{69.1}\text{Ni}_1\text{B}_{14.8}\text{Si}_{9.9}$ , полученном методом Улитовского-Тейлора. Константа магнитострикции насыщения образцов  $\lambda_s$  составляла  $\sim -1 \cdot 10^{-7}$ . Диаметр металлической жилы микропроводов – 17 мкм. При наличии стеклянной оболочки её толщина составляла 3,5 мкм. Микропровода прошли предварительную термообработку при температуре 130 °С в течение 8 часов. Импеданс измерялся с помощью анализатора импеданса Agilent 4294A в интервале частот переменного тока от 0,1 МГц до 80 МГц при действующем значении силы тока 1 мА.

Частотные зависимости на рис. 1а действительной компоненты импеданса  $Z'$ (f) монотонно возрастающие. Значение  $Z'$  аморфного провода со стеклянной оболочкой в 2 раза меньше, чем без неё. Зависимости мнимой компоненты импеданса также демонстрируют увеличение значений  $Z''$ (f) с ростом частоты f (рис. 1б). Для микропровода в стеклянной оболочке в диапазоне частот 30 – 40 МГц наблюдается участок  $Z''$ (f) на котором мнимая компонента остаётся практически не изменой. Отсутствие изменений компоненты может свидетельствовать об изменении магнитной структуры микропровода. Подтверждением сложной магнитной структуры может являться монотонное увеличение мнимой компоненты импеданса микропровода без оболочки.

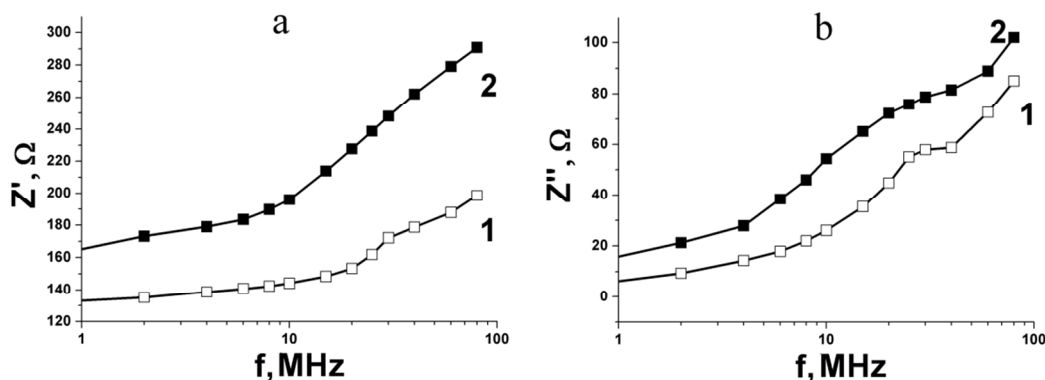


Рис. 1. Частотные зависимости действительной  $Z'$  и мнимой  $Z''$  компонент импеданса для композитного микропровода состава  $\text{Fe}_{5.2}\text{Co}_{69.1}\text{Ni}_1\text{B}_{14.8}\text{Si}_{9.9}$ : 1 - в стеклянной оболочке,  $d=3,5$  мкм; 2 - без стеклянной оболочки,  $d=0$  мкм.

**COMPARATIVE STUDY OF MAGNETIC AND MAGNETOIMPEDANCE PROPERTIES  
FOR CoFeSiB, CoFeMoSiB and CoFeWSiB AMORPHOUS RIBBONS OF THE SAME  
GEOMETRY**

**Lotfollahi Z.<sup>1,2</sup>, Kurlyandskaya G.V.<sup>\*1,3</sup>, García-Arribas A.<sup>1,4</sup>, and Amirabadizadeh A.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*University of the Basque Country UPV-EHU, 48940, Leioa, Spain*

<sup>2</sup>*University of Birjand, 97175-615, Birjand, Iran*

<sup>3</sup>*Ural Federal University, 620083, Ekaterinburg, Russia*

<sup>4</sup>*BCMaterials, Bizkaia Science and Technology Park, Building 500, 1<sup>st</sup> Floor, 48160 Derio, Spain*

*\*e-mail: galina@we.lc.ehu.es*

Magnetoimpedance effect (MI) in amorphous ribbons was systematically studied since its discovery in 1994 [1], although the first magnetic field sensor based on the change of the impedance of Co-based amorphous ribbon was reported even before the discovery of the MI effect [2]. Being sensitive to the effective magnetic anisotropy, MI has been used as useful tool to probe the magnetic anisotropy of soft ferromagnets [3-4]. This combination of the importance for both applications and basic problems of magnetism help maintaining a significant interest of MI in amorphous ribbons. On the other hand, the methods of fabrication of the amorphous ribbons and especially methods of the precise measurements of MI have been significantly improved during the years and therefore, many previously obtained results require confirmation or even correction. In this work, the magnetic properties and MI effect were studied for comparative analysis of the properties of CoFeSiB, CoFeMoSiB and CoFeWSiB amorphous ribbons displaying exactly the same geometry in the as-cast state, that is, without any additional heat treatment.

The Co-based amorphous ribbons were prepared by the melt-spinning technique, using a Cu wheel rotating at 30 m/s. All ribbons had thicknesses of about 20  $\mu\text{m}$  and widths of about 715  $\mu\text{m}$ . The magnetic and MI measurements were performed using 18 mm long of amorphous ribbons. The amorphous structure of the samples was confirmed by X-Ray Diffraction (XRD) using Cu-K $\alpha$  radiation. The hysteresis loops of the ribbons were measured by an inductive method at a frequency of 3.7 Hz. The magnetoimpedance was measured in the longitudinal configuration in which the alternating current flows parallel to the external magnetic field. The MI of the sensitive element, inserted in microstripe line, was calculated from the reflection coefficient  $S_{11}$  measured by a network analyzer using an output power 0 dB after calibration. Total impedance ( $Z$ ) and its real ( $R$ ) part were measured as a function of the magnetic field for a frequency range  $0.1 < f < 100$  MHz. The MI ratio was defined as  $\Delta Z/Z = 100 \times [Z(H) - Z(H=150 \text{ Oe})]/Z(H=150 \text{ Oe})$  for total impedance and  $\Delta R/R = 100 \times [R(H) - R(H=150 \text{ Oe})]/R(H=150 \text{ Oe})$  for the real part. At each frequency,  $(\Delta Z/Z)_{\text{max}}$  as the maximum value of the total impedance and  $(\Delta R/R)_{\text{max}}$  as the maximum value of the real part of the impedance ratio were determined.

The XRD patterns (Fig.1) of the ribbons confirmed the absence of the long range ordering - no crystalline phases were detected. All the ribbons presented a clear amorphous structure and broad diffraction peaks. The results suggest that the incorporation of Mo and W elements has a very small effect on the amorphous nature of the as-quenched CoFeSiB amorphous ribbon. The measured hysteresis loops of the ribbons (not shown) confirm that the ribbons are magnetically soft with coercive fields less than 2 A/m, as well as the presence of a significant longitudinal anisotropy component. The MI vs. H curve measured at 15 MHz (Fig. 2) shows that all ribbons display MI field dependences which are typical for samples with mixed anisotropies, that is, close to the single-

peak behavior of samples with longitudinal magnetic anisotropy but with the appearance of a small double peak at very small external magnetic field, characteristic of samples with transverse anisotropy, which can be probably ascribed to the surface anisotropy contribution [3].

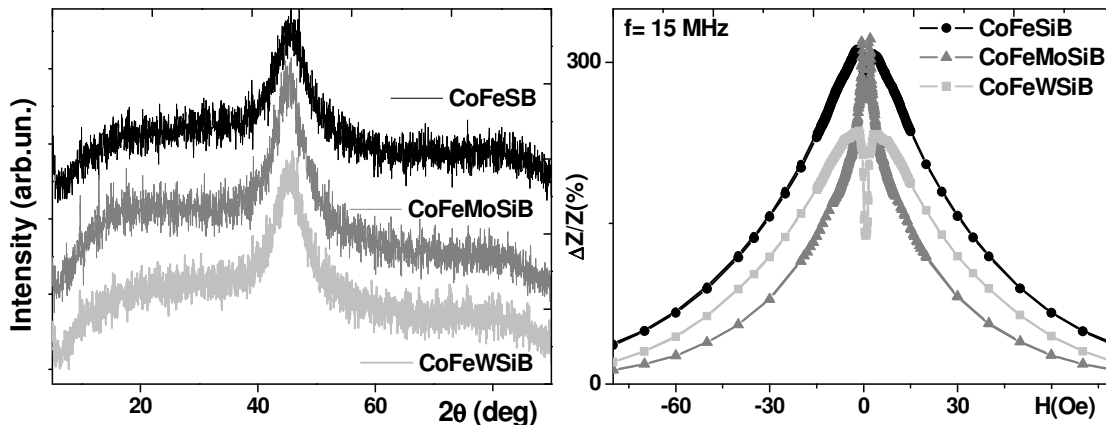


Fig.1. X-Ray diffraction patterns of the ribbons. Fig.2. MI responses of the ribbons.

Figs.3 shows the frequency dependences of the  $(\Delta Z/Z)_{\max}$  and  $(\Delta R/R)_{\max}$  for CoFeSiB, CoFeMoSiB and CoFeWSiB ribbons. For  $(\Delta Z/Z)_{\max}$  in the frequency range of 100 KHz to 15MHz the MI maximum increases and for higher frequencies gradually decreases for all samples under consideration. The maximum value of  $(\Delta Z/Z)_{\max} = 320\%$  was observed for a frequency of  $f = 15\text{ MHz}$  for CoFeMoSiB. The maximum sensitivity with respect to the applied magnetic field, i.e. the maximum change of the impedance ratio per unit of the applied magnetic field,  $175\%/Oe$  is the same for CoFeWSiB and CoFeMoSiB ribbons. The shape  $(\Delta Z/Z)_{\max}$  vs.  $f$  curves, displaying a maximum at a certain frequency can be attributed to the competition between the enhancement of skin effect and the reduction of the permeability with frequency [1,4]. The increase of  $(\Delta R/R)_{\max}$  can be attributed to increased scattering due to the greater number of domain walls along the current path in the transverse domain structure [5].

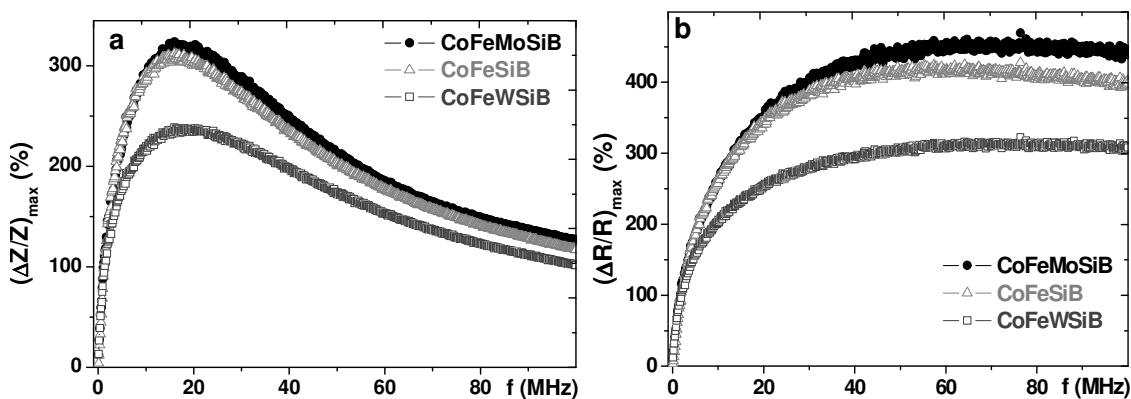


Fig.3. Frequency dependences of the maximum value of the MI ratio for total impedance (a) and real part of the impedance ratio (b).

#### References

- [1] R.S. Beach and A.E. Berkowitz, *J. Appl. Phys.*, 76. P. 6209-6213 (1994).
- [2] V.E. Makhotkin, B.P. Shurukhin, V.A. Lopatin, P.Yu. Marchukov and Yu.K. Levin, *Sens. Actuators A*, 27, P. 759-762 (1991).
- [3] M.L. Sanchez, G. V. Kurlyandskaya, B. Hernando, V.M. Parida, J. D. Santos and M. Tejedor, *Sens. Actuators A* 106. P. 195-198 (2003).
- [4] A.V. Semirov, M.S. Derevyanko, D.A. Bukreev, A.A. Moiseev, G.V. Kurlyandskaya, *Techn. Phys.* 58 P. 774-777(2013). [5] H.T. Tran, J. Devkota, T. Eggers, J. Wingo, W. Cai, I. Skorvanke, H. Srikanth and M. H. Phan, *J. Electron. Mater.*, 45, No.4. P. 2278-2285 (2016).



## LOW-TEMPERATURE TRANSPORT IN POLYCRYSTALLINE MANGANITES AT HIGH MAGNETIC FIELDS

**Gamzatov A.G.**

*Amirkhanov Institute of Physics of Daghestan Scientific Center, RAS, Makhachkala 367003, Russia*

*\*e-mail: gamzatov\_adler@mail.ru*

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ТРАНСПОРТ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАНГАНИТАХ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

**Гамзатов А.Г.**

*<sup>1</sup>Институт физики им. Х.И. Амирханова ДагНЦ РАН, 367003, Махачкала, Россия*

При низких температурах для большинства манганитов керамической природы на температурной зависимости электросопротивления наблюдается минимум [1-4]. Природа этого низкотемпературного минимума остается дискуссионным. Наличие минимума сопротивления при низких температурах ( $T < 50$  К) или же рост сопротивления с понижением температуры при  $T \rightarrow 0$  наблюдается для большинства материалов различной природы (магнитных и немагнитных) (Рис.1). В данной работе рассматриваются вопросы интерпретации и анализа природы низкотемпературного минимума (НТМ) на температурной зависимости электросопротивления в поликристаллических манганитах в рамках различных теоретических моделей.

В манганитах происхождение НТМ обсуждается в рамках нескольких сценариев: 1) межгранулярное спин-зависимое туннелирование между антиферромагнитно связанными гранулами ( $\rho_{SPT}$ ); 2) электрон-электронное взаимодействие в слабо неупорядоченных системах ( $\rho_{e-e}$ ); 3) кулоновская блокада между соседними ФМ упорядоченными проводящими гранулами ( $\rho_{QB}$ ); 4) модель Кондо-типа ( $\rho_{KL}$ ); 5) слабая локализация ( $\rho_{WL}$ ). Часто эти механизмы рассматриваются как отдельные единственно возможные вклады при интерпретации низкотемпературного минимума в электросопротивлении в поликристаллических манганитах. Как правило, в керамических манганитах в силу своей неоднородности, при низких температурах (кроме основных механизмов) могут существовать несколько конкурирующих механизмов рассеяния, с соизмеримыми вкладами в сопротивление, которые приводят к появлению НТМ. В этом случае использование только одной модели может привести к ошибочным выводам.

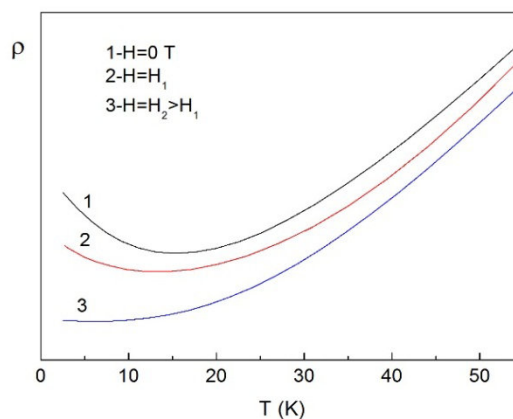


Рис.1. Схематическое изображение НТМ в различных магнитных полях.

[1] E. Rozenberg, M. Auslender, I. Felner, G. Gorodetsky, J. of Applied Physics, 88, 2578 (2000).

[2] M. Auslender, A.E. Kar'kin, E. Rozenberg, G. Gorodetsky, J. of Applied Physics 89, 6639 (2001).

[3] А.Г. Гамзатов, А.Б. Батдалов, О.В. Мельников, О.Ю. Горбенко, ФНТ 35(3), 290 (2009).

[4] A.G. Gamzatov, T.A. Gadzhimuradov, R. Li, L. Pi, Y. Zhang, JETP, 122, 151. (2016).

**FERROGEL DETECTION: NEXT STEP IN THE DEVELOPMENT OF GIANT MAGNETOIMPEDANCE BIOSENSOR****Chlenova A.A.<sup>1\*</sup>, Melnikov G.Yu.<sup>1</sup>, Safronov A.P.<sup>1,2</sup>, Beketov I.V., Volchkov S.O.<sup>1</sup>, Svalov A.V.<sup>1</sup> and Kurlyandskaya G.V.<sup>1,3</sup>**<sup>1</sup>*Ural Federal University, Laboratory of Magnetic Sensors, 620083, Ekaterinburg, Russia*<sup>1</sup>*Institute of Electrophysics UD RAS, 620016, Ekaterinburg, Russia,*<sup>3</sup>*University of the Basque Country UPV-EHU, 48940, Leioa, Spain*\*e-mail: [chlenova.anna@gmail.com](mailto:chlenova.anna@gmail.com)**ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ФЕРРОГЕЛЯ: СЛЕДУЮЩИЙ ШАГ В СОЗДАНИИ МАГНИТОИМПЕДАНСНОГО БИОСЕНСОРА****Членова А.А.<sup>1\*</sup>, Мельников Г.Ю.<sup>1</sup>, Сафронов А.Р.<sup>1,2</sup>, Бекетов И.В., Волчков С.О.<sup>1</sup>, Свалов А.В.<sup>1</sup>, Курляндская Г.В.<sup>1,3</sup>**<sup>1</sup>*Уральский федеральный университет, 620083, Екатеринбург, Россия*<sup>2</sup>*Институт электрофизики УрО РАН, 620016, Екатеринбург, Россия*<sup>3</sup>*Университет Страны Басков, 48940, Лехона, Испания*

Гигантский магнитный импеданс (ГМИ) привлекает внимание и с точки зрения фундаментальных вопросов магнитодинамики, и как основа датчиков малых магнитных полей [1]. Явление ГМИ состоит в изменении комплексного электросопротивления ( $Z$ ) ферромагнитного проводника на переменном токе частоты  $f$ , при приложении к нему внешнего магнитного поля  $H$ . ГМИ был предложен для биодетектирования с использованием магнитных маркеров [2]. Основа магнитного биодетектирования – оценка вклада полей рассеяния магнитных наночастиц (МНЧ). Одна из основных трудностей создания чувствительного ГМИ биодатчика состоит в отсутствии сертифицированных биообразцов. Предложенный недавно подход [3], предлагающий использовать синтетические гели в качестве заменителей биообразцов, открывает новые возможности для ГМИ биодетектирования. Данная работа посвящена исследованию условий использования ГМИ пленочных наноструктур для детектирования образцов гидрогеля полиакриламида с 3,0 вес. % МНЧ оксида железа и без наночастиц.

МНЧ магнетита  $Fe_2O_3$  сферической формы были синтезированы методом лазерного испарения. Удельная поверхность МНЧ составляла  $78,1 \text{ м}^2/\text{г}$ , а средневзвешенный размер (по данным электронной микроскопии) - 18,5 нм. Из МНЧ приготовили суспензию на водной основе, стабилизированную цитратом натрия (5 мМ) с концентрацией МНЧ 50 г/л, в среде которой проводили синтез гидрогеля полиакриламида. Концентрация мономера - акриламида в реакционной смеси составляла 2.7 М. Сшивающий агент - метиленадиакриламид вводили в мольном соотношении 1:50 к мономеру. Полимеризацию инициировали персульфатом аммония и проводили в течение 1 часа при 90 С. После синтеза феррогели промывали в течение 2 недель. Равновесная степень набухания полимерной матрицы феррогеля составила 4.9. Весовая концентрация МНЧ в феррогеле - 3.0%.

Пленки  $[Ti/FeNi]_5/Ti/Cu/Ti/[FeNi/Ti]_4$  были осаждены на стеклянные подложки методом ионно-плазменного распыления. Напыление проводилось через маски во внешнем магнитном поле 250 Э для формирования индуцированной магнитной анизотропии в плоскости образца перпендикулярно длинной стороне  $10,0 \times 0,5$  (мм) полоски. Форма петель

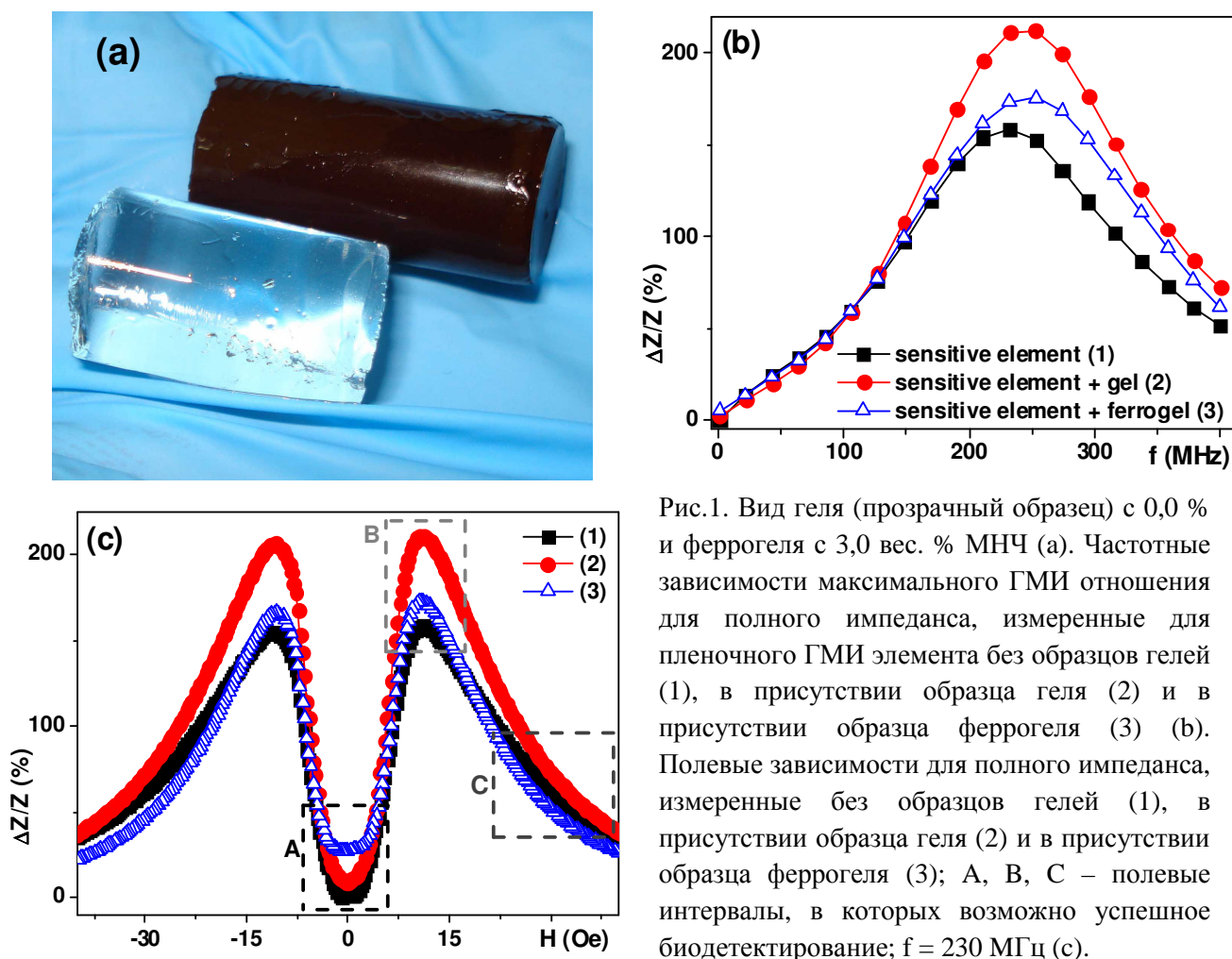


Рис.1. Вид геля (прозрачный образец) с 0,0 % и феррогеля с 3,0 вес. % МНЧ (а). Частотные зависимости максимального ГМИ отношения для полного импеданса, измеренные для пленочного ГМИ элемента без образцов гелей (1), в присутствии образца геля (2) и в присутствии образца феррогеля (3) (б). Полевые зависимости для полного импеданса, измеренные без образцов гелей (1), в присутствии образца геля (2) и в присутствии образца феррогеля (3); А, В, С – полевые интервалы, в которых возможно успешное биодетектирование;  $f = 230$  МГц (с).

гистерезиса подтверждала факт формирования наведенной магнитной анизотропии с ориентацией ОЛН в плоскости пленки. Полный импеданс и обе его компоненты измерялись с помощью сетевого анализатора Agilent Technologies E5071C как функции внешнего магнитного поля в диапазоне частот от 5 до 400 МГц. Для аккуратного измерения собственно импеданса в качестве волновода использовали линию типа «микрострип». Образцы гелей и феррогелей в форме цилиндра диаметром 9 мм (масса 0,6 г) помещали точно в центр ГМИ элемента. На рис.1. показан внешний вид геля/феррогеля и результаты измерения ГМИ характеристик. ГМИ отношение для полного импеданса определялось следующим образом:  $\Delta Z/Z = 100 \times (|Z(H)| - |Z(H_{\max})|) / |Z(H_{\max})|$ ,  $H_{\max}$  – максимальная величина внешнего поля. Совершенно очевидно наличие двух тенденций: гелевая матрица повышает максимум  $\Delta Z/Z$  в диапазоне частот от 120 до 400 МГц, а наличие МНЧ величину максимума  $\Delta Z/Z$  понижает при фиксированной частоте тока возбуждения. Анализ полевых зависимостей  $\Delta Z/Z$  указывает на существование нескольких полевых интервалов, в которых возможно успешное биодетектирование. Результаты измерений вблизи внешнего нулевого поля кажутся менее ожидаемым, т.к. суперпарамагнитные наночастицы не обладают остаточным магнитным моментом. В то же самое время следует учитывать наличие высокочастотного поля тока возбуждения и возможность подмагничивания ближайшего к поверхности чувствительного элемента слоя МНЧ феррогеля.

[1] А.С. Антонов, С.Н. Гадецкий А.Б. Грановский и др. ФММ. Т.83. № 6. С. 61-71 (1997).

[2] G.V. Kurlyandskaya, M.L. Sanchez, B. Hernando, et al. Appl. Phys. Lett. V. 82, P. 3053–3055 (2003).

[3] G.V. Kurlyandskaya, E. Fernandez, A.P. Safronov, et al. Appl. Phys. Lett. V. 106, P. 193702 (2015).

### MAGNETOIMPEDANCE PRESSURE SENSORS

**Melnikov G.Yu.<sup>1\*</sup>, Chlenova A.A.<sup>1</sup>, El Kammouni R.<sup>1</sup>, Svalov A.V.<sup>1</sup>, Volchkov S.O.<sup>1</sup>,  
Kurlandskaya G.V.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Department of Magnetism and Magnetic Nanomaterials and Laboratory of Magnetic Sensoric,  
Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia*

<sup>2</sup>*University of Basque Country UPV-EHU, 48940, Leio, Spain*

\**e-mail: grisha2207@list.ru*

Magnetoimpedance, MI, phenomenon consists a complex change in electrical impedance of a ferromagnetic conductor when an external magnetic field is applied and high frequency alternating current flows through it [1]. This effect is a consequence of the skin effect, i.e. the reduction of the effective cross section of the sample when an AC current flows through it. Sensors based on MI effect can be used as pressure sensors.

In this present work, the pressure dependent of MI is investigated in two types of multilayered structures. The first one is multilayers thin films with nominal composition  $[\text{Ti}/\text{FeNi}]_5/\text{Ti}/\text{Cu}/\text{Ti}/([\text{FeNi}]_x/\text{Ti})$ , where  $x = 5$  or  $4$  are deposited onto glass (rigid) or Cyclo Olefin Copolymer (flexible) substrates. The second one is CoFeNi/CuBe electroplated microtubes, which consisted of two sensitive elements arranged in parallel. In the process of multilayers film deposition, a constant magnetic field of 100 Oe was applied in the plane of substrates along the short side of the rectangle sensitive element. The magnetization versus the applied field (M-H) obtained by using the magneto-optical Kerr-microscope. The MI measurements were carried out by using a precision Agilent HP e4991A impedance analyser. The MI for all selected samples was measured as a function of a magnetic field for a frequency ranges up to 400 MHz for different values of the external pressure in the range of 0 to 50 Pa. 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.

Figure 1 shows the field dependence of the MI ratio for symmetric thin film structure ( $x = 5$ ) deposited on the flexible Cyclo Olefin substrate. By increasing the pressure on the film from 0 to 10.80 Pa the MI curves become shifted upward with respect to the unloaded state. The difference in the MI ratio between laden and unladen conditions in the field of 1.5 Oe is more than 10%. While, inset Fig.1 presents the pressure dependence of MI  $\Delta Z/Z$  ratio. There is the interval of linear dependence on the applied pressure.

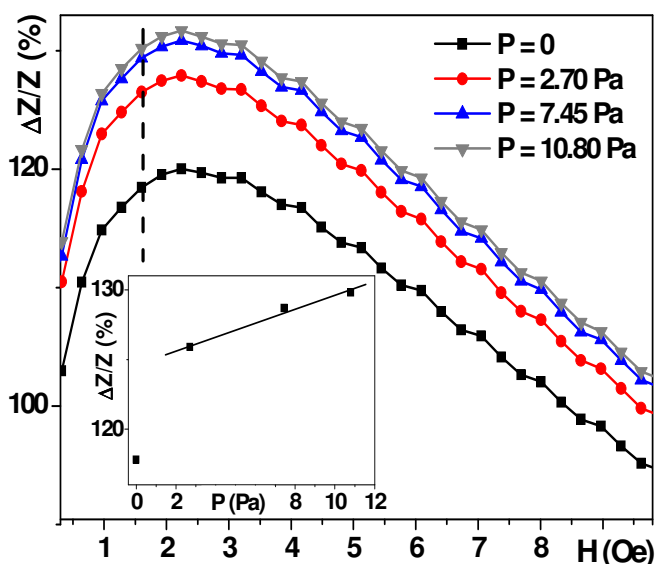


Fig.1. The field dependence of MI ratio measured for the film structure on a polymer for different values of the pressure, the excitation current frequency  $f = 169$  MHz. Inset shows the dependence of  $\Delta Z / Z (P)$  at applied field of 1.5 Oe.

The work was supported by the Russian Ministry of Education, the project RFMEFI57815X0125.

[1] G. V. Kurlyandskaya, D. de Cos, S. O. Volchkov, Russ. J. Nondestr. Test. V.45, P 377–398 (2009).

**POSTER SESSION**

**PI. MAGNETIC ANISOTROPY,  
MAGNETOSTRICTION,  
MAGNETOELASTIC PHENOMENA**

## DISPERSION OF “HEAT EXCHANGE” BY THE CORRESPONDENCE BETWEEN “CHEMICAL PRESSURE” AND “DISSIPATIVE HEAT”

**A. Yazdani<sup>1\*</sup>, F. Amiri<sup>1</sup>, N. Kamali Sarvestani<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Tarbiat Modares University, P.O. Box 14115-175, Tehran, Iran*

<sup>\*</sup>*e-mail: yazdania@modares.ac.ir*

While  $\text{Si}^{+4}$  and  $\text{Ge}^{+4}$  belong to the same column of periodic table, the magnetic states of the substituted compound of  $\text{Gd}_5(\text{Si},\text{Ge})_4$  are different, where the ferromagnetic  $\text{Gd}_5\text{Si}_4$  with  $T_C=340^\circ\text{C}$  is surprisingly dropped to an antiferromagnetic state with  $T_N=15-50^\circ\text{C}$  [1]. The cause/source of effective parameter, which has this such a big different influence on the conversion substitution, is not well-known. The reported phase impurity that may be related to the phase diagram is not much clear [2]. The aim of this paper is to study the response of magneto-crystalline structure of  $\text{Gd}_5\text{Si}_4$  to both “isothermal” and “thermomechanical” processing, in order to determine the effect of “latent heat” and “dissipative heat” on the exchange fluctuation, which is believed to be the cause of  $\text{Gd}_5\text{Si}_4$  meta-stability. The correspondence between chemical pressure, (which is defined by the size effect of  $R_{\text{Ge}^{+4}} > R_{\text{Si}^{+4}}$  on the band width) and dissipative heat (which is defined by the thermomechanical process) is shown by X-ray diffraction patterns and VSM at room temperature. It is evident that the magnetization of high-energy ball-milled  $\text{Gd}_5\text{Si}_4$  is similar to the magnetization of annealed  $\text{Gd}_5\text{Si}_2\text{Ge}_2$  (Fig. 1). The individual XRD peaks of three distinct groups of peaks merge to each other and collapse to three broadened regions averaging to each group of intense lines of the annealed sample (Fig. 2). The correspondence between the three regions of X-ray diffraction patterns can be found by the entanglement of strong fluctuation of atomic position due to the high heat exchange energy dissipation by the high-energy ball-milled process, which can be the cause of cluster formation in the sample. The created distortion energy can deform the unit cell. lowering the free energy of the crystal while increasing the exchange fluctuation. This can be considered as a kind of topological distortion that depends on the energy of band modulation and in some part on the exchange energy, which is due to the lack of hybridization. The distortion can change the sign and the strength of the phase transition and also the spin atomic site dispersion, which is associated with both magnetic and crystal structures of the affected  $\text{Gd}_5\text{Si}_4$  similar to that of  $\text{Gd}_5\text{Si}_2\text{Ge}_2$ . However, it could be calculated that the similarity of magnetic structure of high-energy ball-milled  $\text{Gd}_5\text{Si}_4$  with the annealed  $\text{Gd}_5\text{Si}_2\text{Ge}_2$  could be due to the loss of long-range crystalline orientation. This is the cause of cluster formation due to the short-range magnetic order.

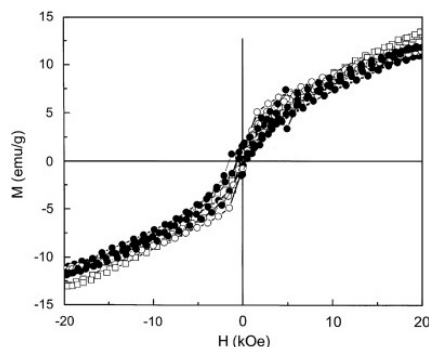


Fig. 1: Magnetization measurements at room temperature for annealed and ball mill sample

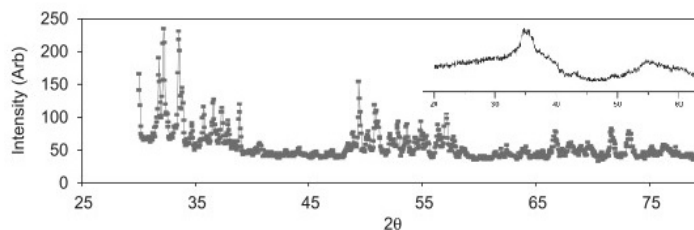


Fig. 2: X-Ray diffraction pattern for annealed and ball mill sample

### References

- [1] E. Bruck, O. Tegus, X.W. Li, *Physica B*, Vol: 327, P. 431(2003)
- [2] T. Zhang, Y. Chen, Y. Tang, *Phys. D*, Vol: 40, P. 5778 (2007)

## THE CAUSE OF TRIPLET ORDERING TEMPERATURE ON LaFeAsO

**A. Yazdani<sup>1\*</sup>, M. Hesani<sup>1</sup>, N. Kamali Sarvestani<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Tarbiat Modares University, P.O. Box 14115-175, Tehran, Iran

\*e-mail: yazdania@modares.ac.ir

The mechanism of formation of the multi-component ordering parameter of superconducting magneto-crystalline ordering, at two different triplet critical super-magneto-crystalline points, based on the double critical point  $x=0$  [1] in the partner layer of LaAsFeO is still a puzzle. Whereas the lower-symmetry “orthorhombic” crystal structure with an antiferromagnetic ordering is transformed to the initial higher-symmetry crystal structure of tetragonal through the mediation of spin density wave, leading to the conversion of antiferromagnetic  $T_N=0$  to the superconducting state at  $T_C=23^\circ\text{C}$  at the critical concentration substitution of ‘F’ and ‘H’ ( $x_1^c=0.12$ ) [2]. Beyond the range, the increase of concentration above the highest concentration ( $x_2^c=0.5$ ) leads to the conversion of superconducting character to the antiferromagnetic state with the initial lower-symmetry orthorhombic structure with a smaller gap ( $T_S=36^\circ\text{C}$ ) [3].

The assumed triplet critical point is a consequence of the competition between two original electronic regions of “exchange-crystal field effect” and “crystal field effect band function” resulting in the competition between “local-itinerant” electrons. The competition is characterized for three effective characteristic parameters on pair potential force; (i) exchange-interaction (ii) crystal field effect and (iii) hybridization strength. The effects result in the decrease of two sub-layer ligand field moderation of  $[\text{LaO}]^{+1}$  and  $[\text{FeAs}]^{-1}$  partners in  $\text{La}(\text{FeOAs})$ . The decrease of inter-layer distance is shown to be a consequence of variation of intra- and/or inter-atomic distance inside each partner layer (Table 1). The mechanism of the formation of strength antiferromagnetic ordering, is traditionally a consequence of combination of exchange correlation of duality of “localize-itinerant” electrons of “Fe-Fe” through (i) equal hybridization strengths of electronic structure of 3d with  $\text{O}^{-2}$  and  $\text{As}^{-4}$  resulting in the competition between the super-double exchange, which is more evident in the density of states calculation (Fig. 1). The effect can result in the competition of super-double exchange and indirect exchange between two sites of “Fe-Fe”, which can be controlled by (ii) the crystal field effect of the light Lanthanide RE – defined by  $4f^n$  ( $n=0$ , odd, even), on the compensation of “Fe-Fe” exchange interaction, generating Jahn-Teller distortion and band structure.

	Pure exp. (Å) 4 °k	Pure exp. (Å) 120°k	Pure exp. (Å) 175 °k	Pure exp. (Å) 300°k
a	4.0275	5.68262	4.03007	4.03268
b	4.0275	5.71043	4.03007	4.03268
c	8.7262	8.71964	8.7368	8.74111
Space group	P112/n	Cmma	P4/nmm	P4/nmm

Table 1: lattice constant at different temperature for pure LaFeAsO

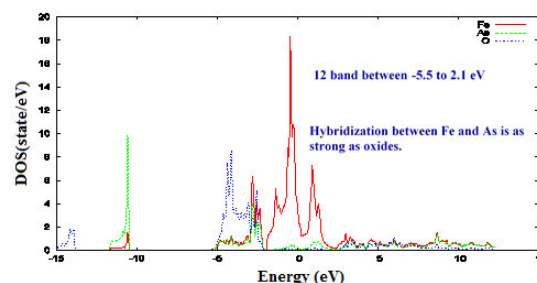


Fig. 1: The calculation of density of states for Pure LaFeAsO

### References.

- [1] Clarina de la Cruz, et. Al, Nature, Vol: 453, P. 899 (2008).  
 [2] T. Nomura, et. Al, Superconductor Science and Technology, Vol: 21, P. 125028(2008).  
 [3] P. Dai, J. Hu, E. Dagotto, Nature Physics, Vol: 8, P. 709 (2012).

## MAGNETOSTRICTION IN HEXAGONAL $\text{HoMnO}_3$ SINGLE CRYSTAL

**N. Pavlovskiy\***, A. Dubrovskiy, K. Shaykhutdinov, K. Terent'ev

*Kirensky Institute of Physics, Akademgorodok 50, bld. 38, Krasnoyarsk 660036, Russia*

*\*e-mail: mik0la@yandex.ru*

The typical example of hexagonal manganites is  $\text{HoMnO}_3$ , which magnetic phase diagram is well established. Following to [1], at temperature  $T_N = 72$  K,  $\text{HoMnO}_3$  ordered in noncollinear spin structure with magnetic  $P\bar{6}_3cm$  group symmetry. At the spin reorientation temperature  $T_{\text{off}} = 40$  K, manganese moments rotate in a plane with the changing magnetic  $P\bar{6}_3cm$  symmetry to  $P\bar{6}_3c1$ , and transition temperature  $\sim 4$  K associated with rare-earth ordering.

In this study, single crystal of hexagonal manganite  $\text{HoMnO}_3$  was synthesized by optical floating zone melting. The effect of magnetostriction was measured in a temperature range of 4.2 to 100 K at applied magnetic fields up to 14 T. The effect was measured along all axes in different crystallographic configurations (longitudinal and transverse magnetostriction).

The behavior of the magnetostriction effect showed a large number of features (Fig. 1) observed in different temperatures and field configurations, including nonmonotonically striction and change the sign of the effect. Moreover, the behavior of the magnetostriction effect in temperatures below the spin-flip transition of Mn correlates well with the magnetic phase diagram  $\text{HoMnO}_3$ .

However, since original compound attended 2 of the magnetic subsystem (4f and 3d elements), it was decided to synthesize a pattern of hexagonal substituted lanthanum manganite with replacement on non-magnetic ion in the rare-earth subsystem in order to determine the impact on the behavior of 4f subsystem magnetostrictive effect.

For this, the sample was synthesized with a nonmagnetic  $\text{YMnO}_3$  4f subsystem, on which the measurement of the magnetostriction effect were also been done. Measurement results showed that the value of the magnetostriction decreased by the order and lost all the features typical of  $\text{HoMnO}_3$ . It can be concluded that the main role in magnetostriction effect is the role of Ho ions.

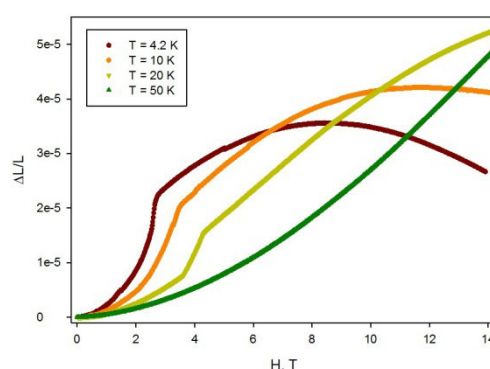


Figure 1. Magnetostriction along  $c$ -axis of  $\text{HoMnO}_3$

[1] F. Yen, C. dela Cruz, B. Lorenz, E. Galstyan, Y.Y. Sun, M. Gospodinov, C.W. Chu. (2007), *J. Mater. Res.*, Vol. 22, No. 8



## STRUCTURAL AND MAGNETIC CHARACTERIZATION OF RAPIDLY QUENCHED HEUSLER ALLOYS

**Vargova Z.<sup>1\*</sup>, Bujnakova L.<sup>1</sup>, Galdun L.<sup>2</sup>, Mino J.<sup>2</sup>, Kanuch P.<sup>2</sup>, Ryba T.<sup>2</sup>, Varga R.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Inst. Chem., Fac.Sci., UPJS, Moyzesova 11, 040 01 Kosice, Slovakia*

<sup>2</sup>*Inst. Phys., Fac.Sci., UPJS, Park Angelinum 9, 041 54 Kosice, Slovakia*

\**e-mail: zuzana.vargova@upjs.sk*

Scientist Friedrich Heusler discovered the alloy with the composition of Cu<sub>2</sub>MnAl that behaves like a ferromagnet, although individual elements are not known for this magnetic effect [1 - 2]. Since that time, a lot of alloys with different compositions were prepared. Heusler alloys are promising materials for use in different technical fields, like thermoelectrics, spintronics, magnetocaloric effects, shape memory materials and other.

Heusler alloys are ternary alloys having basic formula X<sub>2</sub>YZ (with a 2:1:1 stoichiometry) and they crystalize in structure L2<sub>1</sub> (space group no.225, Fm-3m). For this structure, four interpenetrating *fcc* sublattices are typical and this arrangement can be described by ZnS and NaCl sublattices as for the half-Heusler alloys [2].

The most common method of preparation Heusler alloys is arc-melting. However, long-term post-production annealing at high temperatures is necessary to obtain highly ordered crystalline structure that is crucial for excellent physical properties. This step disqualifies the Heusler alloys from immediate applications. On the other hand, rapid quenching method has been shown to be correct way how to produce large amount of properly ordered Heusler alloy in a single production step [3 - 4].

There exist a simple rules how to produce Heusler alloys giving a necessity of creation of NaCl crystalline structure from Y and Z elements, in which the X element occupies tetrahedral holes. Therefore, high difference in electronegativity and high difference in atomic diameter of Y and Z elements helps in production of Heusler alloys.

In the given article, we have studied production and characterization of various Ni and Co based Heusler alloys with their possibility to be employed for shape memory, magnetocaloric, superconductive, half-metallic and others applications. The main aim is to find a proper composition that can be repeatedly produced in a large amount.

### References.

- [1] A. Hirohata, M. Kuchi, N. Tezuka, K. Inomata, J. S. Claydon, Y. B. Xu, G. van der Laan, *Opinion in Solid State and Materials Science*, V.10, P. 93 – 107 (2006).
- [2] T. Graf, S. S. P. Parkin, C. Fesler, *Progress in Solid State Chemistry*, V.39, P.1-50, (2011).
- [3] T. Ryba, Z. Vargova, J. Kovac, P. Diko, V. Kavecansky, S. Piovarci, C. Garcia, R. Varga, *IEEE Trans. Magn.*, V.51, P.2600103 (2015).
- [4] J. L. Sánchez Llamazares, T. Sanchez, J. D. Santos, M. J. Pérez, M. L. Sanchez, B. Hernando, Ll. Escoda, J. J. Suñol, R. Varga *Appl. Phys. Lett.* V.92, P.012513 (2008).

**MAGNETIC PROPERTIES OF THERMOMAGNETICALLY TREATED NiMn/Fe<sub>19</sub>Ni<sub>81</sub> FILMS****Balymov K.G.\* , Lepalovskij V.N., Vas'kovskiy V.O. and Svalov A.V.***Urals federal university, 620083, Ekaterinburg, Russia**\*e-mail: k.g.balymov@urfu.ru***МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЁНОК NiMn/Fe<sub>19</sub>Ni<sub>81</sub> ПОДВЕРГНУТЫХ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ОБРАБОТКЕ****Балымов К.Г.\* , Лепаловский В.Н., Васьковский В.О., Свалов А.В.***Уральский федеральный университет, 620083, Екатеринбург, Россия*

Эффект обменного смещения активно изучается в последнее время [1,2]. На эксперименте он проявляется в виде смещения петли гистерезиса вдоль оси магнитного поля. Такая аномалия оказалась востребованной в сфере производства датчиковой аппаратуры, поскольку является наиболее технологичным решением задачи подмагничивания функционального слоя, обладающего, например, эффектом анизотропии магнитосопротивления. Величина обменного смещения оказывается чувствительной к различным физическим факторам: толщине слоёв, температуре отжига, концентрации элементов в слоях и другим. В данной работе проводилось исследование влияния термообработки на гистерезисные свойства плёнок Ta/Fe<sub>19</sub>Ni<sub>81</sub>/Ni(x)Mn(100-x)/Fe<sub>19</sub>Ni<sub>81</sub>/Ta с однонаправленной анизотропией.

Образцы были получены методом магнетронного распыления на подложках из стекла фирмы Corning. Толщины слоёв плёночной структуры Ta/Fe<sub>19</sub>Ni<sub>81</sub>/Ni(x)Mn(100-x)/Fe<sub>19</sub>Ni<sub>81</sub>/Ta составляли 5 нм/5 нм/20 нм/40 нм/5 нм соответственно. Состав бикомпонентного слоя Ni(x)Mn(100-x) варьировался в диапазоне 20 – 54 мас.%. Полученные образцы подвергались отжигу в вакууме в течение часа при температурах 200°C – 500°C. Магнитные измерения проводились с помощью вибромагнитометра LakeShore 7407 VSM в диапазоне температур 300-700К.

Установлены закономерности формирования однонаправленной анизотропии и гистерезисных свойств плёнок Ta/Fe<sub>19</sub>Ni<sub>81</sub>/Ni(x)Mn(100-x)/Fe<sub>19</sub>Ni<sub>81</sub>/Ta при варьировании температуры отжига. В частности, установлено, что термообработка плёнок способствует увеличению эффекта обменного смещения, диапазона составов, где он реализуется, а также температуры блокировки. За указанные особенности может отвечать различные структурно-химические фазы, наблюдаемые в исходном и термообработанном состояниях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России, проект RFMEFI57815X0125.

[1] Kulesh N.A., Balymov K.G. et al., IEEE Trans.on Magn., 51, 4800204 (2015)

[2] Pan X., Zhou G.-H. et al., Gongneng Cailiao/JFM, 45, 10105 (2014)

## THE RESONANCE PHENOMENA OF TWO INTERACTING ORDER PARAMETERS FOR EXTERNAL ACTION

**Zavorotnev Yu.D.**

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

*e-mail: zavorotnev.yurii@mail.ru*

## РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ДВУХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ПАРАМЕТРОВ ПОРЯДКА ПРИ ВНЕШНЕМ ВОЗДЕЙСТВИИ

**Заворотнев Ю. Д.**

*Донецкий физико-технический институт им. Галкина А.А. 83114, Донецк, Украина*

Изучены виды распределений модулей структурного и магнитного параметров порядка (ПП) при наложении кручения и давления, приложенных перпендикулярно “легкой оси” ферромагнетика. Установлено появление двухсторонних одно- и противофазных пространственных амплитудных модуляций ПП при таком воздействии. Показано, что увеличение давления приводит к росту амплитуды модуляций ПП. Указаны возможные случаи резонансных явлений в структурной и магнитной подсистемах.

Пусть в модельном ферромагнетике с анизотропией типа “легкая ось” (OZ) приложена интенсивная пластическая деформация кручением (ИПДКР), направленная по оси OY. Кроме этого, по оси OX приложено одноосное постоянное периодическое давление (ППД) с вектором распространения  $k$ . При описании такой модели с использованием теории Ландау в неравновесном термодинамическом потенциале (НТДП) необходимо учитывать упругую и магнитоупругую энергии. В равновесных ситуациях можно путем перенормировки получить выражение, которое формально совпадает с НТДП без учета упругого и магнитоупругого взаимодействий. В итоге для кристаллов, допускающих существование инвариантов Лифшица, получаем

$$\begin{aligned} \Phi = & \frac{\alpha_1}{2} q^2 + \frac{\alpha_2}{4} q^4 + \frac{\alpha_3}{6} q^6 + \frac{\beta_1}{2} F_z^2 + \frac{\beta_2}{4} F_z^4 + \frac{\beta_3}{6} F_z^6 + \frac{\beta_4}{2} F_x^2 + \frac{\beta_5}{4} F_x^4 + \\ & + \gamma_1 q^2 (F_x^2 + F_z^2) + \gamma_4 F_x^2 F_z^2 - \gamma_2 M^r \left( q_z \frac{\partial q_x}{\partial y} - q_x \frac{\partial q_z}{\partial y} \right) + \\ & + \gamma_3 M^s \left( \left( \frac{\partial q_x}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial q_z}{\partial y} \right)^2 \right) - P_x q_x (1 + \delta \cos(ky)) \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i, \delta$  - феноменологические константы,  $q$  и  $F$  - структурный и ферромагнитный ПП. Ось OZ направлена по “легкой оси”, вращение происходит в плоскости XZ, OY – ось вращения,  $M$  - момент кручения ИПДКР,  $P_x$  - величина ППД. В (1) предполагается, что  $\alpha_1, \beta_1, \beta_4$  зависят от температуры и меняют знак в критических точках,  $\alpha_3 > 0, \beta_3 > 0, \beta_5 > 0, \gamma_1 < 0, \gamma_4 < 0, \beta_4 > 0, \delta > 0$ . Знаки остальных коэффициентов будут меняться при постановке вычислительного эксперимента. Слагаемые с пространственными производными описывают возникающую в результате наложения ИПДКР пространственную спиральную структуру. Можно показать, что разница  $r - s = 4$ . В силу этого в настоящей работе принято  $r = 6, s = 2$ .

При отказе от приближения постоянства модулей неприводимых векторов необходимо решать систему уравнений Эйлера, дополненную двумя нелинейными алгебраическими уравнениями. Ниже представлены некоторые полученные результаты и их анализ Фурье для разных температурных интервалов с учетом рода ФП.

- 1)  $\alpha_1 < 0, \alpha_2 < 0, \alpha_3 > 0, \beta_1 > 0, \beta_2 > 0, \beta_3 > 0, \beta_4 > 0, \beta_5 > 0, \gamma_1 < 0,$   
 $\gamma_2 < 0, \gamma_3 > 0, \gamma_4 < 0, M > 0.$

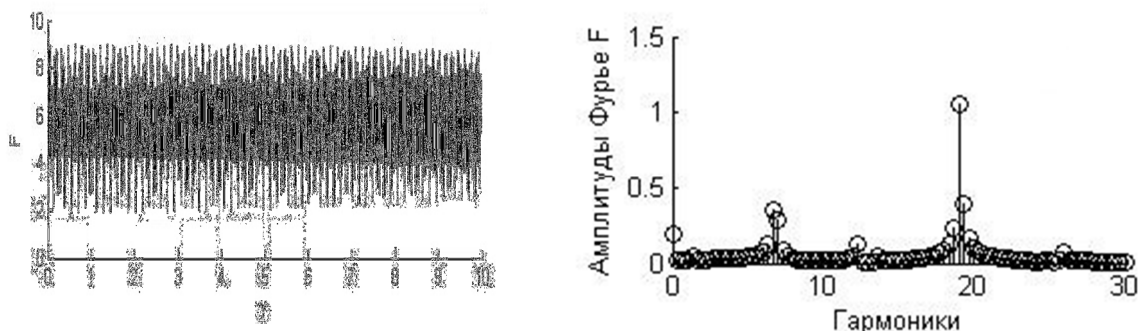


Рис.1. Пространственная зависимость модуля магнитного ПП и его анализ Фурье.

- 2)  $\alpha_1 > 0, \alpha_2 > 0, \alpha_3 > 0, \beta_1 < 0, \beta_2 > 0, \beta_3 > 0, \beta_4 > 0, \beta_5 > 0, \gamma_1 < 0,$   
 $\gamma_2 < 0, \gamma_3 > 0, \gamma_4 < 0, M > 0.$

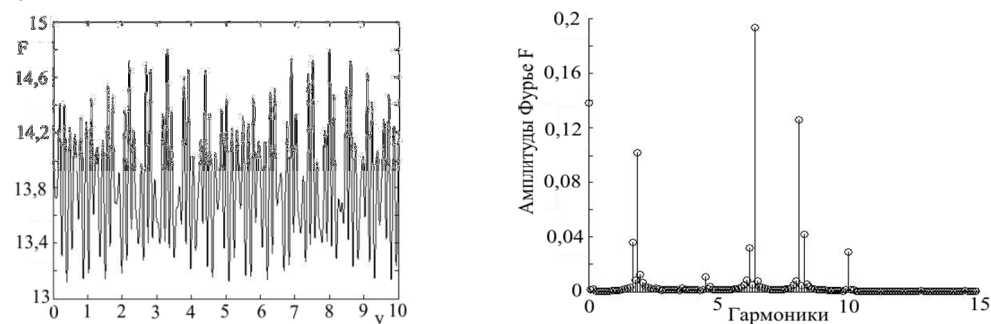


Рис.2. Пространственная зависимость модуля магнитного ПП и его анализ Фурье.

- 3)  $\alpha_1 < 0, \alpha_2 > 0, \alpha_3 > 0, \beta_1 < 0, \beta_2 > 0, \beta_3 > 0, \beta_4 > 0, \beta_5 > 0, \gamma_1 < 0,$   
 $\gamma_2 < 0, \gamma_3 > 0, \gamma_4 < 0, M > 0.$

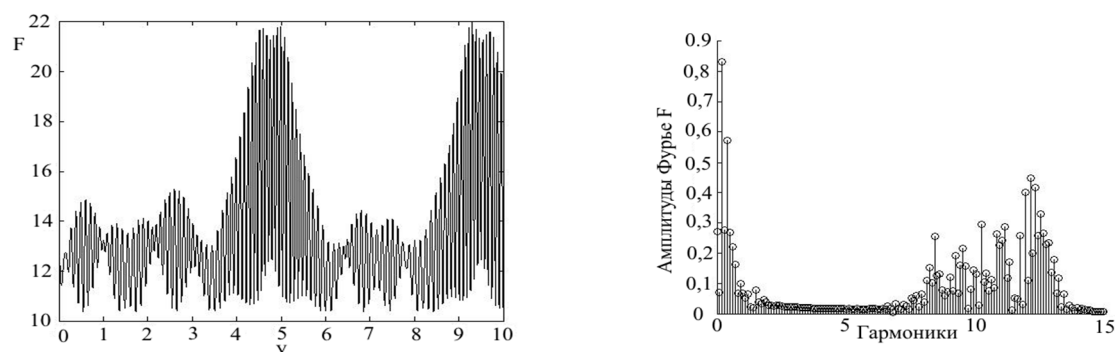


Рис.3. Пространственный резонанс. Зависимость модуля магнитного ПП и его анализ Фурье при примерном равенстве векторов распространения структурной спиральной структуры и ППД.

**EXCITATION BY RF MAGNETIC FIELD AND PROPAGATION OF ELASTIC WAVES  
IN THE FERRITE FILMS****D.S. Beznosikov<sup>1\*</sup>, S. V. Osipov<sup>1</sup>, L. N. Kotov<sup>1</sup>, V. S. Vlasov<sup>1</sup>, L.V. Lutsev<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*Syktvykar State University named after Pitirim Sorokin, 167001, Syktvykar, Russia*<sup>2</sup>*Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021, St. Petersburg, Russia*<sup>\*</sup>*e-mail: uvn71p3@gmail.com***ВОЗБУЖДЕНИЕ ПРИ ПОМОЩИ РАДИОЧАСТОТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И  
РАСПРОСТРАНЕНИЕ УПРУГИХ ВОЛН В ФЕРРИТОВЫХ ПЛЁНКАХ****Д.С. Безносов<sup>1\*</sup>, С.В. Осипов<sup>1</sup>, Л.Н. Котов<sup>1</sup>, В.С. Власов<sup>1</sup>, Л.В. Луцев<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*ФГБОУ ВО «Сыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина»,  
167001, г. Сыктывкар, Россия*<sup>2</sup>*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия*

Проведено экспериментальное исследование возбуждения и распространения поперечных упругих волн в плёнках железоиттриевого граната, с толщинами 12.8 , 8.15, 5.84 мкм. Плёнки были выращены на подложке из гадолиний-галиевого граната, толщиной 500 мкм. Для возбуждения упругих волн в плёнки помещались в катушку индуктивности, на которую подавались импульсы тока с частотой заполнения 18.8 МГц. Для регистрации упругих колебаний, плёнки соединялись с кварцевой линией задержки в виде цилиндра, размерами 40\*8 мм<sup>2</sup>. Эффективность возбуждения исследовалась в зависимости от амплитуды постоянного магнитного поля, которое изменялось в пределах 8-350 мТл. Постоянное магнитное поле было направлено вдоль плоскости плёнки, а переменное поле по нормали к плоскости плёнки. Полученные зависимости амплитуд возбуждаемых упругих волн показывают, что их вид определяется процессами статического намагничивания и монодоменизацией плёнок. В зависимости от формы плёнок и их толщины, можно выделить два основных механизма эффективного возбуждения упругих колебаний в плёнках: это процессы вращения намагниченности и колебания доменных стенок. Для этих двух механизмов характерны разные зависимости от постоянного магнитного поля. Для первого механизма характерно уменьшение и наличие максимума амплитуды упругих колебаний при увеличении постоянного поля. Для второго характерен рост амплитуды упругих колебаний с дальнейшим выходом в насыщении с увеличением величины постоянного поля. Для кривых зависимости амплитуды упругих колебаний от постоянного поля, возбуждаемых в основном колебаниями доменных стенок, имеются экстремумы, обусловленные процессами вращения при намагничивании плёнок.

Работа выполнена в рамках проекта №1503 государственного задания МОиН РФ.

## THE INTERACTION OF MAGNETORHEOLOGICAL ELASTOMERS WITH THE PERMANENT MAGNETS

Alekhina Yu.A., Makarova L.A., Kramarenko E.Yu., Nadzharyan T.A. and Perov N.S.

*Lomonosov Moscow State University, 119991, Moscow, Russia*

*\*e-mail: ya.alekhina@physics.msu.ru*

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИХ ЭЛАСТОМЕРОВ С ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ

Алехина Ю.А., Макарова Л.А., Крамаренко Е.Ю., Наджарьян Т.А. и Перов Н.С.

*Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, 119991, Москва,*

*Россия*

Magnetorheological elastomers belong to a class of so-called “Smart” or “Intelligent” materials. Under the influence of the environment, namely, the external magnetic field, they are capable of changing their properties, which provides broad application prospects in various fields.

There are various projects of devices which operating principles are based on the attraction between the elastomer and a system, which generates the magnetic field. Types of magnetic clips can be constructed using such mechanisms. The exact calculation of the interaction forces at small distances is impossible because of the necessity of taking a huge amount of factors into account. For the determination of the main regularities of the interaction of the elastomer with the magnetic field, a complex experimental investigation is necessary. Simulation was made using COMSOL Multiphysics software.

For this investigation, experimental unit based on electronic weigher was developed and gathered. The interaction force of the elastomer with iron particles at the mass concentration 73% and a permanent magnets system was measured.

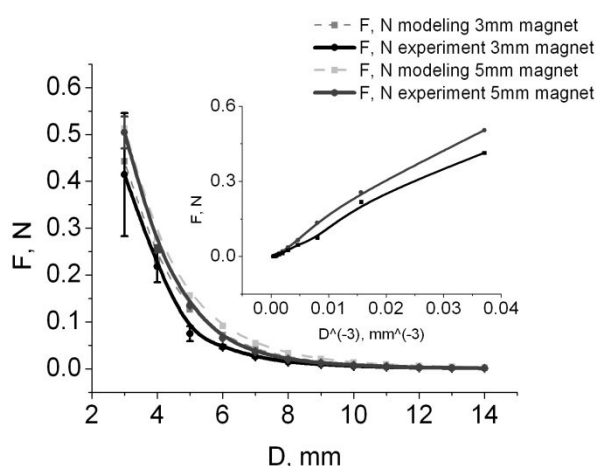


Figure 1. The dependence of the interaction force of the elastomer and the cylindrical magnet with 3 mm and 5 mm height on the distance and the dependence on the distance to the power -3 (enclosure).

The dependence of the interaction force of the elastomer and cylindrical magnet 3mm and 5mm height on the distance between them (fig. 1) has a hyperbolic shape. The dependence of the force on the distance to the power of -3 is nearly linear which confirms the possibility of description of the permanent magnet field by the dipole moment. The experimental results indicate the viability of the measurement methods, which allow to carry out further experiments with different systems of magnets. The results of the modeling are in agreement with experimental data.

The interaction force of the elastomer with two magnets placed on different distances from each other was also measured (Fig. 2). In case of the opposite orientations of magnetic poles, the dependence of the force on the distance between magnets at small distances from the elastomer is more pronounced and nonmonotonic.

a)

b)

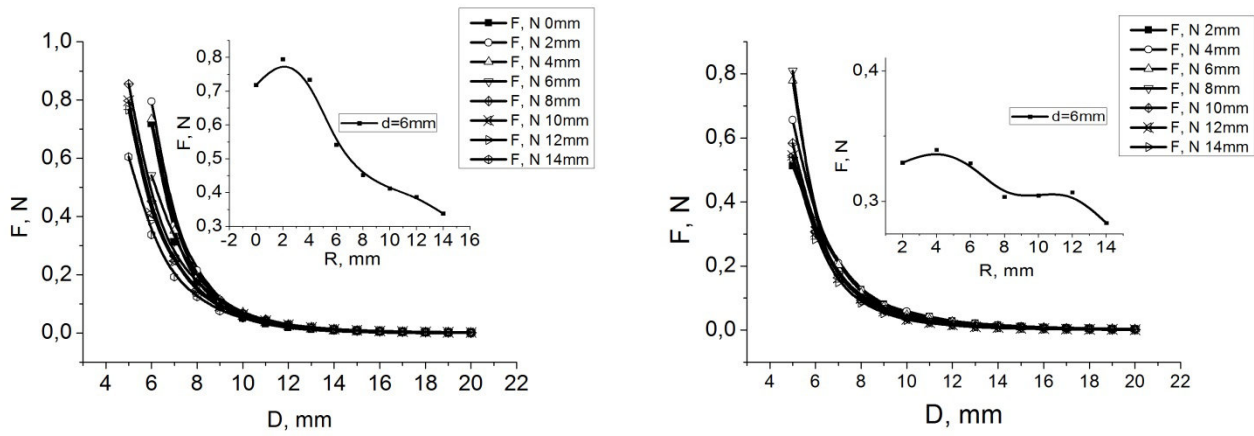


Figure 2. The dependence of the interaction force of the elastomer with two magnets system in case of opposite orientation of the poles (a) and in case of parallel poles (b) on the distance between them and the dependence on the distance between magnets at the 6 mm distance to the elastomer (enclosure).

The force of interaction of the elastomer and the system of three and four magnets in different configurations was also measured (Fig. 3). In case of the parallel orientations of all magnets the interaction force at large distances is more, and at small distances – less, than that in case of alternating poles orientations. The system of parallel magnets can be described by the dipole moment, and the system of alternating magnets can be described by the quadrupole moment, which field decreases rapidly.

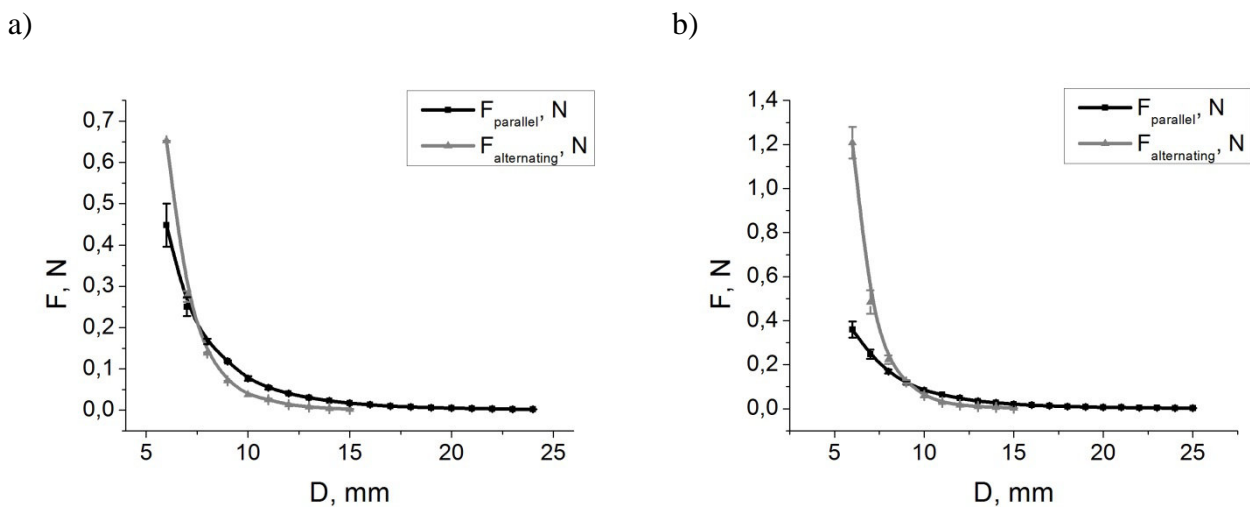


Figure 3. The dependence of the interaction force of the elastomers with the system of three (a) and four (b) magnets on the distance between them.

The results obtained can be used for determination of the parameters of the system, namely, elastomer properties and the magnetic system parameters that are necessary for the certain device, such as magnetic clips for eye surgery.

The work was financially supported by RSF 16-15-00208 grant.

**ELECTRICAL PROPERTIES OF MAGNETORHEOLOGICAL ELASTOMERS  
DEPENDENCES ON TEMPERATURE AND STRESS****Makarova L.A.<sup>1\*</sup>, Rusakova T.S.<sup>1</sup>, Alekhina Yu.A.<sup>1</sup>, and Perov N.S.<sup>1</sup>**<sup>1</sup>*Physical Faculty, Moscow State University, 119991, Moscow, Russia*<sup>\*</sup>*e-mail: la.loginova@physics.msu.ru***ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ И ДЕФОРМАЦИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ  
ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИХ ЭЛАСТОМЕРОВ****Макарова Л.А.<sup>1\*</sup>, Русакова Т.С.<sup>1</sup>, Алехина Ю.А.<sup>1</sup>, Перов Н.С.<sup>1</sup>**<sup>1</sup>*Московский государственный университет, физический факультет, 119991, Москва,**Россия*

Magnetorheological elastomers (MRE) are so-called “smart material”, their physical properties can be changed significantly under external influences (temperature, magnetic field, stress, etc.). MRE represents diamagnetic polymeric matrix with dispersed magnetic micro- or nanoparticles.

The purpose of the work was the research of dielectric permittivity of MRE based on iron (2 mkm) and NdFeB (50 mkm) particles. Mass magnetic particles concentrations were 71wt% (iron), 35wt% and 75wt% (NdFeB). To determine the dielectric properties the plate capacitor with MRE filler as dielectric was measured. The magnetodielectric effect (MDE) was revealed in MRE at room temperature, namely, the dielectric permittivity of the samples increased when external magnetic field, which was perpendicularly to the plane of the capacitor, increased. The displacement of the filled particles under external magnetic field can lead to the MDE.

Equipment with the foam plastic measuring cell and the copper-constantan thermocouple was prepared to investigate the low temperature dependence. The capacitor with the sizes 2x2 cm<sup>2</sup> with the MRE sample was placed inside the cell, and liquid nitrogen was poured. The measuring of capacitance was occurred with impedance-meter АКТАКОМ (model 3016). The heating of the sample was occurred naturally: after evaporation of liquid nitrogen the temperature increased. At the temperature 77 K of liquid nitrogen the MDE became significantly smaller, the dependence of MDE on external magnetic field was non-monotonic. The dependences of MDE of both sample types at room temperature and low temperature are presented at Fig.1.

There were also determined the properties of the MRE which were restored above the glass transition temperature during heating and the MDE value reached the initial magnitude (Fig.2). The temperature dependence was reversible with some hysteresis and corresponded to the temperature change of magnetic properties measured with Vibrating Sample Magnetometer (Fig.3).

To investigate the mechanical stress influence to the MDE value the measuring cell with plane capacitor with fixed closed side walls and bottom wall and the mobile top wall was prepared. Thus the elastomer placed between the capacitor plates, occupying all the space between them, the top plane fitted snugly to the sample. The mechanical stress to the MRE sample was applied by the screw and a spring, and the value of the stress can be determined by the spring deformation, which was fixed by the micrometer. The volume changes of the MRE sample were also controlled by the micrometer. It was found the influence of mechanical stress to the MDE magnitude, namely, the one became larger when stress applied. The results are presented at the Fig. 4.



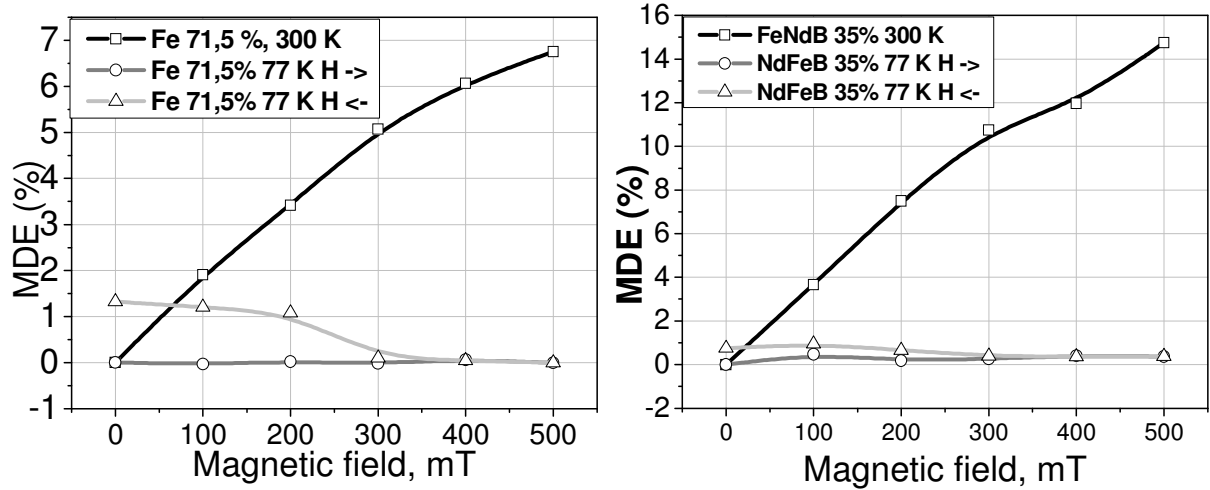


Fig. 1. The field dependences of MDE of MRE based on Fe 71,5wt% (left) and NdFeB 35wt% (right) at room temperature (300 K) and low temperature (77 K). At low temperature the increasing or decreasing of magnetic field is presented with arrow in legend

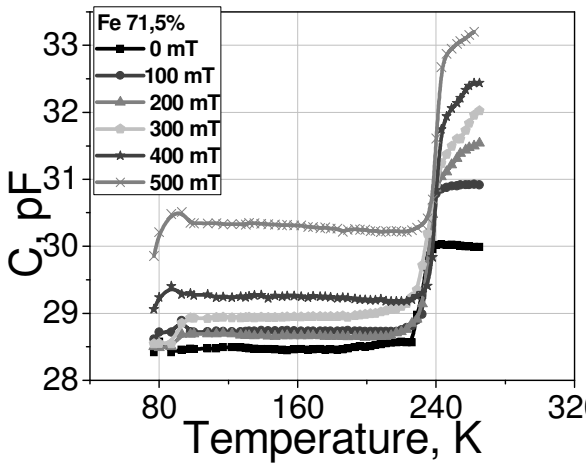


Fig. 2. The temperature dependence of the capacitance of the plane capacitor with MRE based on Fe 71,5wt% particles. Different curves correspond to different external magnetic fields

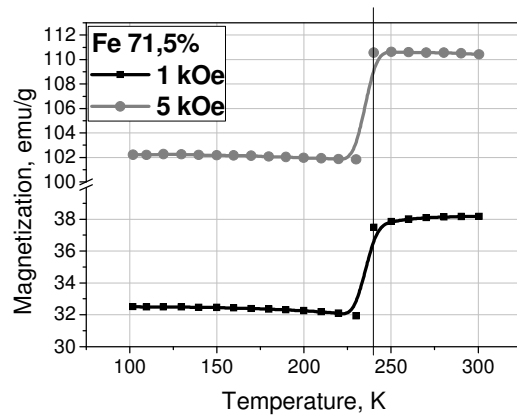


Fig. 3. The temperature dependence of the magnetization of MRE based on Fe 71,5wt%. Two curves correspond to the different magnetic field

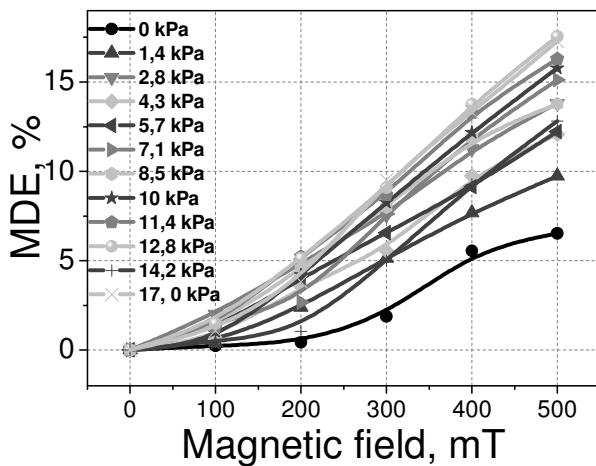


Fig. 4. The magnetodielectric effect of MRE based on NdFeB 75wt% particles, the different curves correspond to the different mechanical stress value

**MAGNETOCRYSTALLINE ANISOTROPY CONSTANTS OF THE  $YFe_3$  COMPOUND****Bolyachkin A.S.<sup>\*</sup>, Neznakhin D.S., Garaeva T.V., Bartashevich M.I.***Ural Federal University, 620002, Yekaterinburg, Russia**\*e-mail: anton.bolyachkin@urfu.ru***КОНСТАНТЫ МАГНИТОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ  
СОЕДИНЕНИЯ  $YFe_3$** **Болячкин А.С., Незнахин Д.С., Гараева Т.В., Баргашевич М.И.***Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Россия*

Соединение  $YFe_3$  играет важную роль при изучении магнитных свойств систем  $RFe_3$ , где R – редкоземельный элемент. Ввиду того, что ионы Y обладают пренебрежимо малым магнитным моментом, все магнитные свойства соединения  $YFe_3$  могут быть приписаны подрешетке Fe, что позволяет, представив  $RFe_3$  в виде двух взаимодействующих магнитных подрешеток [1], выделить магнитный вклад редкоземельных ионов. В этих целях важным является определение магнитных свойства соединения  $YFe_3$  с высокой точностью.

В данной работе представлены результаты измерений с использованием магнитоизмерительного комплекса MPMS-XL-7 ЕС кривых намагничивания монокристалла  $YFe_3$  вдоль базисной плоскости (плоскость легкого намагничивания; ПЛН) и вдоль с-оси (ось трудного намагничивания; ОТН) в интервале температур 2-600 К. Определены и проанализированы температурные зависимости намагниченности насыщения вдоль указанных направлений ( $M_{ПЛН}$  и  $M_{ОТН}$  соответственно) и установлена температура Кюри  $T_C = 552 \pm 3$  К. Продемонстрировано наличие существенной анизотропии намагниченности [2]  $p = (M_{ПЛН} - M_{ОТН})/M_{ПЛН}$ , которая принимает значение  $(3,4 \pm 0,7)\%$  при 2 К и монотонно возрастает с увеличением температуры.

Для определения температурных зависимостей констант магнитокристаллической анизотропии  $K_1$  и  $K_2$  был использован модифицированный метод Саксмита-Томпсона [3], который учитывает анизотропию намагниченности, а также высокополевую магнитную восприимчивость (парапроцесс). Помимо указанных выше особенностей на результат определения констант влияет малый угол разориентации магнитного поля и ОТН кристалла, что было учтено отдельно в рамках численной аппроксимации кривых намагничивания. Согласно данным аппроксимации  $K_1$  принимает отрицательные значения ( $K_1 = -11$  Мэрг/см<sup>3</sup> при 2 К), ее температурная зависимость согласуется со степенным законом Акулова-Зинера:  $K_1(T) = K_1(0) \cdot [M_S(T)/M_S(0)]^3$ . Константа  $K_2$  более чем на порядок меньше  $K_1$  ( $K_2 = -0.15$  Мэрг/см<sup>3</sup> при 2 К) и демонстрирует уменьшение с увеличением температуры.

[1] J.F. Herbst and J.J. Croat, J. Appl. Phys. V. 53, N. 6, P. 4304-4308 (1982).

[2] E.R. Callen and H.B. Callen, J. Phys. Chem. Solids V. 16, P. 310-328 (1960).

[3] A.S. Bolyachkin, D.S. Neznakhin, and M.I. Bartashevich, J. Appl. Phys. V. 118, P. 213902(1)-(4) (2015).

## **POSTER SESSION**

# **PJ. PRINCIPLES AND TECHNIQUES OF MEASUREMENT OF MAGNETIC PARAMETERS**

**METHOD OF DETERMINING THE QUANTITATIVE CONTENT OF THE FERROMAGNETIC PHASES IN THE DEFORMED THREE-PHASE CHROME-NICKEL STEEL FOR MAGNETIC PARAMETERS**

**Rigmant M.B., Nichipuruk A.P., Korkh M.K.\***

*Institute of Metal Physics UB RAS, 620137, Ekaterinburg, Russia*

*\*e-mail: KorkhMK@imp.uran.ru*

**МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЛИЧЕСТВЕННОГО СОДЕРЖАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ФАЗ В ДЕФОРМИРОВАННОЙ ТРЕХФАЗНОЙ ХРОМОНИКЕЛЕВОЙ СТАЛИ ПО МАГНИТНЫМ ПАРАМЕТРАМ**

**Ригмант М.Б., Ничипурук А.П., Корх М.К.\***

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

Качество хромоникелевых сталей определяется в первую очередь их фазовым составом. В исходном состоянии материал стали содержит фазу аустенита ( $\gamma$ -фаза) и, в некоторых случаях, вторую фазу – феррит ( $\alpha$ -фаза). Но под воздействием пластических деформаций в стали может возникнуть третья фаза – мартенсит деформации ( $\alpha'$ -фаза). Наличие этой фазы меняет механические и химические свойства стали – повышается хрупкость и снижается коррозионная стойкость. В связи с этим контроль фазового состава хромоникелевых сталей является важной и актуальной задачей.

Фазы  $\alpha$  и  $\alpha'$  – ферромагнетики, их содержание принято определять по магнитным параметрам материала. Одним из таких параметров является намагниченность насыщения стали ( $H_S$ ). Но при одновременном наличии в стали фаз  $\alpha$  и  $\alpha'$  величина  $H_S$  позволит рассчитать лишь их суммарное содержание. В данном случае, чтобы определить процентное содержание каждой из ферромагнитных фаз необходимо использовать другие магнитные параметры и свойства исследуемого материала.

В данной работе представлен метод определения процентного содержания двух ферромагнитных фаз разной магнитной жесткости по их магнитным свойствам, при одновременном наличии данных фаз в одном объеме стали.

В качестве основного параметра была выбрана дифференциальная магнитная восприимчивость ( $\chi_{dif}$ ) и ее зависимость от поля ( $H$ ) –  $\chi_{dif}(H)$ . На рис. 1 приведены примеры полученных зависимостей  $\chi_{dif}(H)$  для аустенитных образцов с различным процентным содержанием феррита (рис. 1а) и мартенсита деформации (рис. 1б):

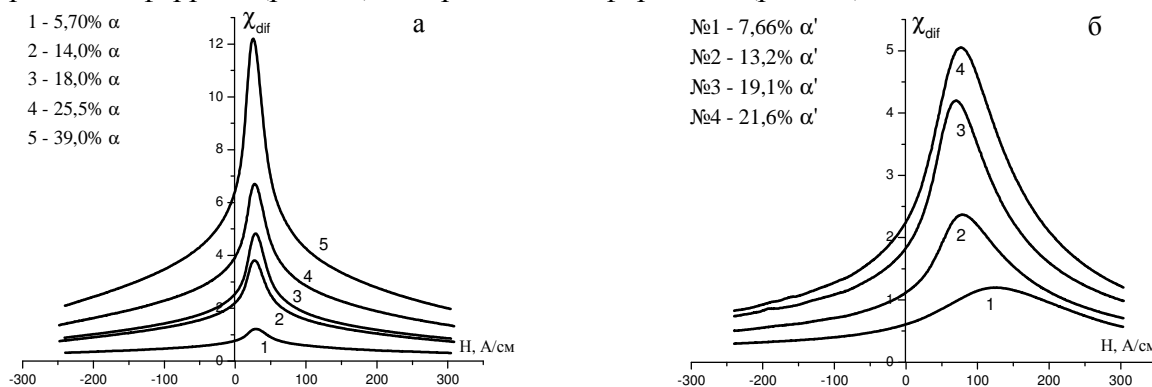


Рис.1. Зависимости  $\chi_{dif}(H)$  для двухфазных образцов: а - аустенитно-ферритные образцы с различным содержанием  $\alpha$ -фазы, б - аустенитно-мартенситные образцы с различным содержанием  $\alpha'$ -фазы.

Было установлено, что площади под кривыми  $\chi_{dif}(H)$  на рис.1. пропорциональны процентному содержанию ферромагнитных фаз в образцах (рис.2.):

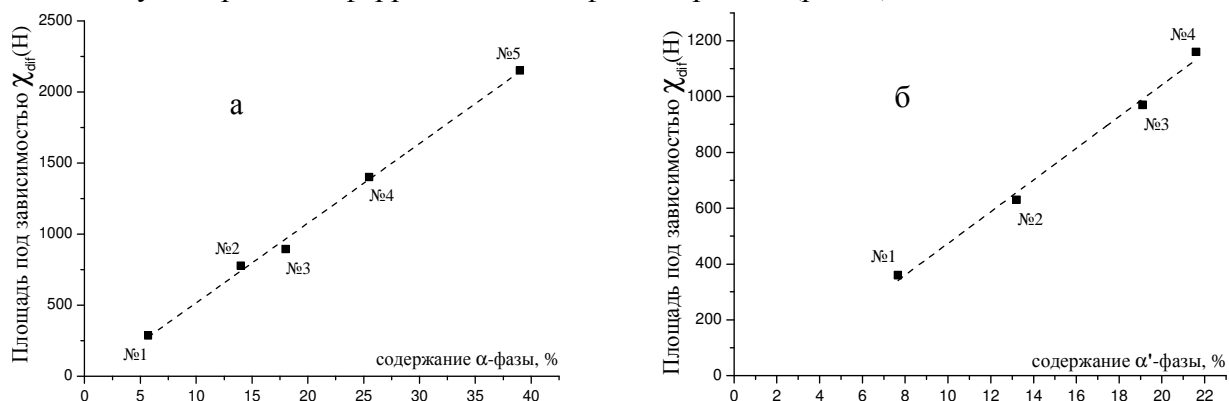


Рис.2. Площади под зависимостями  $\chi_{dif}(H)$  от процентного содержания ферромагнитных фаз в двухфазных образцах: а – аустенитно-ферритные образцы, б – аустенитно-мартенситные образцы

Далее была смоделирована ситуация, когда в одном объеме исследуемого материала находятся две ферромагнитные фазы:  $\alpha$  и  $\alpha'$ . Для этого в измерительную катушку помещались 2 образца: аустенитно-ферритный и аустенитно-мартенситный. Зависимости  $\chi_{dif}(H)$  для таких составных образцов имели двойной пик или перегиб, из-за разной магнитной жесткости фаз  $\alpha$  и  $\alpha'$ , входящих в образец. Для восстановления кривых  $\chi_{dif}(H)$  каждой из ферромагнитных фаз зависимость  $\chi_{dif}(H)$  составного образца была аппроксимирована функцией Лоренца. Площади под «восстановленными» ферритной и мартенситной кривыми  $\chi_{dif}(H)$  оказались пропорциональны процентному содержанию этих фаз в составном образце. Пример экспериментально полученной зависимости  $\chi_{dif}(H)$  составного образца и результаты аппроксимации этой зависимости приведены на рис.3.:

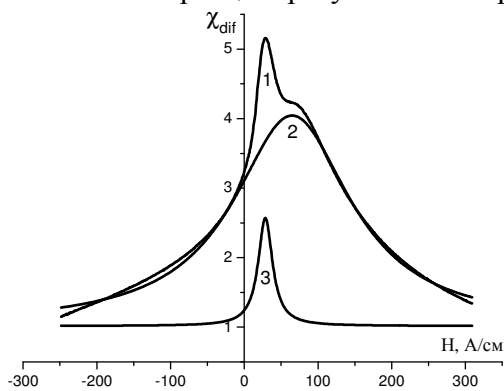


Рис.3. Зависимость  $\chi_{dif}(H)$  составного образца, состоящего из аустенитно-ферритного (содержание  $\alpha$ -фазы – 14%) и аустенитно-мартенситного образцов (содержание  $\alpha'$ -фазы – 13,2%) и результаты ее аппроксимации функцией Лоренца. На рис.3. цифрами обозначены: 1 – экспериментально полученная кривая  $\chi_{dif}(H)$  составного образца; 2 – «восстановленная» кривая  $\chi_{dif}(H)$  аустенитно-мартенситного образца; 3 – «восстановленная» кривая  $\chi_{dif}(H)$  аустенитно-ферритного образца

После проверки разработанной методики на составных образцах аналогичные измерения были проведены на трехфазных образцах, изготовленных из аустенитно-ферритной стали 08X21H6M2T (содержание  $\alpha$ -фазы – 18%) путем ее деформации прокаткой. В полученных образцах, где  $\alpha$  и  $\alpha'$  находятся в одном объеме вещества, влияние этих фаз друг на друга будет значительно сильнее. Тем не менее, использование предложенной методики позволило с достаточной точностью определить процентное содержание каждой из ферромагнитных фаз в реальном трехфазном материале.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 15-12-00001)

## MONTE CARLO SIMULATIONS OF THERMALLY ACTIVATED SPIN DYNAMICS IN THE ANTIFERROMAGNETIC PARTICLE

**Solov`yov S.V.<sup>1,\*</sup>, Popkov A.F.<sup>1,2</sup>, Knizhnik A.A.<sup>3</sup>, and Potapkin B.V.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*National Research University of Electronic Technology, Zelenograd, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Oblast, Russia*

<sup>3</sup>*Kintech Laboratory Ltd., Moscow, Russia*

\**e-mail: sv.soloviov@yandex.ru*

The study of thermal fluctuations in magnetic nanoparticles attracts regular interest of researchers in relation to the urgency of the issues of their influence on thermal properties of magnetic materials of electronics and spintronics. Unlike thermally activated dynamics of ferromagnetic nanoparticles the thermal fluctuations of antiferromagnetic particles are studied not so detailed, but from a practical point of view, this problem is also important. Thermal fluctuations of the antiferromagnetic moment in the ensemble of nanoparticles play an important role in the temperature dependence of the exchange anisotropy, exchange bias field and drift of blocking temperature in the thermally assisted information recording. Typically, for the account of thermal activation effects the Neel-Kramers-Brown approach is used [1-3], which describe the thermal relaxation of metastable states on the basis of kinetic equations, representing the average behavior of nanoparticles under fluctuation fields. It is difficult, however, to use such models to describe the changes in non-equilibrium states of antiferromagnets under conditions of rapid heating and strong thermal fluctuations. In this regard, we have developed a model for random dynamics of antiferromagnetic nanoparticles, based on the Metropolis scheme [4] of Monte Carlo simulations, which gives escape rate consistent with the Kramers theory. This can significantly reduce the time of numerical simulations in comparison with the Langevin dynamics approach.

In our report, using an equation of the dynamics of antiferromagnetic moment following from the reduction of equations for the sublattice magnetizations we developed a scheme of transition to the evolutionary Monte Carlo dynamics that can correspond under certain conditions to the temporary Langevin dynamics in the Kramers theory for the two-pit potential.

Our model may be used in simulations of exchange-biased ferromagnet-antiferromagnet heterostructures, widely used in spintronic devices. Stochastic dynamics of antiferromagnetic moment is very important in the situation of such structures, if the temperature of antiferromagnetic layer during heating cycle becomes close to the blocking temperature, at which an averaged exchange field between layers is coming to zero.

This work is supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation, government contract No. 14.576.21.0023.

[1] W.F. Brown, Jr. Phys. Rev., V. 130, N. 5, P. 1677-1686 (1963).

[2] H.-B. Brown. J. Appl. Phys., V. 76, P. 6310 (1994).

[3] P. Henggi, P. Talkner, M. Borkovec. Rev. Mod. Phys., V. 62, N. 2, P. 251-341 (1990).

[4] N. Metropolis, et al. J. Chem. Phys., V. 21, P. 1087-1092 (1953).

## THE INFLUENCE OF THE MICROWAVE FIELD FREQUENCY ON THE LINE WIDTH OF THE SPIN-WAVE MODES.

Zuyzin A. M., Bakulin M. A., Bezborodov S. V.\*, Radaikin V. V., Sabaev S. N.

*Ogarev Mordovia State University, 430000, Saransk, Russia*

*\*e-mail: sergei2089@mail.ru*

## ЗАВИСИМОСТЬ ШИРИНЫ ЛИНИЙ МОД СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА ОТ ЧАСТОТЫ СВЧ-ПОЛЯ

Зюзин А.М., Бакулин М.А., Безбородов С.В., Радайкин В.В., Сабаев С.Н.

*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, 430000г., Саранск, Россия*

Цель данной работы состояла в исследовании влияния частоты СВЧ-поля  $f$  на ширину линий поглощения спин-волновых (СВ) мод, возбуждаемых в двухслойных плёнках при перпендикулярной и параллельной ориентациях постоянного магнитного поля  $H$  относительно плоскости плёнки.

Исследования проводились на двухслойной монокристаллической плёнке феррит-граната, полученной методом жидкофазной эпитаксии. Состав и параметры слоёв исследуемой плёнки: первый слой (слой возбуждения)  $Y_{2.98}Sm_{0.02}Fe_5O_{12}$  имел толщину  $h_1 = 0.72\mu m$ , намагниченность насыщения  $4\pi M_1 = 1740G$ , эффективное поле одноосной анизотропии  $H_1^{eff} = -1715Oe$ , параметр затухания Гильберта  $\alpha = 0.003$ ; гиромагнитное отношение  $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 Oe^{-1} \cdot s^{-1}$ ; второй слой (слой закрепления), обладающий большим значением  $\alpha = 0.2$ , имел состав  $Sm_{0.45}Er_{2.55}Fe_5O_{12}$ ,  $h_2 = 2.5\mu m$ ,  $4\pi M_2 = 1330G$ ,  $H_2^{eff} = 96Oe$ ,  $\gamma = 1.38 \cdot 10^7 Oe^{-1} \cdot s^{-1}$ . Регистрацию спектров СВР производили на ЭПР спектрометре X и Q диапазонов EMX Plus (Bruker) на частотах СВЧ поля  $f_1 = 9.3 GHz$  и  $f_2 = 34 GHz$ .

На рис. 1. представлены экспериментальные зависимости ширины линий СВ-мод  $2dH$  от их номера  $n$  при перпендикулярной и параллельной ориентациях постоянного магнитного поля  $H$  относительно плоскости плёнки для двух частот микроволнового поля  $f_1 = 9.3 GHz$  и  $f_2 = 34 GHz$ .

Как следует из рис. 1. при увеличении номера моды ширина линии поглощения возрастает. Это связано с увеличением относительного влияния области затухания в слое с большим  $\alpha$  [1]. Видно, что при  $f = 9.3 GHz$  значения ширины линий мод при параллельной ориентации  $H$  больше чем при перпендикулярной. Это обусловлено тем, что при параллельной ориентации  $H$  слой закрепления является для спиновых колебаний средой дисперсивной и глубина проникновения спиновой волны в слой закрепления существенно больше, чем при перпендикулярной.

На частоте  $f = 34 GHz$  обнаружено наоборот меньшее значение  $2dH(n)$  при параллельной ориентации по сравнению с перпендикулярной (рис. 1). Для объяснения полученных результатов были рассчитаны зависимости от  $f$  полей однородного резонанса в слоях с соответствующими исследуемой пленке параметрами (рис. 2). Как следует из рисунка при параллельной ориентации  $H$  относительно пленки с ростом  $f$  из-за различных

значений  $\gamma$  в слоях разность полей однородного резонанса в слоях закрепления и возбуждения возрастает. Это приводит к уменьшению глубины проникновения спиновой волны в слой закрепления и как следствие уменьшению  $2dH$ . При перпендикулярной ориентации  $H$  с ростом  $f$  из-з различных значений  $\gamma$  разность полей однородного резонанса в слоях уменьшается и при частоте  $f \approx 13.5GHz$  изменяет знак. Слой закрепления переходит из состояния реактивной среды в дисперсивную. Это приводит к возрастанию области экспоненциального затухания и соответственно возрастанию её вклада в диссипацию энергии спиновых колебаний и увеличению  $2dH$ .

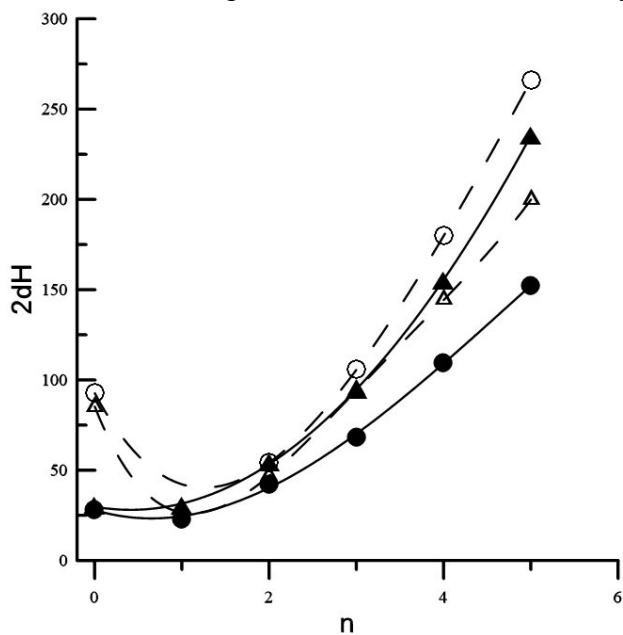


Рис.1. Зависимость ширины линии спиновых мод от номера моды для образца №2: ●,▲– перпендикулярная и параллельная ориентация  $H$  при  $f_1 = 9.3 GHz$ , ○,△– при  $f_2 = 34 GHz$ .

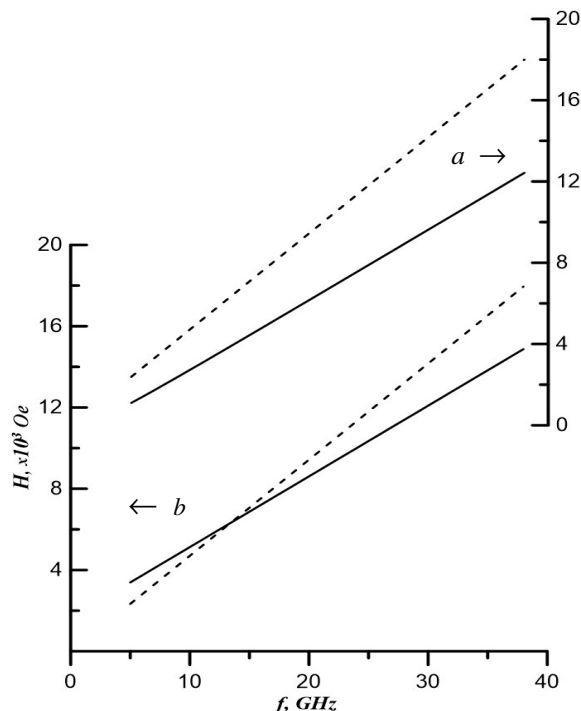


Рис.2. Зависимость полей однородного резонанса в слоях от  $f$  (сплошные линии – слой возбуждения, штриховые – слой закрепления): а) параллельная ориентация  $H$ , б) перпендикулярная.

Показано, что вторая причина, приводящая к изменению разности полей однородного резонанса в слоях, связана со смещением резонансной частоты или, как в нашем случае наблюдения СВР при фиксированных частотах, смещением резонансного поля слоя закрепления в область больших значений из-за влияния затухания [2].

Вышеуказанные причины позволяют объяснить трансформацию зависимостей  $2dH$  от  $n$  для перпендикулярной и параллельной ориентаций  $H$  происходящую при увеличении частоты СВЧ-поля.

[1] Зюзин А.М., Бажанов А.Г., Сабаев С.Н., Кидяев С.С. ФТТ. **42**(7), 1279-1283 (2000).

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



## X-RAY DIFFRACTION STUDY OF IODO-SILATRANES

Zelbst E.A.

Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia

e-mail: [zelbst@rambler.ru](mailto:zelbst@rambler.ru)

## ДИФРАКТОМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ ЙОД-СИЛАТРАНОВ

Зельбст Э.А.

Иркутский государственный университет, 664003, Иркутск Россия

Исходя из геометрических характеристик молекул и анализа их упаковки изучено влияние гетероатома йода на силатранильный фрагмент молекул через одно- и трехуглеродную цепь.

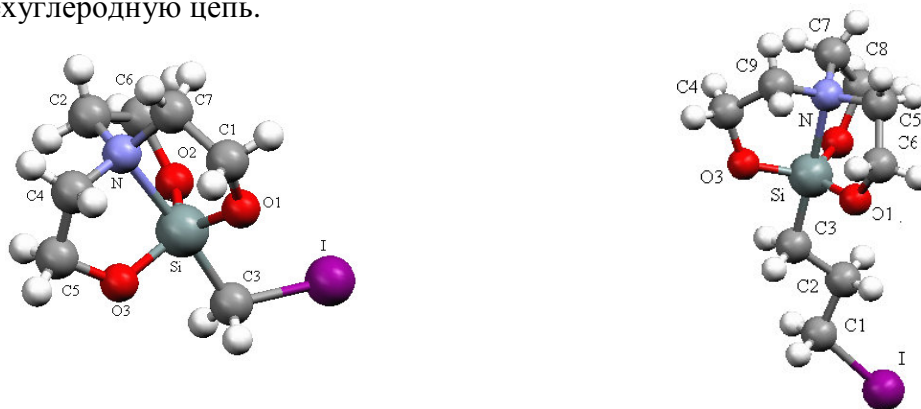


Рис. 1. Молекулы 1-(йодметил)- и 1-(йодпропил)силатранов, **I** и **II**.

Удаление атома йода через пропильную конструкцию углеродных атомов  $(\text{CH}_2)_3$  от силатранильного остова молекулы **II** не оказывает значительного влияния на геометрию полиэдра атома кремния по сравнению с молекулой **I**. Донорно-акцепторное взаимодействие атомов кремний–азот несколько ослаблено, очевидно, происходит затухание индукционного эффекта атома йода, которое проявляется в удлинении координационной связи  $\text{N} \rightarrow \text{Si}$  на  $0,05 \text{ \AA}$  в молекуле **II** по сравнению с **I**.

Примечательно, что в молекуле **II** гетероатом йода, три атома углерода пропильной цепи  $(\text{CH}_2)_3$  и координационная связь  $\text{N} \rightarrow \text{Si}$  находятся в одной плоскости, торсионные углы  $\text{ICH}_2\text{CH}_2\text{CH}_2$  ( $178,6^\circ$ ) и  $\text{SiCH}_2\text{CH}_2\text{CH}_2$  ( $179,8^\circ$ ) почти  $180^\circ$ . В плоскости, проведенной через три атома углерода пропильной цепи оказываются не только атомы N, Si, I но и атомы углерода  $\text{C}_6$  и наиболее удаленный от нее атом кислорода  $\text{O}_1$ . Два других атома кислорода  $\text{O}_2$  и  $\text{O}_3$  отстоят от этой плоскости на одинаковом расстоянии и практически зеркально отражены ею, поэтому, с некоторой долей вероятности, молекула **II** зеркально симметрична.

Ранее нами определены кристаллические структуры йодмеил – и йодпропилсилатранов. В отличие от них, систематические исследования йодметилсилатранов с заместителями в  $\beta$ -положении гетероциклов практически отсутствуют. Вторая часть работы посвящена исследованию необычного, и кажущегося на первый взгляд парадоксальным вопроса связывающих взаимодействий между одноименно заряженными частицами йода при сокращении суммы Ван-дер-ваальсовых радиусов атомов йода на  $\approx 0,6 \text{ \AA}$ ,  $\Sigma = 4,3 \text{ \AA}$  в **III** и **IV**.

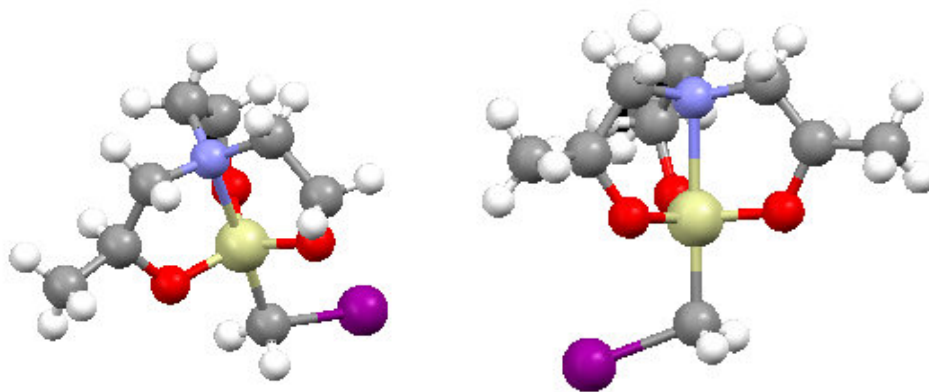


Рис.2. Молекулы **III** и **IV** с Me-заместителями в  $\beta$ -положении

Казалось бы, введение такого сильного галогена, как йод (IMeSa) в аксиальное положение тригональной бипирамиды кремния, изменит длину связи Si-N, но она остается близка к обычным значениям этой величины в силатранах. Характерным для замещенных в  $\beta$ -положении силатранов является то, что длина связи C-C в гетероциклах значительно короче ( $1.45 \text{ \AA}$ ) принятых для них значений, ( $\approx 1.52 \text{ \AA}$ ). Очевидно, валентные усилия C- $\beta$  атомов перераспределены у ближайших соседей из-за такого замещения.

Анализ структур **III** и **IV** показал, что контакты данного типа могут играть структурообразующую роль в формировании монокристалла, т.е. приводить к определенной супрамолекулярной архитектуре (рис.3).

В этих кристаллах существует возможность связывающих межмолекулярных взаимодействий между одноименно заряженными частицами, которые вносят заметный вклад в формирование кристаллической упаковки.

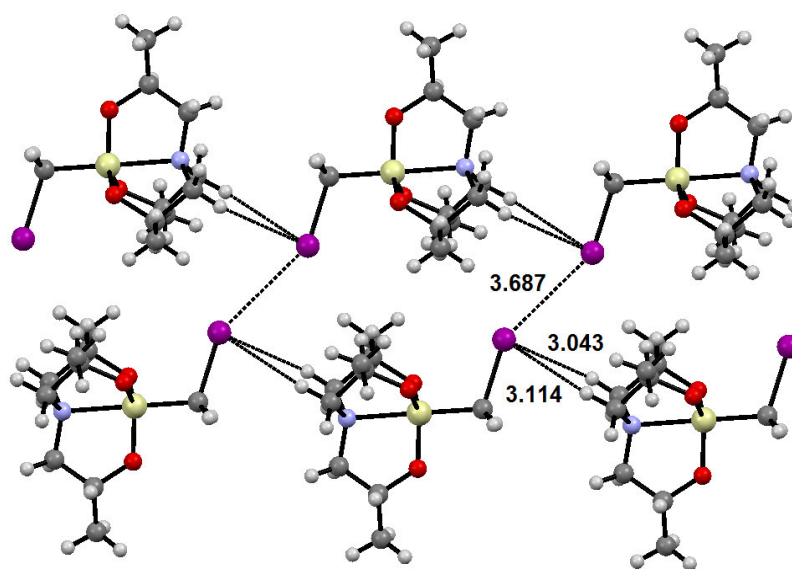


Рис.3. Фрагмент кристаллической упаковки силатрана **IV**.

Специфическую биологическую активность силатранов можно объяснить их необычной тригонально-бипирамидальной структурой, приводящей, наряду с индуктивным взаимодействием между атомами азота и кислорода через систему  $\sigma$ -связей и пространство внутри гетероциклического скелета, к повышенной электроотрицательности.

## MODIFICATION OF THE NETZELMANN APPROACH FOR THE DETERMINATION OF DEMAGNETIZING PARAMETERS OF INDIVIDUAL COLUMNS IN OBLIQUELY DEPOSITED FILMS

**Solovev P.N.<sup>1</sup>, Izotov A.V.<sup>1,2</sup> and Belyaev B.A.<sup>1,2\*</sup>**

<sup>1</sup>*Kirensky Institute of Physics, SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

<sup>2</sup>*Siberian Federal University, 660041, Krasnoyarsk, Russia*

*\*e-mail: belyaev@iph.krasn.ru*

## МОДИФИЦИРОВАННЫЙ ПОДХОД НЕТЗЕЛЬМАНА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ ОТДЕЛЬНЫХ СТОЛБЦОВ НАКЛОННО-ОСАЖДЕННЫХ ПЛЕНОК

**Соловьев П.Н.<sup>1</sup>, Изотов А.В.<sup>1,2</sup>, Беляев Б.А.<sup>1,2\*</sup>**

<sup>1</sup>*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*

<sup>2</sup>*Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, Россия*

Тонкие магнитные пленки, изготовленные методом наклонного осаждения магнитного материала на подложку, обладают ярко выраженной столбчатой неоднородной микроструктурой. Анизотропия на микроструктурном уровне приводит к возникновению особенностей в магнитном поведении таких пленок, что представляет в настоящее время большой практический интерес [1]. В данной работе мы предложили простую модель, представляющую собой модификацию подхода Нетзельмана [2], которая позволяет описать магнитостатическую энергию наклонно-осажденных пленок со столбчатой морфологией, а также мы продемонстрировали, что с помощью предложенной модели возможно определение некоторых структурных характеристик образцов.

Нетзельман предположил [2], что плотность энергии размагничивания гранулированных пленок может быть представлена в виде комбинации энергий для двух предельных случаев: изолированной частицы с тензором размагничивания  $N^e$ , и однородно намагниченного тела в форме магнитной пленки с тензором размагничивания  $N^t$ . Можно показать, что в этом случае магнитометрический тензор размагничивания всего образца

$$N = N^e + p(N^t - N^e), \quad (1)$$

где  $p$  – объемный фактор упаковки, который определяет относительное количество магнитных частиц в образце. Это выражение позволяет определить параметры размагничивания отдельной частицы  $N^e$ . Однако необходимо учитывать принятое в данном подходе приближение: распределение магнитных частиц внутри образца должно быть однородным. В тоже время, как показывает опыт, и результаты моделирования [3], фактор упаковки или удельная плотность наклонно-осажденных пленок является функцией толщины, т.е. координаты слоя  $p = p(z)$ . В работе мы показали, что это обстоятельство можно учесть в модели Нетзельмана, разбив пленку на  $n$  слоев и заменив фактор упаковки  $p$  на некоторое эффективное значение  $p_{eff} = \frac{\sum_{i=1}^n p_i^2}{\sum_{i=1}^n p_i}$ , где  $p_i$  – плотность  $i$ -го слоя пленки.

Данная модифицированная модель была использована для исследования свойств наклонно-осажденных магнитных пленок, сгенерированных с помощью разработанной нами ранее программы моделирования процесса роста тонких пленок [4]. В качестве примера, на рис. 1 показаны изображения полученных моделированием структур. Рассчитав методом

микромагнитного моделирования магнитостатическую энергию полученных моделированием для различных углов осаждения пленок, мы определили компоненты тензора размагничивания  $N^e$ .

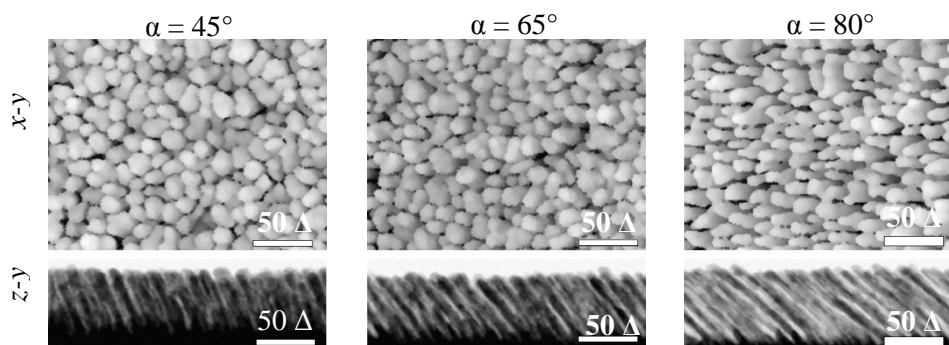


Рис. 1. Поверхности (x-y) и поперечные срезы (z-y) пленок, полученных моделированием для нескольких углов осаждения  $\alpha$ .  $\Delta$  – размер одной осаждаемой кубической частицы,  $\approx 0.5$  нм.

Приведение тензора  $N^e$  к главным осям позволяет определить средний наклон столбчатой структуры образцов. На рис. 2a показаны зависимости определенных с помощью тензора  $N^e$  углов наклона столбцов  $\beta$  от угла осаждения  $\alpha$ , рассчитанные с использованием модифицированной ( $p = p_{eff}$ ) и оригинальной ( $p = p_0$ ,  $p_0$  – средняя удельная плотность образца) модели Нетцельмана. На рисунке для сравнения также представлены углы  $\beta$ , полученные из структурного анализа исследуемых образцов. В тоже время, зная параметры тензора  $N^e$ , с помощью аналитических выражений для размагничивающих факторов вытянутого эллиптического цилиндра можно определить соотношения его поперечных размеров  $l_x/l_y$  (рис. 2b). Видно, что для обоих структурных характеристик расчет при  $p = p_{eff}$  дает более точные значения по сравнению с оригинальной ( $p = p_0$ ) моделью.

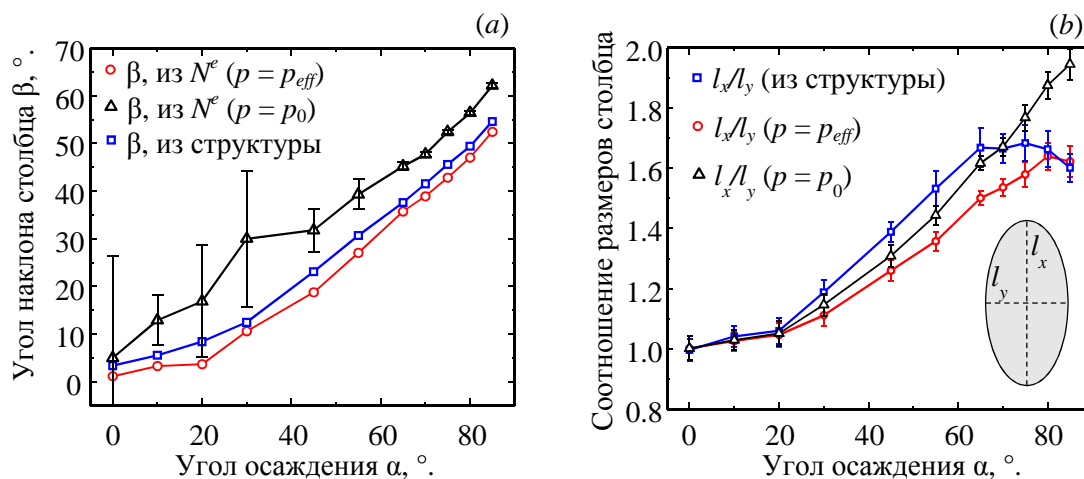


Рис. 2. (a) Зависимости угла наклона столбцов  $\beta$  от угла осаждения  $\alpha$ , полученные с помощью автокорреляционного анализа структур, и из магнитометрического тензора  $N^e$ . (b) Зависимости от угла осаждения  $\alpha$  соотношения поперечных размеров эллиптического столбца  $l_x/l_y$ , вычисленные на основе магнитометрического тензора  $N^e$ , и вычисленные из автокорреляционного анализа структур.

[1] C. Quiros, L. Peverini, J. Diaz, et al., Nanotechnology. 25. P. 335704. (2014).  
 [2] U. Netzelmann, J. Appl. Phys. 68. P. 1800. (1990).  
 [3] B. C. Hubartt, X. Liu, J. G. Amar. J. Appl. Phys. 114. P. 083517. (2013).  
 [4] B. A. Belyaev, A. V. Izotov, and P. N. Solovev. Russian Phys. J. 59. P. 301. (2016).

## INVESTIGATION OF THE RESIDUAL FIELD IN THE SUPERCONDUCTING SOLENOID OF MPMS-XL-7

**Stepanova E.A.<sup>1\*</sup>, Volegova E.A.<sup>1,2</sup>, Kulikova T.V.<sup>1</sup>, Smirnova E.V.<sup>1</sup> and Volegov A.S.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia

<sup>2</sup> Ural Scientific Research Institute of Metrology, 620000, Ekaterinburg, Russia

\*e-mail: elena.stepanova@urfu.ru

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОСТАТОЧНОГО ПОЛЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СОЛЕНОИДЕ МАГНИТОИЗМЕРИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА MPMS-XL-7

**Степанова Е.А.<sup>1\*</sup>, Волегова Е.А.<sup>1,2</sup>, Куликова Т.В.<sup>1</sup>, Смирнова Е.В.<sup>1</sup>, Волегов А.С.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup> Уральский НИИ метрологии, 620000, Екатеринбург, Россия

Хорошо известно, что в сверхпроводящих соленоидах, которые, в частности, используются в магнитоизмерительных комплексах MPMS производства Quantum Design, США, существует остаточное, или вмороженное, магнитное поле [1]. Последнее необходимо учитывать при проведении измерений магнитных свойств объектов в магнитных полях вблизи нуля. Если коэрцитивная сила объекта имеет величину, не превышающую 10-50 Э, то необходимо уточнить степень доверия к получаемым значениям магнитного поля.

Исследования остаточного поля сверхпроводящего соленоида проведено на магнитоизмерительном комплексе MPMS-XL-7 ЕС с первичным преобразователем на основе сквида. MPMS-XL-7 рассчитан на измерение магнитного момента образцов до  $300 \text{ Гс}\cdot\text{см}^3$  в интервале магнитных полей  $\pm 70 \text{ кЭ}$  и в диапазоне температур от 1,8 до 400 К. Чувствительность при измерении магнитного момента может достигать  $10^{-8} \text{ Гс}\cdot\text{см}^3$ . Одной из возможностей данной MPMS является опция Ultra Low Field (ULF), позволяющая измерять величину магнитного поля в соленоиде, определять его профиль и уменьшать величину остаточного поля. Управление магнитоизмерительным комплексом производится при помощи программы MultiVu с удобным интерфейсом: в окне программы есть возможность устанавливать необходимую величину магнитного поля в воспроизводимом диапазоне.

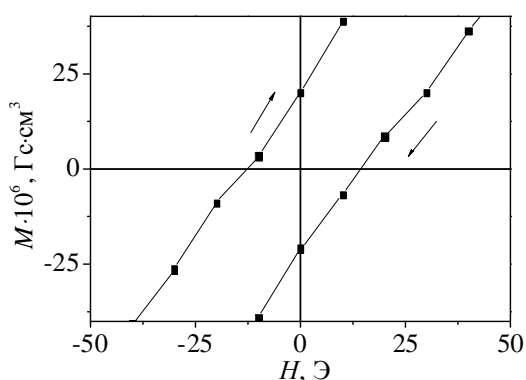


Рис. 1. Полевая зависимость магнитного момента образца Pd.

Исследования остаточного поля соленоида проведены при температуре 298 К посредством измерения магнитного момента палладиевого стандартного образца. Данный материал является паулиевским парамагнетиком и характеризуется линейной зависимостью магнитного момента от напряженности магнитного поля.

На рисунке 1 показаны результаты измерения магнитного момента образца вблизи нулевого значения магнитного поля после предварительной установления максимального поля 70 кЭ. Направление изменения поля показано стрелками. Видно, что имеется «обратный гистерезис», а величина остаточного магнитного поля (значение при котором величина магнитного момента равна нулю) составляет 15 Э.

При помощи опции ULF был измерен профиль магнитного поля в сверхпроводящем соленоиде после того, как в программе сперва устанавливалось поле величиной + 70 кЭ, а затем поле, равное нулю (см. рисунок 2а) (центр градиентометра расположен в данном случае в 5,5 см). Полученное значение магнитного поля в центре градиентометра составляет + 13,6 Э, а не 0 Э, как показывает программа.

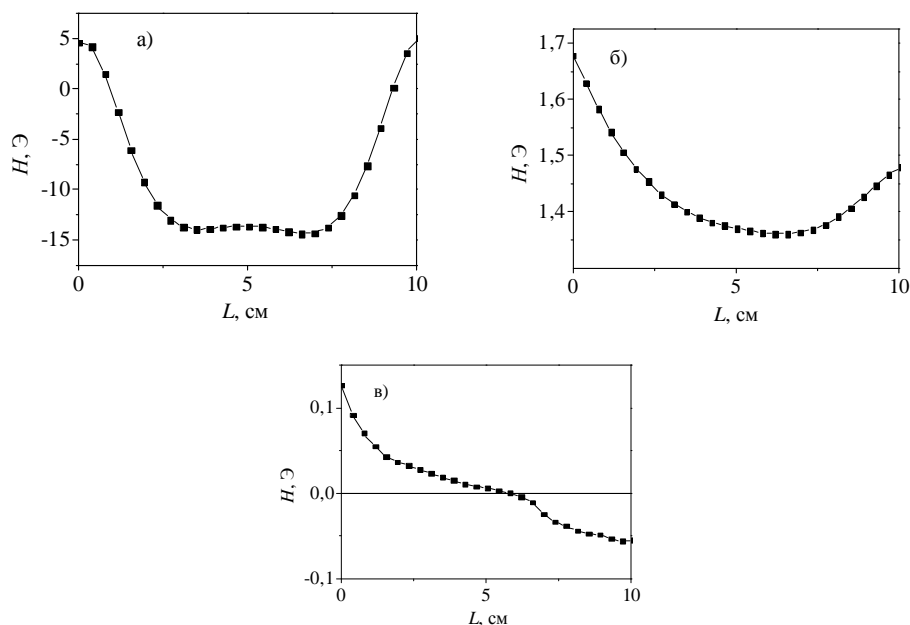


Рис.2. Профиль магнитного поля в соленоиде: а) – при 0 Э после +70 кЭ, б) – после применения Magnet Reset, в) – после применения опции Zero Field.

Далее со сверхпроводящим соленоидом была проведена манипуляция, которая в данном измерительном комплексе MPMS называется Magnet Reset и заключается в том, что часть соленоида переводится из сверхпроводящего состояния в нормальное и тем уменьшает величину остаточного поля. Профиль магнитного поля центра соленоида после Magnet Reset представлен на рисунке 2б.

Проведение манипуляции Zero Field при помощи ULF действительно зануляет значение магнитного поля в центре градиентометра (профиль магнитного поля представлен на рисунке 2в). Данная процедура состоит в следующем. Кроме сверхпроводящего соленоида в MPMS есть многосекционный медный соленоид, который используется для создания переменного магнитного поля при проведении измерений магнитной восприимчивости и для компенсации остаточного поля сверхпроводящего соленоида. Именно в него подается ток такой величины и такого направления, который компенсирует остаточное поле в сверхпроводящем соленоиде.

Таким образом, проведенные исследования показали, что необходимо учитывать наличие остаточного магнитного поля в сверхпроводящем соленоиде при проведении измерений в низких магнитных полях и применять дополнительные усилия для уменьшения величины остаточного поля.

[1] Уилсон М. Сверхпроводящие магниты Мир, 1985 406 р.

**FINDING OF THE AMPLITUDE MAXIMUM OF ELASTIC VIBRATIONS OF PLATES  
IN THE RADIO-FREQUENCY MAGNETIC FIELD****P.A. Severin<sup>1</sup>, L.N. Kotov<sup>1\*</sup>, V.S. Vlasov<sup>1</sup>, A.M. Ulashev<sup>1</sup>**<sup>1</sup>*Syktuykar State University named after Pitirim Sorokin, 167000, Syktuykar, Russia**\*e-mail: kotovln@mail.ru***НАХОЖДЕНИЕ МАКСИМУМОВ АМПЛИТУД УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ ПЛАСТИН  
В РАДИОЧАСТОТНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ****Северин П.А.<sup>1</sup>, Котов Л.Н.<sup>1\*</sup>, Власов В.С.<sup>1</sup>, А.М. Уляшев<sup>1</sup>**<sup>1</sup> *ФГБОУ ВО «Сыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина»,  
г. Сыктывкар, Россия*

Работа посвящена моделированию с использованием алгоритма «имитации отжига» [1], для поиска максимумов амплитуд упругих колебаний в зависимости от материальных параметров и параметров внешних полей в нормально намагниченной ферритовой пластине, возбуждаемой внешним радиочастотным магнитным полем.

Практическая значимость решения задачи нахождения максимумов амплитуд упругих колебаний пластин состоит в том, что результаты моделирования могут быть использованы для определения материальных характеристик и параметров внешних полей, при которых могут работать миниатюрные мощные акустические излучатели, обладающие магнитоупругим эффектом [2].

В работе показана перспективность применения алгоритма «имитации отжига» к исследованию релаксационных, магнитных и магнитоупругих свойств магнитоупорядоченных систем. Действие алгоритма имитации отжига продемонстрировано на задаче нахождения максимумов амплитуд упругих смещений в нормально намагниченной ферритовой пластине в широком интервале температур, вплоть до температуры Кюри, с учетом температурного изменения параметров пластины. Построены трёхмерные резонансные поверхности зависимостей амплитуды упругих смещений от толщины пластины, частоты ферромагнитного резонанса, параметров и констант затухания, магнитоупругой константы. На основе анализа трёхмерных резонансных поверхностей определены области эффективного возбуждения гиперзвука путём определения значений материальных параметров и внешних полей, соответствующих максимуму упругого смещения для двух значений толщины пластины, с учётом основных ограничений используемой модели.

Работа выполнена в рамках проекта №1503 государственного задания МОиН РФ.

[1] Лопатин А.С., Стохастическая оптимизация в информатике. Т.1, № 1. С. 133–149 (2005).

[2] Власов В.С., Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И., Журнал радиоэлектроники. № 1. С. 1-43. (2014).

**MAGNETIC SUSCEPTIBILITY AND ELECTRON MAGNETIC RESONANCE STUDY  
OF Sr DOPED PrMnO<sub>3</sub> THIN FILMS**

**Samoshkina Yu.E.<sup>1\*</sup>, Rautskii M.V.<sup>1</sup>, Velikanov D.A.<sup>1</sup> Edelman I.S.<sup>1</sup>, Andreev N.V.<sup>2</sup>,  
Chichkov V.I.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Kirensky Institute of Physics, SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

<sup>2</sup>*National University of Science and Technology "MISIS", 119049, Moscow, Russia*

\**e-mail: uliag@iph.krasn.ru*

The hole-doped manganites Pr<sub>0.8</sub>Sr<sub>0.2</sub>MnO<sub>3</sub>, 100 nm in thickness, and Pr<sub>0.6</sub>Sr<sub>0.4</sub>MnO<sub>3</sub>, 130 nm in thickness, (PSMO) are characterized using the complementary magnetic susceptibility and electron resonance methods. Polycrystalline films were prepared by dc magnetron sputtering with the "facing-target" scheme [1, 2], that allows transferring elements from a target to a substrate without changes in the composition. Single-crystal zirconium oxide stabilized by yttrium (YSZ) was used as the substrates.

The temperature dependences of the magnetic susceptibility and the magnetic resonance spectra of the PSMO films were studied at the two mutually perpendicular magnetic field orientations relative to the films plane. The magnetic susceptibility demonstrates the ferromagnetic-to-paramagnetic transition ( $T_C$ ) at  $\sim 120$  K for the Pr<sub>0.8</sub>Sr<sub>0.2</sub>MnO<sub>3</sub> and  $\sim 250$  K for the Pr<sub>0.6</sub>Sr<sub>0.4</sub>MnO<sub>3</sub>. In paramagnetic phase the temperature variations of the inverse magnetic susceptibility exhibit the deviation from the Curie-Weiss law up to the magnetic field equal 3 kOe.

The inverse intensity of resonance signal in paramagnetic phase also exhibits the deviation from the Curie-Weiss law. Furthermore, the electron magnetic resonance study of the PSMO films shows the complex nature of the paramagnetic phase in the temperature ranges of  $T_C < T < T_X$  and  $T > T_X$ , where  $T_X$  is a temperature close to the Curie temperature of single crystals of the same composition: 170 K for the Pr<sub>0.8</sub>Sr<sub>0.2</sub>MnO<sub>3</sub> and 300 K for the Pr<sub>0.6</sub>Sr<sub>0.4</sub>MnO<sub>3</sub> [3, 4]. The temperature dependences of the effective g-value, the linewidth, and the angular variation of the resonance fields were investigated.

The experimental observation in the ranges of  $T_C < T < T_X$  is discussed within the framework of the Griffiths theory that predicts the existence of ferromagnetic clusters above  $T_C$  [5].

The reasons related to the appearance of the features in the range of  $T > T_X$  need in further investigation. For the Pr<sub>0.6</sub>Sr<sub>0.4</sub>MnO<sub>3</sub> film at 330 K the effective g-factor varies depending on the orientation of the external magnetic field relative to the sample plane:  $g = 2.0272$ , when the magnetic field is parallel to the sample plane, and  $g = 1.9947$ , when the magnetic field is perpendicular to the sample plane. At that, in the film plane the effective g-factor is isotropic. Such behavior suggests the possible presence of some magnetic phases or the texture of the film.

The work was supported by the Russian Foundation for Basic Researches, Grant No. 16-32-00209 mol\_a and the Grant of the President of the Russian Federation no. NSh- 7559.2016.2.

[1] Y. Hoshi, M. Kojima, M. Naoe et. al. Electron. Comm. Jpn. Pt. I. V. 65, N. 10, P. 91-98 (1982).

[2] E.A. Antonova, V.L. Ruzinov, S.Yu. Stark et.al. Supercond. Phys. Chem. Techn. V. 4, N. 8, P. 1624-1629 (1991).

[3] N. Rama, V. Sankaranarayanan, M.S. Ramachandra Rao, Journ. Appl. Phys. V. 99, N. 8, P. 08Q315 (2006).

[4] S. Röbller, S. Harikrishnan, U.K. Röbller, et. al., Phys. Rev. B. V. 84, N. 18, P. 184422 (2011).

[5] R. B.Griffiths, Phys. Rev. Lett.V. 23, N. 1, P. 17-19 (1969).



### MAGNETIC PROPERTIES OF $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_4\text{Cl}_2$

**Velikanov D. A.<sup>1\*</sup>, Rabinovich K. S.<sup>2</sup>, and Samoilenko L. L.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Kirensky Institute of Physics, SB RAS, Akademgorodok, Krasnoyarsk 660036, Russia*

<sup>2</sup>*Irkutsk National Research Technical University, Irkutsk 664074, Russia*

\**e-mail: dponal@gmail.com*

The layered cuprates are of continuing interest for searching a high-temperature superconductivity. An essential difference between  $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_4\text{Cl}_2$  and its parent compound  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  is the existence of additional  $\text{Cu}_{\text{II}}$  atoms located at the centre of every second  $\text{Cu}_{\text{I}}$  plaquette [1]. Accordingly, there are two quasi-2D antiferromagnetic subsystems with Neel temperatures  $T_{\text{NI}}=320$  and  $T_{\text{NII}}=40$  K [2]. It was also reported about seeing the diamagnetism in the single crystalline [3] and polycrystalline [4]  $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_4\text{Cl}_2$  in weak magnetic fields up to  $\sim 30$  Oe.

The ceramic samples  $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_4\text{Cl}_2$  were prepared by the method of solid-state synthesis [4]. The results of magnetic measurements are shown in Fig. 1. SQUID and vibrating sample magnetometers were used. The compound shows magnetic hysteresis properties and has a significant remanence (see Fig. 1). This circumstance must be taken into account when the magnetic measurements carried out in weak fields. The sharp rise in the ZFC-magnetization is most likely associated with a decrease in coercivity as the temperature increases, which is peculiar to weak ferromagnets [5]. Furthermore, there is an appreciable interaction between the two antiferromagnetic subsystems at temperatures below 40 K. Unfortunately the existence of superconductivity in  $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_4\text{Cl}_2$  could not be found in either of magnetic measurement modes.

The work was supported by Russian Foundation for Basic Research. Project 16-03-00256.

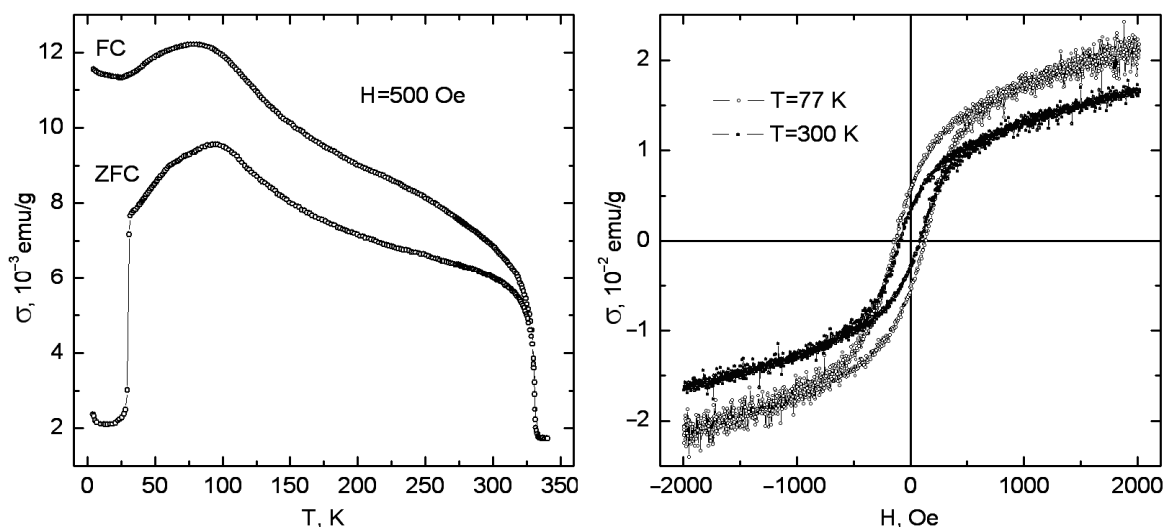


Fig. 1. The temperature and field dependences of the magnetization for  $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_4\text{Cl}_2$

- [1] SchmalfuЯ D., Herms R., Richter J., Schulenburg J., *J. Phys.: Condens. Matter*, V. 15, N. 17, P. 2667–2679 (2003).
- [2] Noro S., Kouchi T., Harada H., Yamadaya T., Tadokoro M., Suzuki H., *Mater. Sci. Eng. B*, V. 25, N. 2–3, P. 167–170 (1994).
- [3] Luz M.S., Santos C. A. M., Ferreira B., Machado A. J. S., *Braz. J. Phys.*, V. 32, N. 3, P. 744–747 (2002).
- [4] Rabinovich K. S., Zhuravleva A. S., Samoilenko L. L., Shneider A. G., *JETP Lett.*, V. 98, N. 12, P. 813–815 (2014).
- [5] Volkov N.V., Eremin E.V., Bayukov O.A., Sablina K.A., Solov'ev L.A., Velikanov D.A., Mikhashenok N.V., Osetrov E.I., Schefer J., Keller L., Boehm M., *JMMM*, V. 342, P. 100–107 (2013).

**POSTER SESSION**

**PK. MODERN TECHNOLOGIES  
FOR RECEIPT OF MATERIALS**

## SYNTHESIS AND MAGNETIC PROPERTIES OF $\text{Cu}_2\text{MnBO}_5$ LUDWIGITE

Moshkina E.M.<sup>1\*</sup>, Eremin E.V.<sup>1</sup>, Eremina R.M.<sup>2</sup>, Rautskiy M.V.<sup>1</sup>, and Bezmaternykh L.N.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Kirensky Institute of Physics SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

<sup>2</sup>*Kazan E. K. Zavoisky Physical -Technical Institute, 420029, Kazan, Russia*

\*e-mail: ekoles@iph.krasn.ru

$\text{Cu}_2\text{MnBO}_5$  is a novel compound of the ludwigite family. The results of the first studies the structural and magnetic properties of ludwigite are very interesting [1]. The important peculiarity of this ludwigite is the presence of two Jahn-Teller cations in the structure. As a result strong distortions of the nearest surroundings Mn and Cu ions original magnetic structure are expected.

Single crystals of the  $\text{Cu}_2\text{MnBO}_5$  (the max. size:  $4 \times 10 \times 3 \text{ mm}^3$ ) were synthesized by the flux method with the ratio of the initial components  $\text{Bi}_2\text{Mo}_3\text{O}_{12}$ :  $1.3\text{B}_2\text{O}_3$ :  $0.7\text{Na}_2\text{CO}_3$ :  $0.7\text{Mn}_2\text{O}_3$ :  $2.1\text{CuO}$ . The synthesized samples have a monoclinic symmetry and belong to the  $\text{P}2_1/c$  space group.

Field-thermal dependencies of the magnetization measurements revealed the paramagnetic-ferrimagnetic phase transition at  $T_c \approx 90 \text{ K}$ . Besides, the magnetization dependencies obtained in FC

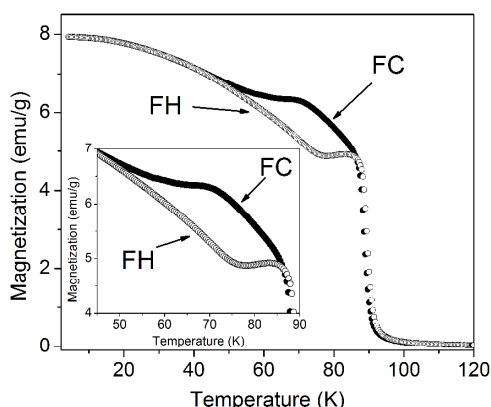


Fig.1 The magnetization of the  $\text{Cu}_2\text{MnBO}_5$  ludwigite ( $H=200 \text{ Oe}$ ,  $H||c$ )

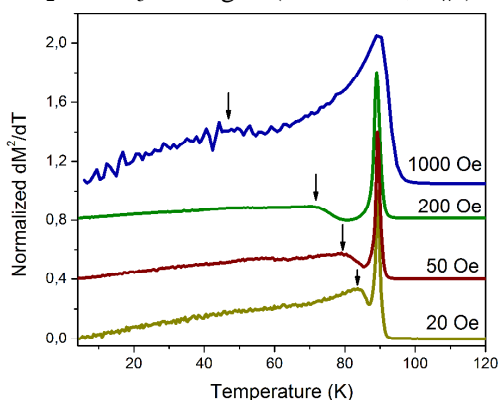


Fig.2 The  $dM^2/dT$  (T) dependencies ( $H=20, 50, 200, 1000 \text{ Oe}$ )

(cooling the sample at nonzero magnetic field) and FH (heating the sample at nonzero magnetic field after FC regime) regimes demonstrate an anomalous thermal hysteresis in the temperature range  $T=46 \div 85 \text{ K}$ . The value of the hysteresis is  $\Delta T_2=14 \text{ K}$  at  $H=200 \text{ Oe}$  (Fig.1). To study this phenomenon the measurements of the magnetization thermal dependencies were carried out at  $H=20 \text{ Oe}$ ,  $50 \text{ Oe}$ ,  $1000 \text{ Oe}$ . It was found that the value of this hysteresis has a nonlinear dependence on the applied magnetic field.

The thermal dependencies of the derivative of the square magnetization  $dM^2/dT$  (T) are shown in Fig.2 ( $H=20 \text{ Oe}$ ,  $50 \text{ Oe}$ ,  $200 \text{ Oe}$ ,  $1000 \text{ Oe}$ ). At  $T \approx 89 \text{ K}$  all the curves demonstrates magnetic field-independent peak corresponding to paramagnetic-ferrimagnetic phase transition. In addition, below this temperature the dependencies  $dM^2/dT(T)$  have other low-intensive peak. The position and the shape of this peak are strongly dependent on the value of the applied magnetic field. It is supposed that this hysteresis corresponds to spin-reorientation transition. That is consistent with the hypothesis on the relationship of the thermal magnetization hysteresis and the “easy” axes reorientation for previously studied Mn-Cu ludwigite  $\text{Cu}_{1.5}\text{Mn}_{1.5}\text{BO}_5$  [1].

### Acknowledgements

This work was supported by the RFBR no 16-32-50083.

[1] L.Bezmaternykh et.al. *SSP*, 2015, **233-234**, 133-136

## METHODS TO DETERMINE THE THICKNESS OF THIN LAYERS – WHAT DO WE ACTUALLY MEASURE?

**Hammer H.**

*Institute of Applied Physics, Heinrich-Heine-University Duesseldorf  
40225 Duesseldorf, Germany*

*\*e-mail: hammer@uni-duesseldorf.de*

There are a number of experiments in which it is necessary to determine film thickness, for example during preparation of multilayers or during analysis of layered respectively homogeneous systems. There are a lot of “commercial” devices facing those problems. These measuring devices calculate and return a value for film thickness. But what do they actually measure? The poster will present some examples.

**1. The so called “Microbalance” or “Oscillating Quartz-Balance”.** This method is based on the physical effect that the oscillation frequency depends on the oscillating mass. In an experimental arrangement, the optimal position of the oscillating quartz, the detector, is usually close to the sample. During the deposition process, the mass of the oscillating quartz changes and thereby the measuring device outputs the deposited film thickness, or strictly spoken the “mean mass deposition”. What are the assumptions? Normally, we enter all the relevant information about the deposited element into the device. The device uses the density of the bulk material and calculates the film thickness under the assumption of a flat film. Two possibly unknown facts in this context are: **1.** In the majority of cases the density of evaporated films is completely different to the density of the bulk material; **2.** Film growth often depends not only on the combination of elements that are used, but also on the crystallographic orientation of the substrate.

As a result, film thickness may be determined quite precisely during stepwise sample preparation (relative variation) but the absolute film thickness will remain unknown.

**2. The Secondary Ion Mass Spectroscopy (SIMS)** .SIMS is based on the fact that sputtering rate is characteristic for each element. Using a constant flux of primary ions results in a flux of secondary ions which may be interpreted as a film thickness. Analyzing samples, which were manufactured externally by a third party prior to analysis, is much more complicated than analyzing samples during preparation, as conditions under which samples were manufactured are often more or less unknown. What are the assumptions? Many datasets of sputtering rates exist. Those sputtering rates are dependent on the kind of primary ions used, their energy and their direction of incidence. As mentioned above, the presented curves show results of sputtering rates of bulk material and not of thin films. The results again depend on the density and additionally on the “chemical state” of the film material. As a result, film thickness may be determined quite precisely during stepwise sample preparation (relative variation) but the absolute film thickness will remain unknown.

**3. Conclusion:** Except for the two methods described above, there are some more experimental methods to determine thickness of thin layers. However, experiments show that most commercial instruments measuring thin film thickness are quite good for stepwise thickness variation experiments, but not for determining absolute thickness. Using self prepared layered samples as references is recommended.

**References.** The poster summarizes results of experiments run by my students, mainly diploma students. Thanks to all of them. (see: <http://www2.hhu.de/hammer/h.hammer.html>)

## GROWING SINGLE CRYSTALS OF MAGNETIC MATERIALS BY THE FLOATING ZONE METHOD

**Balbashov A.M.<sup>1\*</sup>, Lazukin A.V.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*NRU "Moscow Power Engineering Institute", 111250, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*JSC RPA "СНИИТМАШ", 115088, Moscow, Russia*

*\*e-mail: balbashovam@mpei.ru*

## ВЫРАЩИВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ БЕСТИГЕЛЬНОЙ ЗОННОЙ ПЛАВКИ

**Балбашов А.М.<sup>1\*</sup>, Лазукин А.В.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*НИУ "Московский энергетический институт", 111250, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*НПО "ЦНИИТМАШ" 115088, Москва, Россия*

В целом ряде современных технических решений требуется применение монокристаллов магнитных материалов. Однако универсальной технологии их получения не существует.

При синтезе монокристаллов оксидных магнетиков типа ферритов, феррогранатов, ортоферритов, гексаферритов, ортоферритов и др. выбор метода выращивания является определяющим для получения кристаллов высокого качества. Наиболее универсальным является метод роста кристаллов из раствора-расплава, в котором растворителем являются легкоплавкие оксиды или их соли. Но этому методу присущ ряд недостатков: небольшие размеры выращиваемых кристаллов, возможность вхождения компонентов раствора-расплава в состав кристаллов, длительность процесса выращивания, необходимость использования в качестве тиглей изделий из платины. Выращивание кристаллов магнитных оксидов методом Бриджмена, хотя и позволяет получать достаточно высококачественные монокристаллы некоторых оксидных ферромагнетиков (кристаллы марганец цинковой шпинели) и больших размеров, но технологически и аппаратно метод сложно реализуем. Также необходимо использовать крупногабаритные платиновые тигли.

В последние годы для выращивания монокристаллов широкого спектра магнитных оксидных материалов успешно применяется метод бестигельной зонной плавки (БЗП) с радиационным(световым) нагревом. Этот метод позволяет проводить процесс выращивания в произвольной газовой среде под значительными давлениями газа и при температурах до 2500°C и более. Он применим также к инконгруэнтно плавящимся материалам. В этом случае он называется методом движущегося растворителя. Методом зонной плавки выращены достаточно качественные монокристаллы многих оксидных магнетиков, таких как: ферриты-шпинели, гексаферриты, железо-иттриевый и железо-гадолиниевый гранаты, магнетит, гематит, вюстит, ортоферриты редкоземельных элементов, железо-содержащие лангаситы, замещенные манганиты и многие другие композиции.

В тоже время существует ряд ограничений при выращивании монокристаллов магнитных оксидных материалов методом БЗП. На основе экспериментальных результатов, полученных при выращивании монокристаллов магнитных оксидов на установке БЗП типа УРН-2-ЗП, произведен анализ аппаратурных и технологических условий применения метода БЗП при выращивании монокристаллов конкретных магнитных оксидных соединений и получения кристаллов приемлемого качества.

**FIB AND PHOTOLITHOGRAPHY FABRICATION OF LOW-DIMENSIONAL DEVICES****Lukyanenko A.V.<sup>1,2\*</sup>, Volochaev M.N.<sup>1</sup>, Aprelkova T.E.<sup>2</sup>, Patrin G.S.<sup>1,2</sup> and Volkov N.V.<sup>1,2</sup>**<sup>1</sup>*Kirensky Institute of Physics, Russian Academy of Sciences, Siberian Branch, Krasnoyarsk, 660036 Russia*<sup>2</sup>*Siberian Federal University, Institute of Engineering Physics and Radio Electronics, 660041, Krasnoyarsk, Russia*\**e-mail: lav@iph.krasn.ru***МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ УСТРОЙСТВ МЕТОДАМИ ФОТОЛИТОГРАФИИ И ФОКУСИРОВАННОГО ИОННОГО ПУЧКА****Лукьяненко А.В.<sup>1,2\*</sup>, Волочаев М.Н.<sup>1</sup>, Апрелькова Т.Е.<sup>2</sup>, Патрин Г.С.<sup>1,2</sup>, Волков Н.В.<sup>1,2</sup>**<sup>1</sup>*ИФ им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*<sup>2</sup>*Сибирский Федеральный Университет, Институт Инженерной Физики и Радиоэлектроники, 660041, Красноярск, Россия*

Поиск новых перспективных материалов играет важную роль не только для развития современной микроэлектроники, но и для такого многообещающего направления в физике конденсированного состояния вещества, как спиновая электроника – спинтроника. Спинтроника изучает явления спин-зависимого электронного транспорта в твердых телах и низкоразмерных структурах. В отличие от классической электроники, спинтроника позволяет использовать в качестве носителя информации не только заряд, но и спин электрона. Устройства спиновой электроники более требовательны к размерам, качеству границ и физическим свойствам материалов, по сравнению с устройствами классической микроэлектроники. Это приводит к тому, что классическая технология изготовления микроэлектронных устройств не всегда позволяет получить желаемые результаты. В качестве альтернативной технологии изготовления может служить метод формирования наноразмерных каналов с помощью фокусированного ионного пучка.

В данной работе описывается технологически процесс изготовления гибридной структуры ферромагнетик/полупроводник с наноразмерным полупроводниковым каналом, для исследования спин зависимого транспорта. Основой для гибридной структуры была слоистая структура Co/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Ge/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(100nm/2nm/20nm/100nm), полученная на подложке Si(100) методом магнетронного напыления.

Топология верхнего ферромагнитного слоя была сформирована стандартным методом фотолитографии, с последующим этапом жидкостного химического травления. Для формирования требуемого профиля подложка с маской полимера обрабатывалась в водном растворе HCl в течение ~ 1 минуты при постоянном помешивании, чтобы полностью удалить Co из областей, не покрытых фоторезистом.

Для формирования профиля структуры использовалась технология анизотропного плазмохимического травления в газовой смеси, содержащей гексафторид серы. За счёт высокой селективности данного метода травления, слой Co служил маской при получении профиля структуры. Время травления подбиралось таким образом, чтобы полностью удалить слой тунельно-прозрачного оксида Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(2 нм) и слоя Ge (20 нм). Важный параметр – отклонение боковых стенок вытравливаемого профиля от нормали, образование клина

травления, растворение материала под защитной маской. Как видно из рисунка 1, травление происходит вертикально, что обеспечивает хорошее качество получаемых структур.

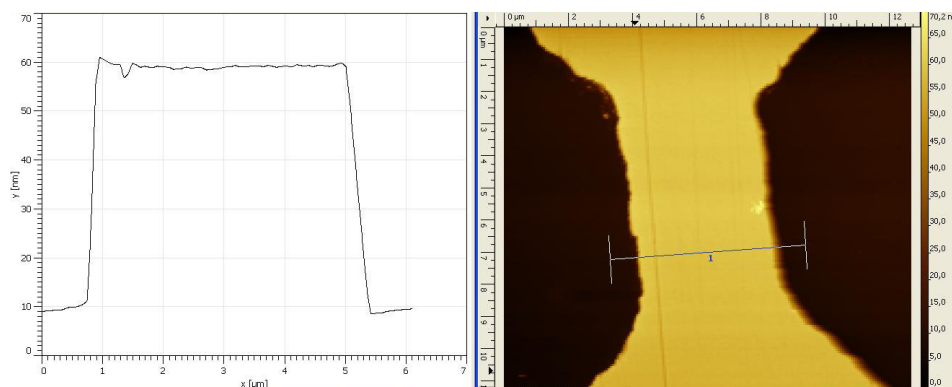


Рис.1. АСМ-изображения и одномерный профиль поверхности полученной структуры, сформированной на подложке  $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Si}$

Формирование наноразмерного канала проводилась с использованием системы сфокусированного ионного пучка Hitachi FB-2100. Данный прибор позволяет проводить модификацию поверхности твердых тел с высоким пространственным разрешением методом сфокусированного ионного пучка (ФИП) [1]. Основные преимущества метода ФИП по сравнению с другими методами нанолитографии: высокая скорость формирования топологического рисунка без использования резистов и масок; возможность обработки широкой номенклатуры материалов; локальность и избирательность процесса травления, которые достигаются варьированием технологических параметров в широких пределах. В процессе калибровки пучка на подложке методом ФИП формировался массив из структур в виде углублений при различных параметрах ионно-лучевого воздействия. Интенсивность пучка и скорость подбирались таким образом, чтобы прорезать слой  $\text{Co}$ , но оставить канал из  $\text{Ge}$ . Длина реза 5 мкм, ширина верхняя часть 70 нм, нижняя часть 20 нм. Ионный пучок: ускоряющее напряжение 40 кВ, диафрагма 40 мкм, время выдержки в точке 4 мкс, число проходов 235. Контроль глубины полученных каналов осуществлялся с помощью просвечивающего электронного микроскопа.

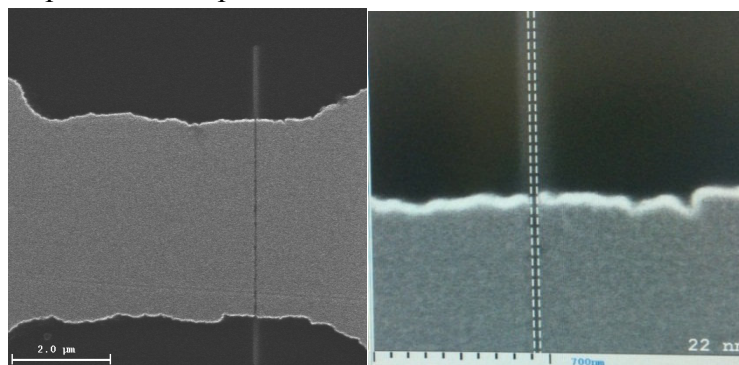


Рис.2. СЭМ-изображение наноразмерного канала, полученное с помощью FIB Hitachi FB2100.

#### Ссылки на литературу.

[1] Лучинин В.В., Савенко А.Ю. Фокусированный ионный пучок как технология локального прецизионного травления // *Вакуумная техника и технология*. – Т. 18. – № 3. – С. 191–195, (2008).

**OBTAINING AND INVESTIGATION OF Z-TYPE HEXAFERRITE SINGLE CRYSTALS****Balbashov A.M.<sup>1\*</sup>, Mukhin A.A.<sup>2</sup>, Ivanov V.Yu.<sup>2</sup>, Iskhakova L.D.<sup>3</sup> and Voronchikhina M.E.<sup>1</sup>**<sup>1</sup>*Moscow Power Engineering Institute, 111250, Moscow, Russia*<sup>2</sup>*A.M.Prokhorov General Physics Institute RAS, 119991, Moscow, Russia*<sup>3</sup>*Fiber Optics Research Center RAS, 119333, Moscow, Russia**\*e-mail: BalbashovAM@mpei.ru***ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ ГЕКСАФЕРРИТОВ Z-ТИПА****Балбашов А.М.<sup>1\*</sup>, Мухин А.А.<sup>2</sup>, Иванов В.Ю.<sup>2</sup>, Исхакова Л.Д.<sup>3</sup>, Ворончихина М.Е.<sup>1</sup>**<sup>1</sup>*Московский энергетический институт, 111250, Москва, Россия*<sup>2</sup>*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, 119991, Москва, Россия*<sup>3</sup>*Научный центр волоконной оптики Российской академии наук, 119333, Москва, Россия*

Ферриты с гексагональной структурой привлекли внимание исследователей из-за значительного магнитоэлектрического эффекта, наблюдаемого при комнатной температуре [1-3]. Изучение монокристаллического материала позволяет более детально исследовать эффекты в мультиферроиках. В настоящей работе были выращены и исследованы монокристаллы гексаферритов с z-структурой  $\text{Ba}_3\text{Co}_2\text{Fe}_{24}\text{O}_{41}$  и  $\text{Sr}_3\text{Co}_2\text{Fe}_{24}\text{O}_{41}$ . Рост проводили на установке зонной плавки со световым нагревом УРН-2-ЗП.

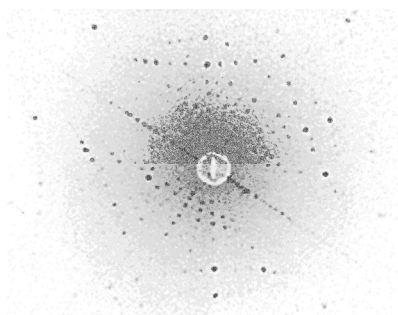
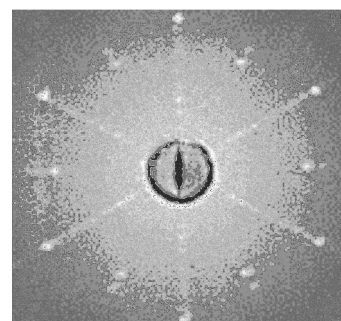
При выращивании  $\text{Ba}_3\text{Co}_2\text{Fe}_{24}\text{O}_{41}$  и  $\text{Sr}_3\text{Co}_2\text{Fe}_{24}\text{O}_{41}$  оптимальная скорость роста составила 4-5 мм/ч и давление кислорода – 50 атм. СЭМ и РФА показали, что отклонение от этих параметров роста увеличивает вероятность появления примесных фаз. При росте образуются блоки, толщиной до 1-2 мм в направлении роста. Блоки разориентированы относительно друг друга на  $1-2^\circ$  и лежат в плоскости перпендикулярной оси шестого порядка.

Лауэграммы выращенных кристаллов представлены на рисунках 1 и 2. Электрическое сопротивление монокристаллов не превышает  $10^7-10^8$  Ом см. Результаты измерения магнитных свойств согласуются с результатами для монокристаллов z-гексаферритов, полученных другими способами [3].

[1] R.C. Pullar, Progr. Mater. Sci. 57, p 1191–1334 (2012)

[2] L. Wang, et al. Scient. Rep. 223, 2 (2012).

[3] J. Kreisel, H. Vincen, F. Tass, and J. Ganne, Journ. Magn. Magn. Matter V.224, N. 17. p. 17-20 (2001).

Рис.1. Лауэграмма кристалла  $\text{Ba}_3\text{Co}_2\text{Fe}_{24}\text{O}_{41}$  (1100).Рис.2. Лауэграмма кристалла  $\text{Sr}_3\text{Co}_2\text{Fe}_{24}\text{O}_{41}$  (0001)



Научное издание

# **МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ. НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ**

Тезисы докладов  
VII Байкальской Международной конференции

Пос. Листвянка, Иркутская область, Российская Федерация  
22–26 августа 2016 г.

**Материалы печатаются в авторской редакции**

Подписано в печать 17.08.2016 Формат 84x108 1.16  
Усл. печ. л. 14,5. Заказ 5608. Тираж 120.

Отпечатано ООО «Репроцентр А1»  
664047, г. Иркутск, ул. Александра Невского, 99/2.  
Тел. (3952) 540-940