

Nano Studies

10

2014

NANO STUDIES

10

2014

Nano Studies, 2014, 10

UDG [53 + 54 + 620.22] (051.2)

N – 21

Nano Studies is a biannual scientific journal published in Georgia.

Nano Studies' topics of interest include Nanoscience and Nanotechnology, and related problems of Physics, Chemistry and Materials Science.

Nano Studies publish following categories of scientific articles: research papers, communications, reviews and discussions.

Nano Studies publish scientific articles in English and also in Georgian and in Russian.

Summaries of all the articles of **Nano Studies** are referred in **Georgian Abstracts Journal** and are accessible in **Tech Inform** (Georgia's Central Institute for Scientific and Technical Information) database: <http://www.tech.caucasus.net>

Full-texts of articles published in **Nano Studies** are free-accessible in **Nano Archive** database: <http://www.nanoarchive.org> and journal's web-site: www.NanoStudies.org

Editor & Publisher: **Levan Chkhartishvili**

Editorial Assistant: **Tamar Berberashvili**

Address of Editorial Office: **Department of Engineering Physics
Georgian Technical University
Campus 4, Room 307
77 Merab Kostava Avenue
Tbilisi, 0175, Georgia
www.NanoStudies.org**

E-mail: **chkharti2003@yahoo.com**

Phone: **995 322 37 19 42**

Mobile: **995 599 34 07 36**

© Authors of articles, 2014

Publishing House **Nekeri**

ISSN 1987 – 8826

CONTENTS

Proceedings of the 3rd International Conference
“Nanotechnologies” (October 20 – 24, 2014, Tbilisi, Georgia)

Distribution of the current carriers in the inversion channel of nanowire based FETs F. V. Gasparyan, S. A. Vitusevich	5-10
Phase transitions and multi-layered nature of martensite structures in shape memory alloys O. Adiguzel	11-16
Features of changes in electron concentration in n-Si crystals irradiated with high-energy protons – <i>in Russian</i> T. A. Pagava, L. S. Chkhartishvili, N. I. Maisuradze, D. Z. Khocholava, M. G. Beridze	17-20
On boron nitride coating of metals B. Kaftanoğlu, N. Dökmetaş, A. E. S. Özhan, T. Hacaloğlu, M. Kılıçkan	21-28
Smart nanotechnology systems as interdependence factor of humans, technology and environment – <i>in Georgian</i> M. Janelidze, G. Janelidze, T. Berikashvili, A. Janelidze, G. Loladze	29-32
Field-induced magnetization in nanostructures with strong spin-orbit interaction M. M. Krupa, A. M. Korostil	33-52
Spiropyran containing liquid crystal systems to create a new type of micellar nanocontainers L. V. Devadze, J. P. Maisuradze, G. Sh. Petriashvili, Ts. I. Zurabishvili, N. O. Sepashvili, I. A. Mzhavanadze	53-60
Magneto-optical and optical properties of ion implanted (YBiCaSm) ₃ (FeGeSi) ₅ O ₁₂ garnet films L. Kalandadze	61-66
Physical properties of conducting diamond like carbon nanostructure films transparent in the visible range of light, deposited on silicon Zh. R. Panosyan, S. S. Voskanyan, Ye. V. Yengibaryan, M. G. Azaryan, A. A. Sahakyan, H. N. Yeritsyan, V. V. Harutyunyan	67-76
Research of processes of photo stimulated crystallization of nano dimensional layers of silicon on sapphire films Z. V. Jibuti, S. A. Avsarkisov, A. P. Bibilashvili, R. G. Gulyaev, N. D. Dolidze, Z. I. Kushitashvili, N. I. Zhonzholadze	77-82
Nanotechnology and semiconductor devices T. Laperashvili, O. Kvitsiani, D. Laperashvili, M. Elizbarashvili, A. Chanishvili	83-88
Some types of nanosensors detecting the pathogens T. N. Bzhalava, K. G. Kapanadze, V. I. Kvintradze	89-96
Homeopathic nanopharmacology according to the information-energetic holographic theory M. L. Chikava, T. G. Tsintsadze, M. V. Nishnianidze	97-98

Regular Papers

Practical applications of titanium nitride nanostructured coatings – <i>in Russian</i> V. M. Shulayev, A. P. Redkokasha, D. A. Listopad	99-106
Accumulation of copper and zinc by wheat (<i>Triticum</i>) and barley (<i>Hordeum</i>) – <i>in Georgian</i> A. Rcheulishvili, E. Ginturi, O. Rcheulishvili, L. Tugushi, N. Rcheulishvili, E. Gelagutashvili	107-110
Study of some features of accumulation of silver, cadmium and mercury in cellular growth dynamics of algae <i>Spirulina platensis</i> – <i>in Georgian</i> N. Kuchava	111-116
Postradiation annealing effect on plastic and optical properties of LiF crystal irradiated by high fluences of neutrons M. V. Galustashvili, V. G. Kvachadze, M. G. Abramishvili, Z. G. Akhvlediani, D. G. Driaev	117-122
Assessment of the geothermal potential of West Georgia G. Melikadze, N. Kapanadze, G. Kobzev, T. Jimsheladze, A. Sborshchikovi	123-128
Peculiarities of experimental conditions for adjustment of characteristics of lead selenide nanolayers A. M. Pashaev, O. I. Davarashvili, M. I. Enuakashvili, Z. G. Akhvlediani, R. G. Gulyaev, M. A. Dzagania, V. P. Zlomanov	129-134
Polarization-separation method for characterization of phase state in clouds.– <i>in Russian</i> K. G. Tskhakaia, R. R. Kikvidze	135-138
Growth mechanism and morphology of germanium nitride nanowires D. Jishiashvili, L. Chkhartishvili, Z. Shiolashvili, N. Makhatadze, V. Gobronidze, A. Jishiashvili	139-148
Short dictionary (Glossary) on nanochemistry and nanotechnology. Part IV Ts. Ramishvili, V. Tsitsishvili	149-162

Science History Pages

Zurab Saralidze – <i>in Georgian</i> V. Kvachadze	163-168
--	---------

Books & Media Reviews

Recent studies in nanotechnology – <i>in Georgian</i> L. Chkhartishvili	169-172
--	---------

Chronicle

3rd International Conference “Nanotechnologies” (Nano – 2014) – <i>in Georgian</i> M. Vepkhvadze	173-178
Nanoforums held in 2014 and to be held in 2015 – <i>in Georgian</i> L. Chkhartishvili	179-184

DISTRIBUTION OF THE CURRENT CARRIERS IN THE
INVERSION CHANNEL OF NANOWIRE BASED FETs

F. V. Gasparyan¹, S. A. Vitusevich²

¹Yerevan State University
Yerevan, Armenia
fgaspar@ysu.am

²Peter Grünberg Institute (PGI – 8)
Jülich, Germany
s.vitusevich@fz-juelich.de

Accepted May 29, 2014

1. Introduction

Semiconductor nanosize devices on the base nanowires (NWs) and nanotubes (NTs) have been the subjects of comprehensive research in recent years due to their unique and specific electro-physical, optical, magnetic and mechanical properties. NWs and NTs are promising candidates for application in a variety of fields, such as engineering, electronics, optoelectronics, biophysics, biomedicine [1 – 5]. Recently a large progress has been made in fabrication, device physics, modeling and simulation of electrical properties of NW and NT field-effect transistors (FETs) [6, 7]. Among other electronic devices silicon nanosized FETs play a principal role in modern electronics due to their compatibility to CMOS process. The small NW cross-section offers a significant gate control over the drain current, therefore NW FETs represent ultimate building blocks for nanoelectronics. However, for development of ultrasensitive devices, such as bio-chemical and gas sensors, deep understanding of the transport mechanisms in FET structures is of crucial importance. Currently the unified charge control model is generally accepted for metal-oxide-semiconductor FETs [8 – 10]. Gate voltage can be applied both: as usual metal electrode and through the reference electrode using electrolyte medium. Liquid-gated FETs widely used in bio-chemical sensors (see Ref. [11] and citations). In case of liquid-gated NW FETs there are still a lot of open questions. For example, nowadays, two main concepts are considered for optimization sensitivity and selectivity of Si NW sensors: using the sub-threshold mode or above-threshold mode [12, 13].

The distribution of the mobile charge carriers determines the static and dynamic electro-physical and optical behavior of the transistor. Indeed, the distribution of the carriers in the NW FETs channel may differ from its classical counterpart due to quantum confinement in space charge region the channel cross-section. It may lead to overestimation of different kinds of FET parameters during fitting. Quantization may result in the shift of maximum location of the mobile carrier's density from the front gate interface. This can be considered to be equivalent to increasing of the effective tunneling distance to the trap(s) located in the front oxide layer. Note that usually, in case of very small channel cross sections ($\sim 10^{-10} - 10^{-12} \text{cm}^2$), the only single trap may determine the channel current behavior.

The impact of charge carrier distribution quantization on the current transport mechanisms into the nanosize channel of liquid-gated FETs has not yet been reported.

In this paper, we have studied current carrier's distribution and conditioned by them unique properties of liquid-gated NW FETs. We show the importance of considering the

electron quantization effect in the inversion layer. The schematic picture of the investigated structure presented in **Figure 1**. Here RE is the reference electrode, V_g is the applied gate voltage, I_{sd} is the source-drain current, t , W and L are sizes of the NW, by FOX signify front oxide layer, and by BOX – buried oxide layer.

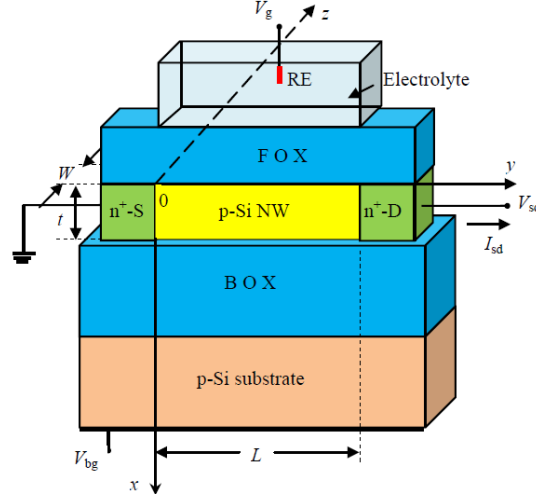


Figure 1. Schematic of the p-Si NW channel between FOX and BOX layers, source (S) and drain (D).

2. Distribution of the charge carriers in the inversion channel

2.1. General considerations

The statistical and dynamical behavior of the source-drain current unambiguously is defined by the distribution of the mobile charge carrier's concentration over the conducting channel. We consider the case of inversion n-channel liquid-gated FET. Therefore majority of processes in the structure is determined by the electrons. Obviously, concentration of mobile carriers in the channel depends on the coordinate x (see Fig. 1) and applied gate voltage. At the same time FOX-NW surface concentration is only gate voltage dependent. Hence overall concentration can be presented as follows:

$$n(x, V_g) = n_s(V_g) \times f(x, V_g). \quad (1)$$

Here $n_s(V_g)$ is the electron surface concentration per unit area at the FOX interface and $f(x, V_g)$ in cm^{-1} is the some characteristic function, which describes the charge carrier distribution in the $x - z$ plane of the channel (see **Figure 1**).

The surface concentration can be described using the unified charge control model. For the investigated structure it can be defined from the following expression [13]:

$$V_g - V_{th} = \frac{e}{C_{fox}} (n_s - n_{s,t}) + \eta V_{th} \ln \left(\frac{n_s}{n_{s,t}} \right). \quad (2)$$

Here V_{th} is the threshold voltage, e is the electron charge, C_{fox} is the capacitance of FOX layer, $n_{s,t}$ is the surface density of electrons per unit area at the threshold voltage ($n_{s,t} = n_s$ at the $V_g = V_{th}$), and η is the factor of the transistor non-ideality

$$\eta = 1 + \frac{C_d}{C_{fox}} \approx 1 + \sqrt{\frac{e\epsilon_0\epsilon_{Si}N_A}{2\phi_T C_{fox}^2}}, \quad \phi_T = \frac{kT}{e},$$

C_d is the capacitance of silicon depletion layer; ϵ_0 and ϵ_{Si} are the dielectric permittivities of free space and silicon, correspondingly; N_A is the doping acceptor concentration in both Si-substrate and Si-NW; ϕ_T is the thermal voltage.

It should be noted that influence of electrolyte is included into V_{th} value, which depend on potentials of the semiconductor, BOX, FOX, NW layers and electrolyte and can be presented as following [11, 14 – 18]:

$$\begin{aligned} V_{th} &= V_{FB} + 2\varphi_F + \phi_d, \\ V_{FB} &= E_{Ref} - \phi_s + \phi_{dl} - \frac{\Phi_{Si} - \Phi_{ox}}{e} + \frac{Q_{fox}}{C_{fox}} + \frac{Q_{box}}{C_{box}}, \\ E_{Ref} &= \phi_{bulk,sol} \approx 0; \quad \phi_{Si} = \phi_{bulk,Si} \approx 0; \quad \varphi_F = 2\varphi_T \ln \frac{N_A}{n_i}; \quad \phi_d = \sqrt{\frac{4e\varepsilon_0\varepsilon_{Si}N_A\varphi_T}{C_{box}}}, \\ \phi_{dl} &= 2\varphi_T \left(\frac{\varepsilon_w}{\varepsilon_r} \frac{N_{sol}}{K_{AK}^+ + H_s^+} \right); \quad \phi_{fox} = \frac{eN_{t,fox}}{C_{fox}}; \quad \phi_{box} = \frac{eN_{t,box}}{C_{box}}. \end{aligned} \quad (3)$$

Here V_{FB} is the flat-band voltage, φ_F is the Fermi potential; $\phi_{bulk,sol}$ and $\phi_{bulk,Si}$ are the electric potentials of the bulk solution and bulk silicon substrate; ϕ_s is the surface potential of the NW-FOX interface; n_i is the intrinsic carrier concentration in bulk silicon; C_{box} is the capacitance of BOX layer; Φ_{Si} and Φ_{ox} are the work functions of the silicon and oxide layer, correspondingly; ε_w and ε_r are the dielectric permittivities of water and electrolyte, correspondingly; K_{AK}^+ is the molar concentration of cations in the electrolyte, H_s^+ is molar concentration of hydrogen ions at oxide surface; N_{sol} is the solution molar concentration; $N_{t,fox}$ and $N_{t,box}$ are the trap surface concentration per unit area in the FOX-NW and BOX-NW interfaces, correspondingly; Q_{fox} and Q_{box} are the charges of front and buried oxide layers, correspondingly.

Concentration $n_{s,t}$ can be expressed as:

$$n_{s,t} = \frac{\eta C_{fox} \varphi_T}{2e}. \quad (4)$$

For the further calculations it is necessary to define surface potential of the NW-FOX interface ϕ_s . It can be calculated using Eq. (3) and density of minority carriers per unit area:

$$\phi_s = \varphi_T \ln \left(\frac{\eta C_{fox} \varphi_T N_A}{e t n_i^2} \right) + \varphi_T \ln \left\{ \ln \left[1 + \frac{1}{2} \exp \left(\frac{V_g - V_{th}}{\eta \varphi_T} \right) \right] \right\}. \quad (5)$$

Note that Eq. (2) has no analytical solution for n_s in terms of the V_g . The following approximate solution is suitable for strong inversion and sub-threshold regimes [17]:

$$n_s = 2n_{s,t} \ln \left[1 + \frac{1}{2} \exp \left(\frac{V_g - V_{th}}{\eta \varphi_T} \right) \right]. \quad (6)$$

After determining $n_s(V_g)$, we calculate $f(x, V_g)$ according to classical and quantum-mechanical approaches in order to evaluate the influence of peculiarities in carrier distribution for both cases on the physical processes taking place in the channel.

2.2. Classical approach

In order to find function $f(x, V_g)$ for the case of classical approach we use following classical dependence of $n(x)$ [18]:

$$n(x) = N_c \exp \left[-\frac{E_c(x) - E_F}{kT} \right] = N_c \exp \left[-\frac{(E_c - e\phi(x)) - E_F}{kT} \right] = n_0 \exp \left[\frac{\phi(x)}{\varphi_T} \right]. \quad (7)$$

Here N_c is the density of states in the conduction band of a semiconductor, $\phi(x)$ is the contact potential at the FOX-NW interface. To determine the $\phi(x)$ we have to solve the Poisson equation:

$$\frac{d^2 \phi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_0 \varepsilon_{Si}}, \quad (8)$$

where $\rho(x)$ is the space charge density for the fully ionized acceptor (boron in Si) centers:

$$\rho(x) = -e(N_A^- + n - p) = -ep_0 \left[1 - \exp \left(-\frac{\phi}{\varphi_T} \right) + \frac{n_0}{p_0} \exp \left(\frac{\phi}{\varphi_T} \right) \right]. \quad (9)$$

Here n , p and n_0 , p_0 are the carrier's non-equilibrium and equilibrium concentrations, respectively. We can use following boundary conditions for solving the Eq. (8) (see **Figure 1**):

$$x \rightarrow \infty \Rightarrow \phi \rightarrow 0, \quad x \rightarrow 0 \Rightarrow \phi \rightarrow \phi_s. \quad (10)$$

Using Eqs. (9) and (10) one can obtain following solution of Eq. (8):

$$\phi(x) = \left\{ \phi_s + \frac{en_0}{\epsilon_0 \epsilon_{Si}} \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{l_s}\right) \right] \right\} \exp\left(-\frac{x}{l_s}\right), \quad (11)$$

where:

$$l_s = \frac{L_D}{1+n_0/p_0}, \quad L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_{Si} \phi_T}{ep_0}},$$

L_D is the Debye's screening length.

Then using expression for ϕ_s from Eq. (5) finally we have:

$$f(x, V_g) = \frac{n_0}{n_s} \times \exp \left\{ \left[\ln \left(\frac{\eta \phi_T C_{fox} N_A}{et n_i^2} \right) + \ln \left[\ln \left(1 + \frac{1}{2} \exp \left(\frac{V_g - V_{th}}{\eta \phi_T} \right) \right) \right] + \frac{et^2 n_i^2}{\epsilon_0 \epsilon_{Si} \phi_T N_A} \right] \exp \left(-\frac{x}{l_s} \right) \right\}. \quad (12)$$

2.3. Quantum-mechanical approach

The quantum-mechanical (QM) distribution of mobile carriers within the inversion layer in the NW FET can be obtained by solving self-consistently the Schrödinger's equation and Poisson equation. QM calculation gives the following result for the characteristic $f(x, V_g)$ function [19, 20]:

$$f(x, V_g) = |C_i|^2 \times \left| Ai \left[\left(x - \frac{E_i}{q\mathcal{E}} \right) \left(\frac{2m^* e\mathcal{E}}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{3}} \right] \right|^2, \quad (x \geq 0), \quad (13)$$

where

$$|C_i|^2 = \left[\int_0^\infty \left| Ai \left\{ \left(x - \frac{E_i}{q\mathcal{E}} \right) \left(\frac{2m^* e\mathcal{E}}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{3}} \right\} \right|^2 dx \right]^{-1} \quad (14)$$

and

$$E_i = -\frac{(e\hbar\mathcal{E})^{\frac{3}{2}}}{(2m^*)^{\frac{1}{3}}} \times s_i, \quad (15)$$

$Ai(x)$ is the Airy function, m^* is the effective electronic mass, \mathcal{E} is the electric field in the NW channel, E_i is the quantized energy levels for electrons of the inversion channel in a triangular potential well [21], s_i is the i -th solution of the equation $Ai(s) = 0$.

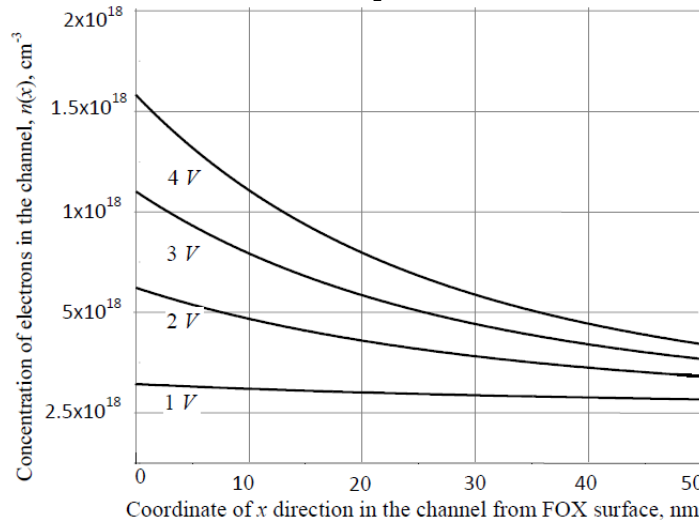


Figure 2. The carrier concentration $n(x, V_g)$ calculated for the several values of gate voltages at 300 K.

Figure 2 show classical dependencies of $n(x, V_g)$, calculated using Eq. (12) and parameters, described below. For numerical computation we use following values, which correspond to sample geometry and typical parameters of materials for investigated structure: $\varphi_T = 0.026$ eV ($T = 300$ K), $N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $N_{sol} = 0.015$ mol/L, $K_{AK}^+ = 0.001$ mol/L, $t = 50$ nm, $W = 100$ nm, $L = 200$ nm, $d_{fox} = 9$ nm, $d_{box} = 500$ nm, $\varepsilon_{Si} = 11.6$, $\varepsilon_{ox} = 3.9$, $\varepsilon_w \approx 80$, $\varepsilon_r \approx 78$, $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14}$ F/cm, $m^* = 0.26m_0$.

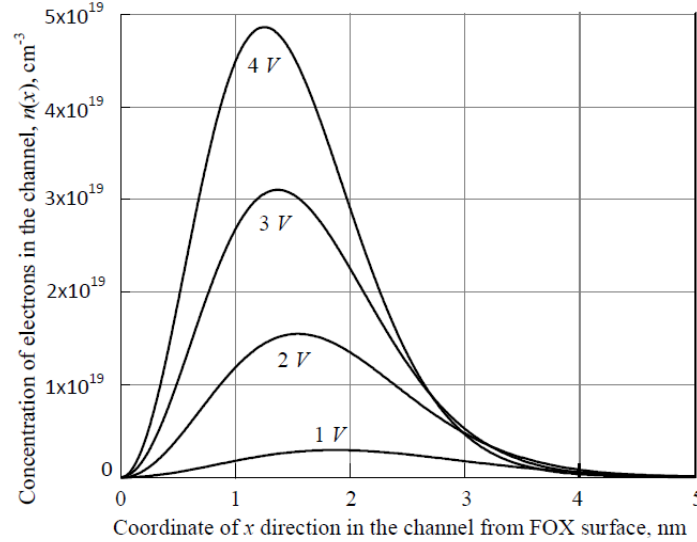


Figure 3. Dependencies of carrier concentration $n(x, V_g)$ calculated using Eq. (1), (6), (13) for several values of gate voltages at $T = 300$ K.

According to Ref. [21] the surface electric fields are typically $\sim (10^4 - 10^5)$ V/cm, energy levels $E_i \approx (0.03 \div 0.06)$ eV and typical value of s_i for silicon FETs is equal to 2.338.

Using Eqs. (1), (13) and (14), and above listed parameters for investigated structure we have computed dependencies of $f(x, V_g)$ and $n(x, V_g)$ for different gate voltages. **Figure 3** shows the obtained results. As we can see the concentration of the mobile charge carriers in the QM approach differs considerably from the classical case (**Figure 2**). The curves have well pronounced peaks near the interface. Such a behavior is caused by the energy quantization of the electrons in the triangular potential well near the FOX-NW interface (see Eq. (15)). Increasing of the gate voltage results in increasing of the maximal concentration value and shift of the maximums towards the FOX-NW interface. Majority of the electrons are located near the FOX layer and occupy the region of 1 – 2 nm depth in the channel. More than 90 % of the channel thickness does not contribute into the dynamical processes and is in passive state. In QM case a conception of the uniform inversion layer approximation becomes inappropriate. It should be emphasized that in the QM case the maximal values of concentration are one order of magnitude higher than in the classical distribution case. After defining charge carrier distribution for classical and quantum cases we can evaluate the drain current of the Si NW transistor for both cases.

3. Conclusion

It is shown, that in the inversion channel of the nanosize FET are significant difference between charge carrier distributions forms in classical and QM approaches. This difference can have strong influence on the carrier transport through several nanosize field-effect structures.

In classical approach the charge carrier distribution has maximum at the interface FOX-NW, whereas in the QM approach the maximum displaces away from the interface. The value of the electron concentration increases with increasing of the gate voltage as well as its maximum relocates closer to the FOX-NW interface. Majority of the electrons concentrates near the FOX surface and occupies the region from 1 to 2 nm. This fact should be taken into account for designing submicron devices. Those results can be useful both: for deep insight and for accurate qualitative and quantitative description of the physical processes taking place not only in the electrolyte-gated Si NW FETs but also can be applied for the several nanosize FETs. Classical and QM models of electron charge distribution can be applied to find appropriate description of physical phenomena, which takes place.

Acknowledgments:

Author greatly appreciates the support of German Academic Exchange Service (DAAD) for the research grant.

References

1. Y. Li, F. Qian, J. Xiang, C. M. Lieber. *Mater. Today*, 2006, 9, 18.
2. F. Patolsky, C. M. Lieber. *Mater. Today*, 2005, 8, 20.
3. F. Patolsky, B. P. Timko, G. Yu, Y. Fang, A. B. Greytak, G. Zheng, C. M. Lieber. *Science*, 2006, 313, 1100.
4. Y. Wang, T. Wang, P. Da, M. Xu, H. Wu, G. Zheng. *Adv. Mater.*, 2013, 25, 5177.
5. Z. Zhong, D. Wang, Y. Cui, M. W. Bockrath, C. M. Lieber. *Science*, 2003, 302, 1377.
6. J. Appenzeller, J. Knoch, M. T. Björk, H. Riel, H. Schmid, W. Riess. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, 2008, 55, 2827.
7. S. Jin, T. Tang, M. V. Fischetti. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, 2008, 55, 727.
8. M. H. Yang, Q. Yu, B. Xiao, P. F. Yang. *Semicond. Sci. Technol.*, 1999, 14, 715.
9. M. Shur, T. A. Fjeldly, T. Ytterdal, K. Lee. *Solid. State. Electron.*, 1992, 35, 1795.
10. H. Y. Byun, K. Lee, M. Shur. *IEEE Electron Dev. Lett.*, 1990, 1, 50.
11. X. P. Gao, G. Zheng, C. M. Lieber. *Nano Lett.*, 2010, 10, 547.
12. N. K. Rajan, D. A. Routenberg, M. A. Reed. *Appl. Phys. Lett.*, 2011, 98, 264107.
13. F. V. Gasparyan, A. Poghosian, S. A. Vitusevich, M. V. Petrychuk, V. A. Sydoruk, J. R. Siqueira, O. N. Oliveira, A. Offenhäusser, M. J. Schöning. *IEEE Sens. J.*, 2011, 11, 142.
14. M. J. Deen, M. W. Shinwari, J. C. Ranuárez, D. Landheer. *J. Appl. Phys.*, 2006, 100, 074703.
15. A. Hassibi, R. Navid, R. W. Dutton, T. H. Lee. *J. Appl. Phys.*, 2004, 96, 1074.
16. M. Janicki, M. Daniel, M. Szermer, A. Napieralski. *Microelectronics J.*, 2004, 35, 831.
17. T. Ytterdal, Y. Cheng, T. A. Fjeldly. *Device Modeling for Analog and RF CMOS Circuit Design*. 2003, John Wiley & Sons.
18. S. M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. 1986, Wiley.
19. A. P. Gnädinger, H. E. Talley. *Solid. State. Electron.*, 1970, 13, 1301.
20. C. T. Hsing, D. P. Kennedy, A. D. Sutherland, K. M. van Vliet. *Phys. Status Solidi*, 1979, 56, 129.
21. D. Colman. *J. Appl. Phys.*, 1968, 39, 1923.

PHASE TRANSITIONS AND MULTI-LAYERED NATURE OF
MARTENSITE STRUCTURES IN SHAPE MEMORY ALLOYS

O. Adiguzel

Firat University
Elazig, Turkey
oadiguzel@firat.edu.tr

Accepted October 8, 2014

Introduction

Martensitic transformations are first order lattice-distorting phase transformations and occur as twinned martensite with the cooperative movement of atoms by means of lattice invariant shears in the materials on cooling from high temperature parent austenite phase region. The twinned martensites turn into reoriented martensite by the deformation in martensitic condition. Shape memory effect is based on martensitic transformation, and microstructural mechanisms are responsible for shape memory behavior. In particular, the detwinning is essential as well as martensitic transformation in reversible shape memory effect [1, 2].

Shape memory alloys can be deformed plastically in low temperature martensitic condition, and recover the original shape on heating over the austenite finish temperature. The material cycles between the deformed and original shapes on cooling and heating. By applying external stress, the martensitic variants are forced to reorient into a single variant leading inelastic strains, and deformation of shape memory alloys in martensitic state proceeds through a martensite variant reorientation or detwinning of twins. The twinning occurs with internal stresses, while detwinning occurs with the external stresses. The basic mechanism of shape memory effect is schematically illustrated in **Figure 1**. The deformed material recovers the original shape on heating over the austenite finish temperature, and returns to the multivariant martensite structures in irreversible shape memory effect on cooling below the martensite finish temperature; in contrast, the material returns to the detwinned martensite structure in reversible shape memory case. The detwinning process has great importance for the occurrence of reversible shape memory effect.

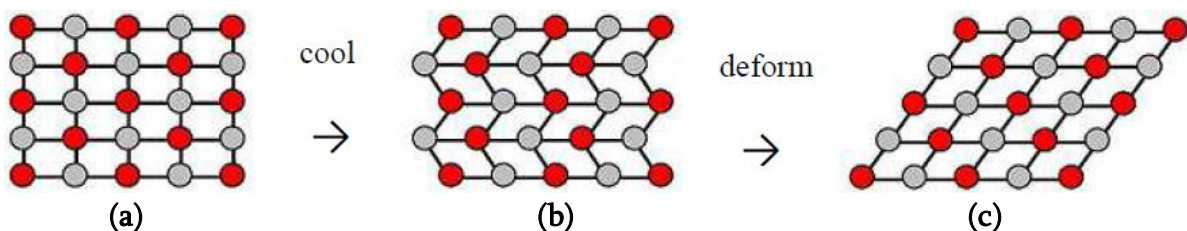


Figure 1. Schematic illustration of the mechanism of the shape-memory effect: (a) atomic configuration on {110}-type planes of parent austenite phase, (b) twinned martensite phase occurring thermally on cooling, (c) detwinned martensite occurring with deformation.

Martensitic transformations occur in a few steps. One is Bain distortion [3], and second one is lattice invariant shear which is effective in the formation of self-accommodated martensite structures. Bain distortion consists of expansion of 26% parallel to the $\langle 001 \rangle$ -type axes, called Bain axes, and compression of 11% parallel to the $\langle 110 \rangle$ and $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ -type directions, perpendicular to Bain axes. The $\langle 001 \rangle$ -type axes have the following axes; [100], [010] and [001], and the bcc- cubic unit cells turn into tetragonal cells by means of Bain distortions in different orientations. This process is schematically illustrated in **Figure 2**.

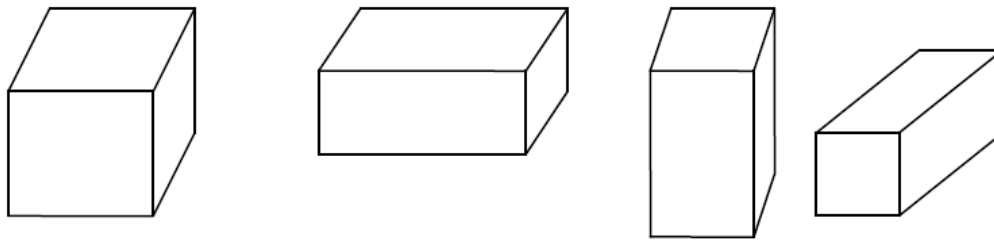


Figure 2. A cubic unit cell and three orthorhombic unit cells at different orientations in basic coordinate axes caused by Bain distortion.

The lattice invariant shears occurs, in two opposite directions, $\langle 110 \rangle$ -type directions on the $\{110\}$ -type basal planes and this kind of shear can be called as $\{110\} \langle 110 \rangle$ -type mode and has 24 variants in self-accommodating manner. The basic characteristic of shape memory alloys is the occurrence of different variants in the low temperature martensitic phase. When a shape memory alloy undergoes martensitic transformation, it transforms from the parent phase to one or more of the different variants of the martensitic phase [4, 5]. The basal plane of 9R (18R)-type martensite in copper-based shape memory alloys is derived from a $\{110\}$ -type planes which have the following six planes; $\{110\}$ -plane group has the following private planes; $\langle 110 \rangle$, $\langle 1\bar{1}0 \rangle$, $\langle 101 \rangle$, $\langle 10\bar{1} \rangle$, $\langle 001 \rangle$, $\langle 00\bar{1} \rangle$, and lattice invariant shears occur on these planes. There are two possible shear directions for each plane and 12 possible combinations of stacking planes and shear directions. Each combination leads to two possible crystallographically equivalent habit planes; therefore, 24 variants of the 9R (18R) martensite can result in a single crystal of the parent beta-phase.

The shape memory alloys possess two unique abilities: the capacity to recover large strains and to generate internal forces during their activation. The basis of this phenomenon is the martensitic transitions, which govern the remarkable changes in internal crystalline structure of materials [1 – 4].

The basic characteristic of shape memory alloys is the occurrence of different variants in the low temperature martensitic phase. The martensitic transformation is a shear-dominant solid-state phase transformation, and, shape memory materials transform from the parent phase to one or more of the different variants of the martensitic phase in thermal induced manner [1, 4]. The variants of the martensite usually arrange themselves in a self-accommodating manner through twinning [1, 4].

The shape memory effect is based on martensitic transformation, and shape memory properties are intimately related to the microstructures of the material, especially orientation relationship between the various martensite variants. Twinning and detwinning processes can be considered as elementary processes activated during the transformation. These processes are responsible for shape memory effect, as well as martensitic transformation.

Copper based alloys exhibit this property in metastable β -phase region, which has B2 or DO₃-type ordered lattice at high temperature, and these structures martensitically turn into layered complex structures with lattice twinning process, on cooling from high temperature austenitic phase region. The twinning occurs with lattice invariant shears on {110}-type planes of parent matrix. Lattice invariant shears occur in two opposite directions, $\langle 110 \rangle$ -type directions on the {110}-type plane of austenite matrix. This kind of shear can be called as {110} $\langle 110 \rangle$ -type mode and gives rise to the formation of layered structures, like 3R, 9R or 18R depending on the stacking sequences on the close-packed planes of the ordered parent phase lattice. The periodicity and therefore the unit cell are completed through 18 layers in direction z in 18R case [3 – 5].

Experiment

In the present contribution, two copper based ternary alloys were selected for investigation: Cu – 26.1 % Zn – 4% Al and Cu – 11% Al – 6% Mn (in atomic). Powder specimens for X-ray examination were prepared by filling the alloys, these specimens were heated in evacuated quartz tubes in the β -phase field (15 minutes at 830 °C for CuZnAl and 20 minutes at 700 °C for CuAlMn) for homogenization and quenched in iced-brine. These specimens were also given different post-quench heat treatments and aged at room temperature. X-ray diffraction studies carried out on these specimens, and X-ray diffraction profiles were taken from the quenched specimens using Cu – K α radiation with wavelength 1.5418 Å.

Results and discussions

An X-ray powder diffractogram taken from the quenched and long term aged CuAlMn alloy sample is shown in **Figure 3**. This diffractogram has been indexed on the monoclinic M18R basis. The peak indexes are as follow – 1:(122), 2:(202), 3:(0018), 4:(128)–(208) overlapped, 5:(1210), 6:(2010), 7:(040), 8:(320).

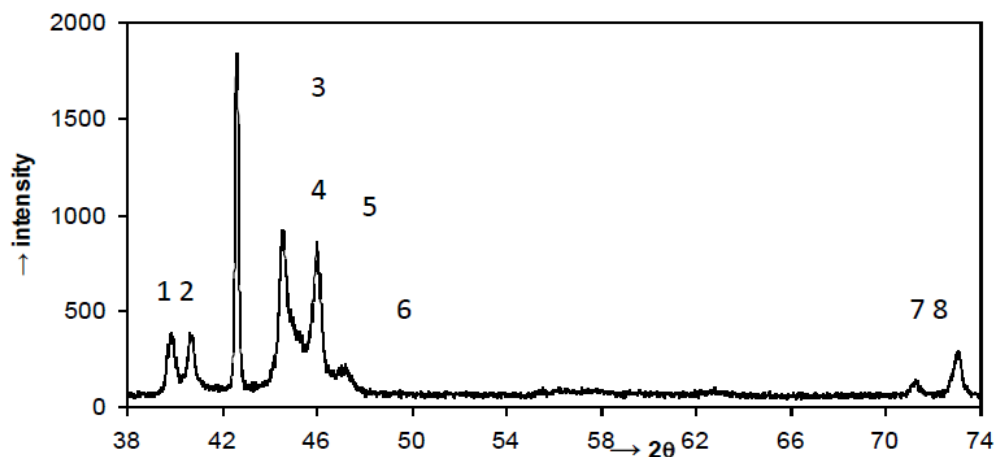


Figure 3. An X-ray diffractogram taken from the long term aged CuAlMn alloy sample.

On the other hand, electron diffraction pattern were also taken from the samples these alloys, the details were given elsewhere [3, 6]. X-ray diffractograms and electron diffraction patterns reveal that this alloy has an ordered structure in martensitic condition, and exhibit

superlattice reflections. X-ray powder diffractograms and electron diffraction patterns were taken from both CuZnAl and CuAlMn alloy samples in a large time interval and compared with each other. It has been observed that electron diffraction patterns exhibit similar characteristics, but some changes occur at the peak locations and intensities on the X-ray diffractograms with aging duration. These changes occur as rearrangement or redistribution of atoms in the material, and attribute to new transitions in diffusive manner [3, 6, 7].

The ordered structure or super lattice structure is essential for the shape memory quality of the material. In the shape memory alloys, homogenization and releasing the external effect is obtained by ageing at β -phase field for adequate duration. Crystallization is essential for shape memory quality, and crystallization and formation of the ordered structure is obtained by the quenching process in the suitable media. Martensitic transformation obtained on cooling is called thermally induced phase transformation, and martensite consists of up to 24 variants, which are regions of the same structure but with different crystallographic orientations [7 – 9].

Metastable β -phases of copper-based shape memory alloys are very sensitive to the ageing effects, and any heat treatment can change the relative stability of both martensite and parent phases. The martensitic transformation obtained on cooling is called thermally induced phase transformation. The obtained martensite consists of up to 24 variants, which are regions of the same structure but with different crystallographic orientations [2, 3, 8].

Martensitic transformations occur by two or more lattice invariant shears on a $\{110\}$ -type plane of austenite matrix which is basal plane or stacking plane for martensite, as a first step, and the transformed region consists of parallel bands containing alternately two different variants. All of these martensite phases are long-period stacking ordered structures that is the underlying lattice is formed by stacks of close-packed planes. Lattice invariant shears occur with cooperative movement of atoms less than interatomic distances on $\{110\}$ -type close packed planes of austenite matrix. The lattice invariant shears occurs, in two opposite directions, $\langle 110 \rangle$ -type directions on the $\{110\}$ -type basal planes and this kind of shear can be called as $\{110\}$ $\langle 110 \rangle$ -type mode and has 24 variants in self-accommodating manner. These lattice invariant shears give rise to the formation of unusual complex layered structures called long period layered structures such as 3R, 9R or 18R depending on the stacking sequences on the close-packed planes of the ordered lattice. The periodicity and therefore the unit cell are completed through 18 layers in direction z in 18R case. The $\{110\}$ -plane family has 6 special planes: (110) , $(1\bar{1}0)$, (101) , $(10\bar{1})$, (011) and $(01\bar{1})$. Lattice invariant shears occur in both sides of these planes; therefore martensite occurs as 24 variants in self-accommodating manner. Microstructural mechanisms are responsible for shape memory behavior. Occasionally, martensite variants are called twinned martensites, which turn into reoriented martensite by the deformation in martensitic condition. In particular, the detwinning is essential as well as martensitic transformation in reversible shape memory effect. The twinning occurs with internal stresses, while detwinning occurs with the external stresses.

Copper-based shape memory alloys exhibit a tendency to martensitic thermal stabilization. During the stabilization process, the pinning of martensitic variants can take place only in thermally induced martensite, while the atom rearrangement can take place in both thermal and stress-induced martensite [3]. Martensite stabilization is closely related to the disordering in martensitic state, and atom locations in the lattice sites in the crystal unit cell are very important for the analysis and process of transformation.

Shape memory alloys have the important ability to remember their original shape on heating after deformation in low temperature martensitic state, and they are used as shape memory elements in devices due to this property. These alloys cycle between two particular shapes with changing temperature. In the cycling processes; the martensite normally returns to a self-accommodated structure after cooling in the irreversible shape memory case, whereas the reversible shape memory effect causes the martensite to adopt a detwinned -single variant configuration [2, 3, 8].

On the other hand, the basal plane of martensite turns into a hexagon by means of Bain distortion. The $\{110\}_\beta$ -type basal planes of parent phase have a rectangular shape in parent phase and subjected to hexagonal distortion and undergoes a hexagon by means of Bain distortion. This process is schematically illustrated in **Figure 4**.

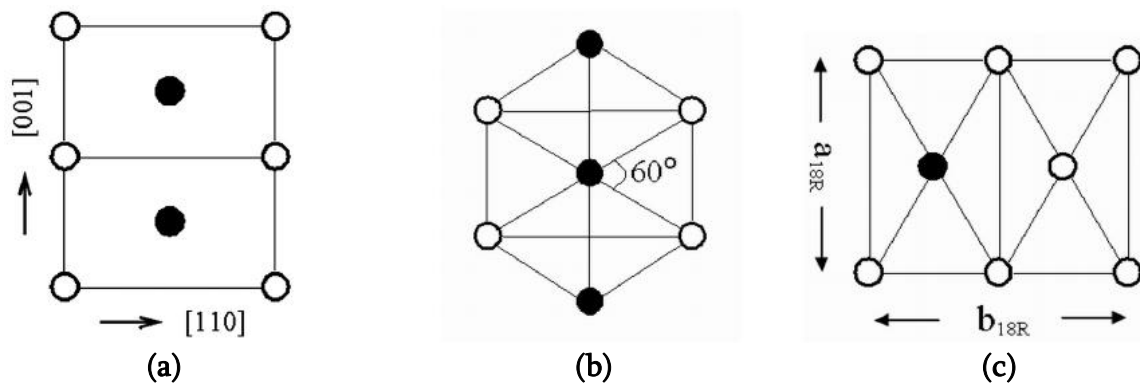


Figure 4. Atomic configuration of the (110) plane of DO_3 -type ordered β -matrix (a) before and (b) after hexagonal distortion, (c) principal basal plane axes of the 18R structure.

X-ray diffractograms taken from the specimens aged at room temperature in a long term interval reveal that some changes have been observed in peak locations and intensities on the diffractograms with aging duration. These changes are attributed to new transitions which have diffusive character. In particular, some of the neighbour peak pairs come close each other. It is interesting that miller indices of these plane pairs provide a special relation: $(h_1^2 - h_2^2)/3 = (k_2^2 - k_1^2)/n$ where $n = 4$ for 18R martensite. These plane pairs can be listed as follow; (122)–(202), (128)–(208), (1210)–(2010), (040)–(320). This result can be attributed to a relation between interplane distances of these plane pairs and rearrangement of atoms on the basal plane. In these changes, atom sizes play important role. The different sizes of atomic sites lead to a distortion of the close-packed plane from an exact hexagon and thus a more close-packed layered structure may be expected. In the disordered case, atom sizes can be taken nearly equal, and martensite basal plane becomes an ideal hexagon. Although martensitic transformations are displacive, the post-martensitic transitions have the diffusive character because this transition requires a structural change and this also gives rise to a change in the configurational order.

Metastable β -phases of copper-based shape memory alloys are very sensitive to the ageing effects, and ageing treatment gives rise to the rearrangement of atoms in diffusive manner [8, 9]. Structural ordering is one of the important factors for the formation of martensite, while atom sizes have important effect on the formation of ordered structures [9, 10, 11].

Conclusions

Martensitic transformation in copper based shape memory alloys occur as martensite variant with cooperative movements of atoms in self-accommodating manner through twinning. It can be concluded from the above results that the copper-based shape memory alloys are very sensitive to the ageing treatments, and heat treatments can change the relative stability and the configurational order of atoms in the material. This result attributes to rearrangement of atoms in diffusive manner. In the cycling processes; the parent phase normally returns to a self-accommodated structure after cooling in the irreversible shape memory case, whereas the reversible shape memory effect causes the martensite to adopt a detwinned -single variant configuration. The changes in the diffracted peak angles with ageing changes lead to the martensite stabilization in the redistribution or disordering manner, and stabilization proceeds by a diffusion-controlled process. The changes in the diffraction angles of the selected plane pairs can be a measure of the ordering degree in martensite.

References

1. J. Ma, I. Karaman, R. D. Noebe. *Int. Mater. Rev.*, 2010, 55, 257.
2. Y. Liu, Z. Xie. In: *Progress in Smart Materials and Structures* (Ed. P. L. Reece), 2007, New York: Nova Sci. Publ., 29.
3. O. Adiguzel. *J. Mater. Proc. Technol.*, 2007, 185, 120.
4. J. Malarriaa, F. C. Lovey, M. Sade. *Mater. Sci. & Eng. A*, 2009, 517, 118.
5. Y. Sutou, T. Omori, K. Yamauchi, N. Ono, R. Kainuma, K. Ishida. *Acta Mater.*, 2005, 53, 4121.
6. O. Adiguzel. *Key Eng. Mater.*, 2012, 510-511, 105.
7. J. L. Pelegrina, R. Romero. *Mater. Sci. & Eng. A*, 2000, 282, 16.
8. F. de Castro, M. Sade, F. Lovey, *Mater. Sci. & Eng. A*, 2012, 543, 88.
9. V. Paidar. *Mater. Sci. & Eng. A*, 2008, 481-482, 243.
10. Y. F. Guo. *Acta Mater.*, 2007, 55, 663.
11. A. Aydogdu, Y. Aydogdu, O. Adiguzel. *J. Mater. Proc. Technol.*, 2004, 153-154, 164.

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕНЕНИЙ КОНЦЕНТРАЦИЙ
ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ n-Si, ОБЛУЧЕННЫХ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ПРОТОНАМИ

Т. А. Пагава, Л. С. Чхартишвили,
Н. И. Майсурадзе, Д. З. Хочолава, М. Г. Беридзе

Грузинский Технический Университет
Тбилиси, Грузия
tpagava@gtu.ge

Принята 8 октября 2014 года

1. Введение

Как известно [1], в кристаллах n-Si под воздействием радиационного облучения образуются радиационные дефекты (РД), которые до полного отжига ($T_{ann} = 600\text{ }^{\circ}\text{C}$) влияют на физические свойства кристалла.

Образование и перестройка РД происходит не только непосредственно в процессе облучения, но и при старении образцов, ранее подвергнутых сильному воздействию излучения (например, протонов с энергией 25 МэВ) [2].

В работе [3], проанализирована кинетика роста концентраций дефектов $\text{C}_i\text{-O}_i$ в зависимости от технологии изготовления структур $p^+n^+n^+$. При повторном облучении α -частицами с энергией 5.5 МэВ обнаружена перестройка при 300 К дефектов, образовавшихся в результате отжига первичных РД. Выявлено возникновение «скрытых» источников межузельного углерода C_i , не наблюдаемого методом DLTS. При этом для его высвобождения и участия в формировании комплексов $\text{C}_i\text{-O}_i$ требуется большая энергия (резкий рост концентрации комплексов $\text{C}_i\text{-O}_i$ наблюдается при $T_{ann} = 250\text{ }^{\circ}\text{C}$).

Целью данной работы является, выявление «скрытых» источников донорной примеси в кристаллах n-Si с помощью радиационного отжига исследуемых образцов.

2. Экспериментальные образцы и методика эксперимента

Исследовались монокристаллы Si n-типа проводимости, выплавленные методом плавающей зоны, с концентрацией электронов $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Содержание кислорода в них было установлено из измерений ИК поглощения и примерно составляла $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; плотность ростовых дислокаций, измеренная по ямкам травления не превышала $10^2 - 10^4 \text{ см}^{-2}$. Образцы были вырезаны в форме брусков с размерами $1 \times 3 \times 10 \text{ мм}$ с наибольшей гранью (111). Кристаллы подвергались облучению протонами с энергией 25 МэВ в интервале доз $1.8 \cdot 10^{11} - 8.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при комнатной температуре, перпендикулярно к наибольшей грани; интенсивность потока протонов равнялась $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

После каждого цикла облучения при определенной дозе методом холла измерялась концентрация электронов N в температурном интервале $T = 77 - 300 \text{ К}$. Омические контакты, необходимые для подобных измерений создавались путем вытирания алюминия на шлифовальную поверхность исследуемого образца. Типичная ошибка измерения N не превышала 10 %.

3. Результаты исследований и их обсуждение

На рисунке 1 показано изменение концентраций электронов проводимости N в кристаллах n-Si, облученных протонами с энергией 25 МэВ в интервале температур 77 – 300 К. Как видно из этого рисунка с повышением дозы облучения от $1.8 \cdot 10^{11}$ до $9.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ N возрастает от $5.0 \cdot 10^{13}$ до $1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (кривые 1, 2, 3 и 4). Кривая 1 соответствует истощению донорной примеси, атомов фосфора Р. При повышении дозы облучения кривая зависимости $N = f(10^3/T)$ смещается вверх параллельно кривой 1, что свидетельствует о росте концентрации фосфора.

По-видимому, в процессе зонной плавки в слитке образуются т.н. «дефекты роста». При облучении таких кристаллов протонами с энергией 25 МэВ в образце помимо разупорядоченных областей (РО) образуются первичные РД, которые взаимодействуют с крупными, электрически неактивными дефектными комплексами (это, скорее всего, дефекты роста вакансионного происхождения), что приводит к распаду или перестройке последних, т.е. происходит т.н. радиационный отжиг [4]. В результате этого процесса высвобождаются атомы фосфора Р, которые были захвачены этими нейтральными скоплениями. Высвобожденные атомы фосфора занимают свое место в узлах кристаллической решетки, что приводит к наблюдаемому увеличению N .

Как известно [4], РО и ростовые дефекты являются эффективными стоками для первичных РД. При малых дозах облучения они (первичные РД) почти полностью расходуются на образование РО или рекомбинируют с ростовыми дефектами. Соответственно, при малых дозах облучения высокоэнергетичными протонами эффективности введения вторичных РД невелика.

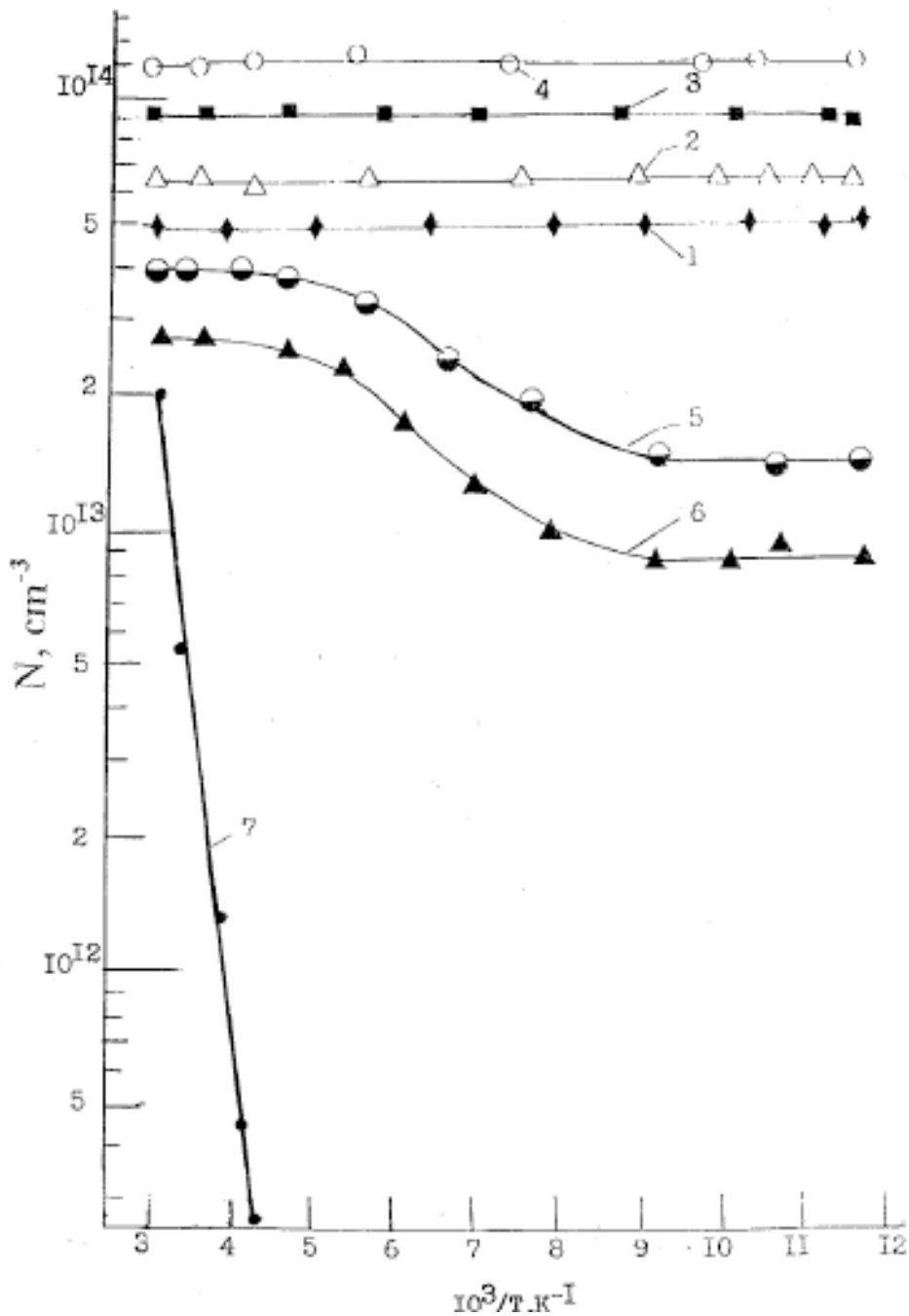


Рисунок 1. Температурная зависимость концентрации электронов в образцах p-Si, облученных протонами с энергией 25 МэВ. Доза облучения: 1 – до облучения, 2 – $1.8 \cdot 10^{11}$, 3 – $4.5 \cdot 10^{11}$, 4 – $9.0 \cdot 10^{11}$, 5 – $1.8 \cdot 10^{12}$, 6 – $2.7 \cdot 10^{12}$, и 7 – $8.1 \cdot 10^{12}$ см⁻².

С увеличением дозы облучения доля первичных РД, которые расходуется на образование РО или рекомбинирует с ростовыми дефектами, уменьшается. Начиная с $1.8 \cdot 10^{12}$ см⁻² количество электронов, захваченных вторичными РД (А-, и Е-центры, дивакансии и др.) становится больше, чем количество высвободившихся при радиационном отжиге атомов фосфора Р и соответственно концентрация электронов N постепенно уменьшается (кривые 5 и 6 на рисунке). При дозе $8.1 \cdot 10^{12}$ см⁻² удельное сопротивление образца настолько увеличивается, что в области низких температур проведение электрических измерений затруднено (кривая 7).

4. Заключение

Таким образом в исследуемых образцах Si n-типа проводимости, полученных методом плавающей зоны, существуют нейтральные дефекты роста, внутри которых по-видимому заблокированы атомы фосфора. В процессе облучения этих образцов небольшими дозами протонов, происходит радиационный отжиг дефектов роста, что приводит к высвобождению атомов фосфора и наблюдаемому увеличению концентраций электронов проводимости.

Ссылки

1. В. С. Вавилов, В. Ф. Киселев, Б. Н. Мукашев. Дефекты в кремний и на его поверхности. 1990, Москва: Наука.
2. Т. А. Пагава, Н. И. Майсурадзе. ФТП, 2010, 40, 160.
3. Е. М. Вербицкая, В. К. Еремин, А. М. Иванов, З. Ли, Б. Шмидт. ФТП, 1997, 31, 235.
4. Отв. ред. Л. С. Смирнов. Физические процессы в облученных полупроводниках. 1974, Новосибирск: Наука.

ON BORON NITRIDE COATING OF METALS

B. Kaftanoğlu¹, N. Dökmetaş¹, A. E. S. Özhan²,
T. Hacaloğlu¹, M. Kılıçkan¹

¹ ATILIM University
Center of Competence for Boron Coatings
Ankara, Turkey
bilgin.kaftanoglu@atilim.edu.tr
² ASELSAN
Ankara, Turkey

Accepted October 11, 2014

1. Introduction

Boron is an element which has a wide area of use [1]. With highest concentration and value, Turkey has the largest Boron reserves. Boron and its compounds can be used in many areas like machining, metallurgy, energy, medical, agriculture, etc. [2]. Depositing thin films is a widely used method for developing surface properties of materials. BN thin films provides wide mechanical, optical and thermal features for many materials [3].

Depositing thin BN films with a PVD process can result in a coating containing different BN allotropes. Beside most common BN microstructures, c-BN and h-BN, there are many other allotropes like w-BN, t-BN, e-BN, r-BN and a-BN. These different allotropes offer a wide range of mechanical properties. Investigations about their features are carried out by several researchers. Observing more than one phase has a positive effect on friction coefficient and adhesion of coating [4].

Some of the common properties of Boron-Nitride are high thermal and chemical stability, high corrosion resistance, high melting point, no solubility in water and most common acids. Especially, h-BN, r-BN are very soft and posses lubricating abilities similar to graphite [5, 6]. Cubic phase of Boron Nitride has a very high hardness, low friction coefficient and high wear resistance. Compounds which contain both c-BN and h-BN allotropes are observed to provide good lubrication properties for surfaces of bearings. When hardness values are considered, w-BN is very close to c-BN, but w-BN allotrope has lower thermodynamic stability and probability to transform to stable h-BN phase [6].

Physical vapor deposition is a coating method which runs under high vacuum. In the process, material evaporates in the vacuum chamber and condenses onto the substrate surface. The most common PVD techniques are thermal vaporization, sputtering, arc vapor deposition and ion plating [7].

In this study a Radio Frequency (RF) magnetron sputtering technique is used to achieve BN coatings. After coating different substrates, their crystal structures and mechanical properties are analyzed. For allotropes that are investigated, hardness, thickness, friction coefficient, wear and adhesion of coatings are presented.

2. Experimental

Magnetron sputtering method – a physical vapor deposition (PVD) process – for BN coating, is preferred since it requires a lower coating temperature, provides the possibility to deposit thinner coatings and enables to deposit sharp edges and complex forms. Using lower temperatures is important for environment because of saving more energy and also for preserving the hardness of the substrate. System used for BN coating is designed and manufactured locally in Ankara.

- PVD System
- Components;
- Vacuum Chamber
- Control Panel
- Gases
- Chiller
- Heater

Before coating, holders are designed for each sample to hold them in the vacuum chamber. During the design of the holders, shape of specimens and probability of homogenous coating is considered.

Samples to be coated are ground and polished to obtain a smooth surface. Surfaces of the samples are cleaned by sand blasting, ultrasonic cleaning and chemical cleaning before the coating process. To get a good film, it is important to have a clean surface. In some cases, holders are pre-coated.

Before coating, the system is cleaned in detail and general maintenance is carried out. Then holders with samples are inserted on substrate holders that are connected to the spindle which is biased by a RF power supply. This mechanism allows the samples to make planetary motion. Turning speed is approximately 25 – 30 rev / min. Depending on desired properties of coating, experiments also can be carried out with a stationary spindle mechanism with no motion.



Figure 1. BN coating system.

Figure 1 shows the coating system that is designed and manufactured in Turkey. It consists of a vacuum chamber, a control panel, different gasses, a computer and a chiller.

The coating is achieved by using sputtering technique under a high vacuum. A rectangular-shaped, single-crystal h-BN target with dimensions of 100×250 mm is employed as a cathode. After fixing the holders with samples on the spindle mechanism, a mechanical vacuum pump reduces the pressure of vacuum chamber to lower than 10^{-2} Torr. At same time, the system is heated by hot water that is circulated around the vacuum chamber for the evaporation of water molecules on the surface. When the pressure in the vacuum chamber is about $3 \cdot 10^{-3}$ Torr, a turbomolecular pump is started. At this time, heaters that are in the vacuum chamber are set at 300°C and system is heated up. System temperature is measured by a thermocouple. After the vacuum chamber reaches a pressure of $2 \cdot 10^{-5}$ Torr, Ar gas is allowed into the system and plasma cleaning is started. Plasma cleaning is performed with 250 W RF power for about 15 minutes. After plasma cleaning, system is filled with N_2 gas and ratio of Ar/ N_2 gasses set to be 5 to 1. The flow rate of the working gases is adjusted by controllers installed on the system panel.

During the deposition, magnetron power applied to the target plate is increased up to 900 W RF gradually and maintained at that value till the end of deposition. Experiments are performed with 0 to 250 V substrate RF voltage. Throughout the experiment, cooling water passes through the system. Closed-loop chiller provides cold water for the system minimizing the use of water. Whole experimental procedure continues for 3-6 hours depending on the thickness requirements for the coating. **Figure 2** shows some of the coated samples.



Figure 2. Coated samples.

Before and after coating, the analyses and evaluations are made by the following devices:

- CaloTest®,
- Filmetrics F20 Thin-Film Analyzer Device®,
- Step Profilometer,
- Scratch Tester,
- Tribometer Tester,
- Nanoindentation Tester,
- FTIR,
- AFM,
- Profilometer,
- Confocal Microscope.

3. Analysis and evaluations

3.1. Thickness measurements

Thickness measurements are performed by a calotest device, step profilometer and Filmetrics®. Thickness of coating is depending on parameters of coating experiments. Thickness range of coatings is observed from nanometer scale to several microns. **Figure 3** shows the image from calottes.

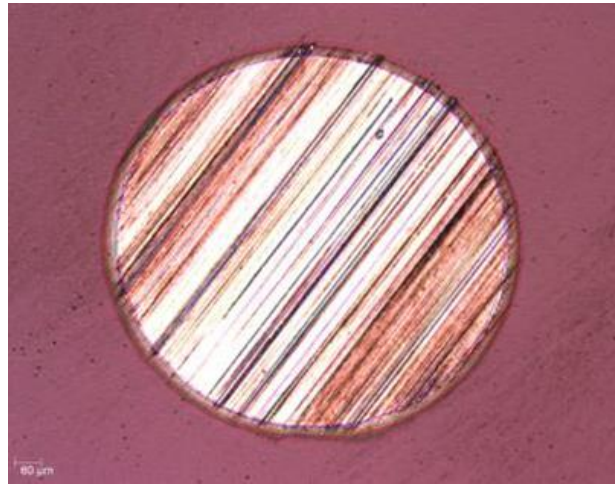


Figure 3. View of calotest measurement result BN coated D2 steel.

Samples that are coated by using a lower RF substrate voltage are thicker than samples that are supplied higher RF substrate voltage. The highest coating thickness is observed by experiments with 0 V bias. The thickness of the coating films are also measured by Step Profilometer and F20 thin film analyzer. **Figure 4** illustrates that R15 run has the highest thickness.

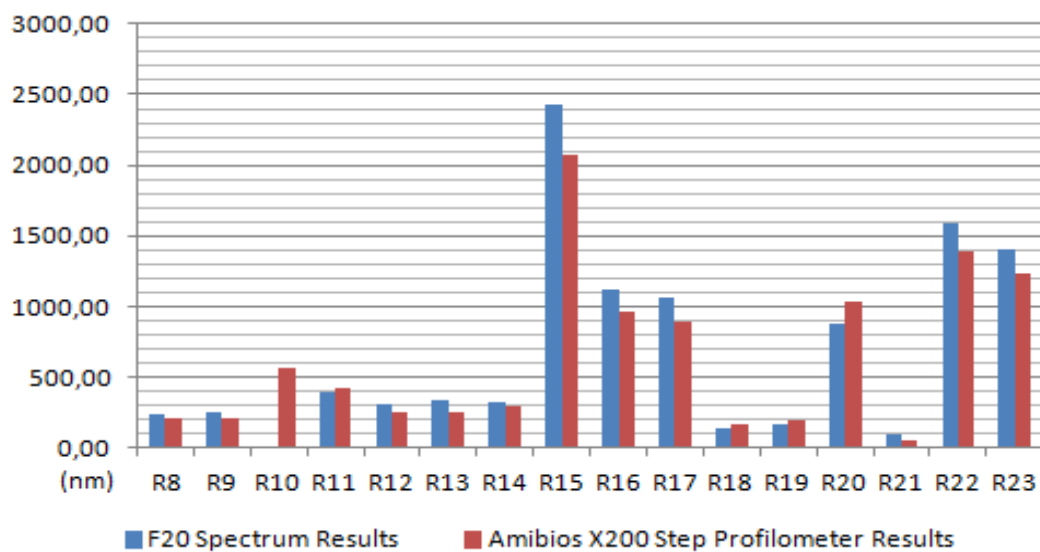


Figure 4. A thickness measurement comparison between Step Profilometer and F20.

3.2. Adhesion measurements

To determine the quality of adhesion of BN coatings, measurements are performed by micro / macro scratch devices. Force applied on the sample is started from 0.5 N and progressively increased to 150 N. Rockwell diamond indenter type with a radius of 200 μm is used. 3 mm scratch is formed while indenter is moving at a speed of 6 mm / min. Loading rate is 299 N / min. **Figure 5** shows a scratch test.

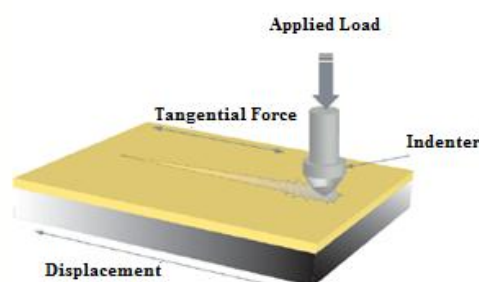


Figure 5. Scratch test.

It is observed that adhesion of coating depends on parameters of coating experiments like; supplied substrate RF voltage, operation time and supplied magnetron voltage. Scratch test results show that BN coating has good surface adhesion on materials like steel, titanium, glass, copper and aluminum. **Figure 6** shows the image of the scratch for BN coating indicating good adhesion.

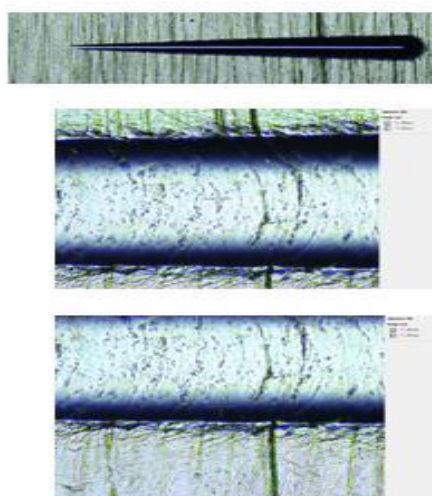


Figure 6. Scratch test result on BN Coated sample for surface adhesion.

3.3. Friction coefficient measurements

Friction coefficient of coatings are measured by a tribometer device. Analyses are implemented without lubrication in air environment at room temperature. A pin that is attached on the tribometer device is an alumina ball having diameter of 6 mm. Tests are performed under conditions of normal load of 1 N, linear speed of 50 mm / s for 50 m distance. Radius of circle that is caused by alumina ball is 10 mm or 12.5 mm. Tribometer tests results showed that coatings have produced lower friction coefficients than parent materials that are tested. Tribometer test results of coated samples are shown in **Figure 7**.

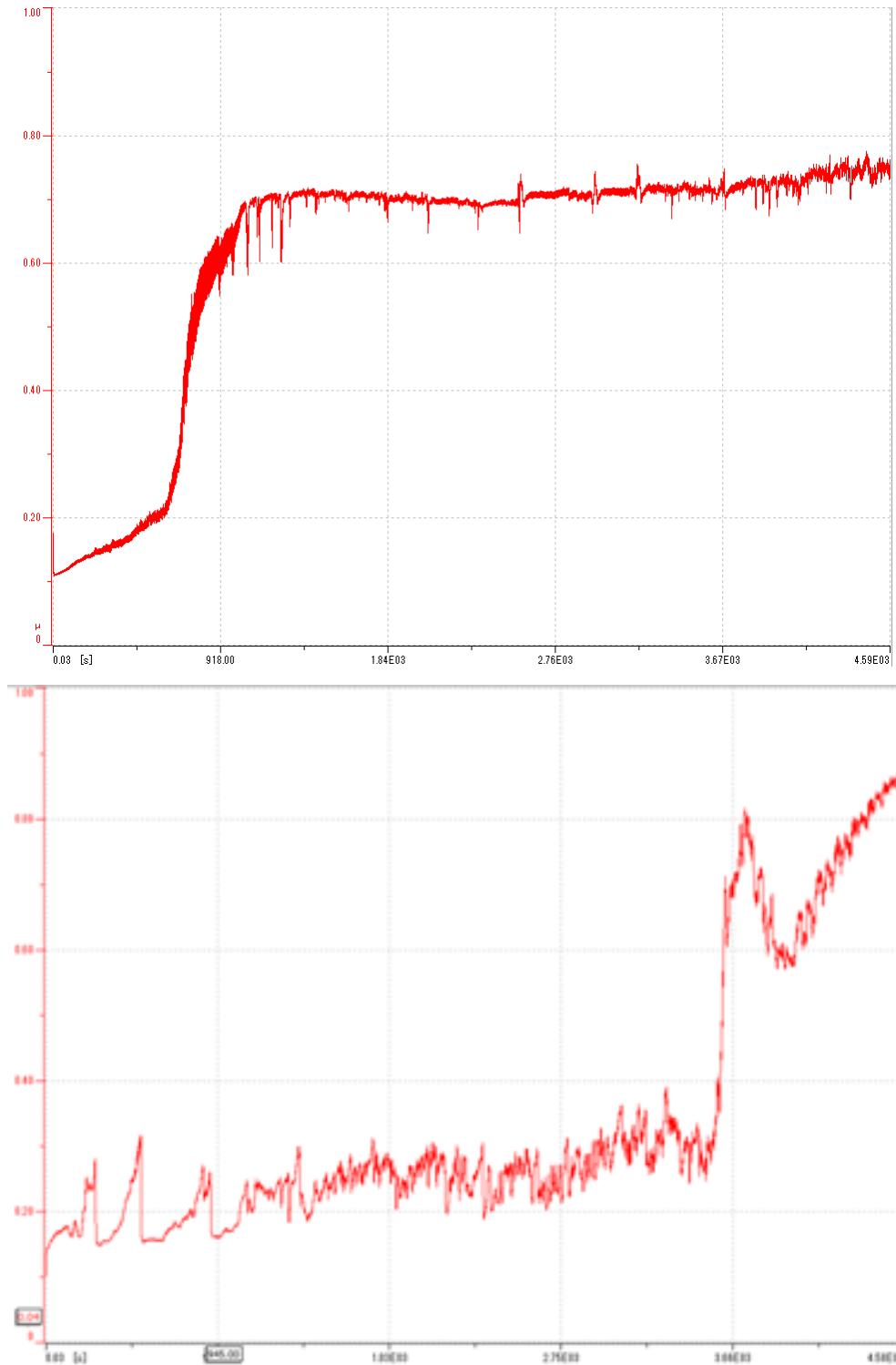


Figure 7. Tribometer tests for coated samples.

3.4. Surface measurements

One of the surface properties is the hardness of the thin film. Hardness measurement of coating is performed by a nanohardness testing device. Hardness of sample is measured before and after the coating operation and results are compared. Depending on experiment coating parameters, hardness of coating changes significantly.

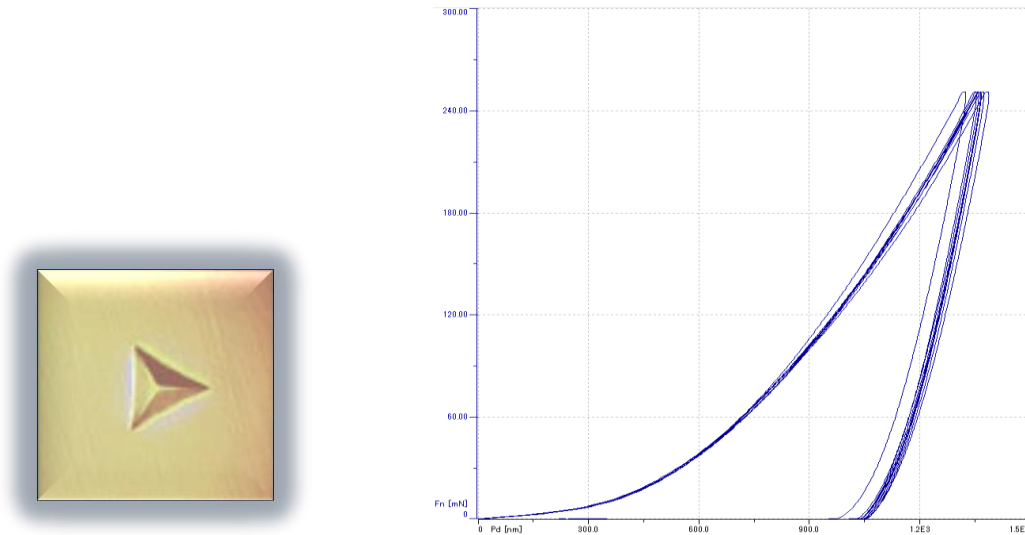


Figure 8. Nano hardness impression on sample(left). Nano hardness measurement (right)

Figure 8 shows a nano hardness impression on sample and a Pd–Fn graph (Penetration Depth–Applied Force) as a measurement result.

Before and after coating, characteristic of surface of sample is examined by AFM, Confocal microscope and profilometer. Resulting from these tests, 3D images of coatings, surface roughness and topography can be measured. Surface of sample becomes more uniform and smooth after coating as can be seen in **Figure 9**.



Figure 9. Images before and after coating operation obtained by a confocal microscope.

To identify crystal structure of BN coating, Fourier Transform Infra-Red (FTIR) device is used. Many allotropes (polymorphs) of BN which have different properties can be obtained with different coating parameters. Allotropes that are observed are: c-BN, h-BN, e-BN, w-BN, t-BN r-BN, and a-BN. In **Figure 10** there is a FTIR result that shows different BN phases like c-BN, e-BN and h-BN.

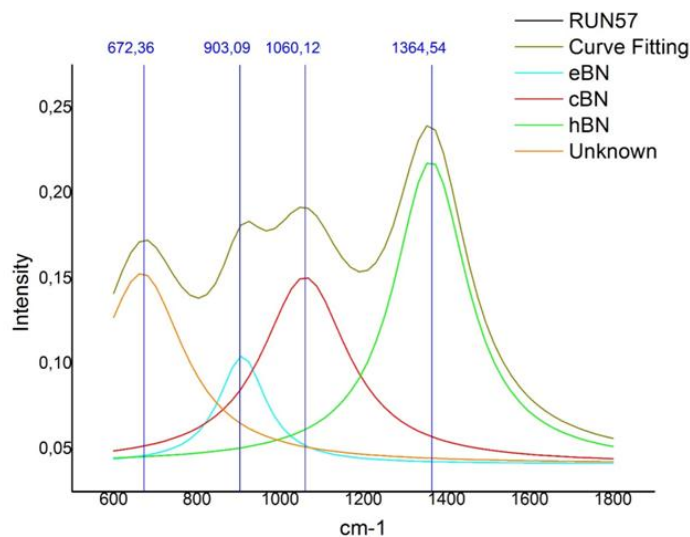


Figure 10. FTIR measurement.

4. Summary

The results of the studies show that more than one BN allotropes (polymorphs) are obtained. c-BN, w-BN, e-BN and h-BN are the most observed allotropes (polymorphs). Obtaining more than one phase can help the coating to have, e.g. a good adhesion and low friction.

Hardness values of coatings are observed in a very wide range (from 3 – 4 to 18 –20 GPa). With increasing substrate RF voltage, hardness of coating is increases.

BN coating techniques aims at improving the surface qualities of cutting tools and dies so that they use less energy, generate less pollution to the environment by using less cutting fluid and aim at higher performance in shaping and cutting materials.

Acknowledgement

The authors express their appreciation for the support of BOREN, National Boron Research Institute for the support under project No: 2011.Ç0286 and ATILIM University for the support under project No: ATÜ-BAP-A-1213-02.

References

1. J.-J. Prouch, S.-A. Alterovitz. Synthesis and properties of boron nitride. Mater. Sci. Forum (Trans. Tech. Publ.), 1990, 54 & 55.
2. <http://www.boren.gov.tr/en/>
3. K. Gocman, T. Kałdoński, W. Mróz, S. Burdyńska, A. Prokopiuk. Structural and mechanical properties of boron nitride thin films deposited on steel substrates by pulsed laser deposition. Military Univ.Technol. J. KONES Powertrain & Transport, 2011, 18, 1.
4. N. Dokmetas. Investigation of Boron Nitride Coatings (Master Thesis – Manuf. Eng.). 2013, Atilim Univ.
5. V. Z.-H. Chan, J. B. Rothman, P. Palladino, L. G. Sneddon, R. J. Composto. Characterization of boron nitride thin films prepared from a polymer precursor. J. Mater. Res., 1996, 11, 2, 373-380.
6. J. G. Kho, K. T. Moon, J. H. Kim. Properties of boron nitride (B₂N₃) films produced by the spin-coating process of polyborazine. J. Am. Ceram. Soc., 2000, 83, 11, 2681.
7. W. Maranon. Characterization of Boron Nitride Thin Films on Silicon (100) Wafers (Master Thesis). 2007, Univ. North Texas.

ინტელექტუალური ნანოტექნოლოგიური სისტემები,
როგორც ადამიანის, ტექნიკისა და გარემოს
შრტიერთდამოკიდებულების ფაქტორი

მ. ჯანელიძე¹, გ. ჯანელიძე²,
თ. ბერიკაშვილი², ა. ჯანელიძე², გ. ლოლაძე²

¹“Nobel Ilac” წარმომადგენლობა
თბილისი, საქართველო

²საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი
თბილისი, საქართველო
janelidzegoderdzi@yahoo.com

მიღებულია 2014 წლის 20 ოქტომბერს

სამეცნიერო ტექნიკურმა მიღწევებმა განაპირობა იმ რთული მოვლენების ახლებურად და ღრმად გააზრება, რომელიც საფუძვლად უდევს საკვლევი ობიექტის სტრუქტურას და მის ფუნქციონირებას. ნანოტექნოლოგიებმა ფართოდ შეაღწია ადამიანის ცხოვრების ყველა სფეროში და თვისობრივად შეცვალა კვლევის ისეთი მნიშვნელოვანი მიმართულების განვითარება როგორცაა ინტელექტუალური სისტემები, რომლის საფუძველს წარმოადგენს ადამიანის, ტექნიკისა და გარემო სივრცის ურთიერთდამოკიდებულების ფაქტორი. ნანოტექნოლოგიების ასეთმა აქტიურმა შემოჭრამ სრულად შეცვალა კრიმინალისტიკური საკითხების კვლევის ფორმაც. აქცენტი გადავიდა ისეთი ტექნოლოგიური პროექტების შექმნაზე, რომელიც ეხება უსაფრთხოების სისტემებს. აღსანიშნავია ის ფაქტიც, რომ უსაფრთხოების მართვის სისტემებისათვის ინტელექტუალურ ტექნოლოგიებს სხვა თვისებებთან ერთად კრიტიკული სიტუაციების პროგნოზირების თვისებებიც უნდა გააჩნდეს. ძირითადი ყურადღება ეთმობა ბიოლოგიური ინფორმაციის “შეტყობინებათა” სახეებს, ეფექტური კოდირების არსსა და კვლევის მანქანური დამუშავების ავტომატიზაციას. თვით ინტელექტუალური სისტემები ერთდროულად წარმოგვიდგება როგორც ფარული გამოვლენისა და გაზომვის ინსტრუმენტად, ასევე ექსპერიმენტულ მოწყობილობად, რომლის მეშვეობითაც სხვადასხვა აზრობრივი სტრუქტურების გენერირებისა და ადექვატურობაზე შემოწმება შესაძლებელია. ნანოტექნოლოგიურმა მიღწევებმა შესაძლებელი გახადა იმ რთული მოვლენების ახლებურად და ღრმად გააზრება, რომელიც საფუძვლად უდევს უსაფრთხოების კვლევის სისტემაში ადამიანის ფაქტორს. ადამიანის ფაქტორი, მისი ფსიქოფიზიკური თვისებების შეგუება რთული ტექნიკური სისტემების პირობებში, ასევე ადამიანის ემოციური, ფსიქოლოგიური და ქცევის თავისებურებების განსაზღვრა ექსტრემალურ სიტუაციებში მიეკუთვნება კვლევის აქტუალურ საკითხთა კლასს. ამასთან ერთად ნიშანდობლივია საიმედო მართვისა და ექსტრემალურ პირობებში ოპერატიული ინფორმაციის აღქმისა და სათანადო რეაგირების შესაძლებლობის განსაზღვრაც.

ადამიანის ორგანიზმის ენერგოინფორმაციული სტრუქტურა აგებულია და ფუნქციონირებს როგორც მოცულობითი დინამიკური ჰოლოგრამა, რაც სხეულის ზედაპირული ნაწილებიდან სრული ინფორმაციის მიღების შესაძლებლობას იძლევა. ორგანიზმი თვითონ ავლენს სხეულის პათოლოგიურად შეცვლილ ნაწილებს და „ზედაპირზე გამოაქვს“ იმ ზონების რეაქცია, სადაც პათოლოგიურ ზონასა და ფონს

შორის ყველაზე მეტი გადახრაა. სამედიცინო და სპეციალური დანიშნულების ნანოტექნოლოგიური აპარატურა ნებისმიერი იერარქიული დონიდან, სუბუჯრედული დონიდანაც კი, ვიზუალური ინფორმაციის მიღების შესაძლებლობას იძლევა. განისაზღვრება ის “შეტყობინებები”, რომელიც ინფორმაციის მატარებელია. განიხილება ინფორმაციის კოდებს შორის აზრობრივი კავშირი. კომპიუტერული ანალიზის მეთოდით “არამკაფიო ინფორმაციის” განსაზღვრა ეყრდნობა ემოციური მდგომარეობის – ვერბალური და არავერბალური ინფორმაციის აღქმის ფონური პრინციპის საფუძველზე შექმნილ მთელ რიგ ტექნიკურ-პროგრამული უზრუნველყოფის სისტემებს. ორგანიზმის მდგრადობა დამოკიდებულია მრავალ ფაქტორთან. იგი შიძლება მათემატიკურად აღიწეროს და დაყვანილ იქნას მანქანურ ენაზე.

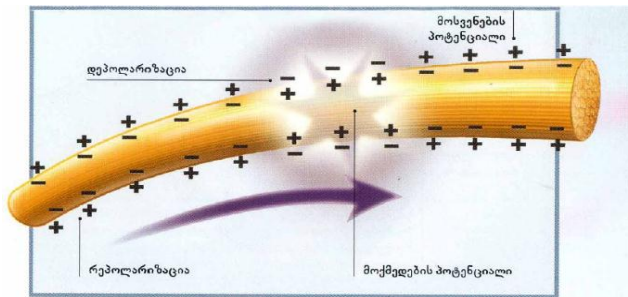
ექსპერიმენტული ანალიზის საფუძველზე (სატრანსპორტო-ტრასოლოგიური ექსპერტიზა) განსაზღვრულია ფაქტორთა ერთობლიობა: ადამიანის გაფანტულობისა და რეაგირების ფაქტორი. დაღლილობის, განწყობისა და ემოციურობის ფაქტორი, რის საფუძველზედაც შემუშავებულია დასკვნები და რეკომენდაციები. გამოკვლევებმა დაადასტურეს, რომ თუ დაღლილი ადამიანი აქტიურობის ფორმას შეიცვლის დაღლილობას ნაკლებად შეიგრძნობს. საფრთხისა და ექსტრემალური სიტუაციის შემთხვევაში კი მყისიერი რეაგირება თავის თავზე უნდა აიღოს ტექნიკური უსაფრთხოების სისტემებმა. ადამიანის შემეცნებაში ინფორმაცია წარსულისა და აწყმოს უწყვეტი დიალოგის, ანალიზისა და სხვადასხვა ინფორმაციული გამოხატულებებით საზრდოობის უნარში ყალიბდება. ყველაზე მთავარი მაინც ის არის, რომ პირველადი უტყუარი ინფორმაციის მოპოვებას უდიდესი ფუნქციონალური ღირებულება გააჩნია.

გამოყენებითი და პრაქტიკული ფსიქოლოგია არეგულირებს ურთიერთ-დამოკიდებულებებს, ცნებებს ბუნება-ტექნიკა-ადამიანი. ცდისეული ფსიქოლოგია კი ცდებისა და დაკვირვების გზით, მოვლენებისა და ფაქტების საფუძველზე ადგენს საკვლევი ობიექტის ქცევის წესებს და აწარმოებს ადამიანის რეაქციის შეფასებას სხვადასხვა ხელშემშლელი პირობების გათვალისწინებით (დაღლილობა, ალკოჰოლისა და ნარკოტიკული ნივთიერებების გავლენა, ავადმყოფობა და სხვ).

მთელი ჩვენი ორგანიზმი თავის თავს ავლენს მის ცვლილებებსა და მდგომარეობაში, მაშასადამე ორგანიზმის ამ მდგომარეობების შესწავლით ჩვენ შევიცნობთ ინდივიდის თვისებებს, გარდა ამისა ყოველი ორგანული ფაქტი, რომელიც ორგანიზმისაგან დამოუკიდებელია, ასევე შეიძლება იყოს შინაგანი დაკვირვებათა საგანი, რამდენადაც ჩვენი თვითცნობიერება მუდმივი შინაგანი ცდაა. ყველა სულიერ ძალას, უნარსა და განცდას ადვილად შეიძლება დავაკვირდეთ მაშინ, როცა ისინი დამაბუღია, როცა ისინი მოქმედებენ. ადამიანის ნორმალური ფსიქიკა “ღიაა” და ინფორმაცია იწვევს მის ფსიქიკურ მდგომარეობის შეცვლას. იგი ინფორმაციას აღიქვამს როგორც არსებულის სინამდვილეს და ობიექტურ ასახვას. ადამიანს ინფორმაციისგან თავდაცვის უზრუნველყოფა თანდაყოლილი იმუნიტეტი არ გააჩნია. ექსპერიმენტური ანალიზის საფუძველზე (სატრანსპორტო საშუალებათა ექსპლუატაცია) განსაზღვრულია ფაქტორთა ერთობლიობა, რის საფუძველზედაც შემუშავებულია დასკვნები და რეკომენდაციები:

- **ადამიანის გაფანტულობისა და რეაგირების ფაქტორი.** ყურადღების გადატანა ერთი საგნიდან მეორეზე ან ერთდროულად რამდენიმე ობიექტისაკენ წარმართვას ზოგი ადამიანი ძნელად ან დაგვიანებით ახერხებს, ზოგიც სწრაფად და იოლად. ამას დიდი პრაქტიკული მნიშვნელობა აქვს მართვის სისტემების - მძღოლის, დისპეტჩერის ან სხვა პერსონალთა შერჩევაში.

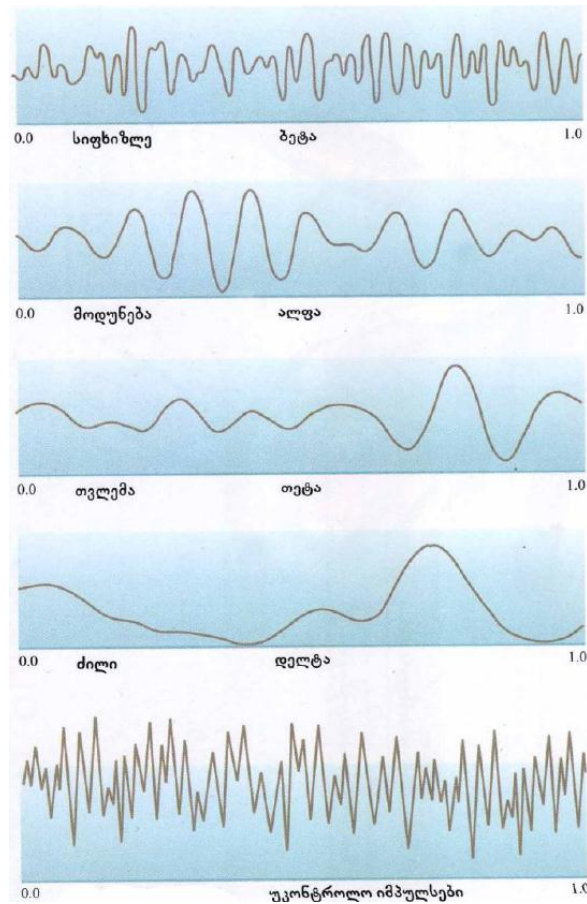
- **განწყობის ფაქტორი** – გარკვეული დრო სათანადო განწყობის შექმნას სჭირდება. ამ დროის განმავლობაში მთლიანი ორგანიზმის “აწყობა” ხდება;
- **ემოციურობის ფაქტორი** – ყურადღებისა და აქტიურობის ზრდა დადებით ემოციურობასთან არის დაკავშირებული;
- **ემოციურობისა და განწყობის ციკლირების ფაქტორი** – ემოციურობისა და შრომისუნარიანობის განწყობის ციკლი მერყეობს როგორც დღის, ასევე კვირის განმავლობაში და ღებულობს მაქსიმუმალურ და მინიმალურ მნიშვნელობებს, რომლებიც დგინდება ექსპერიმენტის გზით;
- **დადლილობის ფაქტორი და კრიტერიუმები** – დადლილობის ხარისხი იზომება სამი ნიშნის მიხედვით: პულსის სიხშირე და სისხლის წნევა – დადლილობის ერთ-ერთი კრიტერიუმი. დადლილობის მატებასთან ერთად პულსის მატება კანონზომიერი მოვლენაა. მესამე – გარკვეულ სიგნალებზე რეაქცია, ეს ერთ-ერთი საუკეთესო მეთოდია დადლილობის შესამოწმებლად.



შემუშავებულია ობიექტის მდგრადობის სივრცის განსაზღვრის მეთოდოლოგია – თუ რითი ხასიათდება სისტემის ცვლილება, მისი ქცევა და როგორ გამოიხატება სისტემის მდგრადობა. ყოველი საკვლევი ობიექტის სისტემის არსებობის სივრცე ხასიათდება განზოგადოებული კოორდინატების მნიშვნელობათა სივრცით, რომლის საზღვრებშიც შეიძლება ლაპარაკი სისტემაზე, როგორც ერთ მდგრად მთლიან ერთეულზე. თუ რომელიმე კოორდინატის ცვლილება იწვევს ობიექტის გამომხატველი წერტილის ამ სივრცის საზღვრებიდან გამოსვლას, სისტემა ინგრევა – ორგანიზმი როგორც ერთი მთლიანი წყვეტს ფუნქციონირებას. ობიექტის მდგრადობის ასეთ სივრცეს ეწოდება სისტემის არსებობის G სივრცე. რომელიც t მომენტში სისტემის მდგომარეობა ხასიათდება A წერტილით, რომელიც მოთავსებულია, მდგრადი D სივრცის შიგნით. გარეგანი პირობების ცვლილებების შედეგად აღმზნები ზემოქმედების გავლენის სისტემა შეიცვლის თავის მდგომარეობას (ნარკოტიკები, ალკოჰოლი, გადადლილობა) და შეიძლება გამოვიდეს D სივრციდან. სისტემის მდგომარეობის ცვლილება - მისი ქცევა დახასიათდება ფაზური ტრაექტორიით A -დან B -სკენ, რომელიც გამოხატავს მთლიანი სისტემის მდგრადობის პირობებს.

შენიშვნის სახით: ობიექტის მდგრადობის სისტემის არსებობის G სივრცის საზღვარი პრაქტიკაში მკვეთრად ვერ არის დადგენილი, რადგანაც სისტემის რიგიდან გამოსვლა ხშირად ხასიათდება არა მარტო სისტემის მდგომარეობის გამო, არამედ მისი ხანგრძლივად კრიტიკულ მდგომარეობაში ყოფნის გამოც.

ფიზიკურ ექსპერიმენტთა კვლევის საფუძველზე იქმნება სხვადასხვა დანიშნულების მაღალსაიმედო მექანიკური თუ მიკროელექტრონული ნაკეთობანი. ნანოტექნოლოგიებზე შექმნილი სხვადასხვა მოდიფიკაციის თვითმარეგულირებადი ტექნიკური სისტემები საშუალებას იძლევა თვითორგანიზებული სისტემების ადექვატურობის გაზრდა.



დასკვნა: თვითამწყობ სისტემას უნდა ქონდეს უნარი შეაფასოს ობიექტის მდგომარეობა და საჭიროების შემთხვევაში ავტომატურად შეცვალოს თავისი პარამეტრები და მუშა რეჟიმი, ან შეცვალოს თავისი სტრუქტურა. ადამიანის ბიოლოგიური სისტემა თვითრეგულირების სისტემაზეა აგებული. ხშირად ადამიანის ჩარევა ამ სისტემის მოქმედებას დიდ ზიანს აყენებს. ბიოლოგიური რეაქციების შერჩევას თვით ორგანიზმი ახორციელებს. გამოკვლევებმა დაადასტურეს, რომ ჩვეულებრივ ადამიანის სხეული მთლიანად არასოდეს იღლება. თუ დაღლილი ადამიანი აქტიურობის ფორმას შეიცვლის დაღლილობას ნაკლებად შეიგრძნობს საფრთხისა და ექსტრემალურ სიტუაციის შემთხვევაში მყისიერი რეაგირება უნდა აიღოს თავის თავზე ტექნიკური უსაფრთხოების სისტემებმა. ჩატარებულია არა მხოლოდ კონკრეტული ობიექტის მანქანური კვლევა, არამედ მოყვანილია კვლევის მეტად მნიშვნელოვანი მეთოდოლოგიური მიგნებებიც და მითითებებიც.

ლიტერატურა

1. გ. ჯანელიძე, ე. კუნელაშვილი, ნ. ესიავა, ა. ჯანელიძე. კრ.: საერთ. სამეც. კონფ. “ვერბალური კომუნიკაციური ტექნოლოგიები”. 2010, თბილისი: სტუ.
2. А. А. Ануашвили. Видео компьютерная система для психодиагностики и психокоррекции. 2006, Тр. ИПУ РАН.
3. N. A. Esiava, L. A. Chakhvashvili, A. G. Janelidze, R. A. Esiava, N. Dzagania. The nanosensing systems as a system of simulation modeling means of informational technologies. In: Abs. Int. Conf. Nanosensory Systems & Nanomaterials. 2011, GTU.
4. რ. გაფრინდაშვილი, თ. ფანჯიკიძე, ს. ხიზანიშვილი. გამოყენებითი ფსიქოლოგია. 2012.

FIELD-INDUCED MAGNETIZATION IN NANOSTRUCTURES
WITH STRONG SPIN-ORBIT INTERACTION

M. M. Krupa, A. M. Korostil

Institute of Magnetism
NAS and MEN of Ukraine
Kiev, Ukraine
amand@rambler.ru

Accepted October 29, 2014

1. Introduction

Physical limits of remagnetization speed are one of fundamental problems of magnetism physics, which has a crucial significance for creation of magnetic high-speed recording and readout systems of information. Growth of attention to this problem is related to modern achievements of nanotechnologies, by possibilities of production of new magnetic nanostructures with predetermined physical properties, and development of the short-time pulsed laser radiation. The prospect of the solution of this problem is related to the use of the impact of short-time laser impulses on the ferrimagnetic multilayered nanostructures, specifically, tunnel magnetic junctions [1], that can lead to magnetic state variations and the remagnetization effect.

The key role belongs to the effects connected with the laser-controlled spin manipulation including the spin-polarized electron transport in magnetic nanostructures that constitute the subject of the modern magnetism physics, spintronics and microelectronics. The laser-induced magnetic transitions in magnetic nanostructures are determined both by their spin and electron structure and by physical characteristics of laser radiation. Corresponding magnetic materials must possess by high enough values of magnetic anisotropy, magneto-optical susceptibility and the spin polarization of conduction electrons. The laser radiation should be characterized by the high enough polarization, intensity and a pulse duration corresponding to exchange interactions in magnetics.

The fast-speed directed laser magnetic impacts is realized via the laser-induced thermal demagnetization with subsequent bias by effective internal magnetic fields of different nature subject to the magnetic structure of materials and laser radiation characteristics. The effective internal magnetic bias fields can be related to the inverse magneto-optical Faraday effect (see [1, 2]) and to the effects of the transient ferromagnetic-like state in combination with the relaxation of the exchange antiferromagnetic interaction under the pulsed laser-induced thermal demagnetization [3, 4]. In the first case, the bias magnetic field (H_F) arises only under circularly polarized laser irradiation. In the second case, the bias field (H_{TR}) is the internal transient field caused only by the different speeds of the laser-induced thermal demagnetization and it is independent on the radiation polarization.

The indirect laser-induced magnetic impact can be realized via the laser-induced spin-polarized electron current, caused by the laser-induced kinetic effect of a spin-polarized electron current associated to momentum-selective excitations and a photon pressure [5]. In so doing, the laser magnetic control is realized via the exchange interaction between the spin-polarized electron current and localized magnetic moments of a magnetic nanostructure [6].

The features and mechanisms of the laser-induced magnetization and remagnetization are considered below in ferri- and ferromagnetic-based single layers and multilayered nanostructures. The role of laser-induced spin-polarized currents in processes of the laser-induced remagnetization has investigated in tunnel magnetic junctions. The laser control of the spin-polarized current in tunnel ferrimagnetic nanostructures via the pulsed laser-induced remagnetization is considered in the case TbFeCo-based compounds.

2. Dynamics of magnetization switching

The influence of femtosecond pulses of circularly polarized laser radiation on magnetic states and the conductance of the spin-polarized electron current was studied for the ferrimagnetic TbCoFe-based and the ferromagnetic CoFe-based nanostructures. Features of the laser-induced magnetization reversal were studied for magnetic nanostructures $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{25}\text{Co}_5\text{Fe}_{70}/\text{Al}_2\text{O}_3$, $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Al}_2\text{O}_3$, $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}/\text{Al}_2\text{O}_3$ and $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}/\text{Al}_2\text{O}_3$ with a single magnetic nanolayer. The laser-induced magnetization reversal together with the laser-induced tunnel magneto-resistance (TMR) effect we studied for magnetic junctions $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}/\text{Al}_2\text{O}_3$ and $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}/\text{Al}_2\text{O}_3$ with the PrO-based isolating barrier nanolayer. The TbCoFe-based and CoFe-based layers are characterized by uniaxial out-plane and in-plane magnetic anisotropy, respectively. The magnetization pinning of nanolayers $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ and $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}$ considerably larger than the nanolayers $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ and $\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$. The laser-induced magnetization dynamics was studied with the help of the magneto-optical pump-probe method, based on the magneto-optical Kerr and Faraday effects. The Nd-YAG and He-Ne lasers generated the pumping pulses (with a duration $\tau_i \approx 130$ fs) and corresponding probe pulses, respectively.

The direct laser impact on the magnetization occurs via the interaction of the circularly polarized photons with spin-polarized electrons of a magnetic medium. The Raman-like photon excitation of the electrons together with a spin-orbital interaction are accompanied by the spin-flip and the remagnetization (see [2]) providing the inverse magneto-optical Faraday effect with the effective internal bias field (H_F). The pulsed laser irradiation causes heating and demagnetization that in combination with the laser-induced effective magnetic field can lead to variation of magnetic states and the remagnetization. The direct femtosecond laser-induced impacts can results in the internal effective bias magnetic field H_{TR} , connected with the transient ferromagnetic-like state, caused by different demagnetization rates of ferrimagnetic sublattices together with the exchange interaction relaxation [3, 4]. However, in the considered case of TbCoFe-based ferrimagnetics this bias field H_{TR} can play role of amplification of the effective bias field of the inverse magneto-optical Faraday effect (see [4]).

The indirect laser impact on magnetic states in nonuniform multilayered magnetic nanostructures occurs via the laser-induced spin-polarized electron current between magnetic nanolayers. In this case, the remagnetization of the magnetic junction can be caused by the

exchange s - d interaction of the laser-injected spin-polarized current with the localized lattice magnetic moments (see [6]). The effective internal magnetic field H_{sd} of that interaction constitutes from two components, $H_{sd} = H_S + H_{inj}$. The first component H_S is related to the s - d interaction of the transverse component (with respect to the magnetic moment of the injected layer) of the magnetic moment of the spin-polarized current. The second component H_{inj} is related to the s - d interaction of the laser-injected longitudinal spin component (with respect to the magnetic moment of the injected layer) which is characterized by a nonequilibrium distribution [6]. The mentioned effective internal magnetic fields together with laser-induced thermal demagnetization result in the remagnetization, which is accompanied by a tunneling magnetoresistance (TMR) effect. The results of the magneto-optical measurements are represented in **Figure 1**.

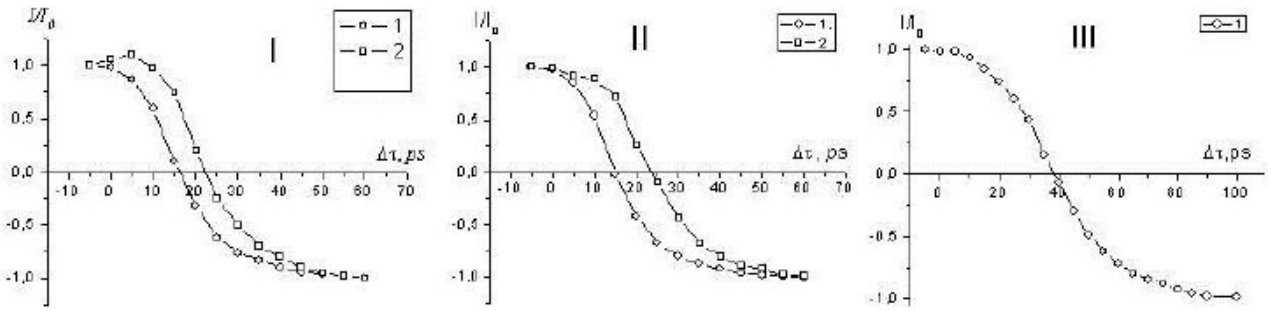


Figure 1. The time dynamics of the laser-induced remagnetization under the high-power polarized laser pulses. (I) Probe laser pulses pass through the nanolayers $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}/\text{Al}_2\text{O}_3$ (1) and $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{25}\text{Co}_5\text{Fe}_{70}/\text{Al}_2\text{O}_3$ (2) irradiated by circularly polarized pulses. (II) The probe laser pulses are reflected from the nanolayer $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ of the magnetic junction $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\downarrow/\text{Al}_2\text{O}_3$ irradiated from the side of nanolayer $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ by circularly (1) and linearly (2) polarized pulses. (III) Probe pulses are reflected from the nanolayer $\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$ of the the tunnel magnetic junction $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\downarrow\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}/\text{Al}_2\text{O}_3$ irradiated from the side of the nanolayer $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}$ by circularly polarized laser pulses. Arrows denote magnetization directions in adjacent nanolayers.

As it can be seen from the temporal behavior of curves I (**Figure 1**), the dynamics of the laser-induced magnetization for the infrared laser radiation is different for nanolayers $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ (the curve 1) and $\text{Tb}_{25}\text{Co}_5\text{Fe}_{70}$ (the curve 2). The dominant interaction of light with the iron magnetic sublattice results in that the nanolayers $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ more rapid changes its magnetization sign than the nanolayer $\text{Tb}_{25}\text{Co}_5\text{Fe}_{70}$ during the laser-induced remagnetization. For the ultraviolet laser radiation, when the interaction between light and rare-earth. Tb sublattice is dominant; the magnetization is defined by the Tb atom content. Then the remagnetization of nanolayer $\text{Tb}_{25}\text{Co}_5\text{Fe}_{70}$ will change itself sign rapid than the nanolayer $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ [4].

As it is follows from curves II (**Figure 1**), the laser-induced magnetization reversal of the TbCoFe-based ferrimagnetic junction under laser pulses occurs faster at the circular (the curve 1) than linear (the curve 2) polarization of laser radiation. Such a rate difference is caused by the grater total effective bias field in the case of the circular polarization ($H_t = H_F + H_{sd} + H_{TR}$) and the less total effective bias field in the case of the linear polarization ($H_t = H_{sd} + H_{TR}$).

The laser-induced remagnetization of the CoFe-based tunnel ferromagnetic junction (the curve III in **Figure 1**) is related to the dominant effective bias field H_{sd} of the s – d exchange interaction between the laser-induced spin-polarized current and localized magnetic moments.

The above-mentioned laser-induced remagnetization in the TbCoFe-based ferrimagnetic and CoFe-based ferromagnetic junctions is accompanied by the tunnel magnetoresistance, i.e. by the dependence of the spin-polarized current through a magnetic junction on the magnetization configuration of its nanolayers.

3. Passing of spin-polarized current through the tunnel magnetic junctions

The PrO barrier layer represents a large-gap semiconductor similarly to the known [7 – 9] case of the MgO-based barrier in the magnetic junction Fe/MgO/Fe. The PrO-based tunnel barrier as well as the MgO-based tunnel barrier is characterized by a large enough tunnel transparency and, consequently, a large TMR affect under external magnetic field. Corresponding graphic data [10] are represented in the **Figure 2**.

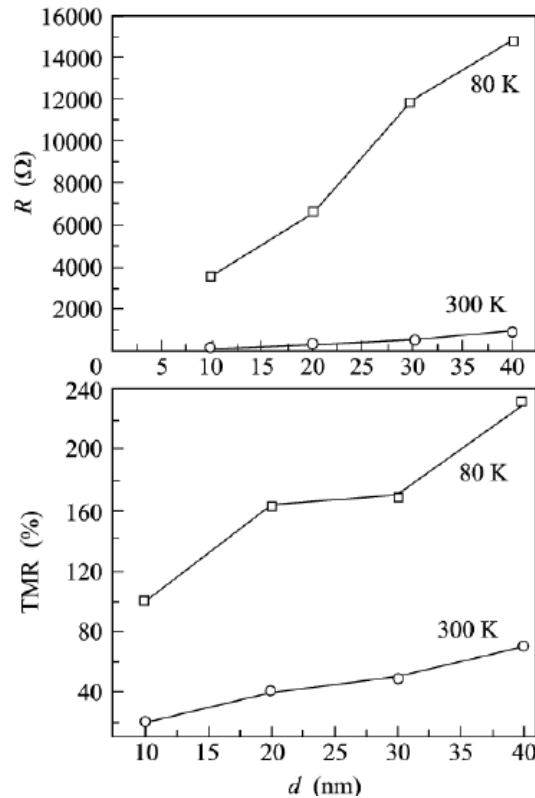


Figure 2. (Upper panel) Tunnel resistance R and (lower panel) TMR effect of the $\text{SiO}_2/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{SiO}_2$ magnetic nanostructure versus the thickness of the Pr_6O_{11} barrier layer.

The pulsed laser-induced remagnetization of magnetic nanolayers results in the pulsed change of the spin-polarized electron current through a tunnel magnetic junction. The laser-induced remagnetization of magnetic nanolayers results in the pulse change of the spin-polarized current through the tunnel magnetic junctions.

This change is related to the dependence of the density of states of the spin-polarized electrons on the magnetic moment of the nanolayers. The tunnel current through considered

magnetic nanostructures in the most general form is expressed via the tunneling probability (T) of the Bloch electrons from one magnetic nanolayer through the tunnel barrier nanolayer into an adjacent magnetic nanolayer.

The current density of the spin-polarized electrons from the magnetic nanolayer with the chemical potential (μ_1) into the magnetic nanolayer with the chemical potential (μ_2) is described by the expression [8]

$$J_{\mu_1 \rightarrow \mu_2} = \frac{e}{(2\pi)^3} \int d^3\mathbf{k} v_z(\mathbf{k}) f(\mu_1) \sum_{\mathbf{k}'} T(\mathbf{k}, \mathbf{k}'), \quad (1)$$

where e is an electron charge, $v_z(\mathbf{k})$ is the velocity of electrons with the wave vector \mathbf{k} along the axis z , perpendicular to the plane of the barrier nanolayer, $f(\mu_1)$ is the Fermi–Dirac distribution function, $T(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ is the tunneling probability of electrons with the change of the electron wave vector from \mathbf{k} on \mathbf{k}' . Performing the integral over k_z yields

$$J_{\mu_1 \rightarrow \mu_2} = \frac{e}{(2\pi)^3} \sum_{k_{\parallel}} \frac{1}{2\pi} \int d^3\mathbf{k}_z \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \varepsilon}{\partial k_z} f(\mu_1) \sum_{\mathbf{k}'} T(\mathbf{k}, \mathbf{k}'), \quad (2)$$

where $\varepsilon = \varepsilon(\mathbf{k}')$ is electron band spectrum.

Taking into account (2) the net tunnel current, which includes opposed tunnel currents between magnetic nanolayers, can be expressed as

$$I = \frac{e}{h} \int d\varepsilon \sum_{k_{\parallel} j} T(k_{\parallel}, j), \quad (3)$$

where j is the number of the Bloch state for a given value of the transverse component k_{\parallel} of the electron wave vector. This results in the Landauer formula

$$G = \frac{e^2}{h} \sum_{k_{\parallel} j} T(k_{\parallel}, j), \quad (4)$$

which describes the conductance of the magnetic tunnel nanostructures subject to features of the electron transmission through the tunnel nanolayer.

Calculation of the tunneling probability assumes allowing for the quantum state structure of spin-polarized electrons in the magnetic nanolayers, the structure of decaying evanescent electron states in the tunnel barrier nanolayer PrO and near interfaces. In the considered tunnel magnetic junctions the barrier nanolayer is wide-band semiconductor, in which similarly to the case of the tunnel magnetic nanostructure Fe|Mg|Fe, the tunneling conductance is realized via the two tunneling channels corresponding majority and minority spin polarized along and oppositely to the magnetic field.

The existence of the electron Bloch states with the relatively high spin polarization in the magnetic nanolayers and their overlap with slowly decaying quantum states in the barrier cause the high enough tunneling conductance in the majority channel. In the minority channel, the relatively large tunneling conductance related to interfacial resonance states caused by quantum interference between the decaying states in the barrier layer that provides efficient tunneling the Bloch electrons through the barrier. The mentioned large electron spin polarization together with the effective tunneling leads to the relatively large TMR effect owing to the corresponding change of an electron density state at the current transition between nanolayers with opposite magnetizations.

The explicit dependence of the spin-polarized current through the tunnel magnetic junction on the density of electron states, dependent on magnetic moments of the layers,

follows from the formula (1). At given magnetizations of adjacent magnetic nanolayers of the magnetic junction, in the approximation of the mean tunneling probability T , the components of spin-polarized electron current are described by the expression

$$I_{\sigma;m,m'} = \frac{4e\pi^2}{\hbar} T \int_{-\infty}^{+\infty} g_{1,\sigma}(\varepsilon - eV, \Sigma_1^m) g_{2,\sigma}(\varepsilon, \Sigma_2^{m'}) [f(\varepsilon - eV) - f(\varepsilon)] d\varepsilon, \quad \sigma = (\uparrow, \downarrow), \quad (5)$$

where $g_{i,\sigma}(\varepsilon, \Sigma_i^m)$ ($i=1,2$) is the electron state function in the i -th magnetic nanolayer with the magnetization Σ_i^m , where the index m takes the values 1 and 2 if the electron spin is parallel and antiparallel to this magnetization, respectively. In addition, the function $f(\varepsilon)$ is the Fermi–Dirac distribution. The influence of the magnetization Σ_i^m adds up to the energy shift of the density of states function on the magnitude of the exchange interaction between the spin magnetic moments and the localized magnetic moment in nanolayers. As the density state function depends on a magnetization direction (as it is visible from (5)), the spin-polarized electron current is dependent on the magnetization configuration of the magnetic nanolayer.

At weak bias field and voltages (V), less than the width of energy band spectrum of the Bloch electrons, the expression for the tunneling spin-polarized current can be represented in the form

$$I_{\sigma;m,m'} = V \frac{4e^2\pi^2}{\hbar} T \int_{-\infty}^{+\infty} g_{1,\sigma}(\varepsilon, \Sigma_1^m) g_{2,\sigma}(\varepsilon, \Sigma_2^{m'}) \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} d\varepsilon. \quad (6)$$

Hence, at low temperatures, where the distribution function $f(\varepsilon)$ takes on the form of the Heaviside step function, the following formula can be obtained for the tunneling conductance in majority and minority channels,

$$G_{\sigma;m,m'} \approx \frac{4e^2\pi^2}{\hbar} g_{1,\sigma,\Sigma_1^m} g_{2,\sigma,\Sigma_2^{m'}}. \quad (7)$$

Here density-of-states functions are taken at the Fermi energy ε_F , i.e. $g_{i,\sigma,\Sigma_i^m} = g_{i,\sigma,\Sigma}(\varepsilon_F, \Sigma_i^m)$. Due to (7) at low temperatures and voltages, the components of the tunneling conductance are determined by density state functions of spin-polarized electrons at the Fermi energy in the magnetic layers.

At the parallel magnetization orientation of the adjacent magnetic nanolayers

$$G_P = G_{\uparrow,1,1} + G_{\downarrow,1,1} \propto g_{1\uparrow,1,1} g_{2\uparrow,1,1} + g_{1\downarrow,1,1} g_{2\downarrow,1,1}. \quad (8)$$

At the antiparallel magnetization orientation ($\Sigma_1 \parallel \Sigma_2$)

$$G_{AP} = G_{\uparrow,1,2} + G_{\downarrow,1,2} \propto g_{1\uparrow,1} g_{2\uparrow,2} + g_{1\downarrow,2} g_{2\downarrow,1}. \quad (9)$$

Due to equations (8) and (9), the tunnel magneto-resistance effect (TMR), i.e. the relative change of the tunneling conductance under switching the magnetization configuration of the magnetic junction between parallel and antiparallel states, is described by the expression

$$TMR = \frac{G_P - G_{AP}}{G_{AP}} = \frac{2P_1 P_2}{1 - P_1 P_2}, \quad P_i = \frac{g_{i\uparrow,1} - g_{i\downarrow,1}}{g_{i\uparrow,1}}, \quad (10)$$

where it is allowed for the relations $g_{i\uparrow,2} = g_{i\downarrow,1}$ and $g_{i\downarrow,2} = g_{i\uparrow,1}$. As it is visible from (10), TMR effect is connected by the direct dependence with spin polarizations P_i of magnetic nanolayers.

Thus, the laser-induced change of conductivity of the tunnel magnetic junctions are caused by changes of density of states of spin-polarized electrons near a Fermi level because of the transition between parallel and antiparallel magnetization configuration of the junctions.

Measured results of the conductivity dynamics of the tunnel magnetic junctions are represented in **Figure 3**.

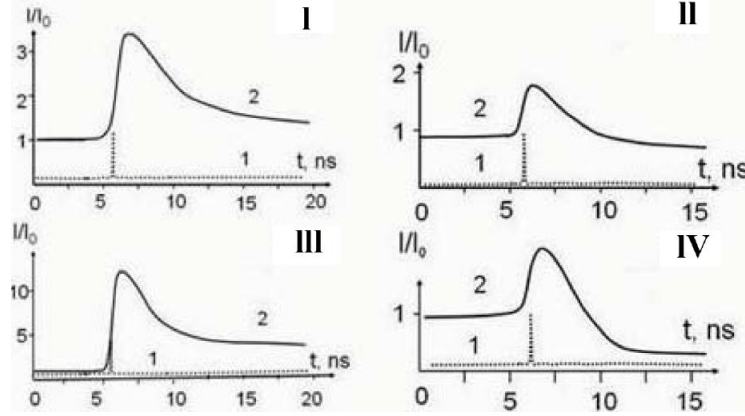


Figure 3. The laser-induced conductivity dynamics of the tunnel magnetic junctions $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\downarrow\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ (I,III) and $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\uparrow\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$ (II,IV) under circularly polarized femtosecond laser pulses from the side of nanolayers $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ (I,II) and $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}$ (II,III), respectively, at $T = 300$ K (I,II) and 80 K (III,IV).

In the case of the TbCoFe-based tunnel ferrimagnetic junction (curves I, III), the laser-induced remagnetization occurs via the laser-induced internal effective bias field, $H_t = H_F + H_{sd} + H_{TR}$ with the dominant contribution of the first term corresponding to the effective magnetic field of the inverse magneto-optic Faraday effect. The rest terms play a reinforcing role. For the CoFe-based tunnel ferromagnetic junction (curves II, IV) with in-plane magnetic anisotropy, the conductance switching is caused by the effective bias field, $H_t = H_{sd}$.

Therefore, the laser induced TMR effect is less than in the case of the mentioned TbCoFe-based junction. The relatively high amount of the TMR effect in both considered cases is provided by the relatively high tunnel conductivity of the PrO-based tunnel barrier that is caused of the observable overlap between wave states of electrons outside and inside of the wide-gap semiconducting tunnel barrier.

4. The description of the laser-induced magnetic dynamics

The laser-induced magnetization dynamics of the explored tunnel magnetic junction, including the temperature dependence of the magnetization magnitude, in the approximation of effective magnetic moments of nanolayers can be described by the macroscopic Landau–Lifshitz–Bloch (LLB) equation [11 – 13]

$$\frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial t} = -\gamma \left[\mathbf{m}_i \times \mathbf{H}_{eff}^i \right] + \frac{\gamma \alpha_{\parallel}}{m_i^2} \left[\mathbf{m}_i \cdot \left(\mathbf{H}_{eff}^i + \boldsymbol{\zeta}_{\parallel}^i \right) \right] \mathbf{m}_i - \frac{\gamma \alpha_{\perp}}{m_i^2} \left[\mathbf{m}_i \times \left[\mathbf{m}_i \times \left(\mathbf{H}_{eff}^i + \boldsymbol{\zeta}_{\perp}^i \right) \right] \right], \quad (11)$$

which was obtained in a mean-field approximation from the classical Fokker–Planck equation for individual spins interacting with a heat bath. In (11) $\gamma = \gamma / (1 + \lambda^2)$, where γ is the gyromagnetic ratio and λ is a microscopic parameter that characterizes the coupling of the individual atomistic spins with the heat bath. It is visible from (11), that a spin polarization m_i has no constant length and is temperature dependent. The coefficients α_{\parallel} and α_{\perp} are

dimensionless longitudinal and transverse damping parameters. Thermal fluctuations are included as an additional noise terms $\zeta_l^i(t)$ with $l = (\perp, \parallel)$ and

$$\left\langle \zeta_l^{i,\eta} \zeta_l^{i,\mu} \right\rangle = \frac{2k_B T}{\gamma M_S^0 \Delta^3} \delta_{\nu\eta} \delta_{ij} \delta(t), \quad (12)$$

where i, j denote lattice sites and η, μ denote the Cartesian components. Here, Δ^3 is the volume of the micromagnetic cell and M_S^0 is the value of the spontaneous magnetization at zero temperature. The damping parameters below and above the magnetic phase transition temperature T_M are described by the expressions $\alpha_{\parallel} = 2T / (3T_M)$, $\alpha_{\perp} = \lambda(1 - T/T_M)$ and $\alpha_{\perp} = \alpha_{\parallel} = 2\lambda T / (3T_M)$, respectively.

The effective magnetic field can be written as $H_{\text{eff}}^i = H_{l\text{-ind}}^i + H_{a\text{-ex}}^i$. Here the first ingredient $H_{l\text{-ind}}$ is caused by the laser-induced electron excitations which includes both the effective internal magnetic field of the inverse magneto-optical Faraday effect (H_F) and the internal magnetic field (H_{sd}), generated by the s - d exchange interaction of laser-injected spin-polarized currents with localized spins of magnetic lattice in the spatially inhomogeneous magnetic junction. The second ingredient $H_{a\text{-ex}}^i = H + H_a^i + H_{\text{ex}}^i$ is given by

$$H_{a\text{-ex}}^i = \frac{1}{2\xi_{\parallel}} \left(1 - \frac{m_i^2}{m_{eq}^2} \right) m_i \theta(T_M - T) + \frac{1}{2\xi_{\parallel}} \left(1 + \frac{3T_m m_i^2}{5(T - T_M)} \right) m_i \theta(T - T_M), \quad (13)$$

where the susceptibility $\xi^l = \partial m_l / \partial H_l$. The anisotropy and exchange fields are given by

$$H_a^i = - \frac{(m_x^i e_x + m_y^i e_y)}{\xi_{\perp}}$$

and

$$H_{\text{ex}}^i = - \frac{A}{m_e^2} \frac{2}{M_S^0 \Delta^2} \sum_{j \in \text{neigh}(i)} (m_j - m_i),$$

respectively.

Within the context of the LLB equation, field components parallel to the local magnetic moment can change the length of the magnetization vector. In the limit, $T \rightarrow 0$ the longitudinal damping parameter α_{\parallel} vanishes and with $|m| = m_{eq}(0)$ the LLB, equation goes over to the usual Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation [8]. The temperature dependent parameters in (11), i.e. longitudinal, transverse susceptibilities, and the temperature variation of the magnetization, $\chi_{\parallel}(T)$, $\chi_{\perp}(T)$ and $m_e(T)$ are determined using an Langevin dynamics combined with the LLG equation for each spin, i.e., by its stochastic modification

$$\dot{S}_i = - \frac{\gamma}{(1 + \lambda^2) \mu_S} \left[S_i \times H_i + \lambda S_i \times S_i + (S_i \times H_i) \right], \quad (14)$$

where the internal field $H_i = \partial H / \partial S_i + \xi_i(T)$. Thermal fluctuation of the mentioned parameters are include as an additional noise term in the internal field with $\langle \chi_i(t) \rangle = 0$ and $\langle \chi_i^k(t) \chi_j^l(t) \rangle = 2 \delta_{ij} \delta_{kl} \lambda k_B T \mu_S / \gamma$.

The system of (11) and (414) has solution for the magnetization $m(t)$, which at the temperatures close to the magnetic phase transition temperature T_M tends to zero (that means a demagnetization process). Then at cooling, one tends to the magnitude with the sign opposite to initial value (that means the magnetic switching). The system of (4.1) and (4.4) determines the conditions for parameters providing the magnetic switching. It turns out that the magnetic switching only occurs within a narrow range of parameters for the laser pulse. The realization of the magnetic switching assumes the suitable combinations of laser pulse duration and intensity.

The component H_{sd} of the effective magnetic field H_{eff} in (11) expresses via the s - d exchange interaction U between the spin-polarized current and the lattice magnetization m as

$$H_{sd}(x,t) = -\frac{\delta U_{sd}}{\delta m(x,t)} = -\alpha \frac{\delta}{\delta m(x,t)} \int_0^L dx' m_{el}(x',t) m(x',t), \quad (15)$$

where $m_{el}(x,t)$ is the magnetization of the laser-induced spin-polarized current and L is thick of a magnetic nanolayer of the tunnel magnetic junction. Since the magnetization $\mathbf{m} = \mathbf{m}(x,t)$ is connected with the magnetization flux density \mathbf{J} by the continuity equation [6]

$$\frac{\partial \mathbf{m}_{el}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial \mathbf{x}} + \gamma \alpha [\mathbf{m}_{el} \times \mathbf{m}] + \frac{\mathbf{m}_{el} - \bar{\mathbf{m}}_{el}}{\tau} = 0 \quad (16)$$

(where $\bar{\mathbf{m}}_{el}$ is an averaged magnetization, τ is a relaxation time with respect to a local equilibrium state), then the effective magnetic field $H_{sd} = H_{sd}(\mathbf{J})$, i.e., it depends on the magnitude of the laser-induced current and the intensity of laser pulses.

The continuity condition of the magnetization flux near to the interface between continuity adjacent magnetic layers determines the boundary conditions for (16) that allows describing the magnetization dynamics under the laser-induced spin-polarized electron current. The continuity condition for the traverse components of the magnetization flux near to interface between adjacent magnetic layers result in a transfer of torque moment from labile electrons to lattice moments. The corresponding transverse component ($H_{sd\perp}$) of internal magnetic field H_{sd} can result in magnetic switching in a small region near to the interface at excess of threshold intensity of laser pulses [5]. Such the spin torque effect assumes spin dissipation.

At the same time, the continuity condition for the longitudinal components of the magnetization flux through the interface in (11) result in the longitudinal component $H_{sd\parallel}$ of the magnetic field H_{sd} caused by the nonequilibrium spin polarization of spin-polarized electrons of laser-injected through the interface into an adjacent magnetic layer. The magnetic field $H_{sd\perp}$ (independent on the spin dissipation) results in the magnetization switching in bulk of the magnetic layer at a threshold magnitude of the laser intensity.

Thus, due to (11) the change of the effective magnetic field H_{eff} can result in the magnetization reorientation and switching. For the single magnetic nanolayer the effective magnetic field is caused only by the effective field H_{i-ind} related to the optic-magnetic excitations. For the tunneling magnetic junction the laser-induced effective magnetic field H_{i-ind} also includes magnetic field H_{sd} related to the laser-induced spin-polarized flux, playing the essential role in magnetization and switching processes. The last field is the sum

$H_{sd} = H_{sd\perp} + H_{sd\parallel}$, where the first and second terms are related to the transverse and longitudinal components of the spin flux, respectively.

The effective field $H_{sd,\perp}$ related to the exchange s – d interaction between the lattice magnetization and the transverse component of the laser-induced spin magnetic flux damping near the magnetic interface. The effective field corresponds to the scattering of spin-polarized electrons on localized magnetic ions accompanying by the action of the torque T on the magnetic lattice. Spin magnetic momentums of the spin-polarized current and the lattice are aligned on the distance l , i.e., the transverse component of the total magnetic flux is completely damped. This torque (corresponding to the continuity condition of the total magnetic flux) is determined via the spin electron polarization vector p_{cur} and magnetization vector m by the vector product

$$T = \sigma I [m \times m \times p_{cur}] / |m|, \quad (17)$$

where σ is the constant depended on the efficiency of the scattering processes in the thin nanolayer, l is pro-proportional to the density of the laser-induced current of spin-polarized electrons. The increase of the laser-induced current density of spin-polarized electrons to some critical value (on the order 10^7 A / cm²) causes the large enough torque for the magnetic switching near the junction interface.

The effective field $H_{sd\parallel}$ is related to the longitudinal component of the total magnetic flux, consisting of laser-induced spin-polarized current and lattice magnetic components, which passes in the low-coercive layer on the spin diffusive depth (on the order 10 nm). This field generates by the exchange s – d -interaction between the non-equilibrium spin polarization and the lattice magnetization (that causes by the nonequilibrium distribution of the laser-induced electrons between spin subbands in the low-coercive magnetic layer) with the lattice magnetization.

The field $H_{sd\parallel}$ characterizes by the direct dependence on the density of the laser-induced spin-polarized electron current. It is always parallel in the magnetization of the strongly coercive magnetic layer. Therefore, the increasing of the current density to some critical value accompanies by the increasing of $H_{sd\parallel}$ and magnetic switching if the magnetization directions of adjacent magnetic nanolayers are antiparallel.

4.1. The magnetic memory based on tunnel magnetic junctions

The nanolayer remagnetization in the tunnel magnetic junctions under the spin-polarized current and the change of last subject to the magnetization direction correspond to processes of magnetic recording and reading of an information byte, respectively. Association of these two processes is realized in the combination of the two tunnel magnetic junctions in a single magnetic nanostructure, which represents the magnetic memory element (**Figure 4**). The last contains the one driven magnetic nanolayer with a weak magnetization pinning 3 sandwiched, via barrier nanolayers 2, by magnetic nanolayers with the strong magnetization pinning 1, 4. Two possible directions of the nanolayer magnetization 3 contain the information byte.

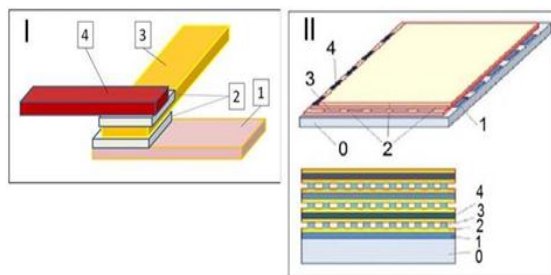


Figure 4. Scheme of the element I and body II of magnetic memory. 1, 3, 4 are magnetic and 2 are barrier layers. Recording and reading-out are based on correlation between the spin-polarized current and a magnetization configuration of the system.

Coercive forces of magnetic nanolayers (H_i , $i=1,3,4$) satisfy to relations $H_4 > H_1 > H_3$. Antiparallelism of magnetic moments of strongly coercive nanolayers 4 and 1 provides controllability by the magnetic moment orientation of the intermediate weakly coercive nanolayer 3 via the change of a feed path of the spin-polarized current from the side of the strongly coercive nanolayers 4 and 1. Recording a data bit is realized by magnetizing 3 in one of two directions by spin-polarized current. Reading-out of a data bit is based on the dependence of the spin-polarized current on the magnetization direction of the nanolayer 3, i.e. tunnel magnetoresistance effect.

5. The electric field-induced magnetization via the Rashba spin-orbit interaction

The field-induced remagnetization in heterogeneous metal magnetic nanostructures can be realized both via laser-induced effective internal bias fields and via the electric field-induced effective surface bias fields of the Rashba spin-orbit interaction. The electric field-induced precessional magnetization switching, based on the interfacial voltage-controlled magnetic anisotropy, modify the free layer perpendicular anisotropy field [14, 15]. A bistable magnetization switching with sub-nanosecond switching time is realized by applying a unipolar voltage pulse in the FeCo/Mg/Fe magnetic tunnel junction (see [16]). Its realization in CoFeB/Mg materials system [16, 17] is of most technological importance for the capability of high-density integration with conventional semiconductor industry.

Such the electric field-induced magnetization occurs in the two-dimensional electron systems with broken spatial inverse symmetry and the large enough spin-orbit interaction when the Rashba effective magnetic field causes the spin polarization and spin splitting in energy bands of conduction electrons [18]. The magnetization occurs via effective magnetic field of the s - d exchange interaction of spin-polarized conduction electrons with localized magnetic moments of a nanolayer (see [19, 20]).

The internal effective bias fields of the spin-orbit and exchange interactions can provide the high-speed remagnetization of magnetic nanostructures with reduced energy consumptions at room temperature. Therefore, the remagnetization opens new opportunities to integrate magnetic functionalities into electronic circuits and can be implicated in elements of magnetic data recording and read-out.

5.1. Features of the influence of spin-orbit interaction on surface states

For infinite crystals, the electronic band structure is related to the motion of an electron in an effective periodic potential. For finite crystals, the boundary conditions caused by the crystal surfaces, result in the occurrence of discrete surface states. In the framework of the density functional theory, with an effective one-particle potential, the complex values of wave vector \mathbf{k} correspond to the surface quantum states (real values of \mathbf{k} correspond to infinite crystals). The energies of the surface states lie inside the region for real \mathbf{k} . Their wave functions damp in the direction of the vacuum and damp in an oscillatory way inside the crystal.

The spin-orbit interaction, that is the coupling of the orbital angular momentum and the electron spin, manifests itself via the electronic structure of solids in various ways including the magneto-crystalline anisotropy in magnetics. The last makes the origin of the Rashba effects in the two-dimensional systems with broken inversion symmetry. In two-dimensional condensed matter systems (heterostructures and surface states), the combination of atomic spin-orbit coupling and asymmetry of the one-particle potential in the direction perpendicular to the two-dimensional plane causes the Rashba momentum-dependent spin splitting of energy bands. This effect can drive a wide variety of novel physical phenomena even when it is a small correction to the band structure of the two-dimensional metallic states. One is probed by angle-resolved photoelectron spectroscopy (see [21]).

The characteristic features of the Rashba spin-orbit effect, which can show up both in nonmagnetic and in magnetic heterostructures and surface states, are described in the standard model of an isotropic two-dimensional electron gas (2 DEG). In this model, the effective magnetic Rashba field of the spin-orbit interaction arises in the rest frame of the moving electron and results in a Zeeman spin splitting. This field results in a unique spin topology of the electronic states both at interfaces of heterostructures and metal surfaces of at nonmagnetic and magnetic metal surfaces. The potential gradients for heterostructures and metal surfaces are determined via a band banding and an image-potential barrier, respectively.

The relativistic spin-orbit interaction and corresponding features of quantum states, the energy band structure and the spin polarization of electrons in an periodic electric field are naturally described by the Dirac equation for the four-component vector function (Ψ)

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H_D \Psi \quad (18)$$

with the Hamiltonian

$$H_D = \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} c + \beta mc^2 + V . \quad (19)$$

Here $\boldsymbol{\alpha} = \|(i-j)\sigma\|$ ($i, j = (1, 2)$), where σ is the Pauli vector-matrix; \mathbf{p} is a momentum operator; c is a light speed; the second order matrix $\beta = \|(-1)^i \delta_{ij} I\|$, ($I = \|\delta_{ij}\|$); m is the electron mass; V is the operator of the electron-field interaction. Stationary states are described by the wave function of the form $\Psi = (\varphi, \chi)^T \exp(-i \varepsilon t / \hbar)$, where φ and χ are two-component vector-functions.

Then stationary solving for (18) is reduced to solving the matrix equation

$$\begin{pmatrix} E' - V & -c\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p} \\ c\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p} & E' + 2mc^2 - V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} = 0 , \quad (20)$$

where

$$E' = \varepsilon - mc^2 \quad . \quad (21)$$

Hence, in the second order approximation in v/c (v is a particle speed) it follows that

$$\chi = \left(1 - \frac{E' - V}{2mc^2}\right) \frac{\sigma \mathbf{p}}{2mc} \varphi, \quad (22)$$

Then, eliminating the function χ from (20) together with a normalization condition for φ give the stationary equation $E' \varphi = H \varphi$ with the Hamiltonian

$$H = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + V(\mathbf{r}) + \frac{\hbar \sigma}{4m^2 c^2} [(\text{grad} V) \times \mathbf{p}] + \frac{[E' - V(r)]^2}{2mc^2} - \frac{\hbar^2}{8mc^2} \nabla^2 V(r), \quad (23)$$

where the third term represents the operator the spin-momentum interaction (H_{SO}) for the electron in the nonuniform electric potential $A_0 = V/e$ (e is the electron charge).

For the centro-symmetrical electric field, when $\text{grad} V = \frac{\mathbf{r}}{r} \frac{\partial V}{\partial r}$, this interaction take the

form of the spin-orbit interaction, $H_{SO} = \gamma_{SO} (s \mathbf{L})$ with the parameter $\gamma_{SO} = \frac{\hbar}{2m^2 c^2} \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr}$,

where $s = \frac{\hbar}{2} \sigma$ and \mathbf{L} are spin and orbital moments, respectively. Taking into account the expression $\mathbf{m} = \mu_B s$ for the spin magnetic moment, where $\mu_B = e\hbar/(2mc)$ is the Born magneton, the spin-orbit operator H_{SO} can be rewritten in the form

$$H_{SO} = (\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}_{SO}), \quad \mathbf{B}_{SO} = \frac{1}{mc} [\mathbf{E} \times \mathbf{p}] \quad (24)$$

corresponding to the interaction between the spin magnetic moment \mathbf{m} and the effective magnetic field \mathbf{B}_{SO} . This magnetic field, arising in the particle's frame, effectively couples the spin to the particle momentum, exciting the spin alignment along the field \mathbf{B}_{SO} . The spin-orbit interaction can cause a spin polarization and the spin splitting in energy.

In the two-dimensional electron system of condensed matter with the broken symmetry, the spin-orbit interaction of the one-particle potential causes the effective magnetic field (\mathbf{B}_R) (known as the Rashba effect) inducing the electron spin polarization and the momentum dependent splitting in the electron band spectra. In general, the spin-orbit interaction parameter α_R in this case depends on physical properties of the system. It usually, exceeds the mentioned parameter α_{SO} in few orders.

In the two-dimensional free-electron condensed model, the electric potential A_0 in z -direction confines electrons to the surface. Then, from the general expression (19) the Hamiltonian of the system takes the form

$$H = \frac{\hbar^2}{2m} (\partial_x^2 + \partial_y^2) + \alpha_R (\sigma_x \partial_y - \sigma_y \partial_x), \quad (25)$$

where the first term is the operator of a free electron motion in the plane xy , the second term, (denoted as H_{RSO}) is the Rashba spin-orbit interaction operator in the plane xy with the parameter $\alpha_R \text{grad} V = E$. Then, two-component wave functions of the stationary wave function $\Psi = (\varphi_1, \varphi_2)^T \exp i(\omega t + k_x x + k_y y)$ (k_x and k_y are components of the planar wave vector \mathbf{k}_{\parallel}) obeys the matrix equation

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_k - E & -i\alpha_R k_- \\ i\alpha_R k_+ & \varepsilon_k - E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix} = 0, \quad k_{\pm} = k_x \pm ik_y. \quad (26)$$

Since here, the existence of nonzero solutions assumes the zero value of the determinant of the equation matrix then from it is follows the expression

$$E_{1,2}(\mathbf{k}) = \varepsilon_k \pm \alpha_R k = \frac{\hbar^2}{2m} \left(k \pm \frac{m\alpha_R}{\hbar^2} \right)^2 - \frac{m\alpha_R^2}{2\hbar^2}, \quad \varepsilon_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad (27)$$

describing the splitting two-dimensional electron band spectrum. The last is consisted of the two branches, caused by spin splitting under the effective Rashba field $\mathbf{B}_{\text{RSO}} = \frac{1}{mc} [\mathbf{E}_z \times \mathbf{p}_{\parallel}]$ of the spin–orbit interaction.

It is returned out, that spin polarizations of electrons with energies belonging to the different branches have opposite orientations. Indeed, the normalized spinor functions $(\varphi_1, \varphi_2)^T$ at the eigenvalues $E_1(\mathbf{k})$ and $E_2(\mathbf{k})$ is transformed to the spinor functions $(1, ik_+ / k)^T / \sqrt{2}$ and $(ik_+ / k, 1)^T / \sqrt{2}$, respectively. At $\mathbf{k}_{\parallel} \parallel 0x$ these two spinor function taking the form $(1, i)^T / \sqrt{2}$ and $(i, 1)^T / \sqrt{2}$ are eigenfunctions of the spin operator σ_y with the eigenvalues 1 and -1, respectively. That implies that spin moments of each from two band branches for considered nonmagnetic system are opposite and lie in the plane xy as is depicted in **Figure 5** [19].

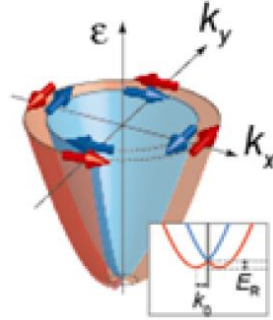


Figure 5. The two Fermi sheets of non-magnetic metal surface corresponding two spin polarizations (denoted by arrows) of conduction electrons under the Rashba spin–orbit splitting. Here ε is an energy, k_0 is a splitting parameter; E_R is the spin–orbit energy. The sheets emerge from a “Dirac point” near the band bottom.

The above-mentioned nearly free electron (NFE) model is able to describe the nature of the splitting but it cannot give a correct quantitative result. The experimental splitting (e.g. in Au(111) [21]) is much larger than what is estimated by a NFE model. This small splitting is related to neglecting of the large gradient potential near of ionic cores. A large atomic spin–orbit interaction and a large gradient of the surface potential result in a large splitting of the surface state dispersion. Since the electric field probed by the electron is strongest near the ion cores, a realistic description of the phenomenon should include atomic aspects.

It is taken into account in a tight-binding model, where the spin–orbit splitting depends on the product of the surface-potential gradient times the atomic spin–orbit parameter [22]. For clean metal surfaces, the splitting depends not only on the atomic number Z , but also on the

orbital character of the surface-state wave function, e.g., on the relative sizes of the p and s components in an sp surface state.

In the tight-binding model, the electrons that form the two-dimensional electron gas originate in all atomic s and p orbitals. The ingredients resulting in Rashba splitting are atomic spin-orbit interaction $\mathbf{H}_{SO} = \Delta_{SO} \mathbf{L} \otimes \sigma$, and an asymmetry potential in the direction perpendicular to the 2D surface ($V = E_0 z$). The main effect of the symmetry breaking potential is to open band gap Δ_g between the isotropic p_z and $p_x p_y$ bands. In the tight-binding approximation the hopping element from a p_z state at site i with spin σ to p_x or p_y state at site j with spin σ' is given by the expression $t_{i,j;\sigma\sigma'}^{x,y} = E_0 \langle p_z, i; \sigma | z | p_{x,y}, j; \sigma' \rangle$. In the absence of a symmetry breaking, i.e. $V = 0$, the hopping element vanishes due to symmetry. If $V \neq 0$ then the hopping element is finite. The Rashba effect is the nonlinear effect, which is obtained in a second order perturbation theory with the spin-flip quantum transition between $\langle p_z, i; \uparrow |$ and $\langle p_z, j; \downarrow |$ states via the transitional quantum state $\langle p_{x,y}, j; \sigma |$. It results in the Rashba parameters $\alpha_R = \Delta_{SO} / \Delta_g$, that in two orders of magnitude large then in the free-electron model.

5.2. An electric-induced magnetization via spin-orbit interaction

The possibility of controlling the magnetic anisotropy of thin ferromagnetic films using an electric field \mathbf{E} is of great interest since it can potentially lead to magnetic random access memory (MRAM) devices which require less energy than spin-torque-transfer random access memory STT-MRAM [23]. Thin magnetic films with a perpendicular magnetic anisotropy (PMA) are important for applications. This interfacial internal electric field might be used to engineer such a PMA is also of great interest. Experiment [24] has indeed shown that such a PMA might be modified by an externally applied electric field. One can be caused both by the indirect electric-induced change of magnetic anisotropy via changes of the electronic contribution to magnetic anisotropy [19, 20] and by the direct electric-induced changes of magnetic anisotropy via the Rashba effective interaction in combination with the exchange interaction.

The indirect electric-induced magnetization, in the terms of band theory, is related to the matrix elements of the spin-orbit interaction between empty states (see [24]), large contributions to which come from regions with different d -bands (almost) cross. The strong doping dependence of these matrix elements corresponding to d -band transverse in vicinity the Fermi surface influences via the Rashba spin-orbit interaction on the magnetic anisotropy [25]. The direct electric-induced magnetization in the framework of the Rashba spin-orbit interaction [26] and the band Stoner magnetism is characterized by a very large magnetic anisotropy arising from the internal electric fields \mathbf{E}_{int} which exist at, e.g., ferromagnetic / metal and ferromagnetic / oxide insulator interfaces but modified by the addition of an applied electric field \mathbf{E}_{ext} . In this case the Rashba splitting There is a Rashba spin splitting of the band structure leading to a quadratic, E_{ext}^2 , contribution to the magnetic anisotropy, contrasting with a linear in E_{ext} doping effect.

The magnetic states in the two-dimensional model with the direct electric-induced magnetization, based on the Rashba interaction and the band Stoner magnetization, is described by Hamiltonian [19]

$$H = \frac{p^2}{2m} - (J_0 S) \mathbf{m} \cdot \boldsymbol{\sigma} + \frac{\alpha_R}{\hbar} (\sigma_x p_y - \sigma_y p_x), \quad (28)$$

where p is the electron momentum operator, $\mathbf{m} = \mathbf{S} / S$ (S is the localized spin operator), $\boldsymbol{\sigma}$ is the Pauli matrices and $\alpha_R = e\eta_{SO}E$ is the Rashba parameter proportional to η_{SO} , which characterizes the spin-orbit coupling, and the magnitude E of the electric field $\mathbf{E} = E\mathbf{z}$, taken to be perpendicular to the plane of the system; \mathbf{m} is perpendicular to x and makes an angle θ to the z -direction, as in **Figure 6** [19].

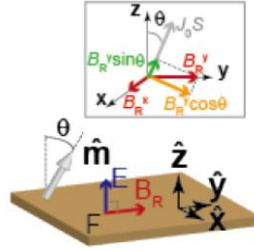


Figure 6. The electric field $\mathbf{E} = E\mathbf{z}$ is perpendicular to the ferromagnet surface while the magnetic order vector direction \mathbf{m} , is defined by the angle θ relative to \mathbf{z} . Whatever the direction of \mathbf{k} , the Rashba magnetic field \mathbf{B}_R of direction $\mathbf{k} \times \mathbf{E}$ lies in the x - y plane.

For the non-magnetic two-dimensional electron system, corresponding to the surface metal nanolayer, e.g., the surface of Au, due to (18), the Rashba magnetic field \mathbf{B}_R results in the spin-split band energy (**Figure 5**)

$$\varepsilon_{k\sigma} = \frac{\hbar^2}{2m} (k - \sigma k_0)^2 - E_R, \quad (29)$$

where the values of σ “+” and “-” correspond to minority and majority electrons, respectively; the momentum shift $k_0 = m\alpha_R / \hbar^2$, and

$$E_R = \frac{m\alpha_R^2}{2\hbar^2} = -\frac{1}{2} \left(\frac{e\eta_{SO}}{\hbar} \right)^2 mE^2. \quad (30)$$

For the surface state of Au, $E_R \approx 3.5$ meV, exemplifying the energy scale. In the non-magnetic case ($J_0 = 0$), the Rashba magnetic field as defined as $g\mu_B \mathbf{B}_R = 2\alpha_R(-k_y \mathbf{x} + k_x \mathbf{y})$, where g is the g -factor corresponding to the spin state $|s\rangle$ and μ_B is the Born magneton. There are two concentric Fermi surfaces. The energy splitting $2\alpha_R k = \Delta(k/k_F)$, where Δ is the value for $k_F = (k_{F\uparrow} + k_{F\downarrow})/2$, with $k_{F\uparrow,\downarrow}$ the Fermi wave number for the majority / minority band. For the surface state Au, $\Delta \approx 110$ meV while $E_F \approx 420$ meV giving $E_R \approx 3.5$ meV.

In the magnetic case, the magnetic order vector $\mathbf{m} = \cos\theta \mathbf{z} + \sin\theta \mathbf{y}$. The total Rashba field \mathbf{B}_{Rsd} defining the axis of quantization,

$$g\mu_B \mathbf{B}_{Rsd} = 2 \left[(J_0 S + \alpha_R k_x \sin\theta) + \alpha_R (-k_y \mathbf{x} + k_x \cos\theta (\mathbf{m} \times \mathbf{x})) \right], \quad (31)$$

due to (28), results in the non-symmetrical spin-split energy band

$$\varepsilon_{k\sigma} = \frac{\hbar^2}{2m} \left[(k_x - \sigma k_0 \sin^2 \theta)^2 + k_y^2 \right] - E_R \sin\theta - \sigma \left[(J_0 S)^2 + \alpha_R^2 (k_x^2 \cos^2 \theta + k_y^2) \right]^{1/2}. \quad (42)$$

The direction of the momentum shift depends upon $\sigma = \pm 1$, i.e., the majority/minority character of the band. These shifts also change sign with $\mathbf{m} \rightarrow -\mathbf{m}$ for a given σ . It is assumed, that $g\mu_B B_R < J_0 S$, i.e. the Rashba magnetic field B_R is smaller than the exchange splitting. The second order in $g\mu_B B_R$, $g\mu_B \mathbf{B}_{Rsd} = 2(JS + \alpha_R k_x \sin \theta \mathbf{m}')$, where $JS = [(J_0 S)^2 + \alpha_R^2 (k_x^2 \cos^2 \theta + k_y^2)]^{1/2} / J_0 S$ and where \mathbf{m}' differs from \mathbf{m} by a small angle δ where $\tan \delta \approx \alpha_R (k_x^2 \cos^2 \theta + k_y^2) / J_0 S$.

The contributions to the magnetic anisotropy are highlighted by contrasting the perpendicular and parallel orientations of magnetic order vector \mathbf{m} to the plane. With \mathbf{m} perpendicular to the plane, i.e., $\mathbf{m} \parallel z$ ($\theta = 0$), the exchange and Rashba fields are orthogonal and hence the net energy for a single electron (32) is

$$\varepsilon_{k\sigma} = \frac{\hbar^2}{2m} k^2 - \sigma [(J_0 S)^2 + (\alpha_R k^2)]^{1/2}. \quad (33)$$

The axis of quantization is tilted by $\delta(k) = \tan^{-1}(\alpha_R k) / (J_0 S)$ away from the z -axis as shown in **Figure 6a**. The majority (minority) electrons gain (loss) an energy that is even in E . This arises from the competition of the Rashba field, perpendicular to \mathbf{m} , with the exchange field. Such a competition generates a second order in E contribution to the magnetic anisotropy and is identified with the Dzyaloshinskii–Moriya (DM) mechanism.

For \mathbf{m} parallel to the y -axis, i.e. $\mathbf{m} \parallel y$ ($\theta = \pi/2$). The y -component of \mathbf{B}_R is parallel to the exchange field and is combined with the kinetic energy. The Fermi surface is shifted along the x -axis and lowered by E_R , as shown in **Figure 7a** [19]. This energy gain corresponds to a pseudo-dipolar (PD) contribution to anisotropy energy, which favours an in-plane magnetization.

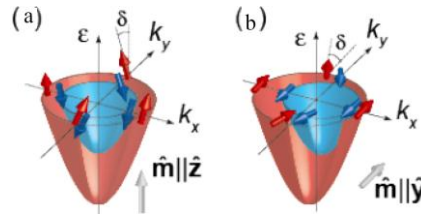


Figure 7. Two Fermi sheets of conduction electrons created by the Rashba spin–orbit splitting in magnetic metals with different directions of the magnetization \mathbf{m} : (a) $\mathbf{m} \parallel z$, (b) $\mathbf{m} \parallel y$.

On the other hand, the x -component of \mathbf{B}_R , which is perpendicular to $J_0 S \mathbf{m}$, gives rise to a correction to the effective exchange field. The direction of the moment tilts away from the y -axis in the direction perpendicular to the wave vector by $\delta(k_y) = \tan^{-1}(\alpha_R k_y) / (J_0 S)$. The single particle energy, (32), is now,

$$\varepsilon_{k\sigma} = \frac{\hbar^2}{2m} [(k_x - \sigma k_0)^2 + k_y^2] - E_R - \sigma [(J_0 S)^2 + (\alpha_R k_y)^2]^{1/2}. \quad (34)$$

Here the shift k_0 is the same as in (29) but only along the x -axis.

The effective exchange field in (34) is smaller than that in (32) due to the absence of a k_x^2 term. This indicates that the overall DM contribution favours a perpendicular $\hat{\mathbf{m}}$ while the PD term favours an in-plane \mathbf{m} . This exchange field changes sign for the majority/minority spins,

i.e., with σ . Assuming $(J_0S)^2 > (\alpha_R k_y)^2$ and retaining the θ -dependent terms up to the order of E^2 in (5.14), we obtained

$$E_{am} = E_R \left[1 - \frac{2T}{J_0S} \right] \cos^2 \theta , \quad (35)$$

for the magnetic anisotropy energy, with

$$T = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\langle k_x^2 \rangle_{\uparrow} - \langle k_x^2 \rangle_{\downarrow} \right) , \quad (36)$$

where $\langle \rangle$ denotes an average over the Fermi surface. The Rashba spin-orbit interaction produces an uniaxial anisotropy energy, which, as in the Dzyaloshinskii-Moriya theory, comprises a direct second order in E easy plane pseudo-dipolar interaction and indirect contribution proportional to E^2 / J_0S . Clearly an E^2 dependent PMA results if $T > J_0S / 2$, which is the case for real 3d ferromagnets.

The resulting anisotropy energy can be very large. The value of the scaling pre-factor E_R in (35) for the surface state of Au is ~ 3.5 meV or about 35 T in magnetic field units and very much larger than the typical ~ 1 T demagnetising field [27]. If the Au film is polarized by contact with an ultra-thin ferromagnet the second factor, $2T / J_0S$, in (34) for the field inside a Au surface layer can be quite large ~ 5 leading to a PMA and indeed ultra-thin Fe on Au does have such a PMA.

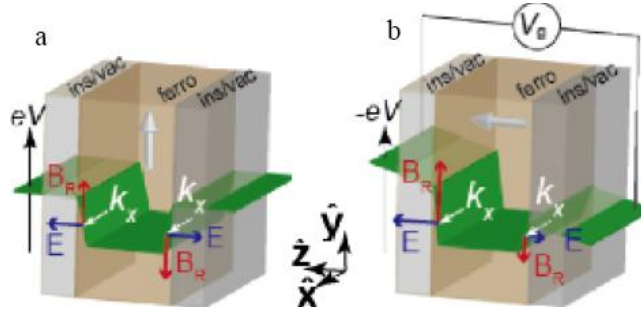


Figure 8. (a) There is an electric field E in the surface region of a ferromagnet, however for a given wave vector k , the Rashba field B_R , proportional to $[\mathbf{k} \times \mathbf{E}]$, has an opposite sign at the two surfaces and the average field is zero. (b) With a finite external field this symmetry is broken and there is a net Rashba field acting upon the electrons.

Schematically shown in **Figure 8a** [20] is the potential seen by electrons in a freestanding ultra-thin ferromagnetic film. At the surface, the potential reaches the vacuum level within a few atomic spacings. This results in a finite large electric field $E \sim 10$ V / nm at each surface but in opposite senses. Assuming an appreciable spin-orbit coupling in the interface region, this results, in turn, in a Rashba field B_R , which also changes sign between the two surfaces for a given momentum. Thus for a perfectly symmetric film, the ferromagnetically polarized electrons see no average field B_R . This symmetry can be broken by the application of an external electric field as shown in **Figure 8b** [20].

The electric field is increased at one surface and is decreased at the other doubling the net effect. In contrast, for this same symmetric situation, the surface charges are opposite and

doping effects must cancel. Clearly the intrinsic Rashba field B_R is modified when the material adjacent to the ferromagnets (F), say Fe, are different. In many experiments an insulator I, often MgO, lies to one side and a normal metal (N), and e.g., Au, Pt or Pd, completes a tri-layer system.

Thus, the Rashba effective magnetic field due to the internal electric field in the surface region of nanolayered ferromagnetics can make an important contribution to the perpendicular magnetic anisotropy. The Rashba spin-orbit interaction in combination with the exchange interaction between spin-polarized electrons and the localized lattice magnetization allow the electric field magnetization control in magnetic nanostructures including multilayered magnetic nanostructures.

References

1. I. Zutic, J. Fabian. *Rev. Mod. Phys.*, 2004, 5, 76.
2. A. Kirilyuk, A. V. Kimel, T. Rasing. *Rev. Mod. Phys.*, 2010, 15, 82.
3. T. A. Ostler, J. Barker, R. F. L. Evans, R. W. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo–Fesenko, S. el Moussaoui, L. L. Guyader, E. Mengotti, L. J. Heyderman, F. Nolting, A. Tsukamoto, A. Itoh, D. Afanasiev, B. A. Ivanov, A. M. Kalashnikova, K. Vahapar, A. Kirilyuk, Th. Rasing, A. V. Kirmet. *Nat. Commun.*, 2012, 6, 1.
4. A. R. Khorsand, M. Savoini, A. Kirilyuk, A. V. Kimel, A. Tsukamoto, A. Itosh, Th. Rasing. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 4, 107205.
5. V. M. Shalaev, C. Douketis, J. T. Stuckless, M. Moskovits. *Phys. Rev.*, 1996, 17, 1138.
6. Yu. Gulyaev, V. Zil'berman, P. E. Epshtein, R. J. Elliott. *JETP*, 2005, 5, 341.
7. S. Yuasa, D. D. J. Djayaprawira. *J. Phys. D*, 2007, 40, R337.
8. W. H. Butler, X.-G. Zhang, T. C. Schulthess, J. M. mac Laren. *Phys. Rev.*, 2001, 5, 054416.
9. J. Mathon, A. Umerski. *Phys. Rev. B*, 2001, 63, 220403.
10. N. N. Krupa., *JETP Lett.*, 2008, 10, 541.
11. K. Kazantseva, N., D. Hinzke, U. Nowak, R. W. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo–Fesenko, J. Walowski. *Phys. Rev. B*, 2008, 77, 184428.
12. U. Atxitia, O. Chubykalo–Fesenko, J. Walowski, A. Mann, M. Münzenberg. *Phys. Rev. B*, 2010, 81, 174401.
13. K. Vahaplar, A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, D. Hinzke, U. Nowak, R. Chantrel, A. Tsukamoto, A. Itoh, Kirilyuk A., Th. Rasing. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 103, 117201.
14. M. Weisheit, S. Fähler, A. Marty, Y. Souche, C. Poinignon, D. Givord. *Science*, 2007, 315, 349.
15. J. Zhu, J. A. Katine, G. E. Rowlands, Y.-J. Chen, Z. Duan, J. G. Alzate, P. Upadhyaya, J. Langer, P. K. Amiri, K. L. Wang, I. N. Krivorotov. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 108, 197203.
16. Y. Shiota, S. Miwa, T. Nozaki, F. Bonell, N. Mizuochi, T. Shinjo, H. Kubota, S. Yuasa, Y. Suzuki. *Appl. Phys. Lett.*, 2012, 101, 102406.
17. S. Kanai, Y. Nakatani, M. Yamanouchi, S. Ikeda, F. Matsukura, H. Ohno. *Appl. Phys. Lett.*, 2013, 103, 240815.
18. Y. A. Bychkov, E. I. Rashba. *JETP Lett.*, 1984, 39, 78.
19. S. E. Barnes, J. Ieda, S. Maekawa. *Sci. Rep.*, 2014, 4, 4105.

20. I. M. Miron P.-J. Zermatten, G. Gaudin, S. Auffret, B. Rodmacq, A. Schuhl. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 102, 137202.
21. E. Rotenberg, J. W. Chung, S. D. Kevan. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 82, 4066.
22. L. Petersen, P. Hedegård. *Surf. Sci.*, 2000, 459, 49.
23. E. Y. Tsymbal. *Nat. Mater.*, 2012, 11, 12.
24. W-G. Wang, M. Li, S. Hageman, C. L. Chien. *Nat. Mater.*, 2012, 11, 64.
25. M. Tsujikawa, S. Haraguchi, T. Oda, Y. Miura, M. Shirai. *J. Appl. Phys.*, 2011, 109, 07C107.
26. I. Gierz, T. Suzuki, E. Frantzeskys, S. Pons, S. Ostankin, A. Ernst, J. Henk, M. Grioni, K. Kern, C.R. Ast. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 103, 046803.
27. M. Hoesch, M. Muntiet, V. N. Petrov, M. Hengsberger, L. Patthey, M. Shi, M. Falub, T. Greber, J. Osterwalder. *Phys.Rev. B*, 2004, 69, 241401.

SPIROPYRAN CONTAINING LIQUID CRYSTAL SYSTEMS TO CREATE A NEW TYPE OF MICELLAR NANOCONTAINERS

L. V. Devadze, J. P. Maisuradze, G. Sh. Petriashvili,
Ts. I. Zurabishvili, N. O. Sepashvili, I. A. Mzhavanadze

V. Chavchanidze Institute of Cybernetics
Georgian Technical University
Tbilisi, Georgia
devadze2005@yahoo.com

Accepted October 30, 2014

The modern state of development of the science allows creating the potent medications to fight severe diseases. Such preparations are able to destroy the diseased cells, but unfortunately, in a living organism they also destroy health cells before reaching the ill target cells. Nanomedicine (intersection of biotechnology and nanotechnology) needs a principally new method of a point delivery of drugs with the drug interacting only with the diseased target cells. This goal can be reached by packaging the drug in “nanocontainers”. A nanocontainer loaded with the drug will penetrate the diseased cell and will unload its content there. Unloading a nanocotainer is done either by itself, or by special external stimulation. Such a delivery of the medication boosts its efficiency, while undesirable toxicity and side effects are reduced. So, among other problems, the major problem arising when delivering the drug to a living organism is associated with the medication delivery to the point where it has to act what is hampered by poor penetration of a cell, or target cell barrier (e.g. hematoencephalic barrier).

In the 1980s, they started to place the medications, proteins and DNA in the organism-compatible hybrid polymer micelles, the liposomes. In 1989, a work [1] considering the possibility to place a medical preparation in a hybrid amphiphilic polymer micelle was published. In the process of mycelization, the hydrophobic medication got into the heart of a micelle and was protected with a polymeric shell. The size of micelles was 20-30 nm. The authors named it “micelle micro-container”. Today, the same “device” in the scientific sources is called a “micelle nanocontainer”. The topicality of the problem is evidenced by the fact of establishing a “medication nanodelivery center” at Nebraska University in 2004 with the tens of millions dollars financing annually. The scientists of different specialties (physicians, chemists, biologists, doctors) work at the center. The center studies the prospects of treatment of various diseases by using the micelle nanocontainers. Particularly topical are the works associated with Parkinson’s disease, Alzheimer disease and brain traumas of the American soldiers wounded in Afghanistan [2].

Today, there are scientific centers of drug nanodelivery operating in many countries of the world, including Russia.

Different types of nanoparticles, such as dendrimers, semiconducting nanocrystals, super-magnetic nanoparticles, lipid vesicles, fullerenes, hybrid polymer and spiropyran micelles, etc. are used as modern nanocontainers for the drug target transportation across a living

organism. Out of the listed particles, the nanocontainers designed on the basis of spiropyran micelles have special features [3, 4] called forth by the unique properties of this compound.

Spiroyrans belong to the group of photochromic bistable compounds with the ability to exist as two thermodynamically stable isomers. Transition from one isomeric form into another under external impact (light, electrical and magnetic fields, mechanical stress, etc.) is followed by reversible changes of physical properties. Such compounds are used to create three-dimensional optical storage memory and processing systems, non-linear optical materials, regulated filters with optical density, optical switches, different sensors; it is also possible to deliver the medical preparations to the target points by using such compounds [5]. Form A (Figure 1) of a spiropyran colorless molecule of a volumetric structure with a small dipole moment (3 Debye) under the influence of UV light, as a result of disruption of C–O bond, shifts into a coplanar, colored merocyanine form B with high dipole moment (18 Debye).

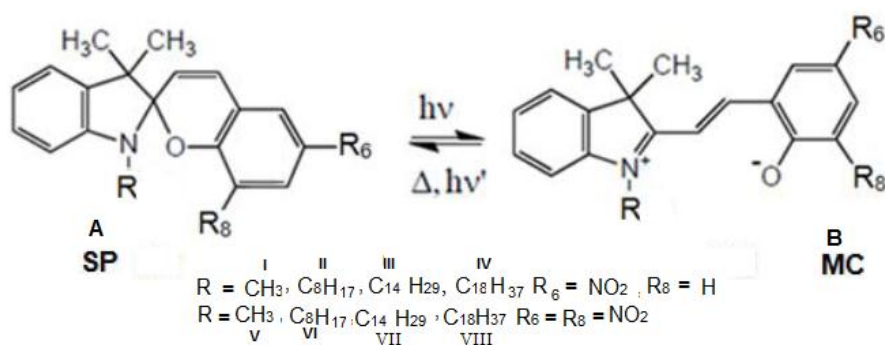


Figure 1. Photoisomerization of a spiropyran molecule.

A – closed spiropyran form (SP), B – open merocyanine form (MC).

- I. 6-nitro-2H-chromene-2-spiro-2'-N-methyl-3'3'-dimethylindoline
- II. 6-nitro-2H-chromene-2-spiro-2'-N-octyl-3'3'-dimethylindoline
- III. 6-nitro-2H-chromene-2-spiro-2'-N-tetradecyl-3'3'-dimethylindoline
- IV. 6-nitro-2H-chromene-2-spiro-2'-N-octadecyl-3'3'-dimethylindoline
- V. 6-8-dinitro-2H-chromene-2-spiro-2'-N-methyl-3'3'-dimethylindoline
- VI. 6-8-dinitro-2H-chromene-2-spiro-2'-N-octyl-3'3'-dimethylindoline
- VII. 6-8-dinitro-2H-chromene-2-spiro-2'-N-tetradecyl-3'3'-dimethylindoline
- VIII. 6-8-dinitro-2H-chromene-2-spiro-2'-N-octadecyl-3'3'-dimethylindoline

The simple preparation and wide structural variations of spiropyran allow gaining the compounds with desirable thermodynamic, kinetic, spectral and photo-chemical properties. Photo-induced isomerization of spiropyran is characterized by high quantum yield of direct and reverse reactions and record high coefficients of two-photon absorption for the two isomers of all known photochromes. This resulted in the creation of the first three-dimensional rewritable molecular memory prototype based on spiropyran, with the capacity of the information recorded by UV light amounted to 10¹⁴ bit / cm³ [6]. The advantages of the light control of the process of photoisomerization of spiropyran compared to other triggers are as follows: ecological purity of light, possibilities of simple regulation of the wavelength and wave intensity, swift response (at the level of femtosecond), simple focusing and remote control.

Our team, under the leadership of now deceased Academician Kokhta Japaridze, has a many-year-long experience in synthesizing and studying the different types of spiropyran. Over 200 representatives of this class are synthesized and studied [7 – 9]. Some of the gained

interesting results are immediately associated with the presented project. We have observed interesting phenomena with the combination of modified spiropyran molecules and liquid crystal (LC). By doping the liquid crystal matrix with spiropyran molecules, a system self-organization took place under certain conditions. Origination of nanoparticles increased such important parameter of a spiropyran, as efficient photo-sensitivity [10, 11]. We also identified the phenomenon of light-controlled nanostructuring of cholesterol liquid crystal composition doped with spiropyran. This phenomenon was observed by the anomalies of Bragg selective reflection band in the visible area of an optical spectrum and allowed reading the information recorded in the composition without losses [12, 13].

A spiropyran molecule, which contains a long alkyl radical at a nitrogen atom, by UV light photoinduction, serving as a trigger, is transformed to the merocyanine amphiphilic molecule with a zwitterion head and non-polar tail (**Figure 2**).

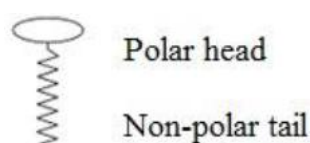


Figure 2. Merocyanine amphiphilic molecule.

Such surfactant molecules under certain conditions (temperature, critical concentration of micellization, balance between the lyophilic (hydrophilic) and lyophobic (hydrophobic) fragments of a molecule) self-organize as nanoparticles, the micelles. A micelle is a stable complex of molecules linked to one another by lyophobic force. The lyophobic tails contact to one another is more beneficial than with the liquid. A lyophobic part is in the heart of a micelle, while the lyophilic part is on the surface of a micelle and is in contact with the liquid. If a poorly soluble substance gets in the liquid, it will travel into the micelle, to its heart, near the lyophobic part.

6-nitro-derivative spiropyran micelles

Nanostructuring-micellization in the cholesterol liquid crystal compositions doped with $R=C_8H_{17}-C_{18}H_{37}$ radical-containing spiropyrans (**Figure 1**) takes place as a result of the interaction between the lyophobic tails. The process of micellization is evidenced by the increased solubility of a spiropyran compared to its short-radical analogs (the solubility for some derivatives of a long-radical spiropyran reaches 20 %, we will consider one of them below) and sharp increase in the efficient photo-sensitivity of the composition. In case of UV light photo-induced transfer to the merocyanine form, compact and spherical micelles with their size twice as less than that of a loose micelle of a spiropyran are obtained [4]. The loose micelles of a spiropyran formed prior to photo-induction are able to involve a poorly soluble substance in a polar solution in the heart of the micelle with the action of lyophobic forces. After each spiropyran molecule with a small dipole moment under the influence of UV radiation transforms to the merocyanine form with high dipole moment, the micelle shrinks under the influence of lyophilic forces and is emptied from its content. These properties of spiropyran micelles of a) getting a hydrophobic medication in the heart and b) with their size and process of emptying being remotely controlled with light, are of a particular importance.

It should be noted that UV radiation damages some body organs (e.g. eyes, ears). By considering the fact that a spiropyran has a high section of two-photon absorption, instead of

UV radiation, a near infrared radiation with a laser may be used ($\lambda=720\text{nm}$), by using a two-photon technology.

The selection of the cholesterol liquid crystal matrix as the environment of mycellization of amphiphilic spiropyrans with a long alkyl radical at a nitrogen atom by the authors of the project was called forth by the following factors: 1) high degree of mycellization, 2) the liquid crystal, like a spiropyran, is compatible with a human body [14, 15] and 3) under certain conditions, such spiropyrans form a lyotropic liquid crystal themselves.

6-8-dinitro-derivative spiropyran micellas

In some cases, deep penetration of a nanocontainer loaded with a medication in a tissue needs the nanoparticles with their size less than that of the spiropyran loose micelles. This problem can be solved by using a new type of nanocontainers, whose major element is long-radical 6-8-dinitro-derivative spiropyrans synthesized and studied by us. The constant of the thermodynamic equilibrium of spiropyrans of this type is more in polar solvents than in the photo-chemical one ($K_T > K_{PH}$) (as per our measurements, $K_T = 2.3$; $K_{PH} = 0.12$ for V substance in ethanol, **Figure 1**). Therefore, in the polar solvent, like as cholesterol liquid crystal, dinitro-derivative spiropyran in the equilibrium state is in a colored merocyanine form. Therefore, this thermally reversible photochromic system does not need the irradiation of UV light for its photochromism which may cause degradation of the compound.

The merocyanine isomers of the VI, VII and VIII compounds (**Figure 1**) are clear amphiphilic molecules. Therefore, as it was expected, the process of micellization in the cholesterol liquid crystal solvent was active. This fact is evidenced by high solubility of 6-8-dinitro-derivative spiropyran with a long radical (VII) compared to its short-radical analog (20 and 2 %, respectively) [16, 17].

The high solubility of 6-8-dinitro-derivative spiropyran with long alkyl radical at N atom (VII) in LC allowed us to observe trans-cis and trans-trans isomers of molecule in the process of equilibrium restoration. To observe these two forms in other environment is connected with difficulties [18].

As already mentioned, B form micelle of a long-radical spiropyran is twice as small as the relevant A form micelle. At the equilibrium state B form micelles of a dinitro-derivative spiropyran with a long alkyl radical are shrunked even without UV radiation. Therefore, the penetration ability of the nanocontainers in a body tissue designed by using them will be better than in case of A form micelles. The reduced loading capacity of a medication caused by the reduced volume of nanocontainers will be compensated by the higher micellization ability of the substance. Instead of one large nanocontainer relevant to form A, several relevant nanocontainers with a better penetration ability of form B will transport the same amount of medication.

Unloading of a container after it penetrates a target cell, unlike the case considered above with UV radiation, can be done with the visible light. Under the influence of the visible light, a spiropyran micelle of form B will transform to a loose micelle of form A and will presumably be emptied from the medical preparation. Full emptying of a nanocontainer may need a repeated procedure. Unlike UV, the visible light deeply penetrates a tissue and most importantly, it is harmless for a body.

A nanocontainer designed on the basis of a 6-8-dinitro-derivative spiropyran may be useful in cases when it is necessary to prolong the drug delivery time. For this purpose, a

nanocontainer on the basis of spiropyrans must be designed during the daylight to disturb the equilibrium of the system in benefit of the loose colorless micelles of form A. After getting in the body, as the thermodynamic equilibrium is restored, as a result of a B–A relaxation, a loose micelle will be shrunk and emptied from its content (**Figure 3**).

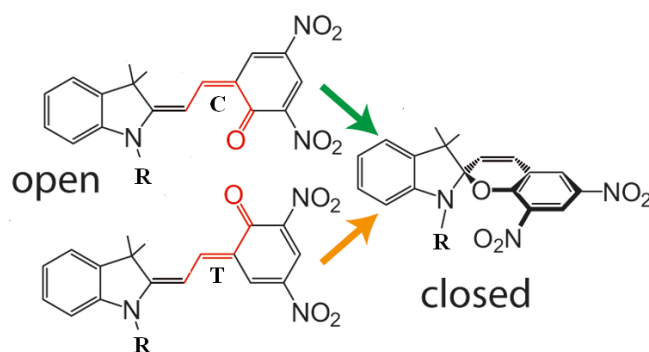
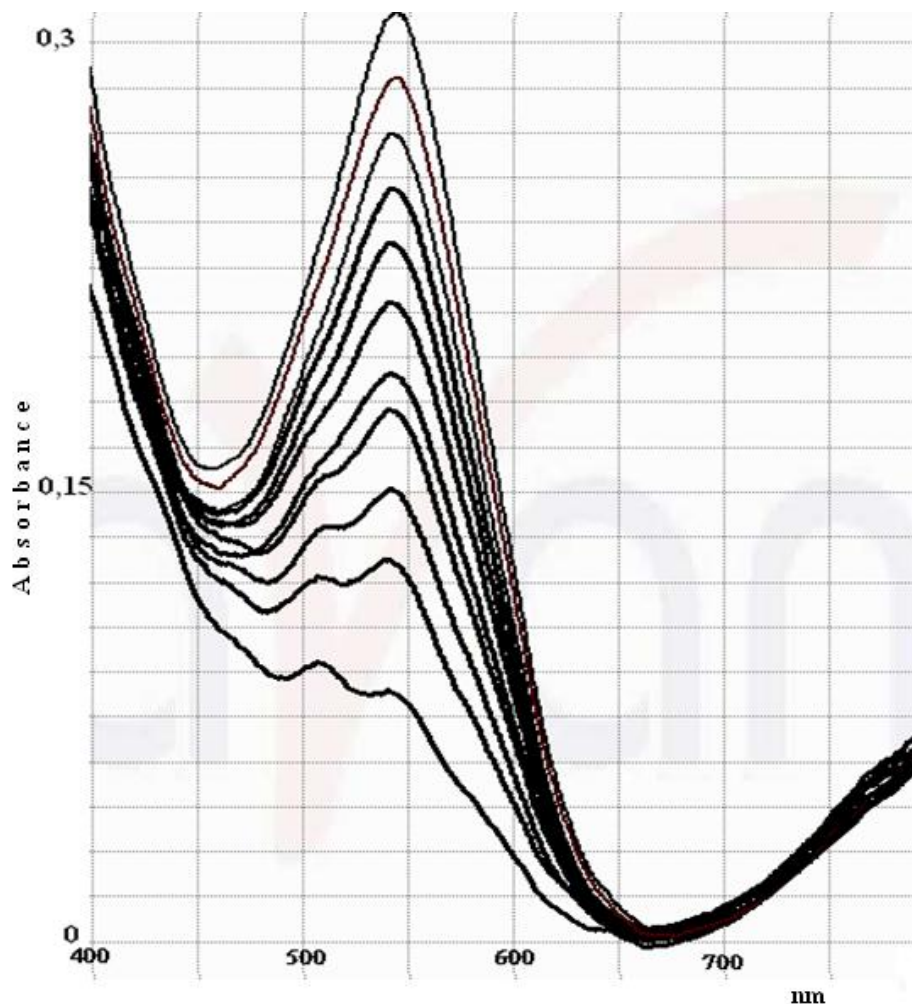


Figure 3. The relaxation process of 6-8-dinitro-derivative spiropyran (VII) doped LC film after irradiation with visible light. Short wave pick belongs to trans–cis (C) isomer and long wave to trans–trans (T) isomer.

In all cases described above, the nanocontainer emptied from its content will leave the living body in a natural way.

Nanoparticles allow working at the level of a nanometer, i.e. major biological structures: cell, DNA or protein sizes. The particles of nano-sizes, such as micelles can be used as a major element of the nanocontainers for a target transportation of the medication to a living organism.

The delivery of a medication to the target location is no less important than the invention of the medication. In some cases, poor solubility of a medication in water with good solubility in organic solvents is a major problem. On the other hand, the medications solved well in water lose their therapeutic efficiency because of their poor penetration in the cell membrane. Consequently, for getting the medication with poor solubility in water in the heart of the micelle, storing and transporting, it is topical to have a nanocontainer able to protect the medication it carries against: 1) aggressive influence of the biological environment (e.g. ferments) and 2) sedimentation and crystallization. The sizes of a container also matter, as the container has to penetrate the tissue or cell through capillary walls. Besides, a nanocontainer must be “smart”, i.e. it must have “an antenna” to respond to a signal from outside (like light, magnetic field or ultrasound) and be emptied from its content in doses at a desired time and location. The nanocontainer must be made with the materials available and admitted in medicine [14,15]. The experiments on animals evidence that the efficiency of a medication delivered to the diseased body areas with nanocontainers exceeds that of the injected medication by 1 to 2 orders. This is because the theoretically calculated amount of the injected preparation needed for treating is disseminated in the whole body only with some portion of it delivered to the destination. In addition to the harmful effect on the healthy body parts, certain financial concerns are also worthwhile, as the expensive preparations are used unreasonably. Particularly large are the expenses of chemotherapy.

The project proposes a new liquid crystal system doped with a spiropyran to be used as the basis for designing improved micelle-type nanocontainers. The basis of the project is the phenomenon of nanostructuring as micelles of a merocyanine form by UV photo-induction in the cholesterol liquid crystal composition doped with a spiropyran with a long alkyl radical at a nitrogen atom identified and studied by the authors of the project [8, 11].

The project is important and topical, as it will give a nanostructured cholesterol liquid crystal system doped with nitro- and dinitro-derivative spiropyran, which can be used to design a drug-carrying micelle nanocontainer with the following advantages as compared to the nanocontainers known to date:

- 1) Based on the cholesterol liquid crystals doped with such a compound, the relevant B-form micelles of a spiropyran are formed right in the process of solution preparation, without a trigger. This is evidenced by anomalistic 20% solubility of the dopant.
- 2) The formed micelles are of a small size (40 nm) right from the beginning what increases their penetration ability in a living organism tissue.
- 3) The cholesterol liquid crystal, in which micelle is formed, is compatible with a human body.
- 4) Fluorescence of a merocyanine form, without system modification and with a compound with emission allows monitoring the location of a nanocontainer.
- 5) Emptying of a nanocontainer without UV radiation, which is harmful for a human body, is done with visible light, which is harmless for a living organism and has high penetration ability.

In our opinion, the novelty of the project is as follows: 1) selection of the cholesterol liquid crystal as the environment of the spiropyran nanostructuring-micellization, which is compatible with a human body; 2) doping a cholesterol liquid crystal with 6-8-dinitro-derivative spiropyran, with its micelle being of a small size without a trigger (UV) resulting in a deep penetration ability of the relevant nanocontainer. The project offers the possibility to create nanocontainers based on the micelles formed as a result of nanostructuring of the compositions gained through the combination of long-radical 6-nitro- and 6-8-dinitro-derivative spiropyrans synthesized by us and cholesterol liquid crystals. Unlike the nanocontainers known in the literary sources, we offer the following novelty: use of a long-radical 6-8-dinitro-derivative spiropyran as the basis for the nanocontainer. The compound is interesting in that in the equilibrium state it is in a colored, merocyanine form, and relevant micelles are of a small size without UV radiation and can be remotely controlled with visible light.

Reference

1. A. V. Kabanov, V. P. Chekhonin, V. Y. Alakhov, E. V. Batrakova, A. S. Lebedev. *FEBS Lett.*, 1989, 258, 2, 343-345.
2. J. Tong, M. C. Zimmerman, S. Li, X. Yi, R. Luxenhofer, R. Jordan, A. V. Kabanov. *Biomater.*, 2013, 32, 14, 3654-3665.
3. L. Devadze, J. Maisuradze, G. Petriashvili, N. Sepashvili, Ts. Zurabishvili, I. Mzhavanadze, Sh. Akhobadze. In: *Coll. Sci. Works II Int. Sci. Conf. Pharmaceut. Sci.* 21st c. 2014, Tbilisi: Tbilisi State Med. Univ., 222-225.
4. R. Tong, H. D. Hemmaty, R. Langer, D. S. Kohane. *J. Am. Chem. Soc.*, 2012, 134, 21, 8848-8855.
5. V. I. Minkin. *Russ. Chem. Rev.*, 2013, 82, 1, 1-12.
6. D. Parthenopoulos, P. M. Rentzepis. *Science*, 1989, 245, 843-845.
7. K. G. Japaridze. *Spirokhromeny*. 1979, Tbilisi.
8. K. Japaridze, Z. Elashvili, L. Devadze, N. Sepashvili. In: *Compounds and Materials with Specific Properties*. 2007, New York: Nova Sci. Publ. Inc, 73-78.
9. K. Japaridze, L. Devadze, J. Maisuradze, I. Mzhavanadze, N. Sepashvili. *Bull. Georg. Natl. Acad. Sci.*, 2010, 4, 2, 67-71.
10. K. Japaridze, L. Devadze, J. Maisuradze, G. Petriashvili, Ts. Zurabishvili, I. Mzhavanadze, N. Sepashvili. *Bull. Georg. Natl. Acad. Sci.*, 2013, 7, 3, 57-62.
11. K. Japaridze, L. Devadze, J. Maisuradze, I. Mzhavanadze, N. Sepashvili, Ts. Zurabishvili, G. Petriashvili. In: *Proc. 3rd Int. Symp. Mol. Photonics dedicated to Acad. A. N. Terenin*. 2012, St Petersburg, 19524-19529.
12. K. G. Japaridze, Z. M. Elashvili, L. V. Devadze, N. O. Sepashvili, M. R. Katsiashvili. *Crystallogr. Rep.*, 2006, 51, 3, 497-499.
13. K. G. Dzhaparidze, L. V. Devadze, D. P. Maisuradze, N. O. Sepashvili. *High Energy Chem.*, 2009, 43, 7, 527-528.
14. K. J. Tangso, W. K. Fong, T. Darwish, N. Kirby, B. J. Boyd, T. L. Hanley. *J. Phys. Chem. B*, 2013, 117, 35, 10203-10210.

15. D. Movia, A. Prina-Mello, Y. Volkov, S. Giordani. *Chem. Res. Toxicology*. 2010, 23, 1459-1466.
16. K. Japaridze, L. Devadze, J. Maisuradze, N. Sepashvili, G. Petriashvili. In: *Abs. VII Russ. Conf. Mol. Modelling*. 2011, Moscow, 30-30.
17. K. Japaridze, L. Devadze, J. Maisuradze, I. Mzavanadze, Ts. Zurabishvili, N. Sepashvili, G. Petriashvili. *Georg. Eng. News*, 2010, 56, 4, 72-75.
18. J. Buback, M. Kullman, F. Langhojer, P. Nuemberger, R. Schmidt, F. Wurthner, T. Brixner. *J. Am. Chem. Soc.*, 2010, 132, 46, 16510 -16519.

MAGNETO-OPTICAL AND OPTICAL PROPERTIES OF
ION IMPLANTED $(\text{YBiCaSm})_3(\text{FeGeSi})_5\text{O}_{12}$ GARNET FILMS

L. Kalandadze

Batumi Shota Rustaveli State University
Batumi, Georgia
Lali62@mail.ru

Accepted October 31, 2014

1. Introduction

Nowadays, the advance of technology requires magnetic materials with new properties. This is why intensive experimental and theoretical researches of magnetic substances are taking place worldwide with a view to creating cutting-edge materials. In this area the exploration of the mutual influence of microstructure and structural content on magnetic, magneto-optical and optical properties of nanoheterostructures has become the focus of intensive research. It is known that the qualities of already explored materials change in the process of their transformation into nanocrystals. Therefore, methods of magneto-optical researches are relevant to study, as they allow the study of their electronic structures, and of their magnetic interactions. Optical and magneto-optical research methods are one of the simplest, the most effective and informative way of studying of nanostructures and modern materials.

Magneto-optical methods are also sensitive to the inhomogeneity of magnetics, to the alteration of a shape and the sizes of a particle, and to the creation of a new magnetic phase. Therefore, the study of magneto-optical properties of nanoheterostructures, thin films, implanted surfaces, magnetic fluids and other structures in relation to their structural content and technological production is necessary to explain general laws of the formation of their physical properties [1].

Heterogeneous magnetic structures could be formed in the surface layer of the solid by the different kind of outer impact, for instance, by the ion implantation. Implantation affects the physical-chemical properties, phase composition and surface structure of the solid. As a result, different radiation defects may cause the heterogeneity of the local magnetic properties.

There are considerable scientific and practical interests regarding investigation of the characteristic properties of magneto-optical behavior of the ion-implanted garnet films [2, 3].

In the present work we give the results of magneto-optical and optical investigations of the properties of the surface regions of the ion-implanted $(\text{YBiCaSm})_3(\text{FeGeSi})_5\text{O}_{12}$ garnet films.

The magneto-optical method of investigation of the surface of the solid [4], in which use is made of the fact that the light reflected from a magnetized medium penetrates into a sample to a small depth and the magneto-optical reflection effects are proportional to the magnetization of the surface layer, has already been widespread.

This investigative method lets us take over changes in the structure of an elementary cell of the solid, examine superficial magnetic transformation and discover heterogeneous magnetic structures.

2. Experimental details

In our experiments we used (YBiCaSm)₃(FeGeSi)₅O₁₂ garnet films of 1.3 μm thickness prepared by means of liquid phase epitaxy on Gd₃Ga₅O₁₂ substrates with the (111) crystallographic orientation. The thickness of the substrates was 450 μm.

The implantation process was carried out at the room temperature by Ne⁺ ions with energy of 100 KeV and with various doses (0.5 – 2.5) · 10¹⁴ ion / cm². During this process, permeation depth of the implanted ions covered 0.1 μm, maximum quantity of the implanted ions went to the depth 0.07 μm. For the magneto-optical investigation of a garnet surface we have chosen the odd-magnetization equatorial Kerr effect (EKE). The EKE consists in a change in the intensity of linearly polarized light reflected from the sample in the case of reversal of magnetization of the sample. It can be written as

$$\delta = \frac{I_H - I_{H=0}}{I_{H=0}}, \quad (1)$$

where I_H and $I_{H=0}$ are, respectively, the intensities of light reflected from the magnetized and demagnetized sample.

As for the tensor of dielectric permittivity for bulk ferromagnetic materials, it can be represented as

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon & i\varepsilon' & 0 \\ -i\varepsilon' & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

where $\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$; $\varepsilon_0 = \varepsilon_{01} - i\varepsilon_{02}$ and $\varepsilon' = \varepsilon_1' - i\varepsilon_2'$.

The EKE is related to the tensor components of the dielectric permittivity as follows:

$$\delta = \frac{2\text{Sin}2\varphi(A\varepsilon_1' + B\varepsilon_2')}{A^2 + B^2}, \quad (3)$$

where $A = \varepsilon_2(2\varepsilon_1'\text{Cos}^2\varphi - 1)$, $B = (\varepsilon_2^2 - \varepsilon_1'^2)\text{Cos}^2\varphi + \varepsilon_1 - \text{Sin}^2\varphi$ and φ is the angle of light incidence on the sample.

The optical constants were determined using the every method [5].

3. Results and discussion

The research of the spectral dependences of the EKE for unimplanted and ion-implanted with various dose (YBiCaSm)₃(FeGe)₅O₁₂ ferrite-garnet films has shown that the ion implantation significantly influences on the magneto-optical properties of the ferrite-garnet films.

For example, **Figure 1** presents the dependences of the EKE on the quantum energy of incident light $\hbar\omega$ for the (YBiCaSm)₃(FeGeSi)₅O₁₂ films before and after the implantation process with various doses. The angle of light incidence on the sample $\varphi = 70^\circ$.

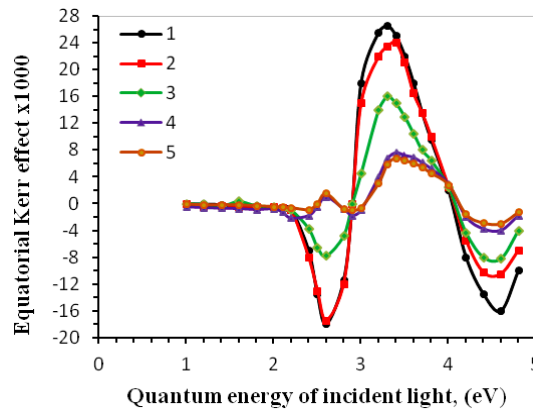


Figure 1. Dependences of the EKE on the quantum energy of incident light $\hbar\omega$ ($\varphi = 70^\circ$) for the $(\text{YBiCaSm})_3(\text{FeGeSi})_5\text{O}_{12}$ films before (curve 1) and after the process of implantation with doses: $0.5 \cdot 10^{14}$ (curve 2), $1.5 \cdot 10^{14}$ (curve 3), $2.0 \cdot 10^{14}$ (curve 4) and $2.5 \cdot 10^{14}$ ion/cm² (curve 5).

According to the Figure 1 the magneto-optical spectrum of unimplanted garnet surface has the magneto-optical maxima in the region of light quantum energies $\hbar\omega = 2.6, 3.4$ and 4.5 eV. Most garnet films are characterized by the similar peaks [6]. For the implantation with the minor doses the spectrum character of the EKE is practically the same. But it significantly changes when doses are $(1.5 - 2.5) \cdot 10^{14}$ ion / cm². Specifically, an increase of the implantation dose causes a decrease of the magneto-optical maxima in the region of light quantum energies $\hbar\omega = 3.4$ and 4.5 eV, which may be connected with the split of FeO_4 and FeO_6 molecular complexes, where intensive electron transition takes place with energy more than 3 eV. But the increase of the implantation dose causes reduction of the negative magneto-optical maximum in the region of light quantum energy $\hbar\omega = 2.6$ eV with the effect which gets in the end a new positive meaning.

The similar change of sign of the effect in the region of light quantum energy $\hbar\omega = 2.6$ eV has been observed for the $(\text{YBiCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ garnet films after specific implantation dose $(1.5 - 2.5) \cdot 10^{14}$ ion / cm² with increasing external magnetic field. For example, **Figure 2** presents the dependences of the EKE on the quantum energy of incident light $\hbar\omega$ for the films after the process of implantation with doses: $(2.0 - 2.5) \cdot 10^{14}$ ion / cm² at $H_{\square} = 0.2$ and 2.5 kOe.

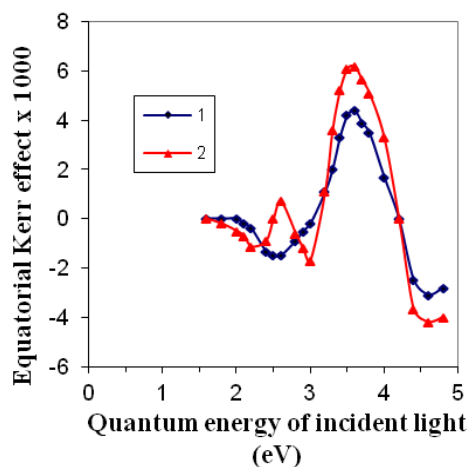


Figure 2. Dependences of the EKE on the quantum energy of incident light $\hbar\omega$ ($\varphi = 70^\circ$) for $(\text{YBiCaSm})_3(\text{FeGeSi})_5\text{O}_{12}$ garnet film after the process of implantation with dose: $2.0 \cdot 10^{14}$ ion / cm² at $H_{\square} = 0.2$ (curve 1) and 2.5 kOe (curve 2).

Besides, the investigation of the dependences of the EKE on the angle in the region 2.6 eV (**Figure 3**) has shown that specific implantation dose $(1.5 - 2.5) \cdot 10^{14}$ ion / cm^2 makes the change of a sign of the effect but it hardly have any influence on the position of Brewster angle. This result has also been born out by the optical measurement which only proves the weak relationship between the optical constants n and k and the implantation dose.

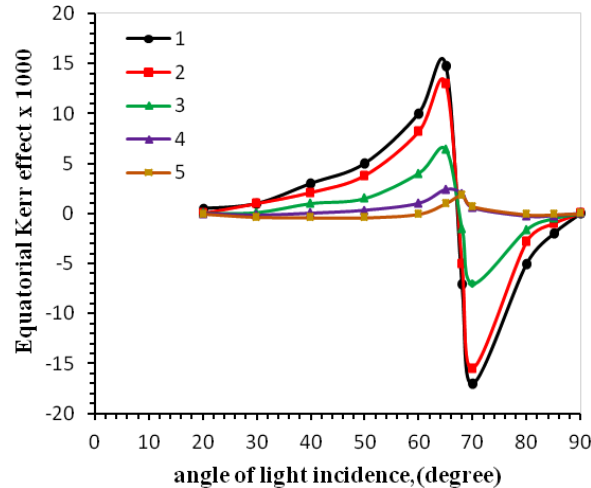


Figure 3. Dependences of the EKE on the angle of light incidence ($\hbar\omega = 2\text{eV}$) for the $(\text{YBiCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ films before (curve 1) and after the process of implantation with doses: $0.5 \cdot 10^{14}$ (curve 2), $1.5 \cdot 10^{14}$ (curve 3), $2.0 \cdot 10^{14}$ (curve 4) and $2.5 \cdot 10^{14}$ ion/ cm^2 (curve 5).

The research of magnetization processes of implanted films showed the breach of linear dependences between magnetization and equatorial Kerr effect in the region of light quantum energy $\hbar\omega = 2.6$ eV.

For example, **Figure 4** presents the dependences of the EKE on the magnitude of the external alternating magnetic field H_{\square} for the $(\text{YBiCaSm})_3(\text{FeGeSi})_5\text{O}_{12}$ garnet films before and after the process of implantation.

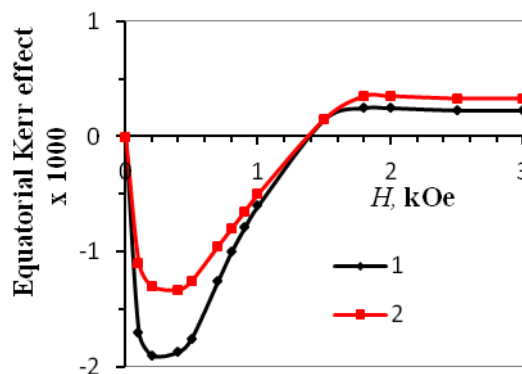


Figure 4. Dependences of the EKE on the magnitude of the external alternating magnetic field H_{\square} ($\hbar\omega = 2.6$ eV) for the $(\text{YBiCaSm})_3(\text{FeGeSi})_5\text{O}_{12}$ garnet films before (curve 1) and after the process of implantation with doses: $2.0 \cdot 10^{14}$ (curve 2) and $2.5 \cdot 10^{14}$ ion/ cm^2 (curve 3).

In the proceeding, we have also researched the magneto-optical properties of ion-implanted $(\text{YBiCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ garnet films after annealed at 270°C for 2 h. This kind of the experiment is particularly interesting in the matter of annealing process as it reduces the

implantation defects and restores crystalline structure of ferrite-garnet [7]. After annealing process in the region $\hbar\omega = 2.6$ eV, the sign of the effect remains same like unimplanted garnet films and the value of effect increases in ultra-violet region of spectrum.

From measurements of the EKE at two angles of light incidence of $\varphi = 70^\circ$ and 80° and of the optical constants using the every method, we determined the spectral dependences of the components of the tensor of dielectric permittivity for the surface of the above-mentioned ferrite-garnet films before and after implantation process. These calculations let us evaluate the influence of the implantation on an electronic energy structure of the surface layer for the sample.

For examples, **Figures 5** and **6** give spectral dependences of the diagonal ε_1 and ε_2 and nondiagonal ε'_1 and ε'_2 components of the tensor of dielectric permittivity for the $(\text{YBiCaSm})_3(\text{FeGeSi})_5\text{O}_{12}$ garnet films before and after the implantation with various doses.

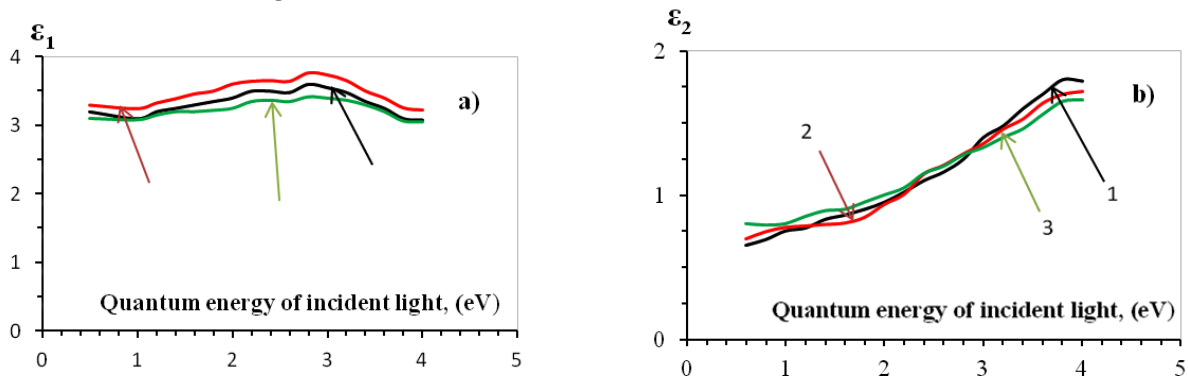


Figure 5. Dependences of the diagonal ε_1 (a) and ε_2 (b) components of the tensor of dielectric permittivity on the quantum energy of incident light $\hbar\omega$ for the $(\text{YBiCaSm})_3(\text{FeGeSi})_5\text{O}_{12}$ garnet films before (curve 1) and after the process of implantation with doses: $0.5 \cdot 10^{14}$ (curve 2), and $2.5 \cdot 10^{14}$ ion/cm² (curve 3).

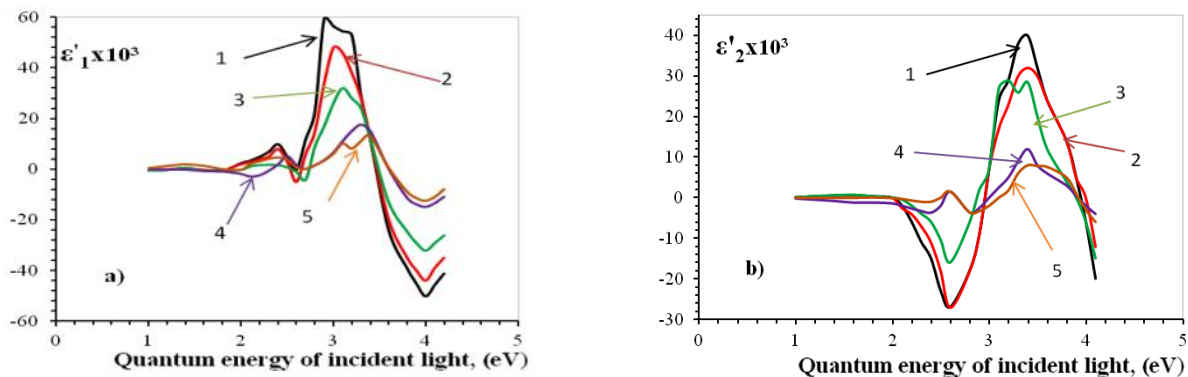


Figure 6. Dependences of the nondiagonal ε'_1 (a) and ε'_2 (b) components of the tensor of dielectric permittivity on quantum energy of incident light $\hbar\omega$ for $(\text{YBiCaSm})_3(\text{FeGeSi})_5\text{O}_{12}$ garnet films before (curve 1) and after the process of implantation with various doses: $0.5 \cdot 10^{14}$ (curve 2), $1.5 \cdot 10^{14}$ (curve 3), $2.0 \cdot 10^{14}$ (curve 4) and $2.5 \cdot 10^{14}$ ion/cm² (curve 5).

It could be seen from the figures that for the films the spectral dependences of the diagonal components of the tensor of dielectric permittivity before and after implantation coincide (**Figure 5**), whereas the character of the spectral dependences of the nondiagonal components of the tensor of dielectric permittivity essentially varies (**Figure 6**).

On the spectral dependences of the imaginary part of the nondiagonal components of the tensor of dielectric permittivity, proportional density of electronic conditions, transformation of the character of dependences in the region of light quantum energy $\hbar\omega = 2.6$ eV has distinctly been observed.

Present results in the region 2.6 eV might be explained by weakening antiferromagnetic ties between two iron sublattice and by turning over the magnetic moments of the iron ions which are responsible for the electronic transition in the external magnetic field.

4. Conclusion

In the present work we have shown the efficiency of complex investigation of the ion implanted garnet surface region by magneto-optical and optical methods.

The research of magnetization processes of implanted films showed the breach of linear dependences between magnetization and equatorial Kerr effect in the region of light quantum energy $\hbar\omega = 2.6$ eV.

From the analysis of the frequency dependences of the tensor of dielectric permittivity components received before and after implantation, we can conclude that implantation process destroys magnetic structure of garnet surface and essentially transforms electronic energy structure of implanted layer.

Acknowledgment

The author expresses a special gratitude to Dr. L. V. Nikitin, Moscow State University, for his helpful discussions and thanks A. P. Ostranitsa, for the preparation of the samples.

References

1. L. V. Nikitin, L. G. Kalandadze, M. Z. Akhmedov, S. A. Nepijko. Faraday rotation in thin discontinuous iron films and thin iron magnetic fluid layers. *J. Magn. & Magn. Mater.*, 1995, 148, 279-280.
2. J. C. North, R. Wolfe, T. S. Nelson. Applications of ion implantation to magnetic bubbles. *J. Vac. Sci. & Technol.*, 1978, 15, 1575-1584.
3. A. K. Zvezdin, V. A. Kotov. *Magneto-Optics of Thin Films*. 1988, Moscow: Nauka, 81- 184.
4. G. S. Krinchik. *Physics of Magnetic Phenomena*. 1985, Moscow: Moscow State Univ., 294-330.
5. D. Avery. An improved method for measurement of optic constants by reflection. *Proc. Phys. Soc. B*, 1952, 65, 426- 429.
6. L. Kalandadze. Influence of implantation on the magneto-optical properties of garnet surface. *IEEE Trans. Magn.*, 2008, 44, 3293-3295.
7. P. Gerard, M. T. Delay. Ion implantation profiles in bubble garnets. *Thin Solid Films*, 1982, 88, 75-79.

PHYSICAL PROPERTIES OF CONDUCTING DIAMOND LIKE
CARBON NANOSTRUCTURE FILMS TRANSPARENT IN
THE VISIBLE RANGE OF LIGHT, DEPOSITED ON SILICON

Zh. R. Panosyan¹, S. S. Voskanyan¹, Ye. V. Yengibaryan¹,
M. G. Azaryan¹, A. A. Sahakyan², H. N. Yeritsyan², V. V. Harutyunyan²

¹ State Engineering University of Armenia
(Polytechnic)
Yerevan, Armenia
zpanosyan@yahoo.com

² A. Alikhanyan National Science Laboratory
(Yerevan Physics Institute)
Yerevan, Armenia
asahak@mail.yerphi.am

Accepted November 5, 2014

1. Introduction

One of the carbon forms is diamond like carbon (DLC) film, which consists mainly of sp^3 and sp^2 hybridized bonded atoms of carbon and hydrogen. Depending on ratios of carbon phases sp^3/sp^2 , the DLC thin film structure changes, and hence, its physical characteristics also change. The electrical, optical, mechanical and structural parameters of the DLC film are its important physical characteristics. It is known that conductive DLC films can be obtained by doping them with various atoms (N, P, Pt, Cu, Ti, etc.) [1 – 7] during the film growth. For instance, doping with nitrogen [1 – 3] or phosphorus [4] atoms results in a DLC film with n-type conductivity, whereas doping with boron [5] leads to p-type conductivity. Conductive DLC films can also be synthesized by creating uniformly distributed nano-size metal oxides or nitrides on the substrate [8]. Physical characteristics of a DLC film can be controlled by changing the plasma parameters [1, 9, 10], temperature and substrate material [11, 12]. From practical point of view, apart from high hardness, chemical inertness, heat dissipation (applicable in microelectronics), high interest is attracted to synthesis of transparent and at the same time conductive DLC films (for optoelectronics, photonics, nano-electronics).

This work presents the technology of obtaining conductive films transparent in the visible region of light and the studies of their optical, structural and electro-physical characteristics.

2. Technology

The method chosen for obtaining conductive ($\rho < 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$) DLC films was based on principle of creating uniformly distributed conductive nanostructures in the dielectric matrix. It is known that conductive carbon nanostructures (nanotubes, fullerenes, endofullerenes and

clusters) are formed on substrate surface in case of applying special initiators of growth for a given structure [13]. An arranged surface brings structuring influence on the nanoparticle growing on it (replication effect). The first two layers of atoms directly adjacent to the substrate surface often repeat its structure. Hence, during modernization of the technological equipment for obtaining conductive DLC films on silicon substrate, a Ta₂O₅ metal oxide islet structure was created by reactive magnetron sputtering in order to serve as an initiator (**Figure 1**).

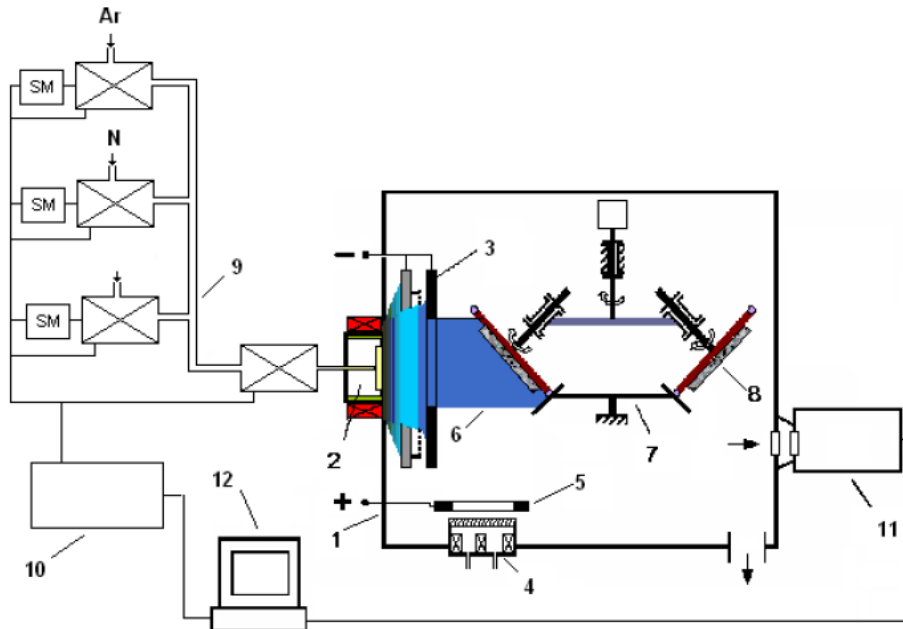


Figure 1. Diagram of equipment for synthesis of conductive and dielectric diamond-like carbon films. 1 – vacuum unit, 2 – ion source, 3 – electrode system, 4 and 5 – magnetron, 6 – plasma flow 7 – rotation system of substrates, 8 – substrate, 9 – automatic gas supply, 10 – electronic control system of the gas, 11 – spectrometer. 12 – computer for analysis.

Both conductive and high resistance diamond-like films were deposited by plasma flow from an ion source, which consisted of a mixture obtained from decomposition of toluene vapors, argon and nitrogen. Toluene decomposes into ionized atoms and molecules of carbon and hydrogen (C₂, C, H₂, H, etc.), as well as decomposition fragments (radicals – C₂H₂, C₂H, CH₃, CH, etc.). Increasing the ion source power, toluene and gas mixture feed rate alters the toluene decomposition extent.

The directed multicomponent plasma flow consisting of ionized and neutral particles adsorbs on silicon surface, where Ta₂O₅ metal oxide initiator was deposited beforehand. DLC was grown on the initiator surface and without interrupting the process the vapor/gas stream was used to also deposit a DLC film with dielectric properties.

The power of ion source, energy of ionized particles and content of the plasma flow were selected as the main control parameters for the technological process. The plasma flow composition and kinetic energy of the particles in plasma were modified by adjusting the pressure of gas mixture, power of ion source and offset voltage on substrate. The plasma flow composition was controlled by comparing the plasma emission spectra.

Altering the above mentioned technological parameters helped to determine that at mid-range powers of the ion source ($W = 80 - 120$ W) the relative concentration of ions, atoms and radicals is increased. In such case the share of hydrogen per every carbon atom drops down and

the formed film has optical transmittance of more than 80 %. With low power of the ion source ($W = 40 - 60$ W), the toluene decomposition degree is low and high-molecular radicals prevail in the plasma flow, which results in forming a polymer-like film. Some technology parameters and characteristics of dielectric DLC films and conductive ones grown with Ta_2O_5 initiator are shown in **Table 1**.

Table 1. Optical and electrical parameters of DLC films deposited on n-Si crystal .

DLC film type	Ion source power W , W	Gas mixture content, % $C_7H_8:N_2:Ar$	Optical transmittance T , %	Optical refraction index, n	Specific electrical resistance ρ , $\Omega \cdot cm$
Dielectric	120	10 : 5 : 85	85	2.10	$> 10^9$
Conductive	90	10 : 10 : 80	80	2.54	$4.6 \cdot 10^{-4}$

The evaluations indicated that increased concentrations of C^+ , CH and CH^+ components in the plasma flow result in film structure with prevalence of diamond phase sp^3 compared to the graphite phase sp^2 . The high kinetic energy of particles (80 – 120 eV) in plasma also contributes to forming of diamond phase.

3. Measurement results and their discussion

3.1. Optical studies

Optical transmittance of dielectric DLC films on glass and sapphire surfaces had values over 95 % in the visible and near UV range and specific resistance of greater than $10^{12} \Omega \cdot cm$ [14]. Dielectric films deposited on conductive DLC films had specific resistance of maximum $10^9 \Omega \cdot cm$.

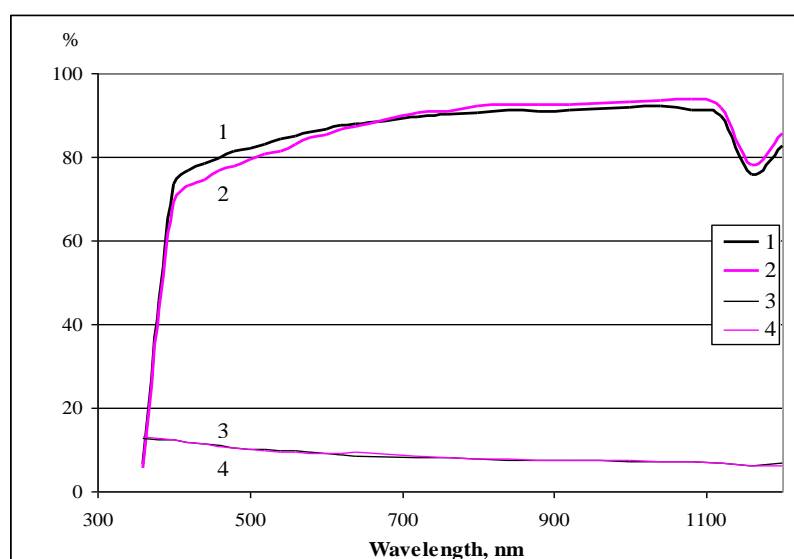


Figure 2. Dependence of transmittance and reflection coefficients of DLC films grown on glass surface: curves 1 and 3 – dielectric film deposited without an initiator; curves 2 and 4 – conductive film grown using Ta_2O_5 initiator.

Figure 2 shows the spectral dependencies of optical transmittance (curves 1 and 2) and reflection (curves 3 and 4) for 150 nm thick DLC films that during this study were deposited on glass using ion source power of 100 W. Curves 1 and 3 represent the films with dielectric properties, while curves 2 and 4 are for those obtained using Ta₂O₅ and had high conductivity. Spectral dependencies of dielectric and conductive films in this case differ insignificantly and optical transmittances in the visible light and near-IR range for both types of films are close to 80 – 90 %.

3.2. Morphological Studies

The morphology of various DLC films was studied by atomic force (Solver Nano NT-MDT) and scanning electron (SEM, TS 5130MM) microscopies. The structural properties of DLC films with nanostructures embedded in matrix deposited on Si using Ta₂O₅ growth initiators were analyzed through comparison of pictures taken by atomic force microscope (see **Figure 3**).

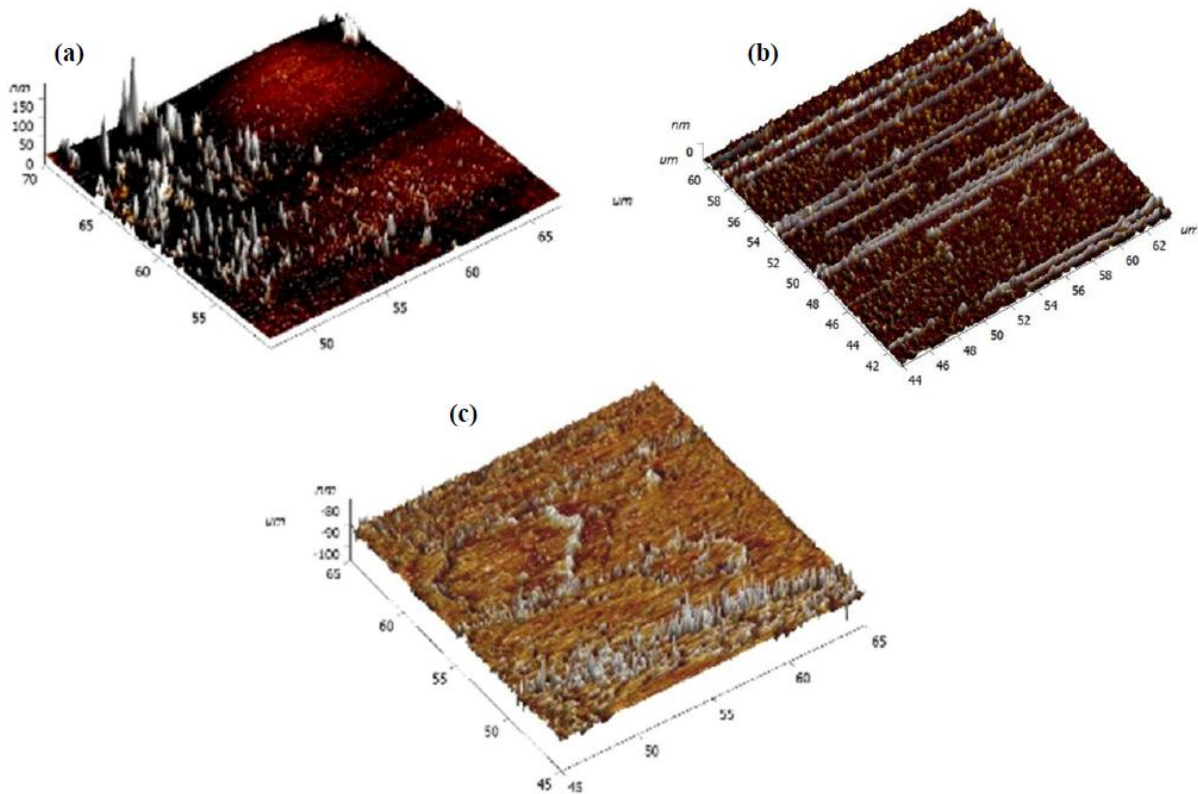


Figure 3. Atomic force microscope images of DLC films obtained under ion source powers of: (a) 80; (b) 120; (c) 150 W.

As seen, depending on choice of the ion source power and gas mixture content, three characteristic patterns of film surface are observed with certain distribution of nanostructures in the matrix. With ion source power lower than 80 W and constant concentrations of toluene (10 – 15 %) and nitrogen \approx 25 % in gas mixture content, a structure with separate large clusters sized at about 200 nm is synthesized in DLC matrix on silicon surface (see **Figure 3a**). The specific resistance of such structures varies in the range of $(10 - 10^{-2}) \Omega \cdot \text{cm}$, and optical transmittance is over 85 %. Increasing ion source power to 120 W with the same component

proportions in the gas mixture content leads to forming a structure with nano-sized clusters linked with each other in a form of conductive chain in the DLC matrix (**Figure 3b**). The specific resistance in this case decreases to $4 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$, while the optical transmittance is 80 %. This percolation mechanism of nano-sized clusters that leads to reduction of DLC specific resistance is discussed in detail in [15]. Further increase of ion source power to 150 W, under gas mixture content of toluene (10 – 15 %) and nitrogen (10 – 15 %) results in intense bombardment of structure with high-energy ions and destruction of conductive chains in the DLC matrix (**Figure 3c**). The specific resistance of these structures varied in the range of $6 \cdot 10^{-4}$ to $3 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$, while the optical transmittance comprised 80 – 85 % in the visible light spectrum.

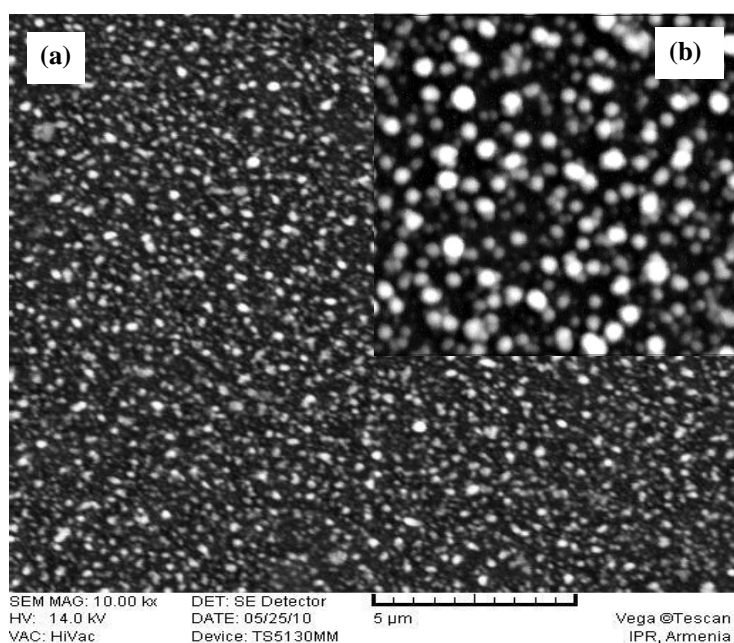


Figure 4. SEM image of two DLC films synthesized with gas mixture content $\text{C}_7\text{H}_8 : \text{N}_2 \approx 20 : 10$ and various powers of ion source: (a) 120; (b) 80 W.

The surfaces of DLC structures grown on n-Si substrates were also studied by a scanning electron microscope. The SEM images with $\times 10^4$ magnification for two DLC samples synthesized under the same technological modes with ion source powers of 80 and 120 W are presented in **Figure 4**. Their study and comparison confirmed the assumption that increasing only the ion source power results in forming of fine grained structure. The average grain size in such case is under 100 nm (see **Figures 4a** and b). These clusters (**Figure 4a**) have good electrical conductivity and when linked with each other, they create a conductive chain, thus ensuring the conductivity of the film structure.

3.3. Electro-physical studies

Nitrogen doped conductive DLC films (with growth initiator Ta_2O_5) have a two-layer structure, and therefore it can be expected that electro-physical parameters of such structure would be different when measured across its surface and through-thickness. Conductive DLC coatings were grown after ion cleansing of substrate surfaces made of glass or monocrystalline n- and p- type silicon with crystal-lattice orientation (100) and specific resistance of about

20 $\Omega \cdot \text{cm}$. The electrical contacts of samples were formed by indium and vacuum deposition of copper (for electrical measurements). Specific resistance of the obtained films was measured by four-point probe method, while the Hall Effect DC measurements helped to determine the type, mobility and concentration of charge carriers. Depending on type of Si material the electrical parameters of films synthesized in identical technological modes had different values (see Table 2).

Table 2. Electrical parameters of conductive films grown on various substrate materials ($\bar{\rho}_{dc}$ is the specific resistance of the film across its surface).

Substrate	Parameters of DLC film			
	$\bar{\rho}_{dc}, \Omega \cdot \text{cm}$	Carrier concentration n, cm^{-3}	Mobility $\mu, \text{cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$	Carrier type
n-Si (20 $\Omega \cdot \text{cm}$)	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{18}$	2400	n
p-Si (20 $\Omega \cdot \text{cm}$)	2.5	$4.0 \cdot 10^{15}$	620	n
Glass K8	$6.6 \cdot 10^{-3}$	$5.6 \cdot 10^{19}$	17	n

As seen, films with electron conductivity are formed regardless of the substrate material type. Specific resistance depends significantly on substrate material type and strongly varies for n-Si and p-Si. It has to be noted that in case of n-Si the shunting effect of substrate on the film conductivity is insignificant, because the substrate resistance is higher than that of the film by almost an order of magnitude. Also, substantial differences in charge carrier mobility are observed for all used substrates. In case of glass or p-Si substrate, the mobility of carriers is significantly lower compared to that of a film deposited on n-Si. When conductive DLCs are deposited on n-Si substrate, a substantially higher value of 2400 $\text{cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$ for carrier mobility is observed, which is 1.5 times greater than the electron mobility in the original n-type Si substrate. Such large increase of charge carrier mobility in these structures is likely to be caused by decreased concentration of centers of charge carrier scattering, which could be the charged surface states localized at boundaries of Si-Ta₂O₅-DLC divisions, as well as various surface phonons.

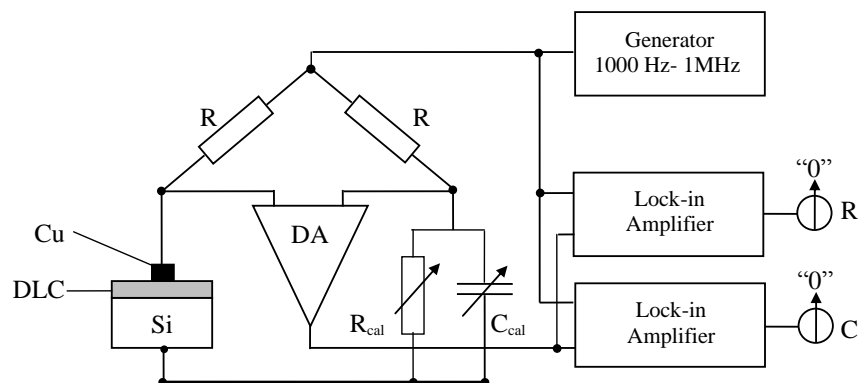


Figure 5. Diagram of the device for measuring electro-physical characteristics of Si-DLC-Cu structures: $R = 1 \text{ k}\Omega$ – real resistance, $C_{cal} = 20 - 1000 \text{ pF}$ – variable calibrated capacity, $R_{cal} = 30 \text{ k}\Omega$ – non-inductive calibrated alternating resistance, DA – differential amplifier, “0” – null indicator.

Dielectric parameters of conductive DLC samples in perpendicular direction of the film were measured by Wheatstone bridge. A measuring device was developed, which works in sine wave frequencies range from 1 kHz to 1 MHz (Figure 5). The peculiarity of the device is that it allows measuring dielectric parameters of objects with high values of dielectric loss tangent angle ($\tan \delta > 10$) in a wide range of electric field frequencies. The thickness of films is ≈ 150 nm, and metallic electrode area $\approx 0.5 - 1.0$ mm². The measurements were carried out in room temperature. Measurement accuracy for capacitance is 0.5 pF, for real component it is 1 Ω , and the amplitude of alternating sine voltage on the sample is 50 mV.

$I-V$ characteristics of Si-DLC-Cu conductive structures grown on n- and p-type silicon are presented in Figure 6. It can be seen that in case of the structure's n-Si substrate almost a linear dependence is observed, which is typical for ohmic contact between two materials (Si and DLC). In case of p-Si substrate a characteristic typical to p-n junction is observed, which once again confirms that the film has n-type conductivity. The specific resistance obtained for n-Si structure by these curves is $\rho_{dc}^{\perp} = 1.4 \cdot 10^6 \Omega \cdot \text{cm}$, which is nine orders of magnitude greater than that measured across the film surface; $\rho_{dc}^{\parallel} = 1.5 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$. Thus, a strong anisotropy of conductivity is observed for conductive DLC film synthesized on n-Si substrate.

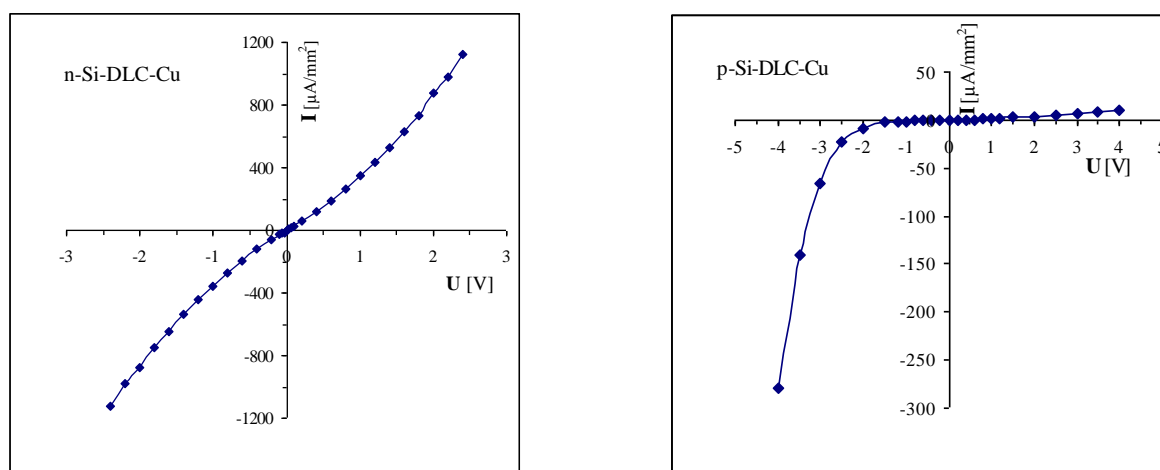


Figure 6. $I-V$ characteristic of Si-DLC-Cu structure deposited on n-Si and p-Si.

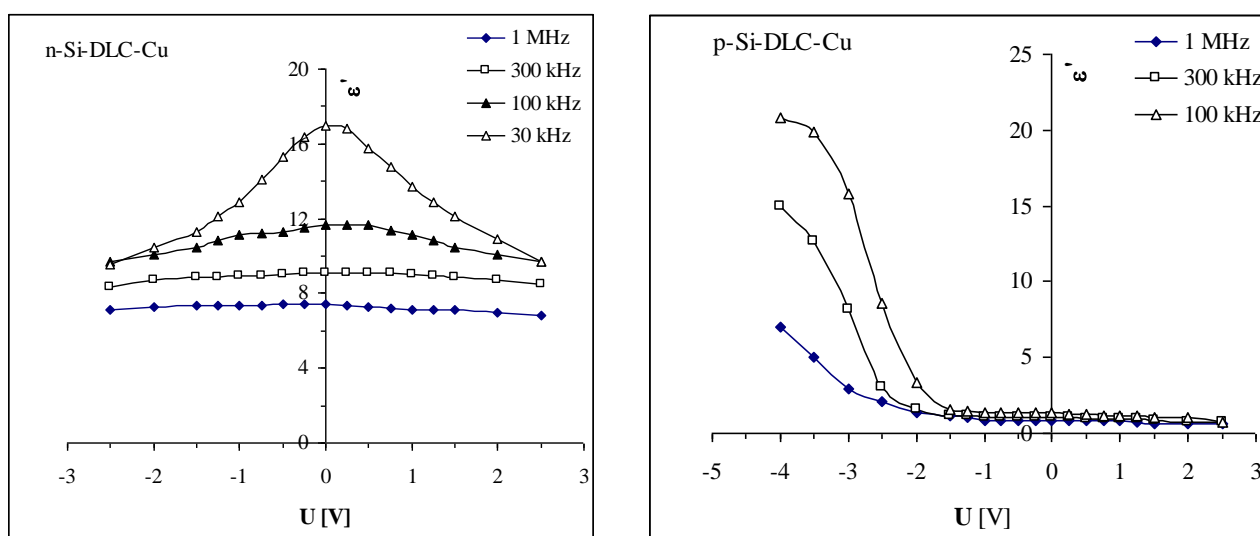


Figure 7. Dependence of dielectric permittivity on applied voltage on Si-DLC-Cu structure deposited on n- and p-type silicon.

Measurements of capacitance ($C-V$) and real part of conductance ($G-V$) of DLC coating in relation to applied offset voltage allowed determining dielectric parameters $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$ of Si-DLC-Cu structure at various frequencies of electric field (**Figure 7**).

It can be seen that $\varepsilon'(V)$ characteristics for structures made based on n- and p-types of Si differ significantly. In case when DLC structure is deposited on n-Si, symmetric wide maximums of dielectric permittivity ε' are observed relative to the zero value of the offset voltage. The height of these maximums increases with decreasing frequencies of the measuring signal f . It has to be noted that dielectric permittivity of high-ohm film is ≈ 2 , which is substantially lower compared to that of the conductive film. For the conductive DLC film synthesized on p-Si, capacitance-voltage profiles have totally different dependencies. At negative offset voltage values with increase of applied electric field a large increase of ε' is observed, whereas at positive values of electric field ε' remains constant. Also, substantial frequency dependence of $\varepsilon'(f)$ is observed; with electric field frequency drop the dielectric permittivity increases. Such frequency dependence $\varepsilon'(V)$ of DLCs deposited on n- and p-types of silicon is related to recharging of surface states localized at the boundaries of the Si-Ta₂O₅-DLC joints.

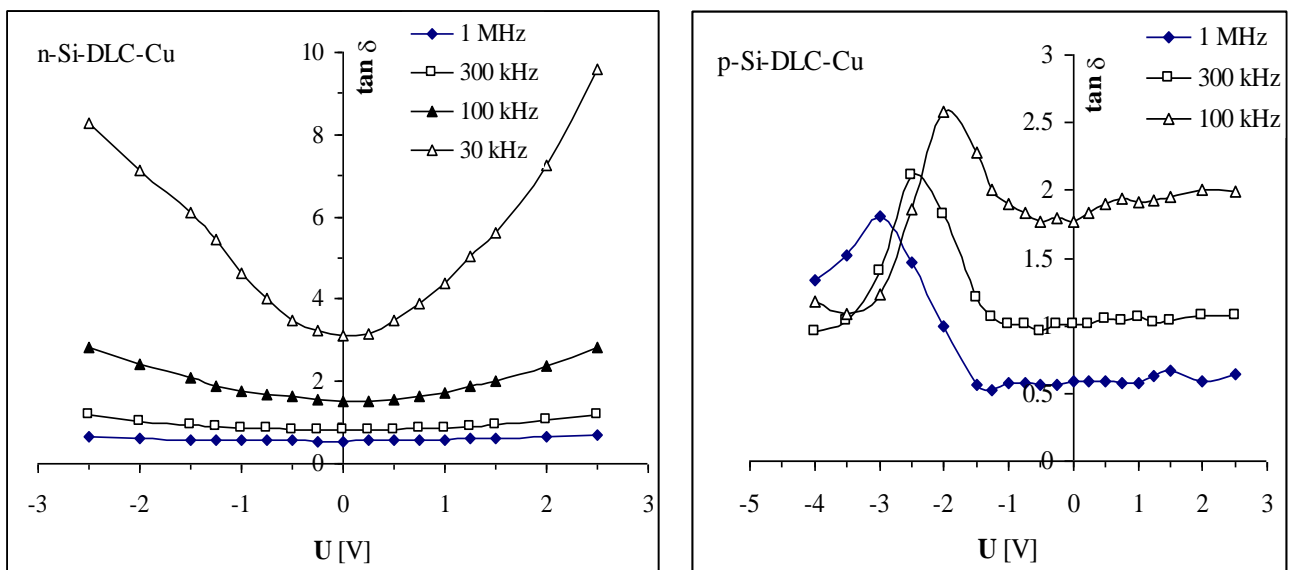


Figure 8. Dependence of dielectric loss tangent angle on the offset voltage applied on Si-DLC-Cu structure deposited on n-Si and p-Si.

Studies of dielectric loss tangent angle ($\tan \delta = \varepsilon''/\varepsilon' = C/2\pi fR$, ε'' - dielectric loss) for DLC films grown on n-Si or p-Si substrates showed that the $\tan \delta(V)$ curves for both substrates differ substantially (**Figure 8**). Here, also a significant frequency dependence is observed for $\tan \delta(f)$, which again is related to recharging of surface states at the boundaries of the Si-Ta₂O₅-DLC joints.

4. Conclusion

A technology for creating conductive DLC films with high ($\rho < 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$) conductivity and transparent in visible range of light has been developed to deposit those on silicon substrates, where the initiator of conductive clusters' growth in dielectric matrix was established by Ta₂O₅ metal oxide structure created by magnetron sputtering. Regardless of conductivity type of the Si substrate this technology allows forming films with electron conductivity, but with varying physical properties. In the visible region of light the transmission coefficient of conductive DLC film constituted about 80 %, while the studies showed that the film is comprised of nano-sized conductive clusters and their enlargement and linkage between them results in creation of conductive channels.

The synthesized conductive DLC coatings on Si surface can be represented as a two-layer structure – Ta₂O₅ initiator + DLC, and thus the electro-physical parameters of such system measured across its surface and through-thickness differ strongly; the film conductance in these two directions diverge by nine orders of magnitude. In conductive DLCs a tenfold increase of dielectric parameters $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$ is observed in comparison with poorly conductive ones, and also a substantial frequency dependence of these parameters for is present in the frequency range from 30kHz to 1MHz. It is assumed that such behavior of dielectric parameters is related to recharging of surface states localized at the boundaries of the Si–Ta₂O₅–DLC joints.

Acknowledgements

The authors would like to thank ISTC Project K–2050 for the financial support.

References

1. Zh. R. Panosyan, A. T. Darbasyan, V. A. Meliksetyan, S. S. Voskanyan, A. S. Voskanyan, A. A. Sahakyan, G. V. Gzraryan. *Thin Solid Films*, 2009, 517, 5404.
2. J. Robertson. *Mater. Sci. & Eng.*, 2002, R37, 129.
3. Y. Hayashi, T. Kamino, T. Soga, K. Kaneko, T. Jimbo. *Diam. & Rel. Mater.*, 2005, 14, 970.
4. M. T. Kuo, P. V. May, A. Gunn, M. N. R. Ashfold, R. K. Wild. *Diam. & Rel. Mater.*, 2000, 9, 1222.
5. Y. Hayashi, S. Ishikawa, T. Soga, M. Umeno, T. Jimbo. *Diam. & Rel. Mater.*, 2003, 12, 687.
6. A. D. Remenyuk, T. K. Zvonareva, I. B. Zaharova, V. A. Tolmachev L. V. Belyakov, T. S. Perova. *Semicond.*, 2009, 43, 915.
7. E. Thune, E. Carpena, K. Sauthoff, M. Seibt, P. Reinke. *J. Appl. Phys.*, 2005, 98, 304.
- 8., Zh. R. Panosyan, A. T. Darbasyan, S. S. Voskanyan, Y. V. Yengibaryan. *Bull. State Eng. Univ. Armenia (Polytechnic)*, 2014, 1, 32.
9. A. P. Mousinho, R. D. Mansano. *Appl. Surface Sci.*, 2007, 254, 189.
10. M. K. Hassan, B. K. Pramanik, A. Hatta. *New Diam. & Frontier Carbon Technol.*, 2006, 16, 211.

11. Q. Wei, J. Narayan: *Int. Mater. Rev.*, 2000, 45, 133.
12. Y. Yamagata, A. Sharma, J. Narayan, R. M. Mayo, J. W. Newman, K. Ebihara. *J. Appl. Phys.*, 1999, 86, 4154.
13. N. I. Alekseev, D. V. Afanas'ev, N. A. Charykov. *Phys. Solid. State*, 2008, 50, 986.
14. Zh. Panosyan, A. Gharibyan, A. Sargsyan, H. Panosyan, D. Hayrapetyan, Y. Yengibaryan. *Proc. SPIE*, 2010, 7755, 0Q1.
15. Zh. R. Panosyan, A. T. Darbasyan, S. S. Voskanyan, Ye. V. Yengibaryan. *J. Contemp. Phys.*, 2014, 49, 425.

RESEARCH OF PROCESSES OF PHOTO STIMULATED CRYSTALLIZATION
OF NANO DIMENSIONAL LAYERS OF SILICON ON SAPPHIRE FILMS

Z. V. Jibuti¹, S. A. Avsarkisov¹, A. P. Bibilashvili¹, R. G. Gulyaev¹,
N. D. Dolidze^{1,2}, Z. I. Kushitashvili¹, N. I. Zhonzholadze^{3,4}

¹Tbilisi Institute of Micro and Nano Electronics
Tbilisi, Georgia
z.jibuti@gmail.com

²Georgian Technical University
Tbilisi, Georgia
nugzardolidze@gmail.com

³I. Gogebashvili Telavi State University
Telavi, Georgia
nino.bej@gmail.com

⁴Georgian University
Tbilisi, Georgia

Accepted November 14, 2014

Introduction

Pulsed photon annealing widely used in the technologies of modern electronics, finds ever-widening application in nanotechnology.

Great interest in the methods of photostimulated annealing is due to the possibility of using this highly effective method in the processes of restoring the structure of thin semiconductor layers and photoinduced impurity doping.

With the aid of photon exposure a controlled change of the crystal structure of the semiconductor as well as its optical and electrical properties is possible.

Study of the selective light absorption defects allows one to determine characteristics of their structure and in some cases even to perform their identification. Using light exposure, it becomes possible to make a controlled re-arrangement of defects.

Samples and experiment

In this paper, the influence of pulsed photon exposure on physical properties of Si thin films deposited onto a sapphire substrate is studied.

Silicon films were deposited onto sapphire substrates by using Thermal Evaporation System. Pure silicon (99.999 %) was placed in a BN (boron nitride) crucible, heated and evaporated. Rotary and turbo pump combination was used to get the desired vacuum. The base pressure of the system was less than 10^{-5} mbar. The distance between the target and substrates was kept at 25 cm and the substrate temperature was kept at 200 °C. The Si film thickness was 50 – 350 nm.

Pulsed photon irradiation of Si films was performed on the original equipment (Figures 1 – 4).



Figure 1.



Figure 2.

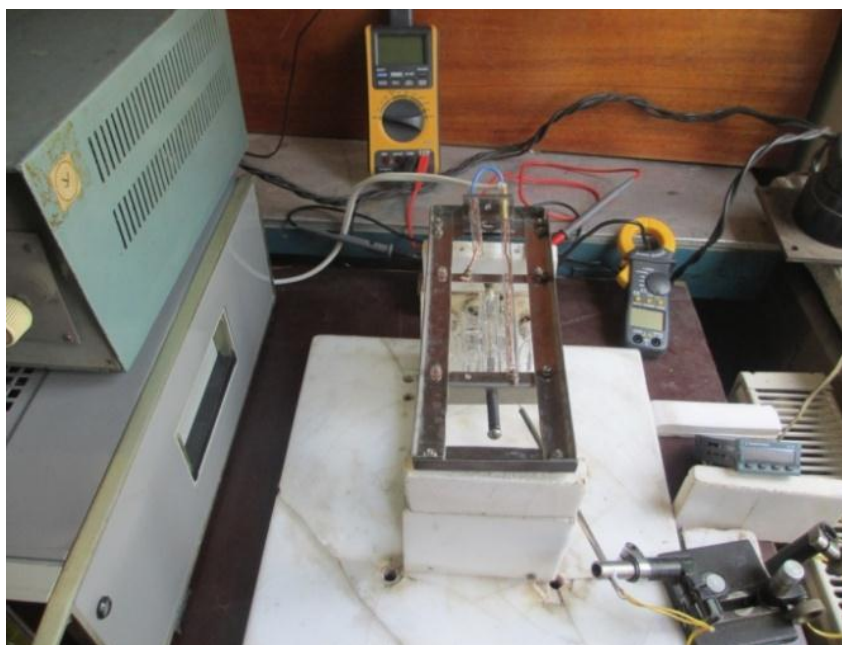


Figure 3.



Figure 4.

The equipment allows exposure within a wide spectral range under the control of exposure time, exposure rate and temperature. The exposure of both surfaces of the sample simultaneously or separately is also possible. The pulsed photon exposure system consists of three units: two control units and an exposure unit. The exposure unit contains 6 halogen incandescent lamps and above it there is a superhigh pressure mercury ultraviolet lamp LMP-400D (Figures 5 and 6). One can vary continuously the halogen lamp power density up to 375 W / cm^2 , while the pulse duration – from 0.1 to 1000 s in 0.1 s increments. The ultraviolet lamp operates in a non-stop regime with a power density of 93 W / cm^2 . The reflector is made of Π -shaped ceramics characterized by stable optical properties. The temperature control and recording in dynamics is performed by a fast K-type thermocouple (0.1 mm in diameter) connected with the computer through a digital multimeter with AX188 AUTO USB interface. Depending on physical and technical tasks, the sample temperature can be adjusted by selection of the support position, removal of heated air, or by a liquid nitrogen vapor jet.

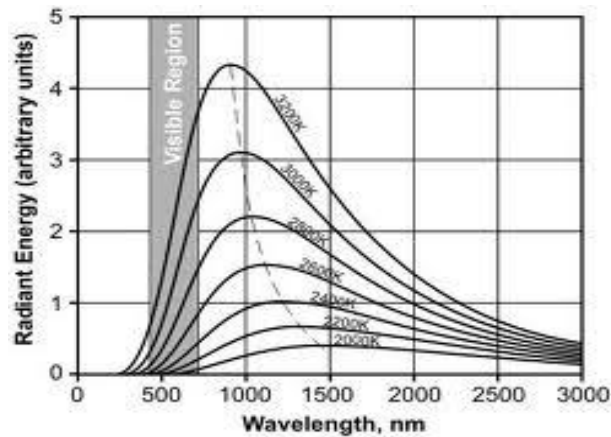


Figure 5. Radiation spectra of tungsten filament lamp for different temperatures.

Spectral Distribution

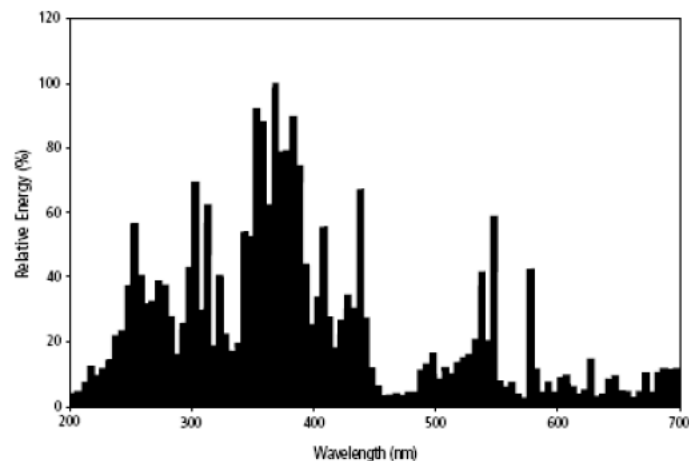


Figure 6. Radiation spectra of superhigh-pressure mercury ultraviolet lamp.

The optical transmission spectra of the samples were taken over a wide wavelength range (1000 – 185 nm) on a monochromator MDR–2 and spectrophotometer SF–26. In the studied spectral region, sapphire substrates are optically transparent. Structural properties of the grown films were investigated by X-ray analysis on the system DRON–4.

To avoid a possible effect of the physical properties of the substrate on the studied process, sapphire substrates, along with the Si-sapphire structures, were also subject to photon exposure.

In the process of photostimulated crystallization, to establish the contribution of the temperature factor, besides photon annealing, thermal annealing in the inert gas medium was performed.

Experimental results and discussion

The curves of the optical transmission spectra given in this paper were obtained by subtracting the spectra of the substrate (Al_2O_3) from the curves of the corresponding transmission spectra of the substrate-film structure.

In **Figure 7**, the transmission spectra of the quartz / Si structures (the Si film thickness – 50 nm) before and after photon exposure are given.

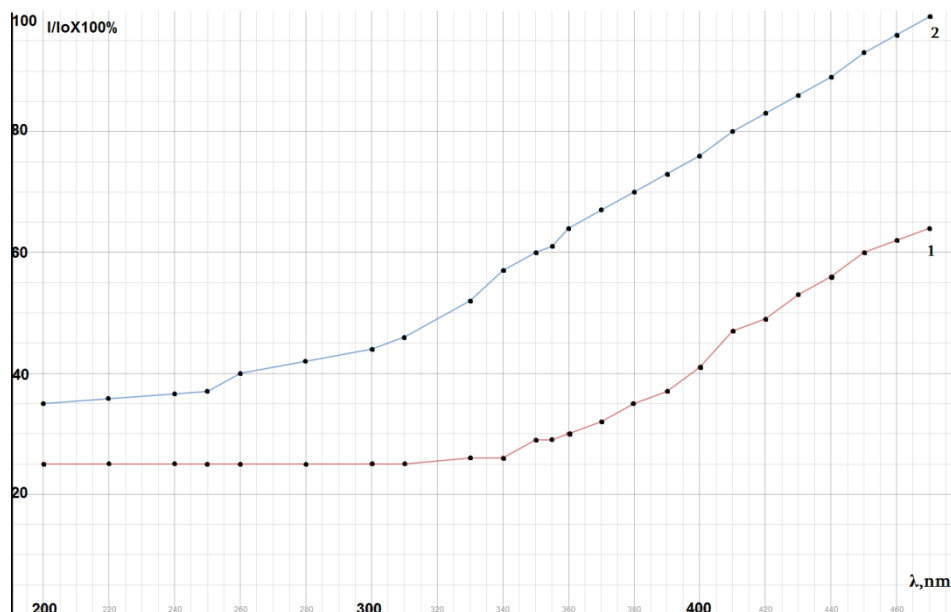


Figure 7. Transmission spectra of the quartz / Si structures before (curve 1) and after (curve 2) photon treatment with radiation power density 375 W / cm^2 .

The samples were irradiated by photons in the following regimes:

- Power density 375 W / cm^2 ;
- Pulse duration 20 s;
- Pulse count 2;
- Maximum sample temperature in the pulse mode $1010 \text{ }^\circ\text{C}$.

As is clear from **Figure 7**, the photon treatment of the sapphire / Si structures (at the phonon radiation power density) results in a shift of the absorption edge of the silicon film towards smaller wavelengths.

Since the quartz substrate in the study region is transparent and, according to the experimental data, the photon treatment does not cause any changes in the transmission spectrum of the quartz substrate, the shift of the absorption edge of the quartz / Si structure towards the short-wave region is due to the changes in the silicon film. The observed shift of the absorption edge in the spectra of the study samples is in good agreement with the data of [1].

X-ray structure analysis of films confirmed the presence of the amorphous-to - polycrystalline transition. (220) and (331) grain directions are more pronounced.

For comparison, thermal annealing of the similar samples in the furnace in the argon medium at $1200 \text{ }^\circ\text{C}$ for 30 s was performed.

As shown by the experiments, the thermal annealing did not cause any pronounced changes in the studied optical properties of the samples, which also indicates a non-thermal nature of photostimulated crystallization.

Proceeding from the above, we believe that the obtained experimental results can be explained using the athermal model proposed in [2, 3] which describes the phase transition of a semiconductor from the amorphous- to polycrystalline or crystalline state under phonon radiation.

Theoretical model of photostimulated crystallization [4, 5]

As is seen, the results of the pulsed photon annealing experiment cannot be explained only by thermal heating. Probably, in the process of pulsed photon annealing a number of non-thermal factors are also very important.

Let us discuss the obtained results from the viewpoint of an electron melting mechanism. It should be noted that electrons in the conduction band and holes in the valence band are anti-bonding particles that “soften” bonds and contribute to “low-temperature melting” of the crystal. Earlier [6] we have obtained a estimated formula for so-called critical concentration n_{cr} of anti-bonding quasi-particles above which “low-temperature melting” begins. The idea of derivation of a n_{cr} formula is as follows: an anti-bonding quasi-particle weakens the bond not locally at any lattice point, but over the whole area of its delocalization, i.e. in the area of the order of de-Broglie wavelength $\lambda_D = h/p = h/\sqrt{3mkT}$ (m is the effective mass of the quasi-particle conductivity, T is the crystal temperature). If we denote the volume of the sphere of diameter λ_D by V_D , the condition $nV_D = 1$ corresponds to such quasi-particle concentration when in the volume V_D there are i quasi-particles. With this concentration anti-bonding quasi-particles weaken bonds between all atoms of the crystal. The crystal looks like one gigantic molecule where bonds between all the atoms are weakened. However, for “electron mechanism melting” to take place, the degree of weakening and bond isotropization must reach a certain critical value. Here we introduce a hypothesis: proceeding from the experimental fact of thermal melting at the melting temperature (T_m) and from the fact that this is “softening” of bonds between all the atoms of the substance, we suggest that such anti-bonding quasi-particle concentration n_c is critical when

$$n_c V_D(T_m) = i, \quad V_D(T_m) = \frac{\pi}{6} \lambda_D^3(T_m), \quad i \geq 1. \quad (1)$$

Thus, the electron mechanism melting takes place at such anti-bonding quasi-particle concentration when in the spherical volume of the crystal with diameter equal to the de-Broglie wavelength corresponding to the crystal melting temperature there is at least one quasi-particle. It should be emphasized that $\lambda_D(T_m)$ and $V_D(T_m)$ are fixed as a formally chosen length and volume not connected with the real crystal temperature during “electron mechanism melting”. From (1) for n_c the following expression is obtained:

$$(n_c)_{c,v} \approx 0.3i N_{c,v}, \quad N_{c,v} \approx 4.82 \cdot 10^{15} (m_{c,v} T_m)^{3/2} \text{ cm}^{-3}, \quad (2)$$

where m_c and m_v are the effective electron and hole conductivity masses in free electron mass units. With the simultaneous presence of the both types of carriers, in assumption of equality of their concentrations, we obtain for n_c :

$$n_c \approx 0.3i \frac{N_c N_v}{N_c + N_v}. \quad (3)$$

Formula (3) for crystalline silicon gives $n_c \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (for diamond-like crystals with four bonds per atom optimal seems to be $i = 2$, which was selected for estimation) which is in good agreement with the results of laser annealing experiments.

Thus, in conclusion, pulse-photon annealing allows the effective cristalisation at significantly lower temperatures. Here, a major factor is the change in the quantum state of an

electronic subsystem of a crystal due to the achievement of a certain critical concentration of antibonding electron-hole pairs, and to the presence of selective absorption of photons due to the crystal defects.

References

1. V. N. Lissotschenko, R. V. Konakova, B. G. Konoplev, V. V. Kushnir, O. B. Okhrimenko, A. M. Svetlichnyi. *Semicond.*, 2010, 44, 309.
2. Z. V. Jibuti, N. D. Dolidze, G. L. Eristavi. *Tech. Phys.*, 2008, 53, 808.
3. Zh. Yuan, Q. Lou, J. Zhou, J. Dong, Y. Wei, Zh. Wang, H. Zhao, G. Wu. *Opt. Laser Technol.*, 2009, 41, 380.
4. A. Bibilashvili, N. Dolidze, Z. Jibuti, R. Melkadze, G. Eristavi. *J. Nanotechnol. Percept.*, 2008, 4, 29.
5. Z. V. Jibuti, N. D. Dolidze, B. E. Tsekvava. In: *New Developments in Material Science*. 2011, New York: Nova Sci. Publ. Inc, 43.
6. N. D. Dolidze, Z. V. Jibuti, V. N. Mordkovich, B. E. Tsekvava. *Georg. Eng. News*, 2005, 4, 77.

NANOTECHNOLOGY AND SEMICONDUCTOR DEVICES

T. Laperashvili, O. Kvitsiani, D. Laperashvili,
M. Elizbarashvili, A. Chanishvili

V. Chavchanidze Institute of Cybernetics
Georgian Technical University
Tbilisi, Georgia
lafera2002@yahoo.com

Accepted November 19, 2014

1. Introduction

Nanotechnology which defined as the manipulation of matter with at least one dimension sized from 1 to 100 nanometers is one of the most active and promising fields of technology. In **Figure 1** is presented estimates of the nanotechnology market – by 2010 – 2015, and materials research and electronic technology is shown as the main directions of nanotech industry. Although micro and nanoelectronic are based on the semiconductor devices, advanced processes which are taking place below 100nm, traditionally semiconductors aren't classed as nanotechnology, because nanotechnology is demonstrated in electronic industry as semiconductor devices themselves.

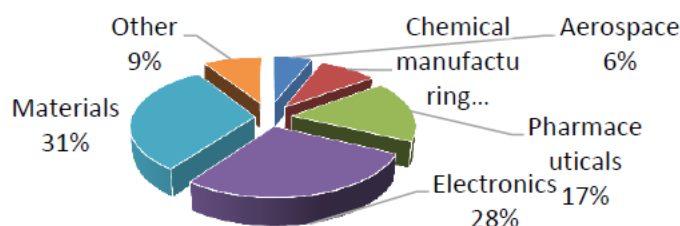


Figure 1. Estimates of the nanotechnology market – by 2010 – 2015.

From literature review it is clear, that in the nanotech world there are three areas that will create opportunities for commercial applications: the first is the development or discovery of nanotech materials for commercial applications; the second will be the development of measurement tools that will be able to measure and characterize the materials and the applications in which the materials are being used; the third will be the development manufacturing technologies that will implement the nanomaterials into commercial applications [1 – 4].

It is now well recognized that semiconductor nanotechnology will be significant tool for future progress in information and energy technologies. Possibility and applicability of light interaction with semiconductor nanostructures is one of the advances of nanotechnology for light emitted devices. One of the important features of semiconductor nanostructures is the structure dimension / band gap dependence [1], namely, semiconductor nanostructure's (quantum wire, quantum dots) band gap is much larger, than the same material in bulk. Different sizes quantum wires of the GaP and quantum dots of CdSe in suspension having different band gaps and so emitting different colors is shown in **Figure 2**.

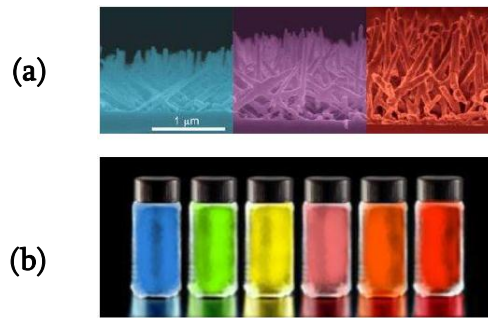


Figure 2. Quantum wires of the GaP (a) and quantum dots of CdSe (b) of different sizes in suspension have different band gaps and so emit different color.

It can be seen from review of literature, that III–V semiconductor quantum dots were responsible for high-efficient light emitting devices and wavelength converters that change emitted light to the desired spectrum, and they also have good prospects for a new class of fluorescent materials for biosensor, and as key elements for the new generation solar cells. There was reported about ability to manipulate single spins in nanowire quantum bits [1 – 5].

Electronic and photonic information technology and renewable energy alternatives, such as solar energy, fuel cells and batteries, have now reached an advanced stage in their development. Lower cost and greater energy conversion efficiency compared with thin film solar cells have led to a high level of activity in semiconductor nanostructures research related to photovoltaic applications [6 – 8]. This question was briefly reviewed for us in [9].

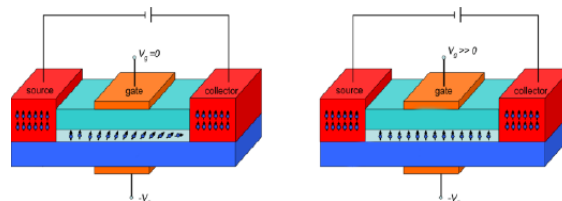


Figure 3. Spin polarized field-effect transistor.

The second direction of application III–V nanostructure is semiconductor spintronics for information technology. It is clear that for future information technology and for quantum computing it needs novel devices based on novel materials and novel processing principles. Progress in nanotechnology makes possible practical realization of spintronic devices – next generation of semiconductor electronics [10], in which the integration of magnetic materials and nanoelectronic devices enables the use of the electron spin, as well as its charge, for developing logic and memory. The injection of spin polarized electrons from a ferromagnetic electrode into a semiconductor, transport of spin polarized electrons through the semiconductor and the detection of spin polarized electrons at another contact are main processes in spin polarized field-effect transistor, which consists of a field effect transistor with a ferromagnetic source and a ferromagnetic drain electrode [11]. A schematic diagram showing the operation of this device is presented in **Figure 3**. In this case, the device can operate like a regular MOSFET. However this device provides an additional control knob in the form of the source and drain magnetization. When the source and drain electrodes are polarized in the same direction (parallel configuration), a large current flows through the device. When polarized in opposite directions (anti-parallel configuration), a much lower current flows through the device. The additional magnetization control can help achieve much lower of state leakage currents, reconfigurable logic as well as having a memory device integrated into a transistor.

Current research we present electrochemical deposition of thin ferromagnetic metal film on the GaAs surface. Contact metal / semiconductor is one of the fundamental structures in semiconductor devices. Formation of Schottky barrier, as well as metallic interconnects on semiconductor based electronics, are strongly influenced by the structure and disorder of the ferromagnetic metal-semiconductor interface. In order for spin dependent scattering to be a significant part of the total resistance, the layers must be thinner than the mean free path of electrons in the bulk material. For many ferromagnetic the mean free path is tens of nanometers, so the layers themselves must be each typically less than 10 nm (100 Å) [12].

2. Contact Fe / GaAs

Contact ferromagnetic films on semiconductors can be used in the fabrication of magnetic sensors, memories, and novel devices based on spin-dependent transport phenomena. GaAs Schottky diodes have been fabricated and studied by many authors, using various techniques of metalization of semiconductor's surface. Amongst them, electrodeposition offers some advantages with respect to ultra-high vacuum (UHV) techniques for the growth of these structures, such as the low temperature processing, which can limit the interdiffusion between the film and substrate, thus creating well defined interfaces. Interdiffusion with the formation of interfacial ternary ($\text{Fe}_3\text{Ga}_{2-x}\text{As}_x$) solution instead of an abrupt Fe / GaAs interface has been observed at higher temperatures. Possible magnetically dead layer at the Fe / GaAs interface has been discussed as an obstacle for spin injection [13].

Significant efforts have been made to understand the physical and magnetic behavior of iron films on gallium arsenide. The appeal of this system is the very small lattice mismatch between body-centered cubic (bcc) iron ($a = 2.866 \text{ \AA}$) and GaAs ($a/2 = 2.827 \text{ \AA}$). Having only a 1.4 % mismatch should facilitate the growth of bcc-like Fe films on the GaAs substrate, making this system ideal for testing new thin-film structures for magnetoelectronic applications. There has been reports of epitaxial Fe grown on (001) and (011) using iron sulphate (FeSO_4) or iron chloride (FeCl_2) solutions. These films showed a small density of disoriented grains [14].

It is necessary M-S contact without intermediate films for many applications, namely, for efficient injection of spin-polarized electrons into a semiconductor. The innovation of our electrodepositing method is that semiconductor's surface etching and metal deposition carries out in unified technological process, in the electrolyte which contains semiconductor's electrochemically etching material, besides of deposited metal ions. At first step the semiconductor wafer was used as the anode and cleaning of semiconductor's surface was done during a few min, then the potential was immediately changed to opposite direction and deposition of metal was done on the semiconductor's freshly cleaned surface in the same solution in the same technological process. The method gives possibility ferromagnetic metal electrodepositing on semiconductor's freshly etched surface, and by this way fabricating abrupt metal/semiconductor contacts without significant intermediate oxygen or other damaged thin films. The method and regimes of electrodepositing of different metals on the III-V semiconductor surface used for us was described in our earlier works [15 – 17].

Here in our experiment undoped n-type GaAs wafers of (100) orientation and 200 μm thickness were used. The carrier concentration obtained from Hall measurement was $2 \cdot 10^{16} / \text{cm}^3$. The wafers were mechanically polished to a mirror like surface and etched with 1% bromine methanol. Ohmic contacts were made to the one side of wafer using preformed indium annealed in an inert atmosphere at 500 °C for 5 min. Then the sample with ohmic

contact and wire for connecting to the voltage was covered with chemical stable polystyrene solution except the area where the metal will be deposited. The wafers were then ached chemically in solution $H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O$ (3 : 1 : 1), rinsed in distilled water and were transferred immediately into electrolyte for metal depositing. Simple equipment used for this process with a source of power, resistance, ammeter and switch is shown in **Figure 4**. Electrolyte was poured into quartz glass; the semiconductors wafer was used as the one electrode and a platinum wire as other. The distance between electrodes have being of the order of 1 cm. An aqueous solution of iron chloride ($FeCl_2$) 30 – 32 g / l was used as an electrolyte for deposition of Fe on GaAs. The acidity (pH = 1.5) of solutions was regulated by adding of NaOH and HCl. It is known, that III–V semiconductor surface electrochemical etching material is NaOCl, which perhaps formulated in solution during current flow process. Deposition of Fe was done at room temperature.

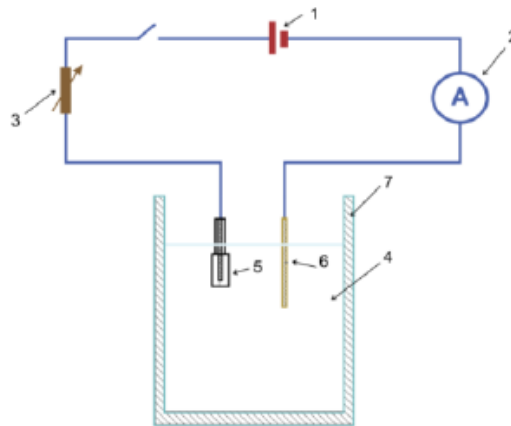


Figure 4. Equipment for electrodepositing: 1 – power source, 2 – amperemeter, 3 – resistivity, 4 – electrolyte, 5 – semiconducting wafer, 6 – platinum cathode, 7 – quartz glass.

At first semiconductor wafer was used as the anode and cleaning of semiconductors surface was done during 3 – 5 min, then the potential was immediately changed to opposite direction and deposition of metal on freshly cleaned surface was done in the same solution in the same technological process in a few stages: at first stage the applied current density was small, about $\sim 0.5 \text{ mA} / \text{cm}^2$, to formation metallic germ on semiconductors surface and than the current density was increased on one rung up to $5 \text{ mA} / \text{cm}^2$ for increasing the velocity of metal plating up. Thickness of deposited metallic film was regulated by the current density and depositing time, and was measured by the electron microscope. By this method were obtained thin films with thickness in range 25 – 60 nm.

After the process of metallization the samples were washed in distilled water. The polystyrene film was removed mechanically and boiling in acetone. Then samples were cut into pieces of area $1 - 3 \text{ mm}^2$. For measurement of electric and photoelectric characteristics were used presser contacts.

Current–voltage characteristic of Fe / GaAs was measured in forward bias over a current density range of $2 \cdot 10^{-7}$ to $1 \cdot 10^{-3} \text{ A cm}^{-2}$, and dependence $V - \ln I$ for a little forward bias is a good straight line for observed sample and it may be analyzed in term of the thermo ionic emission model [10]:

$$I = I_s \exp(eV / nkT)(1 - \exp(eV / kT)) \text{ A cm}^{-2}, \quad (1)$$

where, I is the measured current at a given value of V , e is the electron charge; k is the Boltzman’s constant; T is the measured temperature; n is an “ideality factor” ($n < 1.08$ is ideal);

and I_s is defined as the saturation current density. This equation (1) was used to find I_s and n experimentally. The barrier contact ideality factor was calculated with the help of expression

$$n = \frac{q}{kT} \frac{\Delta V}{\Delta \ln I} \quad (2)$$

and, for observed structure experimentally determined ideality factor $n=1.04=1.06$ in the current region $10^{-6} - 10^{-2}$ A, thus observed Schottky contact Fe / GaAs is near ideal, and so that, thermo ionic emission theory can be used for calculating barrier height. Saturation current I_s was experimentally obtained via the interpolation of relation $V - \ln I$, when $V=0$. In another side according to thermo ionic emission model

$$I_s = A^* T^2 \exp(-e(\phi_B^{I-V} - \Delta\phi) / kT), \quad (3)$$

where A^* is the effective Richardson's constant, ϕ_B^{I-V} is the Schottky barrier height from current-voltage ($I-V$) characteristic, and $\Delta\phi$ is the image force correction. $A^* = 8.16 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ and $\Delta\phi = 0.04 \text{ eV}$ observed for samples. And the Schottky barrier height ϕ_B^{I-V} is extracted from I_s by the formula

$$\phi_B^{I-V} = \frac{kT}{e} \ln \frac{SA^* T^2}{I_s}, \quad (4)$$

where S is the contact area. There was obtained $\phi_B^{I-V} = 0.8 \text{ eV}$.

For comparison the barrier heights obtained by different method was studied capacitance-voltage characteristic too. Junction capacitance was measured at a frequency of 1 – 10 MHz as a function of applied reverse voltage using automatic capacitance bridge model and L2-28. The $C-V$ data were analyzed according to the C vs. V for an ideal contact

$$1/C^2 = 2(\epsilon\epsilon_0 N_D)^{-1} (V_d - V_i - kT/e) F^{-2} \text{ cm}^4, \quad (5)$$

where the intercept V_i on the voltage axis is related to the diffusion potential V_d by $V_i = V_d - kT/e$ and N_D is the bulk donor concentration. The $C-V$ measured barrier height is

$$\phi_B^{C-V} = V_i + \delta + kT/e, \quad (6)$$

where δ is the Fermi Energy in the bulk with respect to the conduction band. For the material used, $\phi_B^{C-V} = (V_i + 0.08) \text{ eV} = 0.81 \text{ eV}$. The measurement accuracy of ϕ_B^{I-V} and ϕ_B^{C-V} for the tick contacts is estimated to be $< 0.01 \text{ eV}$. So, it was shown, that the values of Fe / GaAs contact's Schottky barrier height obtained from current-voltage ϕ_B^{I-V} and capacitance-voltage ϕ_B^{C-V} characteristics are in a good agreements, suggested, that prepared contact Fe / GaAs is abrupt, without sufficient disorder film in interface between metal and semiconductor, and current flow mechanism can describe in terms theoretical model of thermo ionic emission.

3. Conclusion

The electrodepositing method elaborated for deposition of metal on III-V semiconductor gives possibility obtaining Fe / GaAs "ideal" Schottky contact without intermediate oxygen film. This method has advantages for simplicity and gives possibility of cleaning semiconductors surface just before deposition of metal. It is sufficient for fabricating M-S contacts without intermediate oxygen or other damaged thin films, what is necessary for many applications. Namely, this method gives possibility fabricating ferromagnetic metal / semiconductor's abrupt interface, suitable for efficient injection of spin-polarized electrons from metal into a semiconductor.

Also, fabricating of “ideal” Schottky barrier is necessary for comparison of the experimental results obtained from real Schottky barrier measurements with theory. The results investigation Fe / GaAs Shottky diode’s electrical properties is analyzed and shown good agreement Fe / GaAs sample’s current flow mechanism with thermoionic emission theory.

References

1. D. Bimberg. Semiconductor Nanostructures. 2008, Springer.
2. D. Freeman, G. Dataquest. Much to do about nano: The impact of nanotechnology on semiconductor manufacturing. Future Fab. Intl., 2006, 20, 3.
3. J. Caram, C. Sandoval, M. Tirado, D. Comedi, J. Czaban, D. A. Thompson. R. R. la Pierre. Electrical characteristics of core-shell p-n GaAs nanowire structures with Te as the n-dopant. Nanotechnol., 2010, **21**, 134007.
4. J. Baugh, J. S. Fung, R. R. la Pierre. Building a spin quantum bit register using semiconductor nanowires. Nanotechnol., 2010, **21**, 134018.
5. G. Humpston. Nanotechnology-for-Semiconductors. 2011, San- Josse: Tessera Inc. <http://electroiq.com/blog/2011/03/nanotechnology-for-semiconductors/>
6. A. J. Nozik. Multiple exciton generation in semiconductor quantum dots. Chem. Phys. Lett., 2008, 457, 3.
7. M. A. Green. Third Generation Photovoltaics: Advanced Solar Energy Conversion. 2003, New York: Springer.
8. P. G. Linares, A. Martí, E. Antolín, A. Luque. III-V compound semiconductor screening for implementing quantum dot intermediate band solar cells. J. Appl. Phys., 2011, 109, 014313.
9. T. Laperashvili, O. Kvitsiani. III-V semiconductors quantum dot structure for 3rd generation solar cells. In: Trans. Basic Paradigms Sci. & Technol. 21st C. 2012, Tbilisi: Tech. Univ., 229.
10. G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, B. J. van Wees. Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor. Phys. Rev. B, 2000, 62, R4790.
11. J. Fabian, A. Matos-Abiaguea, Ch. Ertlera, P. Stano, I. Zutic. Semiconductor spintronics. Acta Physica Slovaca, 2007, 57, 565.
12. S. M. Sze, K. K. Ng. Physics of Semiconductor Devices. 2007, New York: John Wiley & Sons, Inc.
13. L. R. Fleet, K. Yoshida, H. Kobayashi, Y. Kaneko, S. Matsuzaka, Y. Ohno, H. Ohno, S. Honda, J. Inoue, A. Hirohata. Correlating the interface structure to spin injection in abrupt Fe / GaAs (001) films. Phys. Rev. B, 2013, 87, 02440.
14. L. B. Zhi, L. K. Karen. Epitaxial Fe / GaAs via electrochemistry. J. Appl. Phys., 2005, 98, 066103.
15. T. Laperashvili. Method of fabrication of Schottky diodes. Sakpatenti. # 46, GEH01L 29/48, 27.05.1992.
16. T. Laperashvili, I. Imerlishvili, M. Khachidze, D. Laperashvili. Photoelectric characteristics of contacts In / semiconductor A³B⁵. Proc. SPIE, 2003, 5118, 502.
17. O. Kvitsiani, D. Laperasvili, T. Laperasvili, I. Imerlishvili. Ferromagnetic Metal/GaAs heterostructure. In: New Development in Material Science. 2010, New Youk: Nova Sci. Publ., Ch. 12.

SOME TYPES OF NANOSENSORS DETECTING THE PATHOGENS

T. N. Bzhalava, K. G. Kapanadze, V. I. Kvintradze

Georgian Technical University
Tbilisi, Georgia
tamrikobzhalava@yahoo.com
vakho710@gmail.com

Accepted November 26, 2014

Introduction

Rapid, sensitive and selective detection of pathogenic microorganisms, including viruses is main goal to implementing an effective response to viral infection through medication. Well known fact is, that the smallest forms of life, bacteria, cells and the active components of living cells have sizes in the nanometer range (see **Figure 1** [1]). Nanotechnology research and development is based on unusual phenomena and properties of nanomaterials revealing as a result of molecular structure, small dimensions and size. Fabrication of new nanodevices and nanosystems for a broad range of application, especially for healthcare and environment monitoring purpose is priority and main goal of nanobiotechnology, bionanoscience and nanomedicine. A great deal of scientific works and reviews are dedicated to the problems of advanced nanosciences. A brief overview of principles and phenomena based nanosensors is an attempt to understand detection and identification processes of bio-molecules as well as pathogens.

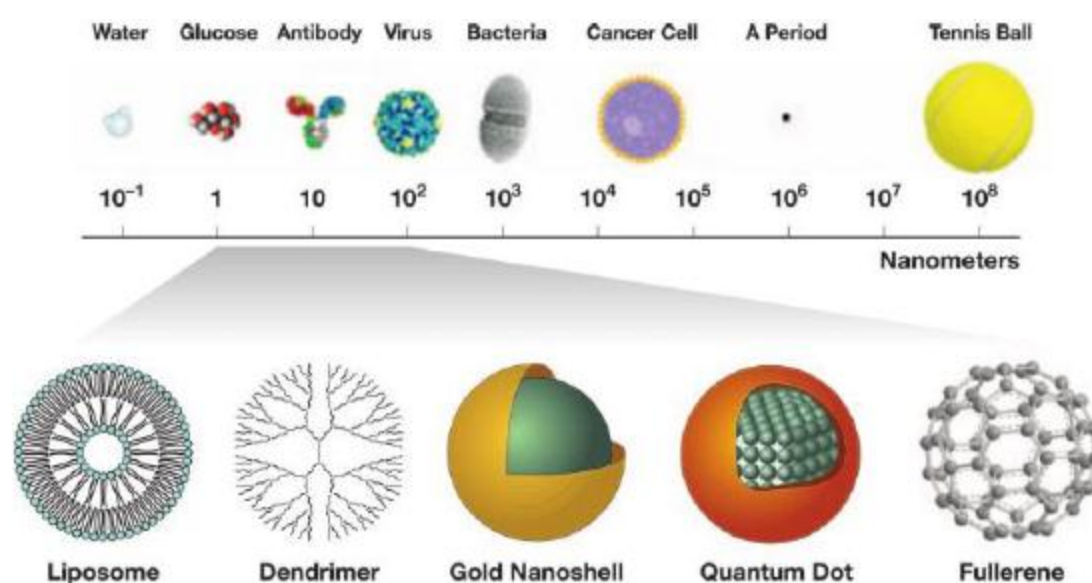


Figure 1. Relative size of nanoparticles compared with familiar items [2].

Problem and discussion

Nanodevices and nanobiosensory systems based on phenomena occurring at nanoscale are widely applicable in biotechnology, microbiology and nanomedicine, in advanced investigations in vivo and in vitro. By definition, nanomaterials are divided into main classes [3]: zero-dimensional (0D) nanomaterials or nanoparticles - such as atom clusters with particle diameters below 100 nm, metallic nanoparticles, buckyball, etc.; one-dimensional (1D) nanomaterials - such as nanowires, nanotubes, and nanocables having a width less than 100 nm; two-dimensional (2D) nanomaterials like nanofilms and superlattices with layer thickness in the nano-range. The field of nanoparticles and nanomaterials application has branched out in many directions, e.g. gold nanoparticles are used as biosensor labels, polymer nanoparticles are used as medicine carriers to target cancerous cells, magnetic nanoparticles serve as the new generation of nuclear magnetic resonance (NMR) contrast agents, etc.

Nanosensors can be broadly classified into two groups, namely, those that have nanoscale dimensions and those that perform nanoscale measurements but do not necessarily have nanoscale dimensions. It is important that properties of materials in bulk state differ from those at nanoscales, when the size of the structure is decreased, surface to volume ratio increases considerably and the surface phenomena predominate over the chemistry and physics in the bulk [1].

Nanosensors physical, biological or chemical are used to collect and convey information about nanoparticles from the real world to the macroscopic world. Sensor is known as a device that converts a stimulus (see **Table 1** [3]) into an electrical signal, measured or recorded by an instrument or an observer.

Table 1. Conversion phenomena of sensors [3].

Stimuli	Phenomena
Physical	Thermoelectric, photoelectric, photomagnetic, magnetoelectric, electromagnetic, thermoelastic, elastoelectric, thermomagnetic, thermo-optic, photoelastic
Chemical	Chemical transformation, physical transformation, electrochemical process, spectroscopy
Biological	Biological transformation, physical transformation, effects on test organisms, spectroscopy

Nanosensors collect and measure data regarding some property of a phenomenon, object, or material. A sensor differs from a transducer. Transducer converts one form of energy into other form whereas a sensor converts the received signal into electrical form only. Nanosensors advantages are: high sensitivity, smallness, low response time, low cost, multifunctionality, easy to use, low power consumption. Properties and application area of nanosensors may be determined by analyzing the stimuli and measurands given in the **Table 2** [3].

Table 2. Stimuli and measurands [3].

Stimulus	Properties
Mechanical	Position, acceleration, stress, strain, force, pressure, mass, density, viscosity, momentum, torque
Acoustic	Wave amplitude, phase, polarization, velocity
Optical	Absorbance, reflectance, fluorescence, luminescence, refractive index, light scattering
Thermal	Temperature, flux, thermal conductivity, specific heat
Electrical	Charge, current, potential, dielectric constant, conductivity
Magnetic	Magnetic field, flux, permeability
Chemical	Components (identities, concentrations, states)
Biological	Biomass (identities, concentrations, states)

The object of interest of our work are nanodevices used in nanomedicine applications, mainly for detecting biomolecules and microorganisms. Nanomaterials and biomolecules have identical dimensions, therefore the combination of nanometer materials and biomolecules is of considerable importance in the fields of biotechnology.

Biosensor is a significant device for the detection of an analyte. It combines a biological component with a physicochemical detector and the biosensor reader device. Biological recognition elements or bioreceptors (**Figure 2** [3]) of a biosensor mostly are of biological origin such as enzyme, an antigen, an antibody, a tissue, a cell, DNA (desoxyribonucleic acid). The artificially produced elements (such as polymers) may be accepted and included as components of biosensors. The recognition element is the component used to fasten the target molecule, and must therefore be highly specific, stable under storage conditions, and immobilized [2]. Nanosensors deliver real-time information about the antibodies to antigens, cell receptors to their glands, and DNA and RNA to nucleic acid with a complimentary sequence.

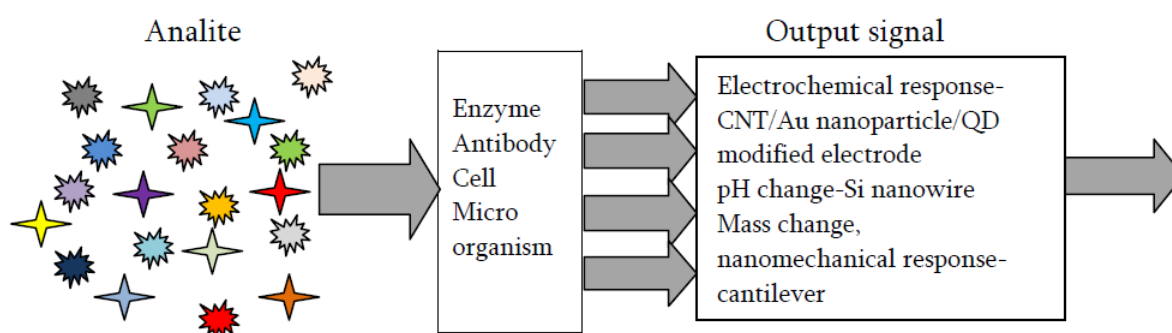


Figure 2. The analyte binds selectively to the bioreceptor yielding a measurable response signal after processing [3].

The physicochemical detector – transducer acts as interface, measuring the physical change that occurs with the reaction at the bioreceptor, and then transforming that energy into quantifiable electrical output. Finally, the signals from the transducer are fed to a

microprocessor where they are amplified and analyzed; the digitally dissected data is converted to concentration units and transferred to a display or /and data storage device [3].

Various electrochemical techniques are used for sensing of biomolecules. Some common techniques are: voltammetry, potentiometry, impedometry and conductometry.

Chemo-physical properties, structure of nanomaterials and target biomolecules define the methods of detection and identification as well as types applied sensors and sensory systems.

One of the simplest medical nanomaterials is a surface perforated with holes, or nanopores. Desai et al. [4] created devices, using bulk micromachining to fabricate tiny chambers within single crystalline silicon wafers in which biologic cells can be placed. In these devices uniform nanopores, as small as 20 nm in diameter, must be large enough to allow small molecules such as oxygen, glucose, and insulin to pass but must be small enough to impede the passage of much larger immune system molecules such as immunoglobulins and graft-borne virus particles. The flow of materials through nanopores can also be externally regulated [5].

Nowadays, well-known nanosensors for bio-medical applications are: carbon nanotube - based nanosensors, nanoscaled thin film sensors microcantilever and nanocantilever, nanoshells, nanofibers, nanobelts, nanoprobe, quantum dots (QD), nanowire pH sensors detecting proteins and DNA, field-effect sensors, cantilever sensors measuring surface stress changes, magnetic nanosensors detecting DNA, optical nanosensors, etc. [1]. Schematic structure of a carbon nanotube (CNT)-field effect transistor (FET) for detecting the proteins is presented in **Figure 3** [1]. The electronic structures of target molecules near the semiconducting nanotubes cause measurable changes to the nanotubes' electrical conductivity.

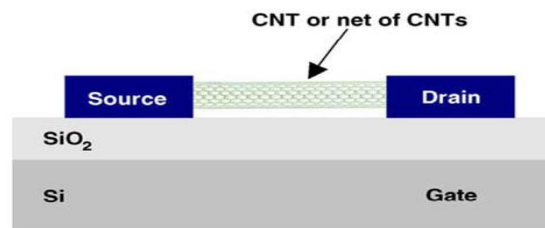


Figure 3. Detection of proteins. Schematic structure of a carbon nanotube-FET [1].

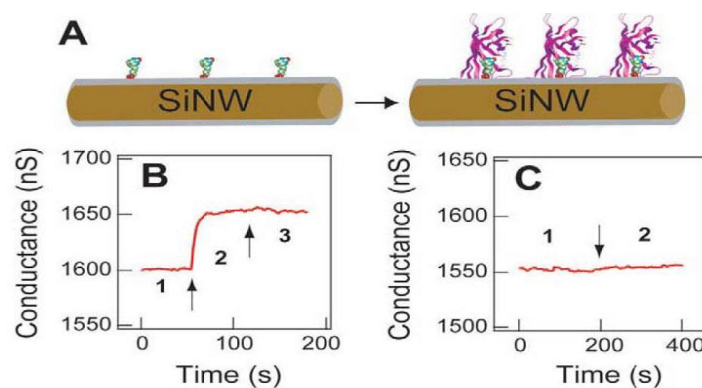


Figure 4. (A) Scheme of a biotin-modified Si nanowire and subsequent binding of streptavidin to the modified surface. (B) biotin-modified Si nanowire, region 1 corresponds to the buffer solution, region 2 corresponds to the addition of streptavidin, region 3 corresponds to pure buffer solution. (C) unmodified Si nanowire, regions 1 and 2 are the same as in (B) [1].

Specific surface area and high surface free energy of nanomaterials and biomolecules make a growing interest in the study of electron-transfer (ET) between proteins and electrodes modified with nanomaterials. For example, the CNT-based electrochemical biosensors are used to their high electronic conductivity for the electron - transfer reactions. The scheme - binding of streptavidin to the modified surface (A), and plots of conductance versus time for an unmodified (C) and biotin-modified Si nanowire (B) are shown in **Figure 4** [1].

Physical phenomena, in particular bending processes and bio-molecular interactions on surface layer determines the cantilevers properties (see Figure 5 [1]). When an additional mass of molecules is attached to the oscillating cantilever, it's resonance frequency changes and cantilevers behave like a harmonic oscillator (at first approximation). The resonance frequency of a micro-cantilever varies sensitively with (in kHz to MHz) molecular adsorption.

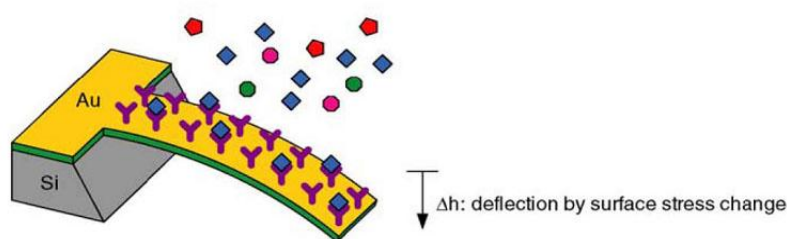


Figure 5. Cantilever based on the bending [1].

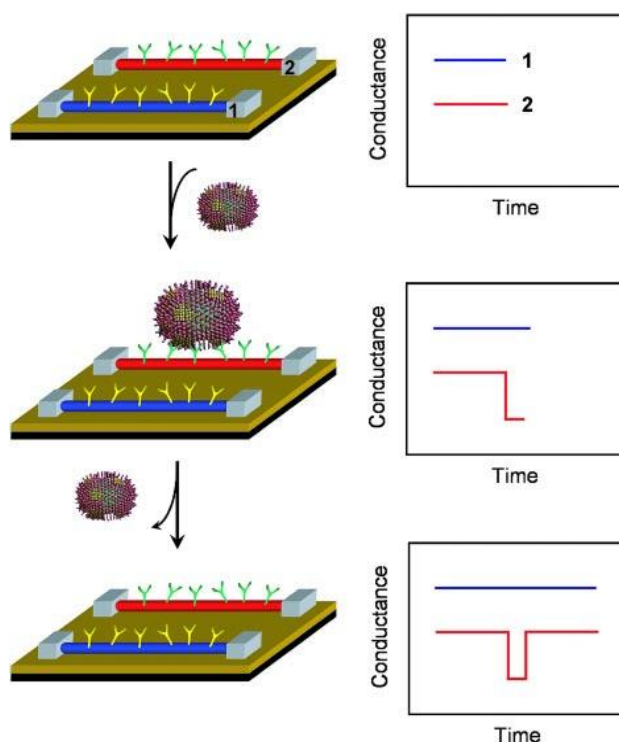


Figure 6. Nanowire-based detection of single viruses [6]. Left – Schematic show two nanowire devices, 1 and 2, where the nanowires are modified with different antibody receptors. Specific binding of a single virus to the receptors on nanowire 2 produces a conductance change; Right – characteristic of the surface charge of the virus only in nanowire 2. When the virus unbinds from the surface the conductance returns to the baseline value [6].

Deflection at the end of a cantilever (Δh) can be expressed by formula [1]:

$$\Delta h = \frac{3(1-r)L^2}{Ed^2} \Delta\sigma ,$$

where $\Delta\sigma$ – surface stress change, L – length and d – thickness of the cantilever, E – Young's modulus, r – Poisson's ratio of the cantilever material. Accuracy of measurements strongly depends on properties of well-preselected nanomaterials.

Nanosensors sensitivity can be increased due to better conduction properties, the limits of detection can be lower, very small quantities of samples can be analyzed. Direct detection of target biomolecules is possible without using labels, and some reagents can be eliminated. Lieber's group [5, 6] has reported direct, real-time electrical detection of single virus particles with high selectivity using silicon nanowire field-effect transistors (FETs) to measure discrete conductance changes characteristic of binding and unbinding on nanowire arrays modified with viral antibodies (see **Figure 6** [6]). For a p-type nanowire, the conductance should decrease (increase) when the surface charge of the virus is positive (negative).

Using nanowire arrays, having receptors specific to influenza A, paramyxovirus, and adenovirus was found that the detectors could differentiate among the 3 viruses and as noted, the possibility of large-scale integration of these nanowire devices suggests potential for simultaneous detection of a large number of distinct viral threats at the single virus level [5, 6]. Modification of different nanowires within the array with receptors specific for different viruses provides the means for simultaneous detection of multiple viruses [5].

Nanowires modified with specific receptors can be assembled into integrated nanobiosensors for parallel detection and diagnosis of trace amount of dangerous viruses and other threats **Figure 7** [7].

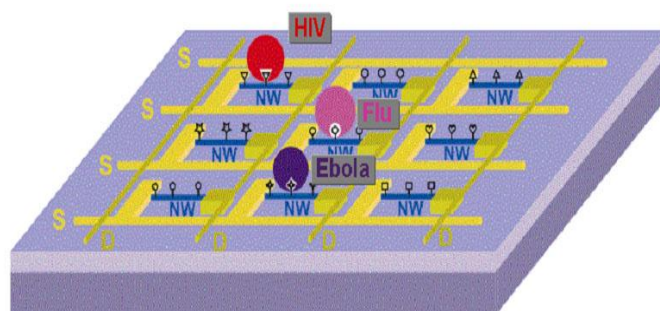


Figure 7. Parallel detection and diagnosis of viruses using integrated nanowire sensors [7].

Also it has to be noted, that for viruses not growing in lab hosts established methods for viral analysis include plaque assays, immunological assays, transmission electron microscopy, PCR-based (DNA viruses) or RT-PCR-based (RNA viruses) testing of viral nucleic acids or detect directly by in-vitro amplification of their nucleic acids. Direct nucleic acid analysis alone does not assure detection of infectious viruses, only the presence of functional surface epitopes for binding to cell receptors is evidence of virus infectivity. Use of antibodies to provide selectivity also has limitations common to immunoanalysis and PCR analysis methods in the

detection of rapidly mutating, engineered and/or new viruses. Nevertheless, in many cases, nanobiosensory systems application makes possible more successful analysis and efficiency of techniques for direct detection of pathogens.

Conclusion

Established techniques for detecting and quantifying microbes in environment include: plaque assays, immunological assays, transmission electron microscopy, PCR-based testing of viral nucleic acids. These techniques have not achieved rapid detection at a single virus level and often require a relatively high level of sample manipulation, which means getting representative samples, recovering the microbes from the samples, analyzing for the recovered microbes, that is inconvenient for infectious materials. Different nanoscale architectures, wide spectra of nanosensors - nanowires, nanotubes, nanofibers, nanomembranes, nanopores-based, field-effect transistors (FETs), quantum dots (QD) and etc. have unique advantages and limitations, ability to detect disease-associated biomolecules, like nucleic acids, proteins, pathogens, viruses, tumor cells. In the nanoscale range, the sensitivity of signal detection is drastically improved due to nanoscale-specific physical properties. Relatively weak optical signals such as surface plasmon resonance and surface-enhanced Raman scattering can be applied as highly sensitive and specific biosensors in conjunction with various nanoarchitectures. Multiplexing in large nanowire arrays by including nanowires modified with general viral cell-surface receptors and antibody libraries could enable rapid identification of viral families and provide an indication of mutations in samples. Development of advanced label-free detection techniques of biomolecules and pathogens for rapid and selective sensing will be based on real-time nanosystems and relevant multiplexing approach in nanotechnology research will take a more active part in future health care and environment monitoring systems.

Acknowledgments

The work carried out in Georgian Technical University supported by Shota Rustaveli National Science Foundation (SRNSF) under Grant Agreement (FR/430/3–250/13).

References

1. E. L. Wolf. *Nanophysics and Nanotechnology An Introduction to Modern Concepts in Nanoscience*. 2006, Weinheim: Wiley–VCH Verlag GmbH & Co. KGaA.
2. S. E. mc Neil, *Nanotechnology for the biologist*. *J. Leukocyte Biol.*, 2005, 78, 9, 585-594.
3. V. K. Khanna. *Nanosensors: Physical, Chemical, and Biological*. Ser. Sensors. 2012, CRC Press – Taylor & Francis.

Some types of nanosensors detecting the pathogens.

4. T. A. Desai, W. H. Chu, J. K. Tu, G. M. Beattie, A. Hayek, M. Ferrari. Microfabricated immunisolating biocapsules. *Biotechnol. & Bioeng.*, 1998, 57, 1, 118-120.
5. R. A. Freitas Jr. What is nanomedicine? *Nanomedicine: Nanotechnology, Biology, and Medicine*. 2005, Inst. Mol. Manuf.
6. F. Patolsky, G. Zheng, O. Hayden, M. Lakadamyali, X. Zhuang, C. M. Lieber. Electrical detection of single viruses. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 2004), 101, 39. 14017-14022.
7. F. Patolsky, B. P. Timko, G. Zheng, Ch. M. Lieber. Nanowire-Based Nanoelectronic Devices in the Life Sciences. *MRS Bull.*, 2007, 32, 2, 142-149.

HOMEOPATHIC NANOPHARMACOLOGY ACCORDING TO THE INFORMATION-ENERGETIC HOLOGRAPHIC THEORY

M. L. Chikava, T. G. Tsintsadze, M. V. Nishnianidze

Georgian Technical University
Tbilisi, Georgia
MedeaChikava@gmail.com

Accepted December 8, 2014

The use of super-low doses of such medications in homeopathy not gained by means of potentiation will yield no result. Therefore, not with standing the fact that we are not yet aware of the essence of the process of potentiation, the specific technology to prepare homeopathic drugs must be strictly observed. Otherwise, the super-low doses of the medications gained through one-moment dilution will not have any biological activity. It is not surprising that the chemical methods are useless to identify the active source among homeopathic potencies, but this surely does not mean that such source does not exist [1].

Based on the results of the studies carried out at a Ukrainian laboratory, Chekman found that potentiation (agitation) changes the physical-chemical and quantum-mechanical properties of a substance [2]. In 1989, based on the scientific studies in the field of homeopathy and experience of theorists and observers in classical medicine, N. K. Simeonova offered a new theory of homeopathy.

The source of action of homeopathic preparations is unknown. In view of academic science, the fact of the ultralow doses of homeopathic preparations having a biological action on a human body is not truthful despite the fact that the idea of ultralow doses and weak stimuli (Arndt–Schultz law) had been used for many times to explain the mechanism of action of homeopathic preparations. Perhaps, during the potentiation, a curative substance from its molecular state is transformed in some another, more active state hard to determine with modern terms [1].

As it seems, when preparing a homeopathic medication, in the process of successive dilutions, potentiation and squeezing, the curative properties, or code of the therapeutic substance are transferred to the environment, to the indifferent substance. Later, the environment, even in the absence of the therapeutic substance, acquires the biological activity.

We can assume that there originates an information field of a certain strength in the environment [3], which gets stronger with every next dilution. As the therapeutic substance degrades, the energy and information used by the nature to create the substance from the beginning may be liberated. If considering the force and information components of the active source of the homeopathic drug, it may be defined as an information-energetic field able to move from one carrier to another without losing therapeutic properties and having biological activity even in the absence of the therapeutic substance. As the volume is no more significant for the ready homeopathic drug and any part of the drug has the same therapeutic properties, we can assume that the new form of the therapeutic substance behaves in the same way as a hologram [1].

Holography is the most *spectacular* part of physics. The word *holography* comes from the Greek words *holos* – “whole” and *graphos* – “writing” or “drawing” [4]. Holography is the set of technologies to accurately record, reproduce and re-form wave fields. The method of holography was offered by Denis Gabor in 1947. It was him to introduce the term *hologram* and was granted a Nobel Prize in 1971 “For inventing and developing the holographic principle” [5]. Holography may be said to be a new technology developed quite successfully in our country and having penetrated our lives. It offers a new and unusual method to fix an image.

In 1947 – 1951, the works by Gabor laid a foundation to the development of this field of science and opened a way to new discoveries. Discovery of holography was associated with the works

accomplished to improve an electronic microscope. It was during these works when holography was discovered and it was patented later. At first, holography developed only as a theory, but in 1960, after the invention of a laser, unique holograms became possible to produce.

Later, the scientists working in the field of quantum mechanics improved laser technology leading to the wide use of holography. At present, a hologram can be made even by using the laser in a DVD-player on one's personal computer. Russian scientist Yuri Denisiuk was the first to fix a 3D image on a hologram in 1962. This is the photo of Denisiuk holding his self-portrait in his hand fixed on a hologram. The first high-quality holograms were produced by English physicist Nicholas John Phillips – he wears a holographic tie in the photo.

The idea of a hologram is to fix the image with the ability to reproduce it in the future, like a recorded voice with the difference that in the latter case, the subject of reproduction is voice. Photography means taking a picture, which will be subject to the action of the lenses of the objective, while holography is the technology to create a certain system, a hologram, which is not a picture and allows reproducing the fixed image [4].

By considering the idea of the homeopathic drugs having a relatively more active source, there is a view suggesting that there is a “contact” point for them in a human body. It seems that such a “contact” point is a similar information-energetic field and can be defined as a human's biohologram. In case there is a resonance between the drug and the human body, the physiological systems producing the mechanisms of adaptation with a wide spectrum of further therapeutic effect activate and take place as a chain reaction. From the beginning, the nervous, endocrine and immune systems get engaged in these reactions. Thus, the positive effect of homeopathy is the result of the adaptive action of the body.

If no resonance develops in case of incorrect selection of the drug (code), no action will occur. By using this fact, N. K. Semionova developed the information-energetic holographic theory of homeopathy, which is based on the idea of the homeopathic drug and human body, as hologram and resonance between them. The scientific views of the information-energetic field of a human are not thoroughly developed; however, such concepts are necessary to introduce to explain many phenomena, including homeopathy.

The information-energetic holographic theory of homeopathy proposed by N.K. Semionova substantially changes the trends of the further scientific studies. In particular, instead of trying to find the remains of the therapeutic substance in a homeopathic drug, it is necessary to identify the information-energetic field of the drug. If viewing the events in the light of fields, we will find the substantiation of not only homeotherapy, but many other phenomena; the rhythm of administering the homeopathic preparations (chronopharmacology) will become clear [1]. Some symptoms in homeopathy have certain peculiarities called modalities described in the light of chronopharmacology [6, 7].

References

1. А. И. Тихонов, С. А. Тихонова, Т. Г. Ярных, В. А. Соболева, А. Ф. Пиминов, В. М. Толочко, О. Н. Должникова, М. Ф. Пасечник, Л. М. Винник. Основы гомеопатической фармации. Уч. для студ. фармацев. спец. 2002, Харьков: ВУЗ. Мин. здрав. Укр. – Нац. фармацев. акад. Укр.
2. И. С. Чекман. Клинико-экспериментальные основы фармакологии и гомеопатии. 1999, Киев.
3. დ. ბუტიკაშვილი. თეორია ნოსფეროს შესახებ. 2011, თბილისი.
4. გ. ბერიძე. ჰოლოგრაფია ზოგადად. კომპიუტერული ტექნოლოგიები, 31.10.2012.
5. Голография. Материал из Википедии – свободной энциклопедии.
<http://ru.wikipedia.org/wiki/Голография>
6. И. И. Краснюк, Г. В. Михайлова. Фармацевтическая гомеопатия. 2005, Москва.
7. სიმილია. ჩვენს შესახებ.
http://www.similia.ge/index.php?option=com_content&view=article&id=57&Itemid=53

ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ НАНОСТРУКТУРНЫХ ПОКРЫТИЙ НИТРИДА ТИТАНА

В. М. Шулаев¹, А. П. Редкокаша², Д. А. Листопад²

¹ ННЦ «Харьковский физико-технический институт»

Харьков, Украина

v.shulayev@kipt.kharkov.ua

² ООО «Торговый Дом «ОТТОМ»»

Харьков, Украина

ottom@ottom.com.ua

Принята 3 апреля 2014 года

На сегодняшний день полифункциональные наноструктурные пленки и покрытия нитрида титана продолжают оставаться первыми среди используемых на практике упрочняющих, эрозионно- и коррозионностойких, декоративных и других видов покрытий. Это наиболее коммерциализированные наноструктурные пленки и покрытия. Они производятся сотнями компаний и фирм под десятками торговых марок во всех развитых странах мира. Технологии и оборудование их синтеза хорошо освоены промышленностью. Процессы синтеза наноструктурных покрытий нитрида титана экологически чисты. Покрытия химически инертны по отношению к факторам окружающей среды. Например, их применение в качестве упрочняющих и декоративных покрытий экономически обосновано. Сформировались целые направления в промышленности на основе практического использования покрытий нитрида титана, а также новые научные направления по физико-технологическим исследованиям.

Нитрид титана – бинарное химическое соединение титана с азотом состава $TiN_y V_{1-y}$ (где y – содержание азота, $y = 0.38 - 1.00$ при $T \geq 1080$ °С, $1 - y$ – концентрация структурных вакансий в подрешетке азота) [1]. Это соединение представляет собой тугоплавкую фазу внедрения (ТФВ) с широкой областью гомогенности. Специфика нитрида титана, как и других ТФВ на основе двойных и тройных нитридов и карбидов переходных металлов IV A и V A подгрупп периодической таблицы элементов, состоит в том, что область гомогенности не совпадает со стехиометрическим составом [2]. Другая особенность всех кристаллических ТФВ связана с тем, что точный стехиометрический состав является скорее исключением, чем правилом. При синтезе наноструктурного нитрида титана любым известным способом наблюдаются значительные отклонения от стехиометрии [1, 3 – 5]. Таким образом, широко используемый на практике кристаллический нитрид титана [6, 7] во всех состояниях (порошкообразном, пленочном, в виде покрытий, монолитном) является практически всегда нестехиометрическим.

Наибольшую популярность получили наноструктурные покрытия и пленки нитрида титана с обязательным дефицитом по азоту [8]. По изучению особенностей

синтеза и свойств, покрытия нитрида титана являются мировым лидером по числу публикаций среди всех ТФВ. Самым привлекательным свойством наноструктурного нитрида титана является его высокая твердость.

В историческом аспекте стоит упомянуть, что первая промышленная технология синтеза высокотвердых покрытий нитрида титана вакуумно-дуговым осаждением была разработана в 70-х годах прошлого столетия в СССР [9]. Организацией осуществившей эту разработку стал Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт» [10].

Трудовая биография покрытий нитрида титана началась с упрочнения поверхности металлорежущего инструмента. Она же положила начало новой научно-технической революции в обработке металлов резанием [11]. Понятие «инструмент с покрытием» у всех производителей ассоциируется с золотистым цветом покрытий нитрида титана, осажденного на поверхность режущего инструмента. Впечатляющая твердость покрытий нитрида титана на уровне 69 ГПа была уже достигнута к концу 80-х годов [12]. Безудержное заполнение нитридом титана рынка упрочняющих покрытий казалось ничто не остановит. Однако ограничивающим фактором для полномасштабного использования этих покрытий, в качестве упрочняющих, оказалась низкая стойкость против окисления атмосферным кислородом.

Окисление идет по реакции:



с выделением газообразного азота [13].

Режущая кромка инструмента в процессе резания металла может нагреваться до температур, достаточных для окислительного износа нитрида титана. Для борьбы с этим явлением было предложено легировать эти покрытия алюминием (Рисунок 1). Положительный эффект был достигнут. По этой причине покрытия нитрида титаналюминия (Ti,Al)N [14] стали первой коммерциализированной альтернативой, ставшим уже «классикой», покрытиям нитрида титана.

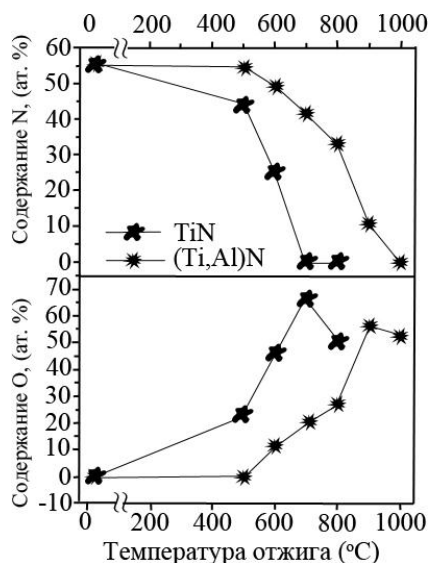


Рисунок 1. Содержание азота (N) и кислорода (O) в покрытиях TiN и (Ti,Al)N, прошедших отжиг при различных температурах. Данные, соответствующие 25 °C относятся к свежесозажденным покрытиям, не прошедшим термообработку [15].

Был также обнаружен прирост твердости и снижение коэффициента трения при легировании покрытия нитрида титана углеродом Ti(C,N) [16]. Покрытия карбонитрида титана также как альтернативные нитриду титана стали занимать свою рыночную нишу.

За последующие двадцать пять лет были синтезированы покрытия на основе других переходных металлов: нитрид хрома (CrN) [17], нитрид циркония [18], нитрид ванадия [19], нитрид ниобия [20] и др. Массовое применение таких монослойных покрытий выделило их в категорию универсальных. Несмотря на ограниченный перечень используемых универсальных высокотвердых покрытий, в промышленности, в условиях массового производства инструментов, подобная ситуация устраивала всех участников рынка. Десятки компаний во всем мире осваивали производство однотипного вакуумно-дугового оборудования для нанесения упрочняющих покрытий нитрида титана. Впечатляющие партии различных типов инструментов упрочнялись покрытиями на многих тысячах таких установок и вполне успешно реализовывались на рынке (Рисунок 2).

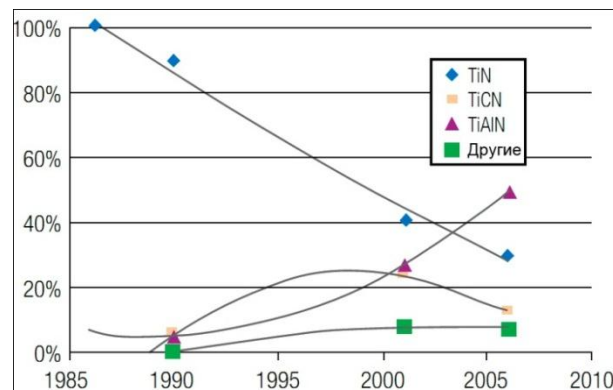


Рисунок 2. Доли потребления универсальных упрочняющих монослойных PVD-покрытий на инструментах в США [21].

Таким образом, до 1990 г. было только одно по-настоящему коммерческое упрочняющее монослойное PVD-покрытие – нитрид титана. По оси абсцисс (Рисунок 2) показаны года, в течение которых промышленностью США были освоены также альтернативные покрытия. Из графика видно снижение рыночной доли «родоначальника» упрочняющих покрытий TiN и рост семейства титано-алюминиевых нитридных покрытий. По другим странам таких сведений не обнаружено. Однако, в Китае, Индии, России, странах Европейского Союза рыночная доля упрочняющих покрытий нитрида титана, по-видимому, остается доминирующей, если судить по количеству фирм производящих установки для их синтеза.

Сложившаяся ситуация на рынке инструмента начала в корне меняться в первые годы нового тысячелетия. Потребители, накопившие большой опыт работы с высокотвердыми покрытиями осознали, что в ряде случаев лучше отказаться от универсальных покрытий и начать использовать покрытия, специально предназначенные для решения конкретных задач. Кроме того, машиностроение начало осваивать для синтеза упрочняющих покрытий способ магнетронного распыления [22]. Поэтому возник новый рыночный сегмент с использованием мелко- и среднесерийного инструмента со специальными упрочняющими покрытиями. Число таких покрытий взрывоподобно возросло за последние десять лет (см. Рисунок 3) [23].

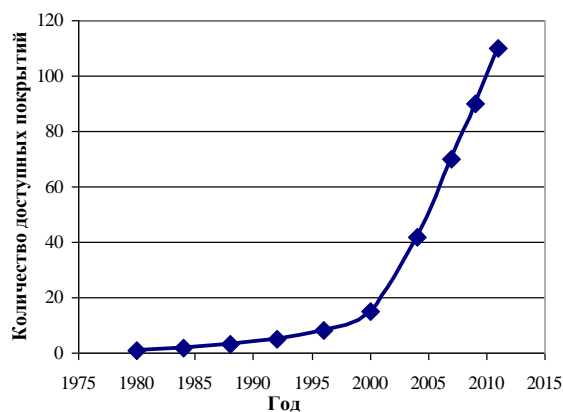


Рисунок 3. Количество видов упрочняющих покрытий, доступных на инструментальном рынке в течение последних тридцати лет [23].

Новый класс покрытий – это сверхтвердые многокомпонентные наноструктурные покрытия, которые на сегодняшний день синтезируются на основе нитридов и карбидов титана, циркония, хрома, ванадия, молибдена, алюминия, кремния и др. [24].

Новые покрытия стали не только многокомпонентными и наноструктурными, но и многослойными, градиентными, нанослоистыми, нанокompозитными и др. [25 – 27]. Ввод в промышленный оборот большого числа новых видов покрытий повлекло за собой интенсивные технологические исследования в системах покрытие-инструмент. Поэтому, на сегодняшний день не по всем вопросам и явлениям достигнуто понимание на должном научном уровне. В первую очередь это связано с тем, что процессы механической обработки сами по себе достаточно сложны. В этой связи идет накопление большого объема эмпирической информации при сильном отставании фундаментальных исследований в этой области [28].

Наноструктурные покрытия [27, 29] можно качественно охарактеризовать следующим образом. Наноструктура считается одним из фазовых состояний твердого тела, наряду с аморфным, крупнозернистым кристаллическим и монокристаллическим. Наноструктурные покрытия не являются просто поликристаллическими покрытиями с ультрадисперсными размерами зерен. Свойства наноструктурных покрытий отличаются от свойств микрокристаллических покрытий такого же состава. Межзеренные границы нанокристаллической структуры являются двумерными дефектами этой структуры. Плотность границ может достигать 10^{19} см^{-3} [30, 31]. Именно высокая плотность межзеренных границ трансформирует микрокристаллическую структуру в новый тип структуры – наноструктуру. Чтобы получить наноструктурное состояние (средний размер зерен, толщина слоев и т.д.) размерность структурных элементов должна находиться в наномасштабном диапазоне (менее 100 нм) [32, 33]. Исходя из геометрических размеров, согласно новому определению, Еврокомиссия рекомендует [34] употреблять приставку «нано» применительно к материалам (естественного и искусственного происхождения), которые содержат частицы в свободном виде, в виде групп или агломератов (то есть, когда частицы связаны неким сторонним материалом), как минимум 50 %, из которых имеет один из линейных размеров в пределах от 1 до 100 нм. Геометрический размер частиц не несет никакой физической или химической нагрузки без привязки к конкретному материалу.

Переход из микрокристаллического состояния в наноструктурное состояние пока не считают фазовым переходом. Размерные эффекты на всех свойствах проявляются постепенно и постепенно нарастают по мере уменьшения размера зерен в покрытиях. Однако все без исключения экспериментальные исследования выполнены на покрытиях со значительной дисперсией размеров зерен. Вполне естественно предположить, что дисперсия размеров зерен должна размывать фазовый переход, если таковой имеется. Эксперименты, по выявлению размерного эффекта связанного с фазовым переходом в тугоплавких фазах внедрения, которые можно было провести на покрытиях одинакового химического, но разного гранулометрического состава в ближайшей перспективе не ожидается, из-за невозможности их синтеза [35].

Структурный элемент многослойного или нанослоистого покрытия состоит из чередующихся слоев в пределах наномасштабной толщины каждого слоя [33]. Толщина слоев каждого из двух материалов не превышает нескольких десятков нанометров. Как правило, такие нанослойные композиты являются двухфазными на основе бинарных нитридов или карбидов. Хотя эти системы могут быть и многокомпонентными.

Наибольшие успехи достигнуты в области синтеза нанокompозитных упрочняющих покрытий. Обширней всего исследованы сверхтвердые нанокompозиты системы $nc\text{-TiN} / a\text{-Si}_3\text{N}_4$ (где «nc» – означает нанокристаллический, «a» – рентгеноструктурно-аморфный). Впервые до промышленного применения эти покрытия довела компания Hitachi Tool Engineering, Ltd [28]. Она использовала для этих целей специальную вакуумно-дуговую установку с планарными катодами. Ряд свойств нанокompозитов этой системы, в частности стойкость к окислению, были улучшены путем легирования алюминием. Промышленностью начинают осваиваться покрытия элементного и фазового состава соответствующего $nc\text{-(Ti}_{1-x}\text{Al}_x\text{)N} / a\text{-Si}_3\text{N}_4$ [28, 36].

Произошедшие изменения на рынке упрочняющих покрытий несколько сузили сферу использования нитрида титана как самостоятельного материала. Сами исследователи, а также многочисленные эксперты стали относить эти покрытия к категории «старомодных» [37]. В этом мнении есть доля истины, если учитывать рыночные перспективы покрытий нитрида титана только применительно к режущему инструменту.

Однако переход на наноструктурный уровень организации материалов [38, 39] дал толчок к развитию исследований универсальных монослойных (TiCN, TiAlN, AlTiN, CrN и др. покрытий) и уже широко распространенных покрытий нитрида титана [38]. В первую очередь отметим технологию нового поколения разработанную в ННЦ ХФТИ – «НИТТИН»-технология на основе пульсирующей плазмы [40]. Эта технология позволяет синтезировать сверхтвердые наноструктурные покрытия кубического нитрида титана сильно нестехиометрического состава $nc\text{-TiN}_y\text{V}_{1-y}$ (где «nc» – нанокристаллическое состояние, V – структурная вакансия, y – содержание азота, 1 – y – концентрация структурных вакансий в подрешетке азота) [41]. Наноструктурные сверхтвердые покрытия нестехиометрического нитрида титана можно уже рассматривать как покрытия специального типа для эксплуатации при температурах ниже температуры отпуска большинства марок конструкционных сталей. Они имеют безальтернативную перспективу, например, для упрочнения инструмента холодной штамповки в силу своей экономичности по сравнению с другими видами покрытий. Это стабильная рыночная ниша, в которой упрочняющие покрытия нитрида титана, сохранят свое присутствие.

Другое мощное направление – использование наноструктурного нитрида титана в нанокompозитных (nc-TiN / a-Si₃N₄) и нанослоистых (TiN / Ti, TiN / TiAlN, TiN / CrN и др.) покрытиях в качестве структурных составляющих. Таким образом, можно утверждать о возрастающей роли и значении нитрида титана в наноструктурном материаловедении упрочняющих сверхтвердых покрытий.

Кроме высокой твердости нитрид титана в виде монослойных покрытий обладает еще целым набором заслуживающих внимание свойств, которые проявляются в нем комбинированно. Поэтому его наноструктурные пленки и покрытия демонстрируют полифункциональные свойства. Конкурентов в этой нише у наноструктурного нитрида титана практически нет. Следовательно, рыночные перспективы наноструктурных покрытий и пленок нитрида титана представляются весьма оптимистическими, если подходить к их оценке с учетом выявленных возможностей.

Ссылки

1. А. И. Гусев Нестехиометрия, беспорядок, ближний и дальний порядок в твердом теле. 2007, Москва: ФИЗМАТЛИТ, 856 с.
2. А. И. Гусев, А. А. Ремпель. Нестехиометрия, беспорядок и порядок в твердом теле. 2001, Екатеринбург: УрО РАН, 580 с.
3. И. В. Шишковский, С. Е. Закиев, Л. П. Холпанов Послойный синтез объемных изделий из нитрида титана методом СЛС. Физика и химия обработки материалов. 2005, 3, 71-78.
4. Л. А. Шиганова, Ю. В. Титова, Г. В. Бичуров. Механизм образования нано- и микропорошка нитрида титана в режиме СВС-АЗ в системе «гексафтортитанат аммония – азид натрия». Высокие технологии в машиностроении (Материалы Всероссийской научно-технической интернет-конференции с международным участием). 2011, Самара: СГТУ. <http://www.konferencia-isap.narod.ru/>
5. В. М. Шулаев, М. А. Запорожец, А. Л. Васильев. Высокорастворяющая просвечивающая и сканирующая электронная микроскопия наноструктурных покрытий нестехиометрического кубического нитрида титана. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Вакуум, чистые материалы, сверхпроводники, 2011. 6 (76), 200-206.
6. Л. Тот. Карбиды и нитриды переходных металлов. 1974. Москва: Мир, 296 с.
7. Х. Холлек. Двойные и тройные карбидные и нитридные системы переходных металлов. 1988, Москва: Металлургия, 319 с.
8. Г. П. Фетисов, М. Г. Карпман, Р. Х. Сайдахмедов. Ионно-плазменные нестехиометрические покрытия на основе нитридов и карбидов переходных металлов. 2011, Москва: МАИ-ПРИНТ, 220 с.
9. R. L. Vohman. Vacuum arc deposition: Early history and recent developments. IEEE Trans. Plasma Sci. 2001, 29. 5-I, 759-761.
10. В. Г. Падалка, В. Т. Толок. Методы плазменной технологии высоких энергий. Атомная энергия, 1978, 44, 5, 476-478.
11. R. L. Hatschek. Coatings: revolution in HSS tools. American Machinist, 1983, Spec. Rep. 752, 129-144.

12. V. Valvoda, R. Cerny, J. Kuzel. Dependence of microstructure of TiN coatings on their thickness. *Thin Solid Films*, 1988, 158, 225-232.
13. W.-G. Kim, H.-Ch. Choe. Effects of TiN coating on the corrosion of nanostructured Ti-30Ta-xZr alloys for dental implants. *Appl. Surf. Sci.* 2012, 258, 1929-1934.
14. W. D. Munz. Titanium aluminum nitride films: A new alternative to TiN coatings. *J. Vac. Sci. Technol. A: Vac. Surf. Films*, 1986, 4, 6, 2717-2725.
15. Y. C. Chim, X. Z. Ding, X. T. Zeng, S. Zhang. Oxidation resistance of TiN, CrN, TiAlN and CrAlN coatings deposited by lateral rotating cathode arc. *SIMTech Tech. Rep.*, 2010, 11, 2, 70-75.
16. B. E. Jacobson. Microstructure and hardness of Ti(CN) coatings steel prepared by the activated reactive evaporation technique. *Thin solid films*, 1984, 118, 285-292.
17. R. Rebole, A. Martínez, R. Rodriguez. Microstructural and tribological investigations of CrN coated, wet-stripped and recoated functional substrates used for cutting and forming tools. *Thin Solid Films*, 2004, 469/470, 466- 471.
18. J. Menghani, K. B. Pai, M. K. Totlani, N. Jalgoankar. Corrosion and Wear Behavior of ZrN Thin Films. *Proc. World Cong. Eng.* 2010, III.
http://www.iaeng.org/publication/WCE2010/WCE2010_pp2454-457.pdf. (23.06.2012)
19. H. Holleck Material selection for hard coatings. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 1986, 4, 6, 2661-2669.
20. I. L. Singer, R. N. Bolster, S. A. Wolf, E. F. Skelton, R. A. Jeffries. Abrasion resistance, microhardness and microstructures of single-phase niobium nitride films. *Thin Solid Films*, 1983, 107, 207-215.
21. D. T. Quinto, F. Teeter. Challenging applications. Will PVD coatings replace CVD in all applications? *Cutting Tool Eng.*, 2007, 59, 10. <http://www.readoz.com/>
22. P. J. Kelly, R. D. Arnell. Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications. *Vacuum*, 2000, 56, 159-172.
23. T. Cselle. Dedication – Integration – Open Source. *Werkzeug Technik*, 2011, 118, 2-7.
24. S. Veprek The search for novel, superhard materials. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 1999, 17, 5, 2401-2420.
25. L. A. Dobrozanski, K. Golombek, J. Mikula, D. Pakula. Multilayer and gradient PVD coatings on the sintered tool materials. *J. Achiev. Mater. Manuf.*, 2008, 31, 2, 170-190.
26. Д. А. Карпов, В. Н. Литуновский. Многослойные наноструктуры и нанокompозиты – новое поколение покрытий для модификации поверхностных свойств материалов. Санкт Перербург.: ФГУП «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова», 2008, 93 с.
27. Р. А. Андриевский. Пленки как характерные консолидированные наноматериалы. *Нанострукт. Материаловед.* 2006, 1, 41-49.
28. S. Veprek, M. J. G. Veprek-Heijman. Industrial applications of superhard nanocomposite coatings. *Surf. Coat. Technol.*, 2008, 202, 5063-5073.
29. Ред. А. Кавалейро, Д. де Хоссон. Наноструктурные покрытия. 2011, Москва: Техносфера, 752 с.
30. H. Gleiter. Nanocrystalline materials. *Prog. Mater. Sci.*, 1989, 33, 223-315.
31. А. И. Гусев. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. 2009, Москва: Физматлит, 416 с.
32. В. М. Шулаев. Инженерия неорганических наноматериалов. Мир техники и технологий, 2007, 2, 63, 60-62.

33. Е. Шейнман. Сверхтвердые покрытия из нанокompозитов. Обзор зарубежной литературы. *Металловедение и термическая обработка металлов*, 2008, 12, 642, 41-47.
34. Commission Recommendation of 18 October 2011 on the definition of nanomaterial. Text with EEA relevance. *Official J.*, 2011, L275, 38-40.
35. А. И. Гусев, А. А. Ремпель. *Нанокристаллические материалы*. 2001, Москва: Физматлит, 224 с.
36. В. М. Шулаев, Д. А. Листопад Тенденции развития вакуумно-дуговых установок для синтеза сверхтвердых наноструктурных покрытий для упрочнения инструмента. *Оборудование и инструмент для профессионалов*, 2012, 2, 146, 42-43.
37. X. Yu, M. Hua, C. B. Wang, Y. Liu, D. Y. Ya, S. L. Ma. Enhancing the hardness of arc-ion-plated nanocrystallite TiN films. *Nanotechnology*, 2007, 18, 1-5.
38. H. Gleiter Nanostructured materials: basic concepts and microstructure. *Acta Mater.*, 2000, 48, 1-29.
39. Р. А. Андриевский. *Основы наноструктурного материаловедения. Возможности и проблемы*. 2012, Москва: БИНОМ. Лаборатория знаний, 252 с.
40. В. М. Шулаев «НИТТИН» – Технология нового поколения. *Мир техники и технологий*, 2012, 1, 56-58.
41. В. М. Шулаев. Сверхтвердые наноструктурные покрытия. *Промышленность Focus +*, 2012, 1, 48-49.

სპილენძის და თუთიის აკუმულაცია
ხორბლისა (*Tritium*) და ქერის (*Hordeum*) მიერ

ა. რჩეულიშვილი¹, ე. გინტური¹, ო. რჩეულიშვილი^{1,2},
ლ. ტულუში¹, ნ. რჩეულიშვილი³, ე. დელალუტაშვილი¹

¹ ე. ანდრონიკაშვილის ფიზიკის ინსტიტუტი
ო. ჯავახიშვილის სახ. თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი
თბილისი, საქართველო
archeuli@gmail.com

² ილიას სახელმწიფო უნივერსიტეტი
თბილისი, საქართველო

³ ო. ჯავახიშვილის სახ. თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი
თბილისი, საქართველო

მიღებულია 2014 წლის 12 ივლისს

შესავალი

ბუნებრივი გარემო მუდმივად ბინძურდება სხვადასხვა ნივთიერებებით, მათ შორის, მძიმე მეტალებით. მძიმე მეტალების შემცველობის ზრდა გარემომცველ გარემოში იწვევს არა მარტო ნიადაგის დაბინძურებას, არამედ – მცენარეული ორგანიზმების დაზიანებასაც, რაც გავლენას ახდენს ბუნებრივი წარმოშობის პროდუქტებსა და, შესაბამისად, ადამიანის ჯანმრთელობაზე. სწორედ სასოფლო სამეურნეო დანიშნულების მცენარეების საშუალებით ხვდებიან მძიმე მეტალები ნიადაგიდან ადამიანის ორგანიზმში [1,2]. დღეისათვის მეტად აქტუალურია მეტალური ნაწილაკების გამოყენებით საკვები ნივთიერებების უსაფრთხოდ მიწოდება, რაც გულისხმობს მიკროელემენტების აკუმულაციის პროცესის შესწავლას ბუნებრივი ობიექტების, პირველ რიგში საკვები მცენარეების მიერ. ქიმიური ელემენტები, რომლებიც მცენარეული ორგანიზმების შემადგენლობაში შედიან, მონაწილეობას ღებულობენ ნივთიერებათა ცვლაში და გააჩნიათ გარკვეული ბიოლოგიური როლი. გარდა მათი მონაწილეობისა მცენარეთა ზრდასა და განვითარებაში, დადგენილია მათი სპეციფიკური გავლენაც მთელ რიგ ფიზიოლოგიურ პროცესებზე, მათ შორის, ფოტოსინთეზზე. მიკროელემენტებს ხსნარებში გააჩნიათ კატალიზური აქტივობა. მძიმე მეტალების შემცველობა ნიადაგში, როგორც მრავალი კვლევის საფუძველზეა დადგენილი, დამოკიდებულია საწყისი მთის ჯიშების შემადგენლობაზე, რომლის სხვადასხვაობა დაკავშირებულია ტერიტორიის განვითარების რთულ გეოლოგიურ ისტორიასთან და დამოკიდებულია ჰიპერგენური გარდაქმნების პირობებზე. სპილენძი, ერთ-ერთი შეუცვლელი ელემენტია, რომელიც აუცილებელია მცენარეული ორგანიზმების ცხოველქმედებისათვის. ამასთან, ცნობილია, რომ სპილენძი ხელს უწყობს ქლოროფილის სტაბილურობას და მას დაზიანებისაგან იცავს. წყალში ხსნადი სპილენძის აკუმულაცია მცენარის მიერ ძირითადად განპირობებულია მოცემულ ადგილას მცენარისათვის არსებული სასიცოცხლო პირობებით. ნიადაგში სპილენძი ითვლება სუსტი მიგრაციის მქონე ელემენტად. თუთია მჟავე ნიადაგში უფრო მოძრავია, ამიტომაც მჟავე ნიადაგში ხშირად დაიკვირვება თუთიის დეფიციტი, მაშინ როდესაც ტუტე გარემოში თუთია ნაკლებად

მოდრავია. თუთიის შემცველი სასუქები წარმატებით გამოიყენება მთელი რიგი კულტურების, მათ შორის ხორბლის და ქერის მოსავლიანობის გაზრდისათვის. შრომაში [1] განხილულია თუთიის და სპილენძის შეთვისება მარცვლოვანი კულტურების მიერ, ხოლო შრომებში [3, 4] შესწავლილია თუთიის განაწილება ხორბლის კომპონენტებში. განსხვავება დაიკვირვება ⁶⁵Zn-ის განაწილებაში ხორბლის კომპონენტებს შორის [4]. კერძოდ, უდიდესი აკუმულაცია შეიმჩნევა ღეროებში. ექსპერიმენტებში, რომლებიც დანაწევრებულ ფესვებზე ჩატარდა ასევე აშკარად დაიკვირვება ინტენსიური აკუმულაცია ღეროებში და მისი ტრანსპორტი ფოთლებში.

ობიექტი და კვლევის მეთოდები

კვლევის ობიექტად აღებული იქნა ხორბალი დოლი (*Tritium*) და ქერი (*Hordeum*), რომელიც იზრდებოდა შავმიწიან ნიადაგზე. მძიმე მეტალებია თუთია და სპილენძი.

ნიადაგი ირწყვებოდა პერიოდულად. გაზრდილ მცენარეებს ვიღებდით ნიადაგიდან ~ 30 დღიანი ინტერვალით. ამოღებულ მცენარეებს ვრეცხავდით დისტილირებული წყლით და ვახდენდით მათ დანაწევრებას ცალკეულ ორგანოებად (ფოთოლი, ღერო და ფესვები). მიღებულ ნიმუშებს ვაშრობდით, მექანიკური საფქვავის საშუალებით ვახდენდით ნიმუშების დაქუცმაცებას, ვწონდით და ვათავსებდით სინჯარებში. სინჯარებში ვამატებდით კონცენტრირებულ აზოტმჟავას და ვაცხელებდით ჰომოგენური ხსნარის მიღებამდე. ჰომოგენიზირებულ ნიმუშებს ვაზავებდით ბიდისტილატით 10 მლ მოცულობამდე.

მეტალების შემცველობის ანალიზი განხორციელდა ატომურ-აბსორბციული სპექტრომეტრის Analyst-900' (Perkin Elmer) გამოყენებით. მეტალების ეტალონური ხსნარები დამზადებული იყო Perkin Elmer-ის ფირმის ეტალონური დედა ხსნარისაგან (1 მგ / ლ). სპილენძის და თუთიის შემდეგი მარილები იქნა გამოყენებული: $CuSO_4 \cdot 5H_2O$, $ZnSO_4 - 5.1$ და 5.3 გ / ლ, შესაბამისად. ნიადაგი, რომელშიც შეყვანილ იქნა სპილენძი და თუთია, შეყვანამდე შეიცავდა სპილენძს და თუთიას შემდეგი რაოდენობით: 1.4 მგ / კგ სპილენძი და 28.6 მგ / კგ თუთია.

შედეგები და მათი განსჯა

ცხრილში 1 მოცემულია ნიადაგის აგროქიმიური მახასიათებლები ცდების ჩატარებამდე. ნიადაგის ყველა აგროქიმიური მახასიათებელი განსაზღვრული იქნა სტანდარტული მეთოდით [5, 6]. როგორც ცნობილია, ნიადაგში მძიმე მეტალების ფიქსაცია ერთ-ერთი საშუალებაა მათი აკუმულაციის შემცირებისა მცენარეებში. აღნიშნულიდან გამომდინარე განსაზღვრული იქნა მათი შემცველობა ნიადაგში. **ცხრილში 2** ნაჩვენებია მიკროელემენტების ფონური შემცველობა ნიადაგში. როგორც ამ ცხრილიდან ჩანს, სპილენძის, თუთიის, ქრომის, ტყვიის, კადმიუმის, მარგანეცის შემცველობა შავმიწა ნიადაგისათვის მახასიათებელი ნორმის ცდომილების ფარგლებშია.

ნახაზზე 1 ნაჩვენებია თუთიის შემცველობა ხორბალსა და ქერში დათესვიდან გასული გარკვეული დროის შემდეგ მის ცალკეულ კომპონენტებში (ფესვებში, ღეროებში, ფოთლებში). როგორც ნახაზიდან ჩანს, ქერის შემთხვევაში თუთიის ყველაზე დიდი რაოდენობით აკუმულაცია დაიკვირვება ფესვებში ზრდის მთელი დროის განმავლობაში, გარდა 103-ე დღისა, როცა ღეროში თუთიის აკუმულაცია აჭარბებს მის

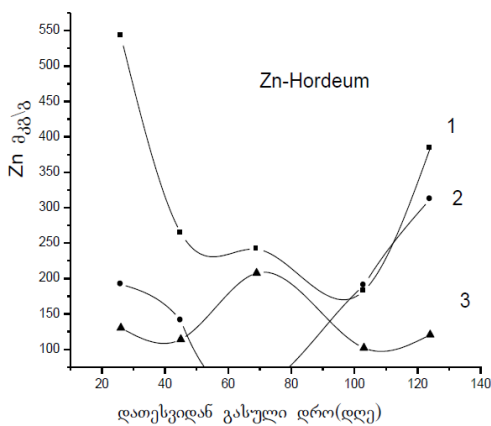
რაოდენობას ფესვებში. რაც შეეხება განსხვავებას ფოთლებსა და ღეროებს შორის ზრდის დინამიკა აჩვენებს ღეროებში მეტ რაოდენობას ფოთლებთან შედარებით. განსხვავებული სურათი დაიკვირვება ხორბლის შემთხვევაში. კერძოდ, დათესვიდან 26-ე დღეს მაქსიმალური რაოდენობით თუთია კონცენტრირებულია ფესვებსა და ღეროებში, 45-ე დღეს მაქსიმალური კონცენტრაცია აღინიშნება ფესვებში, ხოლო 69-ე დღეს ტენდენცია იცვლება. კერძოდ, აკუმულაციის მიხედვით შემდეგი დამოკიდებულება დაიკვირვება: ღერო > ფესვები > ფოთოლი (69-ე დღე), ფესვები > ღერო (103-ე დღე) და ფესვები > ღერო > ფოთოლი (124-ე დღე).

ცხრილი 1. ნიადაგის აგროქიმიური მახასიათებლები ცდების ჩატარებამდე.

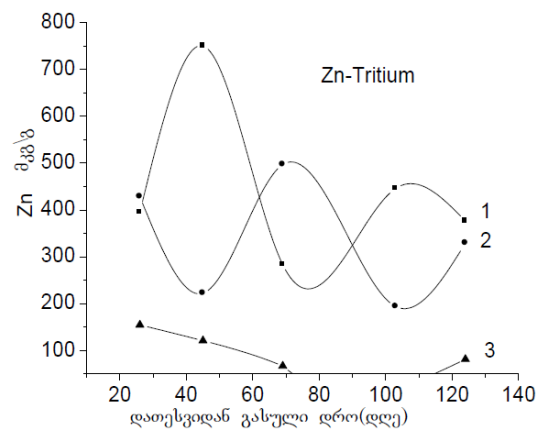
საკვები ელემენტების შესატყვისი ფორმები, მგ / 100 გ			საერთო აზოტი, %	pH (H ₂ O)	შთანთქმული ფუძეები მგ. ექვ. / 100 გ		ჰუმუსი, %		კარბონატები CaCO ₃ , %
N	P ₂ O ₅	K ₂ O	N		Ca	Mg	Na		
4.6	5.8	233.3	0.4	7.6	26	7.0	0.1	8.0	10.4

ცხრილი 2. მიკროელემენტების ფონური შემცველობა ნიადაგში.

მიკროელემენტების შემცველობა ნიადაგში, მკგ / კგ						
Cr	Ni	Cd	Pb	Cu	Zn	Mn
0.28	–	0.1	1.73	1.40	28.6	31.3



(1)

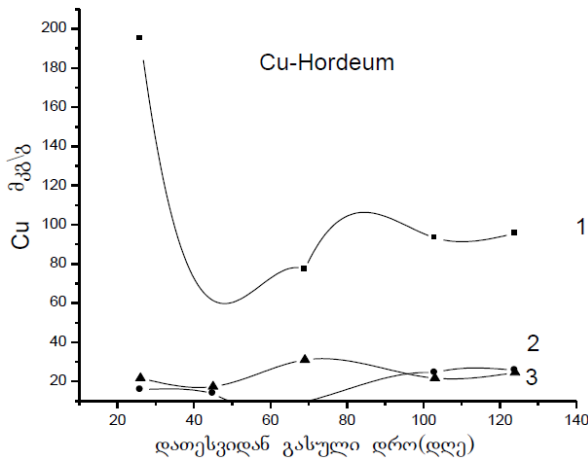


(2)

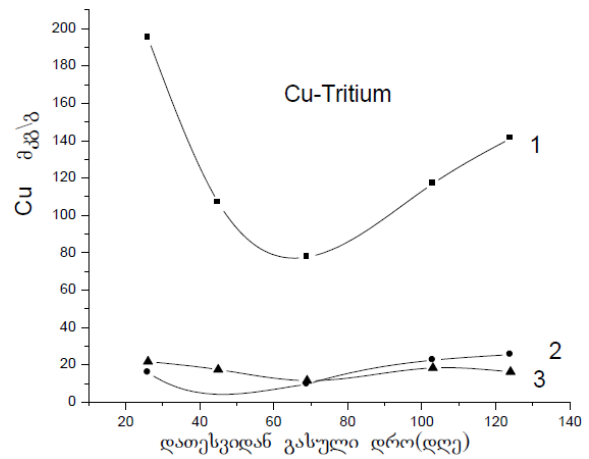
ნახაზი 1. თუთიის შემცველობა ქერის (1) და ხორბლის (2) ცალკეულ კომპონენტებში ზრდის პროცესში (1 – ფესვი, 2 – ღერო, 3 – ფოთოლი).

ანალოგიურად, **ნახაზზე 2** ნაჩვენებია სპილენძის შემცველობა ხორბალსა და ქერში დათესვიდან გასული გარკვეული დროის შემდეგ მის ცალკეულ კომპონენტებში (ფესვებში, ღეროებში, ფოთლებში). როგორც ნახაზიდან ჩანს, სპილენძი ხორბალსა და ქერში მცენარის ზრდის მთელი პროცესის განმავლობაში ძირითადად აკუმულირდება ფესვებში. ხოლო 69-ე, 103-ე და 124-ე დღეს ფოთლებში და ღეროებში მათი კონცენტრაცია დაახლოებით ერთნაირია და თითქმის 10-ჯერ ნაკლებია ფესვებში აკუმულირებული სპილენძის კონცენტრაციაზე. ანალოგიური სურათი დაიკვირვება ქერის შემთხვევაშიც.

Accumulation of copper and zinc by wheat (*Tritium*) and barley (*Hordeum*).



(1)



(2)

ნახაზი 1. სპილენძის შემცველობა ქერის (1) და ხორბლის (2) ცალკეულ კომპონენტებში ზრდის პროცესში (1 – ფესვი, 2 – ღერო, 3 – ფოთოლი).

მოცემული კვლევის ფარგლებში აღმოჩნდა, რომ ფესვთა სისტემა, ღერო და ფოთლები შეიწოვენ გარკვეული რაოდენობით მეტალთა იონებს. როგორც თუთიის, ასევე სპილენძის ფოთლების მიერ აკუმულაციის გამო, მწვანე შეფერილობა შეიცვალა მოყვითალო-ყავისფერით. ამდენად, ქლოროფილის დარღვევამ გამოიწვია მცენარეებისათვის ესოდენ მნიშვნელოვანი პროცესის ფოტოსინთეზის შეწყვეტა. როგორც ცნობილია, ფოთლებში არსებული სპილენძი ძირითადად ქლოროპლასტებშია კონცენტრირებული და შესაბამისად, მჭიდროდაა დაკავშირებული ფოტოსინთეზის პროცესთან.

ჩატარებული ექსპერიმენტებიდან შეიძლება დავასკვნათ, რომ თუთია და სპილენძი უარყოფით გავლენას ახდენენ მცენარის მდგომარეობაზე: შეიცვალა ზრდის სიმაღლე, ფესვთა სიგრძე, ფოთლის ზედაპირის ფართობი.

სამუშაო შესრულებული იქნა გრანტის GNSF / STCU 5635 ფარგლებში.

მითითებები

1. H. M. Conesa, J. A. Pérez-Chacón, R. Arnaldos, J. Moreno-Caselles, Á. Faz-Cano. *In situ* heavy metal accumulation in lettuce growing near a former mining waste disposal area: Implications for agricultural management. *Water, Air, and Soil Pollution*, 2010, 208, 1-4, 377-383.
2. D. A. Ruiz Diaz, R. G. Darmody, J. C. Marlin, G. A. Bollero, F. William Simmons. Trace metal bioaccumulation and plant growth on dredged river sediments and biosolids mixtures. *Water, Air, and Soil Pollution*, 2010, 206, 1-4, 321-333.
3. B. S. Haslett, R. J. Reid, Z. Rengel. Zinc Mmobility in wheat: Uptake and distribution of zinc applied to leaves or roots. *Ann. Bot.*, 2001, 87, 379-386.
4. J. N. Pearson, Z. Rengel. Uptake and distribution of ⁶⁵Zn and ⁵⁴Mn in wheat grown at sufficient and deficient levels of Zn and Mn. I. During vegetative growth. *J. Exp. Bot. B*, 1995, 46, 833-839.
5. Е. В. Аринушкина. Руководство по химическому анализу почв. 1970, Москва: МГУ.
6. G. S. Fomin, A. G. Fomina. *Soil – International Standards of Quality Control and Environmental Security*. 2001.

ვერცხლის, კადმიუმის და ვერცხლისწყლის
აკუმულაციის ზოგიერთი თავისებურების
შესწავლა წყალმცენარის (*Spirulina platensis*)
უჯრედული ზრდის დინამიკაში

ნ. კუჭავა

ე. ანდრონიკაშვილის ფიზიკის ინსტიტუტი
ი. ჯავახიშვილის სახ. თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი
თბილისი, საქართველო
e.kuchava@mail.ru

მიღებულია 2014 წლის 19 ივლისს

ბიოლოგიასა და მედიცინაში თანამედროვე გამოკვლევების ერთ-ერთ მიმართულებას წარმოადგენს ცოცხალი ორგანიზმების შემადგენლობაში მყოფი ქიმიური ელემენტების ბიოლოგიური როლის დადგენა, რასაც ხელს უწყობს ბიოსფეროში მიკრო- და მაკროელემენტების მიგრაციის მექანიზმის, მათი გავრცელებისა და ქცევის შესწავლა. აღნიშნული ფაქტორების გამო იცვლება ცოცხალი ორგანიზმების შემადგენლობა და ფიზიოლოგიური მდგომარეობა. ქიმიური ელემენტების როლზე მეტყველებს ის საინტერესო ფაქტი, რომ არაერთი სამკურნალო პრეპარატი შეიცავს ზოგიერთ მათგანს: Al, Ag, Zn, Ni, Co, Cu, Bi, Cd, Au, Mg, Mn, Se, Sr, F, Li, P, S, Mo [1]. ცოცხალი სისტემების ერთერთ მნიშვნელოვან სახეობას წარმოადგენს მცენარეთა სამყარო, კერძოდ, წყალმცენარეები.

სამეცნიერო ლიტერატურაში არსებობს მონაცემები თანამედროვე ბიოტექნოლოგიის ერთერთი საინტერესო ობიექტში – ლურჯ-მწვანე წყალმცენარეში *Spirulina platensis* (*S. platensis*) ქიმიურ ელემენტთა შემცველობისა და მის ზრდაზე გარემო პირობების ცვლილებით გარკვეული ზეგავლენის მოხდენის შესაძლებლობის შესახებ. შრომაში [2] შესწავლილ იქნა ტემპერატურის ზეგავლენა კვების პროდუქტად გამოსაყენებელი წყალმცენარეების *S. platensis*-ისა და *S. maxima*-ის ზრდაზე. ნაჩვენები იქნა, რომ ტემპერატურის გაზრდისას შემცირდა ცილას შემცველობა ნიმუშში. შრომაში [3], სხვა საკითხებთან ერთად, შესწავლილ იქნა ჩადის ტბის წყალში ბუნებრივად გაზრდილ *S. platensis*-ის ბიომასაში შემდეგი მაკრო- და მიკროელემენტების შემცველობა: Ca, Fe, Mn, Co, Cu, K, Hg, Na, Zn, Cl, Ni, Cr. შრომაში [4] შესრულებულია ელ-ხადრას ტბის წყალში ასევე ბუნებრივად გაზრდილი *S. platensis*-ის ნიმუშების ბიოქიმიური ანალიზი. ამინომჟავებთან და ცხიმებთან ერთად შესწავლილ იქნა ისეთი ქიმიური ელემენტების შემცველობა, როგორცაა: Mg, Ca, Mn, Fe, Zn, Na, Se, K, Cu, Hg, Ni, Cr, Cd, Co. უზბეკეთში გამოზრდილი *S. platensis*-ის ბიომასის ნიმუშებში წყალმცენარის ზრდის პროცესში შესწავლილ იქნა ლიპიდების და ვიტამინების შემცველობა, აგრეთვე, მისი ქიმიური შემადგენლობა [5]. შრომაში [6] შესწავლილ იქნა ვერცხლის იონების ზეგავლენა *S. platensis*-ის ბიომასის ზრდაზე, როცა მაქსიმალური ტემპერატურა იყო 32 °C და pH = 9.0. შრომაში [7] განხილულია *S. platensis*-ის უნარი მძიმე ქიმიური ელემენტების ათვისებისა, რათა ის გამოყენებულ იქნეს ჩამდინარე წყლების გასაწმენდად Cu, Hg და Pb-საგან. შრომაში [8] შესწავლილ იქნა ლიოფილურად გამომშრალ *S. platensis*-ის ბიომასის ნიმუშებში Cu, Mn, Zn, Mg და Na შემცველობა

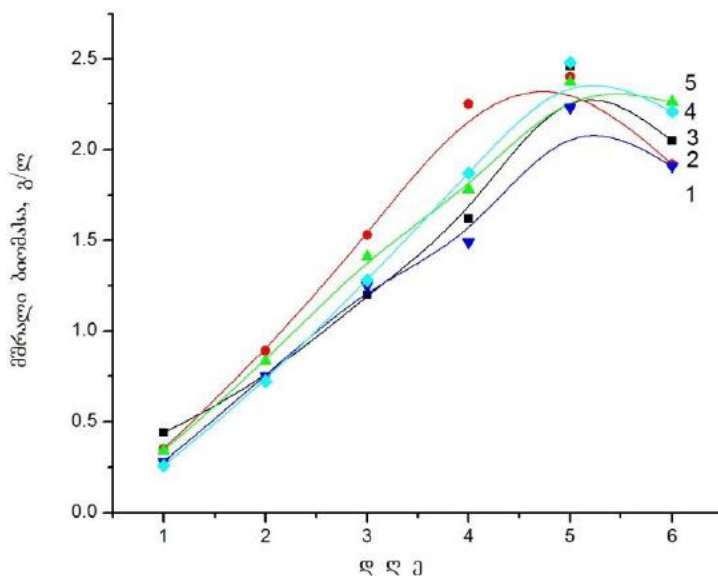
ინსტრუმენტალური ნეიტრონული აქტივაციური ანალიზის მეთოდის საშუალებით. ამავე სამუშაოში შესწავლილ იქნა, აგრეთვე, ზემოთ აღნიშნული წყალმცენარის უჯრედული ზრდის პროცესში მკვებავი Zarrouk-ის გარემოში რამოდენიმე ბიოგენური (Co, Cu, Zn, Ni, Mn, Fe) და ტოქსიკური ელემენტის (Ag, Cd, Cr, Pb) აკუმულირების უნარი, მათი გარკვეული რაოდენობით ჩატვირთვამდე და ერთდროული ჩატვირთვისას. ამავე დროს, მოკლედ იქნა განხილული საკითხი *S. platensis*-ის მიერ ვერცხლისა და ოქროს ნანონაწოლაკების წარმოქმნის უნარის შესახებ [9, 10].

შრომაში [11] ყურადღება იქნა გამახვილებული მკვებავი Zarrouk-ის გარემოში წყალმცენარის *S. platensis*-ის უჯრედული ზრდის დინამიკაში ქიმიური ელემენტების: სპილენძის (Cu), თუთიის (Zn) და ნიკელის (Ni) ქცევის თავისებურებებზე მათი ცალკე-ცალკე ჩატვირთვის დროს, როცა შერჩეულ იყო თითოეული ქიმიური ელემენტის რაოდენობა.

წინამდებარე სამუშაოს მიზანია შესწავლილ იქნეს ვერცხლის (Ag), კადმიუმის (Cd) და ვერცხლისწყლის (Hg) აკუმულაციის თავისებურებანი მკვებავ Zarrouk გარემოში *S. platensis*-ის უჯრედული ზრდის დინამიკაში, ზემოთ აღნიშნული ქიმიური ელემენტების ცალკე-ცალკე ჩატვირთვის დროს, ამავე დროს, დაცული უნდა იყოს თითოეული ქიმიური ელემენტის შერჩეული რაოდენობა. ყველა საკვლევე ქიმიური ელემენტის შემთხვევაში წყალმცენარის ბიომასის ცვლილების შესწავლასთან ერთად შესწავლილ იქნა მკვებავი გარემოს pH-ის ცვლილება.

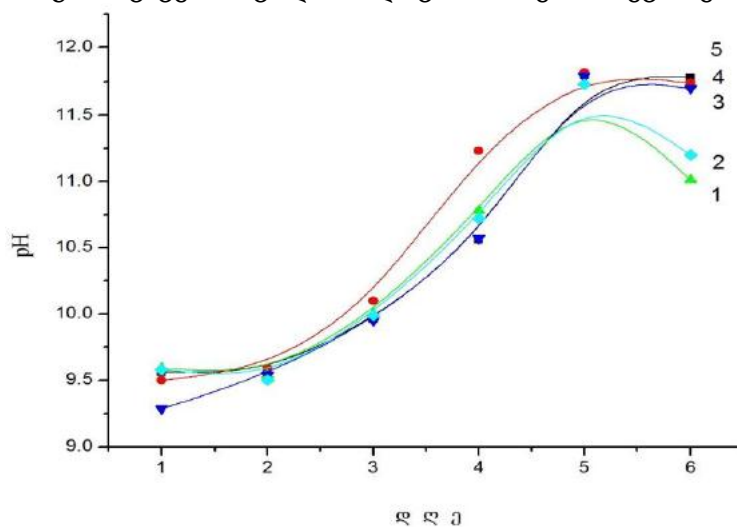
განვიხილოთ საკვლევ ელემენტთა მოკლე დახასიათება, ცალკეული ექსპერიმენტების მსვლელობა და მიღებული შედეგები.

ერთერთი საკვლევე ელემენტი ვერცხლი აღმოჩენილია სხვადასხვა ბიოორგანიზმის შემადგენლობაში, მაგრამ არაფერია ცნობილი მისი ფიზიოლოგიური როლის შესახებ. ვარაუდობენ, რომ ის ახდენს გავლენას ფერმენტულ სისტემებზე. პრაქტიკაში ვერცხლი გამოიყენება, როგორც ანტისეპტიკური საშუალება. რადიოაქტიური ინდიკატორების საშუალებით აღმოჩენილია მისი შესაძლებლობა ადამიანის სიმსივნის ლოკალიზაციის დადგენისათვის. ვერცხლის სხვადასხვა ნაერთიდან ჩვენი ექსპერიმენტისათვის შერჩეულ იქნა ვერცხლის ნიტრატი $AgNO_3$. *S. platensis*-ის საწყისი ბიომასა იყო 0.22 გ / ლ, ხოლო pH – 8.27.



ნახაზი 1. *Spirulina platensis*-ის ბიომასის ცვლილება მკვებავ გარემოში ვერცხლის სხვადასხვა რაოდენობით ჩატვირთვისას საწყისი 6 დღის განმავლობაში.

ნახაზზე 1 გამოსახულია *S. platensis*-ის ბიომასის ცვლილება მისი უჯრედული ზრდის დინამიკაში მკვებავ Zarrouk გარემოში ვერცხლის სხვადასხვა რაოდენობით ჩატვირთვისას. მრუდის ნომერს შეესაბამება მკვებავ გარემოში ჩატვირთული ვერცხლის შემდეგი რაოდენობა (მკგ / ლ): 1 – 8, 2 – 0.13, 3 – კონტროლი (ვერცხლი არ არის ჩატვირთული), 4 – 40, 5 – 3.11. როგორც **ნახაზიდან 1** ჩანს, ბიომასათა მნიშვნელობა 1-ლ, მე-2 და მე-5 დღეს, მკვებავ გარემოში ჩატვირთული ვერცხლის სხვადასხვა რაოდენობის მიუხედავად, ერთმანეთისაგან დიდად არ განსხვავდება. კონტროლის შემთხვევაში (მრუდი 3) ბიომასის მაქსიმალური რაოდენობა აღინიშნა ვერცხლის ჩატვირთვიდან მე-5 დღეს, რაც თითქმის დაემთხვა ბიომასის მნიშვნელობას მაშინ, როცა მკვებავ გარემოში ჩატვირთულ იყო ვერცხლის მაქსიმალური რაოდენობა (40 მკგ / ლ). მკვებავ გარემოში ჩატვირთული ვერცხლის ყველაზე მცირე რაოდენობამ (0.13 მკგ / ლ, მრუდი 2), გამოიწვია ბიომასის შესამჩნევი ზრდა ჩატვირთვიდან ასევე მე-5 დღეს. ბიომასათა რაოდენობებს შორის განსხვავება თვალნათლივ არის შესამჩნევი მე-4 და მე-6 დღეებში.



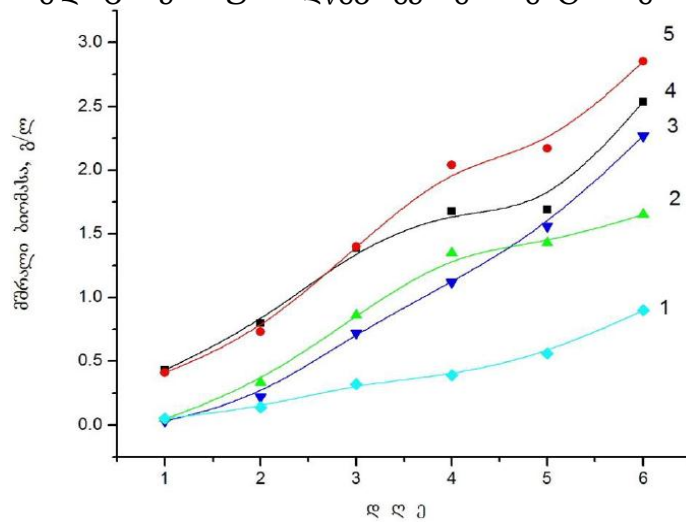
ნახაზი 2. მკვებავი გარემოს pH-ის ცვლილება მასში ვერცხლის სხვადასხვა რაოდენობით ჩატვირთვისას საწყისი 6 დღის განმავლობაში.

ნახაზზე 2 წარმოდგენილია მკვებავი Zarrouk გარემოს pH-ის ცვლილება მასში ვერცხლის სხვადასხვა რაოდენობის ჩატვირთვისას ექსპერიმენტის საწყისი 6 დღის განმავლობაში. მრუდის ნომერს შეესაბამება ჩატვირთული ვერცხლის შემდეგი რაოდენობა (მკგ / ლ): 1 – 3.11, 2 – 40, 3 – 8, 4 – 0.13, 5 – კონტროლი. როგორც ჩანს **ნახაზიდან 2**, მკვებავ გარემოში ვერცხლის სხვადასხვა რაოდენობის ჩატვირთვის პირველ დღეს გარემოს ყველაზე მცირე pH (9.29) ახასიათებს მაშინ, როცა ჩატვირთულია 8 მკგ / ლ ვერცხლი (მრუდი 3). ჩატვირთვის პირველ დღეს მკვებავი გარემოს pH-ის მნიშვნელობები ახლოსაა ერთმანეთთან, ხოლო მათ შორის განსხვავება შესამჩნევია მე-4 დღეს. მე-6 დღეს კი განსხვავება მნიშვნელოვანია. რაც შეეხება კონტროლს, მისთვის pH-ის მნიშვნელობა მე-5 და მე-6 დღეს თითქმის ერთნაირია.

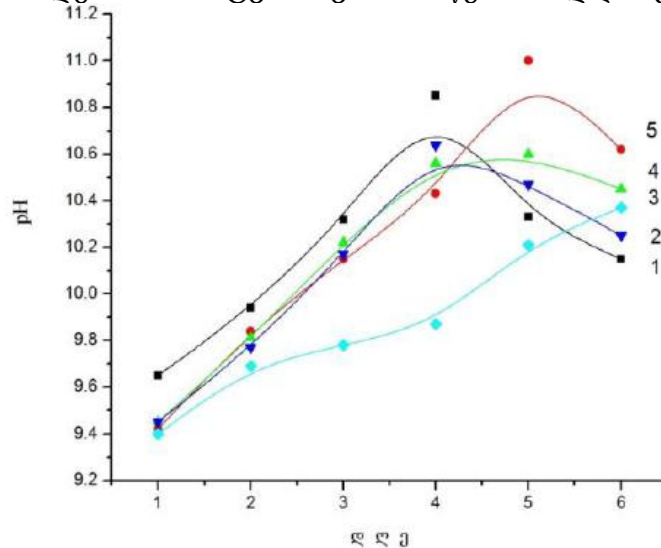
წინამდებარე სამუშაოში განხილული შემდეგი ქიმიური ელემენტი არის კადმიუმი. ცნობები ცოცხალ სისტემებში მისი რაოდენობისა და ფიზიოლოგიური როლის შესახებ იშვიათად მოიპოვება. კადმიუმის თაობაზე ცნობილია მხოლოდ ის, რომ ზოგი მოლუსკი ახდენს მის დაგროვებას. აღსანიშნავია, რომ კადმიუმის ნაერთებს ახასიათებს მაღალი ტოქსიკურობა და კანცეროგენული მოქმედება.

ნახაზზე 3 წარმოდგენილია *S. Platensis*-ის ბიომასის ცვლილება მკვებავ Zarrouk-ის გარემოში კადმიუმის სხვადასხვა რაოდენობით ჩატვირთვისას

ექსპერიმენტის საწყისი 6 დღის განმავლობაში. გამოყენებულ იქნა კადმიუმის ქლორიდი $CdCl_2 \cdot 2.15H_2O$. წყალმცენარის საწყისი ბიომასა იყო 0.0084 გ/ლ, ხოლო მკვებავი გარემოს pH – 8. მრუდის ნომერს შეესაბამება მკვებავ გარემოში ჩატვირთული კადმიუმის შემდეგი რაოდენობა (მგ/ლ): 1 – 40, 2 – 5, 3 – 10, 4 – კონტროლი, 5 – 1. როგორც **ნახაზიდან 3** ჩანს, ექსპერიმენტის 1-ლი დღის მონაცემები თითქმის ემთხვევა ერთმანეთს (მრუდები 1, 2, 3). ასეთივე მდგომარეობაა მრუდებისათვისაც 4 და 5. მე-3 დღიდან იწყება Cd-ის სხვადასხვა რაოდენობით გამოწვეული განსხვავება *S. Platensis*-ის ბიომასებს შორის, რომელიც მაქსიმუმს აღწევს ექსპერიმენტის მე-6 დღეს.



ნახაზი 3. *Spirulina platensis*-ის ბიომასის ცვლილება მკვებავ გარემოში კადმიუმის სხვადასხვა რაოდენობით ჩატვირთვისას საწყისი 6 დღის განმავლობაში.

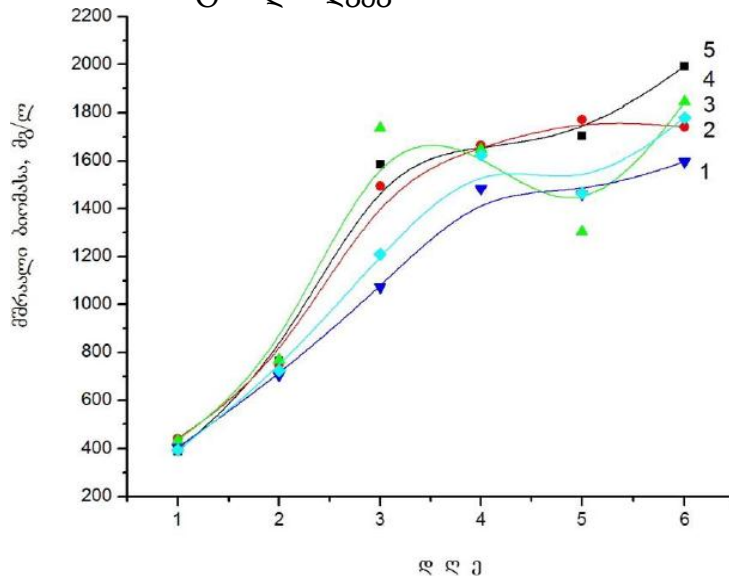


ნახაზი 4. მკვებავი გარემოს pH-ის ცვლილება მასში კადმიუმის სხვადასხვა რაოდენობით ჩატვირთვისას საწყისი 6 დღის განმავლობაში.

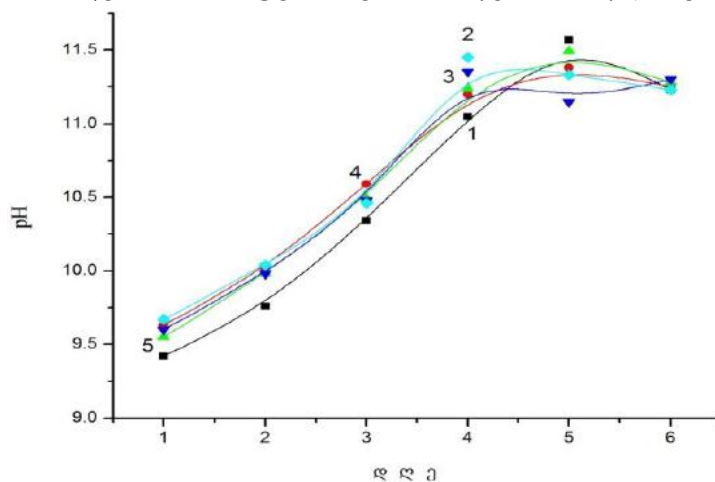
ნახაზზე 4 წარმოდგენილია მკვებავი გარემოს pH-ის ცვლილება მასში კადმიუმის სხვადასხვა რაოდენობით ჩატვირთვისას ექსპერიმენტის საწყისი 6 დღის განმავლობაში. მრუდის ნომერს შეესაბამება ჩატვირთული კადმიუმის შემდეგი რაოდენობა (მგ/ლ): 1 – კონტროლი, 2 – 10, 3 – 40, 4 – 5, 5 – 1. როგორც **ნახაზიდან 4** ჩანს, 1-ლ დღეს ჩატვირთული კადმიუმის სხვადასხვა რაოდენობის დროს pH-ის მნიშვნელობები ერთმანეთს ემთხვევა, მათგან გამოირჩევა მხოლოდ კონტროლი. ამ შემთხვევაში pH თავის მაქსიმალურ მნიშვნელობას აღწევს ჩატვირთვის მე-4 დღეს. დანარჩენი

მნიშვნელობებიდან მკვეთრად განსხვავდება pH-ის მნიშვნელობა მაშინ, როცა მკვებავ გარემოში ჩატვირთულია 40 მგ/ლ კადმიუმი (მრუდი 3). ამ შემთხვევაში pH-ის მნიშვნელობა მაქსიმალურია მე-6 დღეს.

წინამდებარე სამუშაოში განხილული ბოლო ქიმიური ელემენტი არის ვერცხლისწყალი. ის ნაპოვნია ცოცხალი ორგანიზმების შემადგენლობაში, მაგრამ მისი ფიზიოლოგიური როლის შესახებ ჯერჯერობით არაფერია ცნობილი. მისი შენაერთები ხასიათდება მაღალი ტოქსიკურობით. განსაკუთრებულია ვერცხლისწყლის როლი გარემოს დაჭუჭყიანების საქმეში. ადამიანის ორგანიზმში ვერცხლისწყალი, როგორც ზოგიერთ სამედიცინო ლიტერატურაშია ნათქვამი, იწვევს ნერვული სისტემის მუშაობისა და მოძრაობის აპარატის დარღვევას.



ნახაზი 5. *Spirulina platensis*-ის ბიომასის ცვლილება მკვებავ გარემოში ვერცხლისწყლის სხვადასხვა რაოდენობით ჩატვირთვისას საწყისი 6 დღის განმავლობაში.



ნახაზი 6. მკვებავი გარემოს pH-ის ცვლილება მასში ვერცხლისწყლის სხვადასხვა რაოდენობის ჩატვირთვისას საწყისი 6 დღის განმავლობაში.

ნახაზი 5 წარმოდგენილია *S. Platensis*-ის ბიომასის ცვლილება მკვებავ გარემოში ვერცხლისწყლის სხვადასხვა რაოდენობით ჩატვირთვისას ექსპერიმენტის საწყისი 6 დღის განმავლობაში. გამოყენებულ იქნა ვერცხლისწყლის ნაერთი $Hg(NO_3)_2$. წყალმცენარის ბიომასის საწყისი რაოდენობა იყო 260 მგ/ლ, ხოლო pH – 8.67. მრუდის ნომერს შეესაბამება ჩატვირთული ვერცხლისწყლის შემდეგი რაოდენობა (მკგ/ლ): 1 – 5,

2 – 0.1, 3 – 50, 4 – 1, 5 – კონტროლი. როგორც ნახაზიდან 5 ჩანს, ექსპერიმენტის 1-ლ, მე-2 და მე-4 დღეს ჩატვირთული ვერცხლისწყლის მნიშვნელობათა შორის განსხვავების მიუხედავად, წყალმცენარის ბიომასათა მნიშვნელობები ახლოსაა ერთმანეთთან. ბიომასათა შორის განსხვავება შესამჩნევია მე-3, მე-5 და მე-6 დღეს.

ნახაზზე 6 წარმოდგენილია მკვებავი გარემოს pH-ის ცვლილება მკვებავ გარემოში ვერცხლისწყლის სხვადასხვა რაოდენობით ჩატვირთვისას ექსპერიმენტის საწყისი 6 დღის განმავლობაში. pH-ის მნიშვნელობები იმდენად ახლოსაა ერთმანეთთან, რომ ნახაზზე მრუდების ნომრების აღნიშვნა გაჭირდა, ამიტომ ნომრების აღნიშვნა გაკეთებულია 4 დღის მიხედვით. მრუდის ნომერს შეესაბამება მკვებავ გარემოში ჩატვირთული ვერცხლისწყლის შემდეგი რაოდენობა (მკგ / ლ): 1 – კონტროლი, 2 – 50, 3 – 5, 4 – 0.1, 5 – 1. გარემოს pH-ის ყველა მნიშვნელობა გაზრდილია, გარდა იმ შემთხვევისა, როცა მასში ჩატვირთულია 0.1 მკგ / ლ ვერცხლისწყალი. pH-ის შედარებით მნიშვნელოვანი ცვლილებები აღინიშნება მე-4 და მე-5 დღეებში. მე-5 დღეს კონტროლის pH არის მაქსიმალური – 11.57, ხოლო ცოტათი განსხვავებული მნიშვნელობა 11.49 შეესაბამება გარემოს, რომელშიც ჩატვირთულია 1 მკგ / ლ ვერცხლისწყალი (მრუდი 5).

ვფიქრობთ, რომ წინამდებარე სამუშაოს შედეგები გარკვეულ წარმოდგენას ქმნის წყალმცენარის *Spirulina platensis*-ის უჯრედული ზრდის დინამიკაში მასში ვერცხლის, კადიუმის და ვერცხლისწყლის აკუმულაციის ზოგიერთი თავისებურების შესახებ. ჩვენი კვლევები, რომელთა მიზანს წარმოადგენს წყალმცენარის *Spirulina platensis* მრავალმხრივი შესწავლა, გრძელდება.

ჩემს სასიამოვნო მოვალეობად ვთვლი მადლობა გადავუხადო ა. ბელოკობილსკის, ე. გინტურს და ა. ხიზანიშვილს ექსპერიმენტების განხორციელებაში მონაწილეობისა და სასარგებლო რჩევებისათვის.

მითითებები

1. Г. А. Бабенко, Л. П. Решеткина. Применение микроэлементов в медицине. 1971, Киев: Здоровье.
2. M. A. C. L. de Oliveira, M. P. C. Monteiro, P. G. Robls, S. G. F. Leite. Aquacult. Int., 1999, 7, 4, 261-275.
3. A. Ngakou, W. Ridine, M. Mbraiguinam, F. Namba. J. Animal and Plant Sci., 2012, 13, 3, 1811-1822.
4. H. Gaese. Int. J. Agricult. Environ., 2012, 4, 32-40.
5. A. S. Babadzhanov, N. Abdusamatova, F. M. Yusupova, P. N. Fauzullaeva. Chem. Nat. Comp., 2004, 40, 3, 276-279.
6. S. Chandrabhan, H. S. Viayarti, R. Verma, S. Pratap Seniya, Sh. Vyas, S. Singh Trivedia. J. Chem. Pharm. Res., 2012, 4, 4, 2250-2254.
7. G. Disyawongs. J. KMGGBN, 2002, 12, 4, 33-35.
8. ნ. კუჭავა. Nano Studies, 2013, 7, 185-192.
9. ნ. წიბახაშვილი, ა. რჩელიშვილი, ე. გინტური, ნ. კუჭავა, ნ. ბაღდავაძე, ვ. გაბუნია. კრ.: 1-ლი საერთ. კონფ. “ნანოქიმია, ნანოტექნოლოგიები” (თეზისები). 2010, თბილისი: წმ. ანდრია პირველწოდებულის სახ. ქართ. უნივ., 37-38.
10. N. Tsibakhashvili, T. Kalabegishvili, V. Gabunia, E. Ginturi, N. Kuchava, N. Bagdavadze, D. Pataraiia, M. Gurielidze, D. Gvardjaladze, L. Lomidze. Nano Studies, 2010, 2, 179-182.
11. ნ. კუჭავა. Nano Studies, 2014, 9, 119-126.

POSTRADIATION ANNEALING EFFECT ON PLASTIC
AND OPTICAL PROPERTIES OF LiF CRYSTAL
IRRADIATED BY HIGH FLUENCES OF NEUTRONS

M. V. Galustashvili, V. G. Kvachadze,
M. G. Abramishvili, Z. G. Akhvlediani, D. G. Driaev

E. Andronikashvili Institute of Physics
I. Javakhishvili Tbilisi State University
Tbilisi, Georgia
maxsvet@yahoo.com

Accepted August 29, 2014

1. Introduction

Kinetics of radiation defects formation is mainly determined by the irradiation dose and temperature and the initial defect structure of the crystal. Specifying irradiation conditions one can purposefully change radiation-induced restructuring of the crystal.

Temperature factor is crucial for formation of radiation defects at high flux densities (10^{14} n / cm² · s) when temperature in the crystal bulk can reach 500 °C and more due to the irradiation heating [1]. Under these conditions concentration and type of defects are determined by both their formation intensity and irradiation annealing, so along with point defects and their small complexes large vacancy and interstitial formations arise such as cavities and dislocation loops [2].

After irradiation the temperature factor can become the primary “modulator” of the process of intentional microstructure restructuring. Formation of new structural entities and consequently new properties during postradiation annealing of material is meant. These issues in case of alkali halide crystals, irradiated with high neutron fluences ($\geq 10^{17}$ n / cm²), are insufficiently studied. Hence, the aim of the presented paper is study of evolution of radiation defect structure in LiF crystals irradiated with fluences $10^{17} - 10^{19}$ n / cm² in the process of postradiation annealing and its effect on mechanical and optical properties.

2. Experimental technique

LiF crystal block measured $20 \times 20 \times 10$ mm was irradiated in nuclear reactor with mixed (n, γ) irradiation. Fluences 10^{17} and 10^{18} n / cm² were received at flux densities (of thermal neutrons) $2.2 \cdot 10^{12}$ n / cm² · s (temperature in the reactor channel being not more than 100 °C) whereas fluence 10^{19} n / cm² was gathered at higher flux densities 10^{14} n / cm² · s.

Samples cleaved out of the irradiated block along cleavage planes {100} for measurement of mechanical ($2 \times 3 \times 6$ mm) and optical ($5 \times 5 \times 0.5$ mm) characteristics were annealed for three hours at temperatures differing from 250 to 830 °C and slowly cooled up to room temperature. Temperature during annealing was sustained within accuracy of ± 5 °.

Stress–strain dependence $\tau(\varepsilon)$ of virgin, irradiated and annealed samples was measured at room temperature in the rigid deformation machine DY–22 by uniaxial compression along [001] with constant rate $3 \cdot 10^{-4}$ s⁻¹.

Dislocation pattern on the surface of chemically etched sample, as well as pores arising in the sample bulk after annealing, were fixed with optical microscope, the image was transferred to computer monitor.

Density of point radiation defects and their small complexes was checked by optical absorption spectra in the interval 195 – 1100 nm.

3. Results and discussion

3.1. Defect formation during annealing of irradiated samples

Reactor irradiation in both sublattices of ionic crystal creates large amount of separated Frenkel pairs, whose following destiny depends on temperature. In LiF crystals containing isotope ^6Li , which participates in nuclear reaction (n, α) , generation intensity of Frenkel pairs increases considerably and is accompanied by injection of gas reaction products (He, T) into lattice.

Under irradiation temperatures implemented in our experiments interstitial atoms (ions) have sufficiently high mobility, whereas vacancies can be considered practically immobile. When definite degree of supersaturation is achieved, condensation of interstitial atoms with formation of prismatic dislocation loops begins (loops, incipient under irradiation, are small and cannot be revealed by chemical etching). Thus, in neutron irradiated LiF crystal there is high density of vacancy centers and their small complexes (curve 1, **Figure 1**), as well as of interstitial dislocation loops of small dimensions.

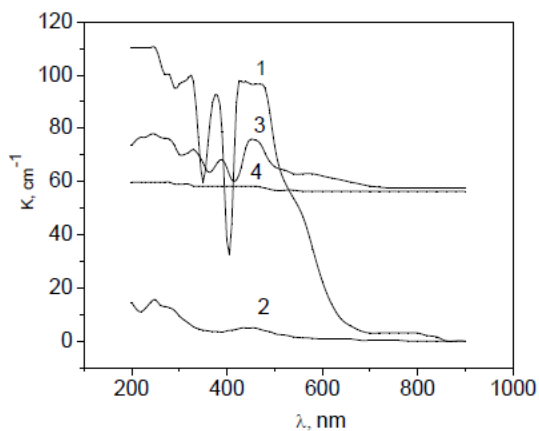


Figure 1. Optical absorption spectra of LiF crystals, irradiated with fluences 10^{17} (1 and 2) and 10^{19} n / cm^2 (3 and 4); 1 and 3 – after irradiation, 2 and 4 – after annealing at 400°C .

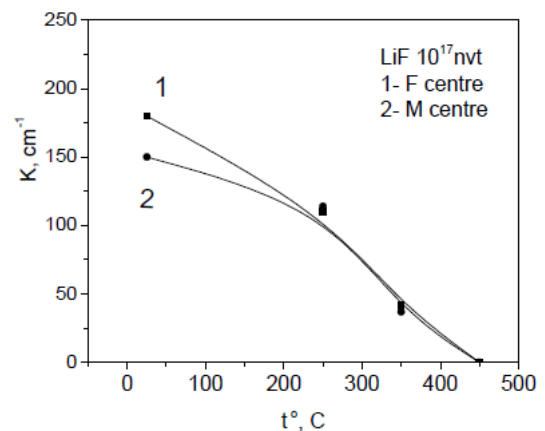


Figure 2. Dependence of optical absorption coefficient on annealing temperature for irradiated LiF crystals ($10^{17}\text{n}/\text{cm}^2$): 1 – F-centers, 2 – F_2 -centers.

Postradiation annealing up to $400 - 450^\circ\text{C}$ intensively decreases density of vacancy centers and their small complexes, which is corroborated by optical absorption decrease in corresponding areas of spectrum (**Figure 2**).

Under further elevation of annealing temperature ($> 450^\circ\text{C}$) equilibrium concentrations of point defects increase which results in decrease of supersaturation and accordingly in increase of dislocation loops critical size; loops assembly gets into coalescence regime and they enlarge so much that their traces can be seen in microscope as coupled etching pits located

along $\langle 100 \rangle$ and $\langle 110 \rangle$ (**Figure 3a**). Dislocation loops, whose interstitial nature was shown in [3], dissolve near $550\text{ }^{\circ}\text{C}$ and corresponding twin etching pits are not observed.

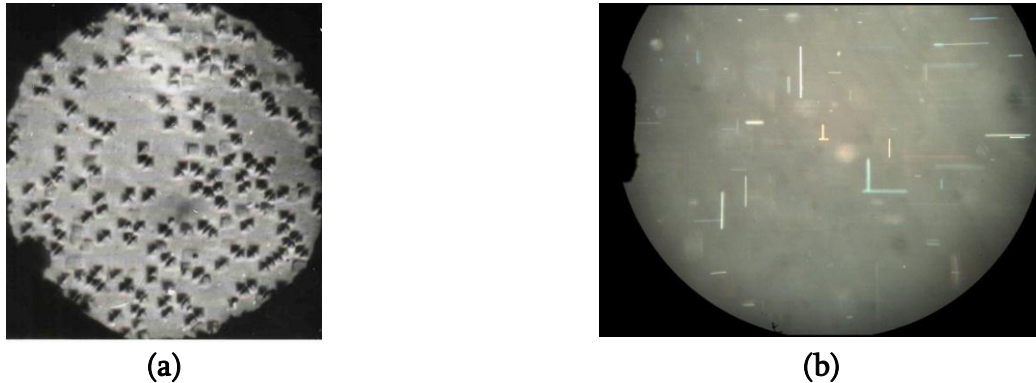


Figure 3. Microphotography of LiF irradiated crystals (10^{17} n / cm^2):
(a) dislocation loops (annealing at $450\text{ }^{\circ}\text{C}$); (b) vacancy pores (annealing at $830\text{ }^{\circ}\text{C}$).

Beginning from $600\text{ }^{\circ}\text{C}$ in crystal there appear vacancy clusters as rectangular cavities, bounded by planes $\{100\}$ and giving clear interference pattern (**Figure 3b**). With annealing temperature rise pores concentration decreases and their average volume increases; total fraction of pore containing crystal increases with irradiation dose and for fluence 10^{18} n / cm^2 makes up to approximately 10^{-3} .

Nuclear reactions (n, α) proceeding in LiF crystal under fluence 10^{19} n / cm^2 (flux density $10^{14}\text{ n / cm}^2 \cdot \text{s}$) are characterized by considerable energy output, and temperature in the bulk of the crystal can reach $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ and more [1]. Under these temperatures intensive annealing of radiation induced defects takes place in the process of irradiation; the external view of these samples (they are considerably lighter than those irradiated by smaller fluences) testifies to the fact as well as their optical absorption spectra do (**Figure 1**, curve 3). Annealed samples remain turbid (**Figure 1**, curve 4) which indicates the presence of strongly scattering defects (e.g. such as colloidal metal).

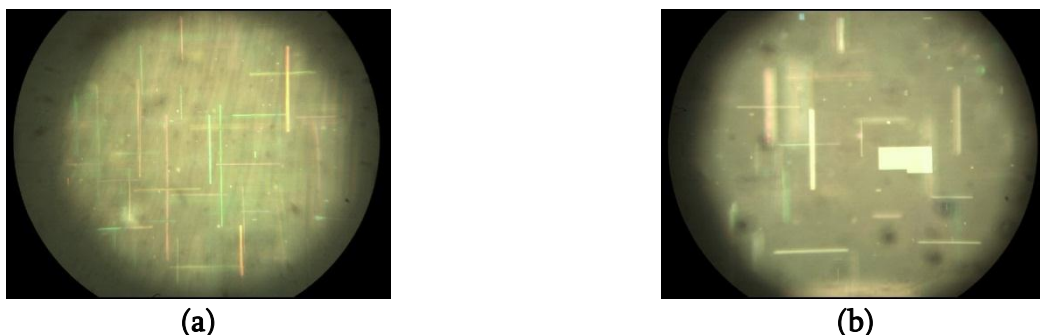


Figure 4. Microphotography of LiF irradiated crystals (10^{19} n / cm^2) before (a) and after annealing at $830\text{ }^{\circ}\text{C}$ (b).

Vacancy pores that at smaller fluences are observed only as a result of high temperature annealing (**Figure 2b**), in these crystals appear during the process of irradiation (**Figure 4a**). It is evident that formation of large vacancy clusters at high flux densities is stimulated both by high temperature and radiation-promoted diffusion; high-temperature postradiation annealing leads to increase of their dimensions (**Figure 4b**).

3.2. Effect of annealing temperature on mechanical properties of irradiated LiF crystals

Radiation hardening of alkali halide crystals indicates that some electron- and hole-color centers, as well as divacancies and interstitial ions are stoppers for dislocations, which determine crystal plasticity [4, 5].

Measurement results of $\tau(\varepsilon)$ dependence for irradiated and annealed crystals are given in **Table 1**. It can be seen that high density of vacancy centers and their small complexes, registered by optical measurements, results in strong hardening of the sample (more than 30-times) and its complete embrittlement. During the process of high-temperature annealing ($\sim 830^\circ\text{C}$) complete recovery of yield stress τ_y and maximal plastic deformation ε_m up to level of unirradiated (virgin) sample does not occur as it happens in case of lower fluences.

Table 1. Yield stress τ_y and maximal plastic deformation ε_m for LiF crystals irradiated with different neutron fluences before and after annealing.

Fluence, n / cm ²	Unannealed		Annealed at 830 °C, 3 h		Annealed at 400 °C for 3 h	
	τ_y , MPa	ε_m , %	τ_y , MPa	ε_m , %	τ_y , MPa	ε_m , %
0 (virgin)	6.0	17.6	5.1	18.0	5.6	18.0
10^{17}	192.0	2.1	7.5	15.0	30.0	24.0
10^{18}	230.0	0.8	7.9	13.2	39.0	20.0
10^{19}	56.0	8.0	10.0	12.0	13.5	14.0

Post-irradiation annealing was performed at different lower temperatures in search for optimal conditions of mechanical characteristics recovery.

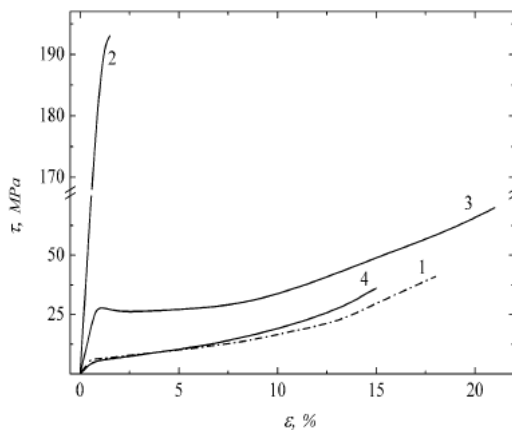


Figure 5. Stress-strain dependence for LiF crystals: 1 – virgin unirradiated sample; 2 – irradiated sample (fluence 10^{17} n / cm²); 3 and 4 – irradiated and annealed sample at 400 and 830 °C, respectively.

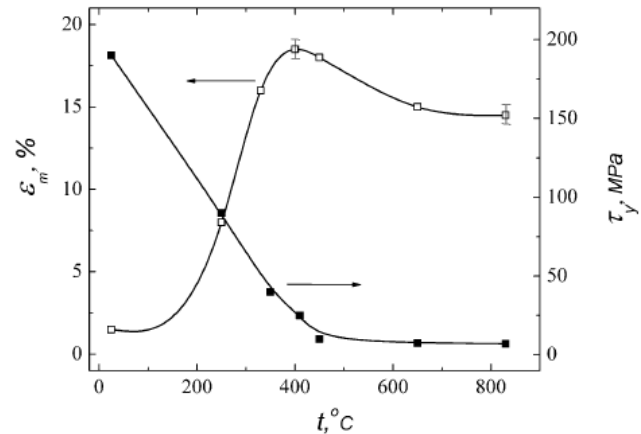


Figure 6. Dependence of maximal plastic deformation ε_m and yield stress τ_y on postradiation annealing temperature t (fluence 10^{17} n / cm²).

Values of yield stress τ_y and maximal plastic deformation ε_m were obtained from stress-strain diagrams (**Figure 5**), then dependence of these parameters on annealing temperature t was plotted (**Figure 6**). Typical curves for LiF crystals irradiated with fluence 10^{17} n / cm² and then annealed (similar curves were plotted for fluence 10^{18} n / cm²) are given in **Figures 2** and **3**.

Abrupt recovery of mechanical properties (**Figure 6**) in the process of postradiation annealing corresponds to intensive density decrease of vacancy centers and their small

complexes; particularly at 450 °C most of registered after irradiation color centers, F and F₂-centers including, are completely annealed (Figure 2). Along with this, some share of hardening ($\tau_y \approx 30$ MPa) is retained in the crystal, and plasticity not only recovers but exceeds the initial level (Figure 5, Table 1). This experimental fact, to our mind, deserves special attention. Further increase of annealing temperature deteriorates crystal plasticity and does not recover yield limit to the initial level (Table 1).

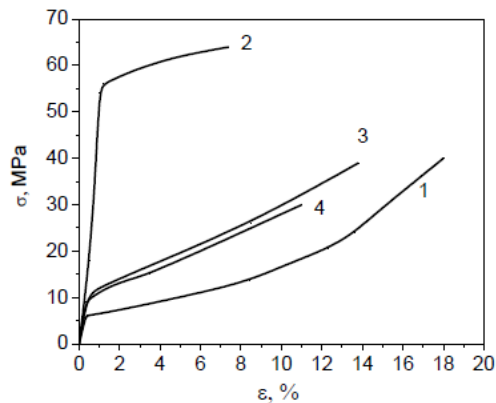


Figure 7. Stress-strain dependence for LiF crystals: 1 – virgin sample; 2 – irradiated sample (fluence 10^{19} n / cm²); 3 and 4 – irradiated and annealed at 400 and 830 °C, respectively.

As to crystals irradiated at 10^{19} n / cm², they are notable for smaller degree of hardening and comparatively high plasticity (Figure 7, curve 2) as a result of annealing of point radiation defects during irradiation; postradiation annealing up to the melting point of the sample does not restore its mechanical characteristics to their initial values (Figure 7, curves 3 and 4).

3.3. Plastification of irradiated LiF crystals (10^{17} – 10^{18} n/cm²) at relatively low annealing temperatures

Under uniaxial compression of LiF sample with non-square cross-section in [001] direction deformation goes along two equiloaded orthogonal plane systems (011) and ($0\bar{1}1$). Due to occasional reasons average starting stress of slip bands formation in these systems could differ from each other insignificantly. As experience shows, under ordinary conditions this initial asymmetry does not influence deformation character – slipping goes along two systems, one system acting as dislocation forest with increasing average density for the other; in this situation yield plateau is usually absent, and coefficient of strain hardening k ($k = d\tau/dt$) gradually increases.

However, in case of radiation-hardened crystals (when in all systems relative hardening is evidently the same), the initial asymmetry of slip systems increases and manifests itself at the early stage of deformation: in one system dislocation density increases faster which causes blocking of the other system i.e. spontaneous assignation of preferential slip system takes place that promotes plasticity conservation of the crystal. This phenomenon was studied in details in [6] at comparatively small neutron flux fluences (10^{12} – 10^{15} n / cm²).

Proceeding from the above-said, one seems to conclude that at greater fluences this phenomenon should promote crystal plastification. However, during further radiation hardening difference between yield stress and ultimate stress quickly decreases, which reduces plasticity of the crystal (even with considerable decrease of hardening coefficient k given).

Hence, it follows that to plastificate irradiated crystal it is necessary to create conditions when radiation hardening is kept at the level providing, on the one hand, the initial asymmetry of slip systems (as necessary condition of assignation of preferential slip system), and, on the other hand, considerable difference of yield stress and ultimate stress. Postradiation annealing at different temperatures made it possible to find the optimal regime, providing these conditions. The above-said is illustrated by curve 3 in **Figure 5**, which corresponds to annealing at 400 °C – considerably high yield stress (20 – 30 MPa), long yield plateau ($\varepsilon_m \approx 8\%$, and sometimes higher) and crystal plastification exceeding the initial value. Such load profile is characteristic for unisystem slip [7]: after sharp yield point at load equal to yield limit τ_y , macroplastic flow of crystal takes place (long yield plateau), then hardening occurs with strain in the crystal increasing practically linearly. Dislocation structure on the yield plateau also shows one system of slip planes.

Data obtained for fluences 10^{17} and 10^{18} n / cm² made it possible to reveal most effective conditions of thermal treatment of irradiated sample in order to plastificate it: maxima on curves $\varepsilon_m(t)$ (similar to curves in **Figure 6**) are located in the temperature range 350 – 400 °C, moving to higher temperatures with fluence growth. With temperature elevation (> 500 °C) both deformation curve and corresponding etching pattern of the sample undergo change: there is no yield plateau on the curves, coefficient of strain hardening rises (**Figure 5**, curve 4), and etching exhibits traces of two crossing slip planes on the narrow face of the crystal. All these cause plasticity decrease, which is observed in this temperature range. Appearance of dislocation loops and later macrocavities, which are the potential sources of destruction, accounts for plasticity drop during irradiated samples annealing at higher temperatures up to pre-melting ones.

5. Conclusion

Experimental results obtained in this work show that in LiF crystals, irradiated with high neutron fluences ($10^{17} - 10^{18}$ n / cm²), postradiation annealing at comparatively low temperatures (300 – 400 °C) not only recovers the initial plasticity level but exceeds it at the same time retaining considerable share of radiation hardening. Crystal plastification occurs due to promotion of dislocation one-system slip under condition of intensive decrease of density of vacancy centers and their small complexes, retarding dislocation. The main factor determining mechanical and optical properties of samples irradiated with fluence 10^{19} n / cm² is radiation induced irreversible defect structure (colloid metal, large-scale pores), which is retained in the whole temperature range of postradiation annealing up to the melting point of sample.

References

1. A. Ya. Vitol, D. O. Kalnin, A. F. Ljushina, K. K. Shvarts. *Izv. AN Latv. SSR*, 1967, 5, 66.
2. E. V. Kolontsova. *Phys. – Uspekhi*, 1987, 151, 1, 149.
3. M. V. Galustashvili, D. G. Driaev, Z. K. Saralidze. *Phys. Solid State*, 1985, 27, 8, 2320.
4. V. A. Zakrevskii, A. V. Shuldinger. *Phys. Solid State*, 2000, 42, 2, 263.
5. V. Kvatchadze, M. Galustashvili. Mechanical and optical properties of ionic crystals, exposed to the combined action of various external fields (Review). In: *New Developments in Materials Science*. 2012, New York: Nova Sci. Publ. Inc., 59.
6. M. V. Galustashvili, D. G. Driaev, Z. K. Saralidze. *Phys. Solid State*, 1987, 29, 1, 130.
7. B. I. Smirnov. *Dislocation Structure and Crystal Zhardening*. 1981, Leningrad: Nauka, 29.

ASSESSMENT OF THE GEOTHERMAL POTENTIAL OF WEST GEORGIA

G. Melikadze, N. Kapanadze, G. Kobzev, T. Jimsheladze, A. Sborshchikovi

M. Nodia Institute of Geophysics
I. Javakhishvili Tbilisi State University
Tbilisi, Georgia
rossoneri08@yandex.ru

Accepted September 11, 2014

1. Introduction

Georgia is rich in natural thermal waters and has long history and traditions in their exploitation. This is evident from names of towns and other settlements (name of municipality “Tskaltbila” comes from the word “water pump”, “warm water”, “Abano” – “bath”, etc.). The legend on establishment of Tbilisi city is also linked to hot waters. Until now, these waters have been used locally for balneological and bathing (wellness) purposes only.

250 natural springs and artificial boreholes, with temperatures of 30 – 180 °C, were recorded countrywide by 1993. Their total flow rate was ca. 160 000 m³ / day [1, 2]. Nowadays the reported exploitable amounts are unrealistic as increasing exploitation caused decrease of pressure and flow rates of boreholes and (in some cases) natural thermal springs to dry out. Due to the abovementioned, it became necessary to study the circulation paths of thermal water resources and reassess their amounts.

Within the framework of the Project funded by USAID, it was decided to assess the present situation of geothermal deposits in West Georgia, with the aim of their rational exploitation. This should enable transfer from the traditional ways of heat supply to geothermal applications in the region.

2. Digital modeling of the geothermal horizon of West Georgia

To re-assess exploitable geothermal water resources in West Georgia, a digital model was developed. The digital model was developed by help of the computer program Feflow and it includes the following components:

- Geological structure of the aquifers, study of heat and hydrogeological settings;
- Determining the boundary conditions of the thermal deposits and processing a conceptual model; and,
- Resulting vector field of geothermal groundwater flow direction obtained by digital modelling.

2.1. Geological structure of Lower Cretaceous carbonate aquifer complex of West Georgia

The recharge area of the Lower Cretaceous water aquifer of West Georgia is situated on relatively high hypsometric levels (1200 – 2200 m above sea level) of the southern slope of the Great Caucasus Mountainous Range. On the top, nearly the whole area of the complex is covered by Aptian–Cenomanian relatively waterproof (aquitard) sediments [2].

To the southwest from the recharge area, the aquifer is gradually dipping under younger sediments, and reaches 4 – 6 km depth in the area of the Black Sea coastal line. Such a great difference between the recharge and discharge areas (hydraulic head up to 1200 m), intensive cracks and karstification of the rock masses, high permeability of the complex (transmissivity coefficient of 350 m² / day), and also high totals of atmospheric precipitation (1700 – 2000 mm per annum) stipulate high volumes of water in the Neocomian aquifer complex with high piezometric pressures.

The aquifer complex mainly consists of layers of cryptocrystal, pelitomorph limestone and dolomitized limestone that are changed with massive and thickly layered organogenic limestone in the upper part. Above they are followed by sequence of marl and pelitomorph limestone. The limestone here is mainly white and whitish grey and is characterized by strong cracking and karstification.

The Neocomian complex is opened by numerous boreholes at different depths (550 – 3700 m), and sources of different flow rates (700 – 7000 m³ / day) and temperatures (25 – 108 °C) with usual total dissolved solids (T.D.S.) content of 0.35 – 2.53 g / L (sources of Besleti, Dranda, Kindghi, Okhurei, Khobi, Kvaloni, Zugdidi, Tsaishi, Menji, Nakalakevi, Samtredia, Vani, Tskaltubo and Simoneti).

The analysis of pressure changes in the boreholes indicates that the main discharge of the Neocomian complex waters must occur in the Black Sea. The coefficient of transmissivity varies significantly (10 – 350 m² / day). The highest values of transmissivity (200 – 350 m² / day) are observed in the area of the syncline of Samegrelo region, and the lowest values (10 m² / day) in the western, mostly sunk part of the Rioni lowland.

The general mean of the heat conductivity of the Neocomian limestone is $(4.38 \pm 0.54) \cdot 10^{-3}$ K / cm, and average geothermal gradient is (23.48 ± 2.800) °C / 1000 m.

The main recharge area of the thermal aquifer complex is represented by a bare and extensive area (698 km²) of the outcropped Lower Cretaceous rocks, intensively fractured and karstified limestones on the southern slopes of the Great Caucasus Mountain Range.

The recharge of the aquifer complex by atmospheric precipitation and the underground runoff were calculated. It is supposed that the amount of 25 570 L / s of water drains into the area. The average module of the groundwater runoff is about 14 m³ / s, that is 55 % of the infiltrated atmospheric precipitation.

2.2. Rehabilitation of borehole heads and determination of hydrodynamical and hydrochemical regime by organization of multiparameterical monitoring

In order to create the hydrodynamic model, hydrodynamic parameters (discharge, temperature, static and dynamic pressures, conductivity, porosity, etc.) of the main geothermal aquifer (of Lower Cretaceous age) had to be determined by hydraulic testing performed on the boreholes (pumping and injection).

Prior to the testing (conducted at selected boreholes of Zugdidi, Chvishi, Senaki and Simoneti), regime devices were installed and monitoring of hydrodynamic and hydrochemical parameters was carried out. It enabled determination of the background values. The monitoring was carried out by a special data-logger XR5–SE–M and water and atmosphere pressure sensors manufactured in the USA. The monitored parameters were water level and temperature, atmospheric pressure and air-temperature in the time intervals of 15 or 30 minutes. The data obtained were processed having in mind the multi-disciplinary approach.

Monitoring was followed by testing of the boreholes. The lock-release test method was chosen [3, 4] from the possible set of the testing methods (pumping, injection and other).

After locking, the curves show increase in pressure and decrease in water temperature, which is caused by cooling of the water mass in the protective pipe of the borehole. However, the pressures were stabilized after the release. The conductivity of the Lower Cretaceous thermal aquifer complex was calculated based on the results of the abovementioned tests, and its values are given in **Table 1**.

Table 1. Hydraulic conductivity values.

Monitoring point	Hydraulic conductivity, m / day
Feeding area – Simoneti	1.5
Central area – Zugdidi	0.1

2.3. Determination of the study area boundary conditions and creating its conceptual model

The following conceptual model was prepared for the hydrothermal basin, based on the analysis of the existing geological and hydrogeological data (**Figure 1**). According to the model, the main part of the hydrothermal basin is aquitard, including the piezometric level of upper aquitard part of the lower Cretaceous, which forms pressing conditions for aquifers. This is more clearly seen in the thermal zone of West Georgia where recharge areas are 730 – 1500 m high. This is much higher than the water roof-aquitard layer and therefore majority of the boreholes have natural flows.

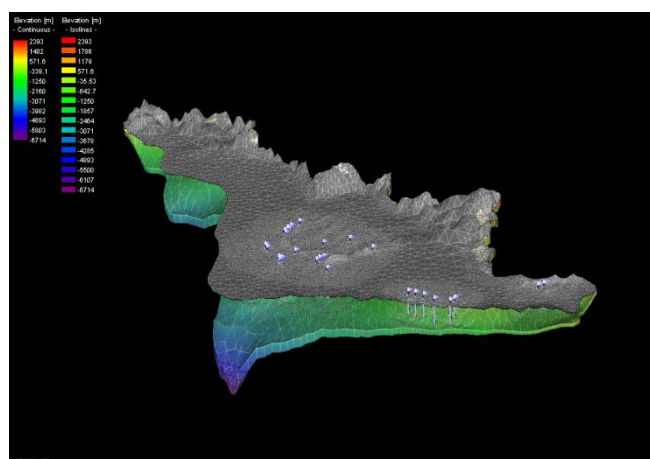


Figure 1. Block-scheme of the conceptual model of hydrothermal area of West Georgia.

In the syncline structures near the seacoast, the lower Cretaceous horizon is dipping to the depth of 4000 – 6000 m. Consequently, the groundwater temperature and its T.D.S. content increase relatively equally in the direction of its movement.

In the model, the aquifer boundaries are determined as they are shown on **Figure 2** (contoured territory of **Figure 1**) where the northern boundaries coincides with the recharge area of the aquifer, the side (eastern and western) boundaries follow the above mentioned water impermeable lines. The western boundary was established artificially along the seaside.

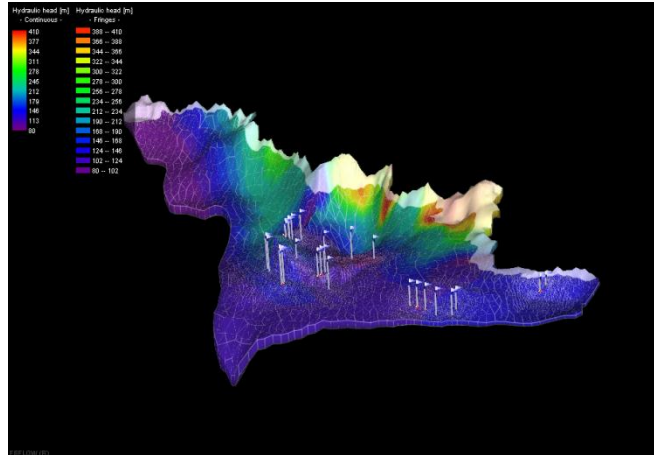


Figure 2. Distribution of hydraulic head in the horizon of geothermal aquifer.

The hydraulic head maps of the basin, its T.D.S. content and thermal profiles refer to the regional direction of the groundwater flow from NE to SW, i.e. from the low T.D.S. content and temperature near the recharge area situated in mountainous regions to the deepest areas of the submerged horizons in the western part where much higher temperatures and T.D.S. content of underground water are observed.

According to hydrogeologic properties, the model is divided into three parts. The hydraulic gradients in the North Eastern thermal field are more contrasting and higher than those in the central area. This indicates on the high permeability notwithstanding that thickness of the aquifer is nearly equal everywhere. The low values of water discharge must be caused by the very deep location of the aquifer layer in the western zone as the high lithostatic pressure of the above-situated rocks causes some decrease in the total fracture volume and low permeability. Consequently, decrease of strain on the rocks of the central area probably causes opening of the crack system and high values of permeability [5].

T.D.S. content of the individual zones is also different. In the western zone the T.D.S. content reaches 4.4 g / L and in the North Eastern zone the maximum value of T.D.S. content is 1.0 g / L. For the Western zone, the distance and time of groundwater movement from the recharge area to the zone are longer. Consequently, the period of water contact with the very hot rocks situated in the depth is longer. This causes high values of T.D.S. content comparing to the central zone, which is closer to the recharge area.

2.4. Geothermal groundwater flow obtained by digital modelling

The model enables to determine any kind of simulation-balance of a thermal area, reveal prospecting areas and forecast deposit exploitation.

First, the current balance of the whole Lower Cretaceous geothermal aquifer was determined (**Figure 3**).

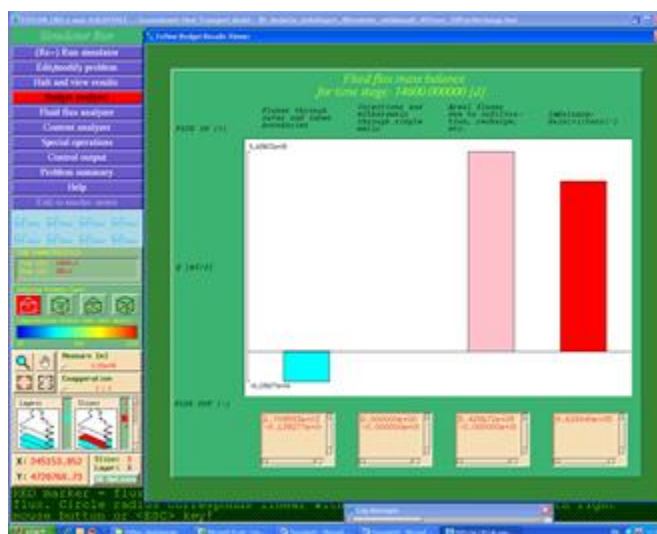


Figure 3. The present balance (after 35 years from starting the exploitation of the boreholes).

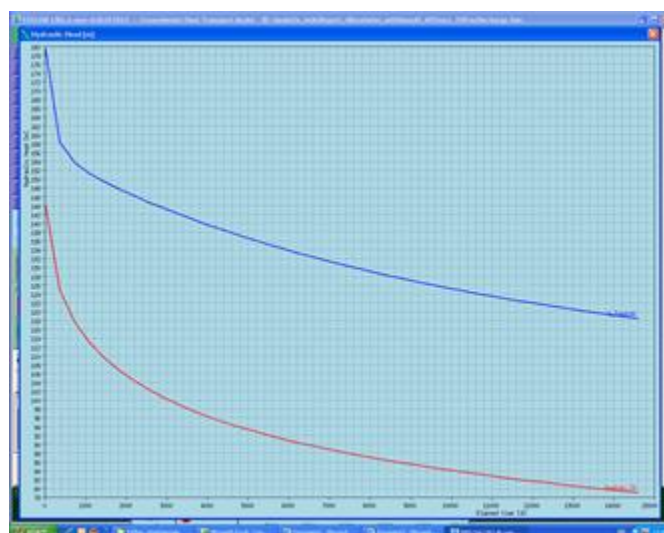


Figure 4. Chart of pressure decrease for the Zugdidi and Kvaloni boreholes after 30 years from starting their exploitation.

After 30 years from starting its exploitation, the thermal water balance was calculated for a borehole in Zugdidi and a borehole in Kvaloni, in the existing exploitation conditions. As the **Figure 4** shows, effects of pressure decrease are observed at the thermal boreholes of Zugdidi and Kvaloni.

3. Results

In order to determine the thermo-hydrodynamic parameters of the main aquifer, hydrogeological field testing was developed and implemented in several stages (hydrodynamic testing and micro temperature observations).

Thermal properties of the rocks were studied in the field and laboratory conditions, and vertical and horizontal zonation of the heat flow was defined.

Based on the existing and newly obtained geological, hydrogeological and geophysical data, a digital 3D model of West Georgia's thermal area was created. The model was prepared by taking into account the complexity of the region, its segmentation into separate zones by faults, and their different hydrodynamic zonation.

Digital modelling software (Feflow 5.3, AquiferTestPro, etc.) enabled us to determine the hydrothermal resources and assess hydraulic parameters of the aquifer.

Modelling enabled us to elaborate a 10 years forecast for the geothermal resources of West Georgia, in the present conditions of their exploitation. The tendency for pressure decrease of the aquifer is obvious in the whole region. For example, in the Zugdidi zone, when maintaining the today's average annual discharge ($1 \cdot 10^6 \text{ m}^3 / \text{day}$), the pressures drop by 0.05 MPa and value of the released heat energy decreases from $5.5 \cdot 10^{20}$ to $1.578 \cdot 10^{17}$ J. In order to avoid this in the future, it is recommended to build the geothermal re-injection systems and to implement them in the selected areas. This will ensure reasonable and ecological exploitation of geothermal water resources in the area.

References

1. G. Buachidze, N. Tsertsvadze, O. Vardigoreli, B. Vashakidze, T. Inaishvili, N. Kotrikadze, L. Tsertsvadze. Thermal Water of Georgia. Book of Georgian Geothermal Association, (Published under the financial support of the USAID rendered through the Eurasia Foundation). 1998.
2. I. Buachidze. Hydrogeology of Georgia. Series Hydrogeology of USSR, 10. 1995, Moscow.
3. G. Buntebarth, G. Melikadze. Temperatur- und Wasserspiegelvariationen bei stationären Messungen im Bohrloch. Mitt. DGG, Sonderband III, 2002, 69-72.
4. G. Buntebarth, T. Chelidze, G. Melikadze. Hydrodynamic and microtemperature monitoring in seismic areas: Tbilisi hydrothermal field, Georgia, Caucasus. In: Time-Dependent Microtemperature and Hydraulic Signals Associated with Tectonic / Seismic Activity (Eds. G. Buntebarth, T. Chelidze). 2005, Tbilisi: Inst. Geophys., Georg. Acad. Sci., 109-144.
5. T. Jimsheladze, N. Kapanadze, G. Melikadze. Microtemperature observation in seismoactive region. J. Geogr. Geophys. Assoc. 2008, 12.

PECULIARITIES OF EXPERIMENTAL CONDITIONS FOR ADJUSTMENT OF CHARACTERISTICS OF LEAD SELENIDE NANOLAYERS

A. M. Pashaev¹, O. I. Davarashvili², M. I. Erukashvili²,
Z. G. Akhvlediani^{2,3}, R. G. Gulyaev², M. A. Dzaganja², V. P. Zlomanov⁴

¹ National Aviation Academy
Baku, Azerbaijan

² I. Javakhishvili Tbilisi State University
Tbilisi, Georgia
omardavar@yahoo.com

³ E. Andronikashvili Institute of Physics
Tbilisi, Georgia

⁴ M. Lomonosov Moscow State University
Moscow, Russia

Accepted October 11, 2014

1. Introduction

Recently we have proposed to use the strained layers of PbSe grown on KCl substrates with a great lattice constant for designing the high-sensitivity high-temperature IR photodetectors [1]. This objective can be achieved through the realization of effective “negative” pressure in PbSe layers when the forbidden gap width increases in them, and, when, doped with impurities Cr, In and Yb having variable valency, the levels of impurities shift into the depth of the forbidden gap. In this case, the impurities can significantly compensate electrically active nonstoichiometric defects. So the concentration of current carriers in the PbSe layers can be decreased by a factor of 4 or 5 [2]. The optimal thickness of epitaxial PbSe layers for sufficient absorption of IR radiation, on the one hand, and for the shift of the levels of the impurities in the forbidden gap, on the other hand, is estimated as 50 – 80 nm [3].

Hence, it is important to establish the process conditions for fabrication of epitaxial PbSe layers for realization in them the maximum residual deformation at the layer thickness of 50 – 80 nm.

2. Variations of experimental conditions and the methods used

For fabrication of epitaxial PbSe layers by molecular epitaxy with a “hot-wall”, the source of epitaxy, polycrystalline PbSe, was placed at the bottom of a quartz ampoule. Colliding with the hot wall, the evaporated molecules reached the KCl (100) substrate placed on a stainless mask at the open end of the quartz ampoule practically without losses. Optimal process conditions were established by varying the following conditions: growth temperature (temperature of the KCl substrate), and the growth rate and duration, and analyzing the obtained parameters: layer thickness, tangential lattice constant, deformation and X-ray diffraction line halfwidth. The growth rate, the rate of bringing the evaporated molecules to the substrate, was varied by varying the source temperature and the distance between the mask

with the substrate and the open end of the quartz ampoule. Three cases were studied: 1) the distance between the substrate and the end of the ampoule was 12 mm at the epitaxy source temperature 470 °C; 2) the distance between the substrate and the end of the ampoule was 2.5 mm at the epitaxy source temperature of 470 °C; 3) the distance between the substrate and the end of the ampoule was 1.0 mm at the epitaxy source temperature of 510 °C.

The tangential lattice constant of the layer was determined by a symmetrical circuit and by diffraction patterns of $\theta-2\theta$ scanning at the reflection from plane (400). Co K α radiation ($\lambda = 1789 \text{ \AA}$) was used in investigations. Deformation ε was determined as $\varepsilon = (a_1 - a_{\text{PbSe}}) / a_{\text{PbSe}}$ in respect to a nonstrained PbSe layer (monocrystal). The halfwidth of the X-ray diffraction line was also determined by diffraction patterns at reflection from plane (400). Diffractograms of the layers with different thickness at reflection from planes (200), (400) and (600) were studied on the whole.

3. Results and discussion

In the **Table 1** are listed the data on the layers selected for illustration of the abovementioned cases. The layers thickness was measured by the X-ray method by measuring the radiation from two reflecting planes – from the clean substrate and the substrate with the deposited layer.

Table 1. Data on the conditions of growth, tangential lattice constants and deformation of epitaxial PbSe layers on KCl substrates.

No.	Layer	Epitaxy source temperature, °C	Substrate temperature, °C	Growth Duration t , s	Layer Thickness d , nm	Overall growth rate v , nm/s	Growth rate at stage 2, nm/s	Tangential lattice constant a , Å	Deformation $\varepsilon \cdot 10^2$	X-ray diffraction line halfwidth Δ , min
1	SL-537	470	280	90	159	1.8	5.0	6.142(1)	0.27	21
2	SL-541	470	300	80	95	1.2	4.3	6.162(0)	0.59	19
3	SL-555	470	300	75	73	1.0	4.9	6.177(4)	0,83	20
4	SL-562	470	300	67	56	0.8	6.0	6.188(5)	1.00	20
5	SL-577	470	240	30	182	6.0	7,8	6.149(9)	0.37	22
6	SL-581	470	240	10	35	3.5	12,5	6.210(1)	1.38	26
7	SL-602	510	240	12	226	19	22,6	6.139(2)	0.20	31
8	SL-605	510	240	20	440	22	23,9	6.132(6)	0.10	36

In all cases the “delay” of epitaxy was observed: this was the first stage of formation and merging of islands, proceeding at low rate. The thickness of layers was close to the sensitivity of its detection by the X-ray method and made up 5 – 10 nm. At the second stage, the two-dimensional growth continued at a higher rate. The “delay” in the first case made up 60 s, in the second case – 8 s, and in the third case – 2 s [4].

In **Figure 1** is shown the relationship among the thickness, the growth rate and the tangential lattice constant of layers.

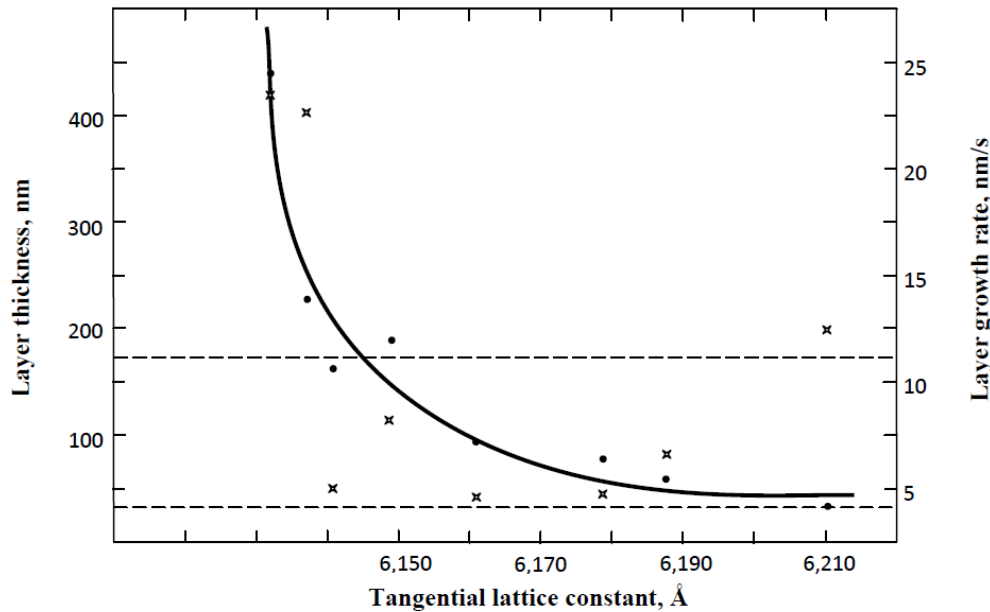


Figure 1. Relationship between the thickness, growth rate and tangential lattice constant for epitaxial PbSe layers: ● – thickness of the layers, × – growth rate.

Based on the data given in the **Table 1** and **Figure 1**, we can draw the first general conclusions. The tangential lattice constant of the layers increases with decreasing thickness. The lattice constant range from 6.140 to 6.190 Å was achieved at the growth rate 4 – 11 nm / s (the region between dotted lines in **Figure 1**) and the corresponding layers thickness from 55 to 180 nm.

The lattice constant range from 6.126 to 6.140 Å was realized at the layers thickness from 200 to 450 nm and more at the growth rate of 20 – 25 nm / s. The lattice constant 6.210 Å was realized at the layers thickness of 35 nm and the growth rate 12.5 nm / s.

According to works [5, 6], in addition to these data, the sizes of subgrains in the layers, their number and the disorientation among them, and also the critical thickness at which the number of dislocations grew and they were accelerated were assessed.

For the layers thickness 55 – 180 nm, the size of subgrains made up 50 – 70 nm, their average disorientation was $(1.2 \cdot 10^{-3})'$, their number was equal to $2 \cdot 10^4$, and the corresponding critical thickness was ~ 70 nm. For the layers thickness from 200 to 450 nm, the size of subgrains was ≥ 100 nm, their average disorientation was $(3.6 \cdot 10^{-4})'$, the corresponding critical thickness being ~ 15 nm. For the layer 35 nm thick, the critical thickness was 80 nm at the average disorientation of subgrains $(8 \cdot 10^{-4})'$ – their number making up $3 \cdot 10^4$. The value of deformation ε of the layer 35 nm thick was equal to $1.38 \cdot 10^{-2}$.

By concrete examples, it is seen how the growth duration of layers affects their parameters (**Figure 2**). First of all, this effect was revealed in the row of layers 1 – 4 (**Table 1**) when the lattice constant increased from 6.142 to 6.188 Å after the growth duration at the second stage decreased from 30 to 7 s and at close growth rates of 1 – 2 nm / s at the first stage. The obtained lattice constants can be explained by that, at the epitaxy temperature of 300 °C, nonstoichiometric defects managed to migrate with the growth process and, the shorter the growth duration, more efficiently they accommodated, or more precisely being annihilated, in dislocation nuclei, they impeded the energy transfer of elastic energy of the layers to deformations.

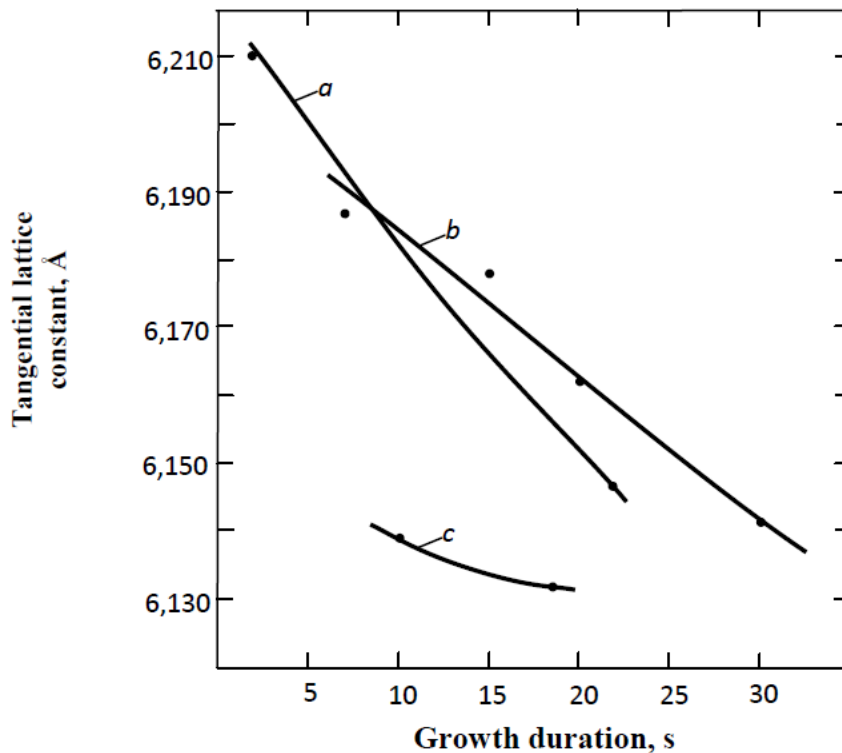


Figure 2. Dependence of the tangential lattice constant of epitaxial PbSe layers on the growth duration at the second stage: a) $l = 2.5$ mm, $T_e = 470$ °C; b) $l = 12$ mm, $T_e = 470$ °C; c) $l = 1.0$ mm, $T_e = 510$ °C.

The growth duration determines the level of parameters of the layers in the case of different growth rates as well. Despite higher growth rates both the overall and at the second stage, the lattice constant of layer SL-577 was higher than that of layer SL-537. In this case, the growth duration at the second stage for the former layer made up 22 s, while for the latter it was longer – 30 s.

At the growth rate higher than that of layer SL-577, the lattice constant of 6.210 Å was achieved for layer SL-581 at short growth duration – 2s. This means that, despite low temperature of epitaxy (240 °C), for layers SL-577 and SL-581, high lattice constants were achieved at short growth duration. Despite that, for layers SL-602 and SL-605, at the second stage the growth duration made up 10 and 18 s, respectively, at the growth rate ≥ 20 nm / s and the thickness of layers 220 and 440 nm, respectively larger subgrains ≥ 100 nm with higher disorientation ($3 \cdot 10^{-4}$)' were formed. At critical thickness ~ 15 nm, relaxation of strain at subgrain boundaries increased, and hence the lattice constants were not high. As is seen from the **Table 1**, in this case, the halfwidth of the X-ray diffraction line was equal to 31 and 36', respectively, which exceeded those for SL-577 and SL-562 (26 and 20', respectively).

Thus, the high growth rate causes additional relaxation of strain, which is due to an increase in the elastic energy of layers at high values of thickness as well.

On the other hand, in layers SL-541 and SL-577, at close growth duration at the second stage, 20 and 22 s, respectively, and comparable X-ray diffraction line halfwidth of 19 and 22', respectively, the lattice constant of layer SL-541 (6.162 Å) was higher than that of layer SL-577 (6.149 Å). This can be explained by lower growth temperature of layer SL-577 and by close critical thickness of these layers ~ 70 nm, i.e. by low tendency to relaxation of strain at subgrain boundaries.

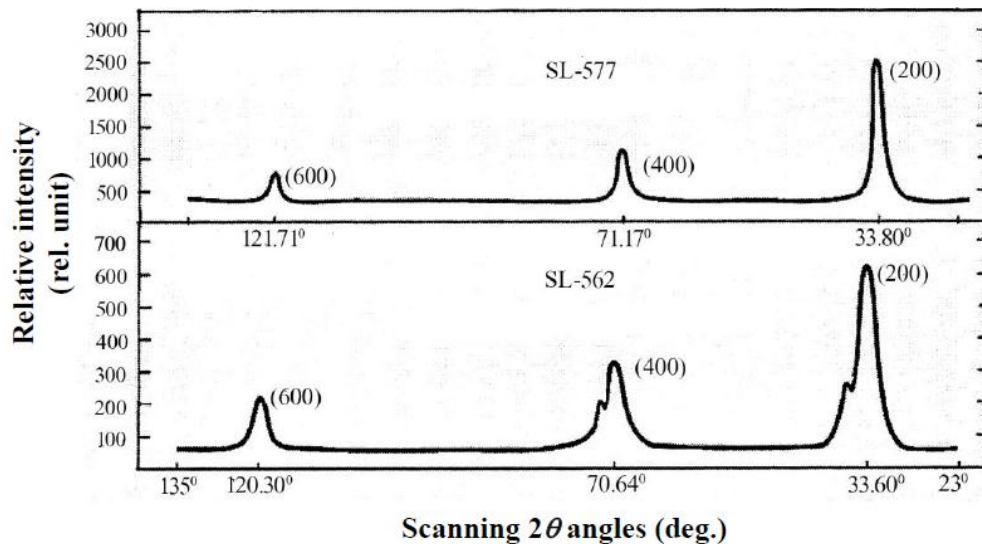


Figure 3. Diffractograms of $\theta-2\theta$ scanning of two PbSe layers with thickness more (SL-577) and less (SL-562) than 100 nm.

In **Figure 3** are shown the different diffraction patterns of $\theta-2\theta$ scanning at reflection from different planes for layers SL-577 and SL-762. It is seen that, at the thickness of layers < 100 nm, an additional peak of less intensity appeared next to the basic X-ray diffraction line. This peak vanished at larger angles-reflection plane (600). The peak at the left can be referred to a relatively low number of PbSe cells subjected to spatial disorientation under increased deformation. However, the reflection from the basic peak shifted to smaller angles with decreasing thickness of the layers, i.e. the lattice constant and hence the deformation increased.

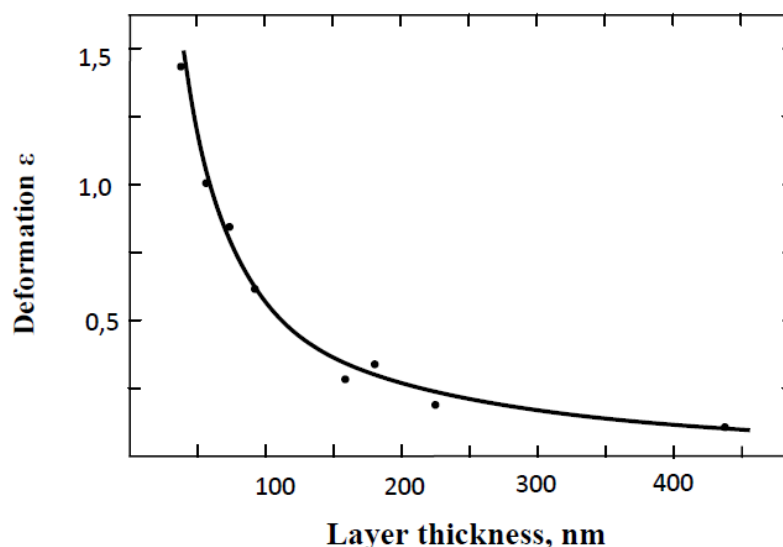


Figure 4. Dependence of the deformation $\varepsilon = ((a_1 - a_{\text{PbSe}}) / a_{\text{PbSe}}) \cdot 10^2$ of epitaxial PbSe layers on their thickness.

In **Figure 4** is shown the dependence of deformation in PbSe layers on their thickness. In the thickness range from 55 to 80 nm, the deformation made up $0.7 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^{-2}$.

Under such deformation in the layers, the forbidden gap width increased by 0.15 eV as compared to the unstrained layer [7, 8]. The epitaxial PbSe layers 50 – 80 nm thick with the lattice constant 6.170 – 6.190 Å and the deformation of the level up to $1 \cdot 10^{-2}$ can serve as the basis for designing of IR photodetectors and lasers.

4. Conclusion

If we follow the character of relaxation of strain with decreasing lattice constant as a whole, we will see that, in the case of layer with the lattice constant 6.210 \AA , critical thickness $> 100 \text{ nm}$ and significantly finer subgrains (30 nm), relaxation of strain takes place on the substrate – layer interface. For layers 1 – 5 (Table 1) with the lattice constant $6.140 – 6.190 \text{ \AA}$, the size of subgrains $40 – 70 \text{ nm}$ and critical thickness $50 – 70 \text{ nm}$, only minor part of the relaxation of strain takes place at subgrain boundaries, and it generally occurs at the substrate – layer interface. For the layers with lattice constants $6.126 – 6.140 \text{ \AA}$, the size of subgrains $> 100 \text{ nm}$ and the critical thickness $\sim 15 \text{ nm}$, substantial part of the relaxation of strain occurs at the subgrain boundaries.

Solid solutions PbSnSe have considerable reserves for realization of the dielectric state when the levels of impurities shift deeply into the forbidden gap and the concentration of current carriers can be decreased by at least a factor of 7. Without a doubt, this opens up new possibilities for designing high – sensitivity and high –temperature IR photodetectors.

References

1. A. M. Pashaev, O. I. Davarashvili, M. I. Erukashvili, Z. G. Akhvlediani, R. G. Gulyaev, L. P. Bychkova, V. P. Zlomanov. Modeling of the quasi-dielectric state in PbSnTe and PbSnSe nanolayers with high concentration of nonstoichiometric defects. *Nano Studies*, 2013, 8, 253-258.
2. A. M. Pashaev, O. I. Davarashvili, M. I. Erukashvili, L. P. Bychkova, M. A. Dzaganina, V. P. Zlomanov. The formation of new properties in the epitaxial layers and structures of IV–VI semiconductors. *Herald Azer. Eng. Acad.*, 2014, 6, 3, 49-58.
3. A. M. Pashaev, O. I. Davarashvili, M. I. Erukashvili, Z. G. Akhvlediani, R. G. Gulyaev, V. P. Zlomanov. Investigation of the structure of lead selenide nanolayers at their thickness $\leq 70 \text{ nm}$. *Bull Azer. Natl. Acad. Sci.*, 2013, 33, 5, 31-40.
4. A. M. Pashaev, O. I. Davarashvili, M. I. Erukashvili, Z. G. Akhvlediani, R. G. Gulyaev, L. P. Bychkova, V. P. Zlomanov. Nanolayers of lead selenide on potassium chloride substrates: Specific features of formation. *J. Mater. Sci. & Eng. A*, 2013, 3, 4, 235-238.
5. A. Pashaev, O. Davarashvili, M. Erukashvili, M. Dzaganina. Analysis of growth and properties of epitaxial lead selenide layers in the connection of realization of high “negative” pressure. *Bull Azer. Natl. Acad. Sci.*, 2014, 38, 1, 31-35.
6. A. M. Pashaev, O. I. Davarashvili, M. I. Erukashvili, Z. G. Akhvlediani, R. G. Gulyaev, V. P. Zlomanov. The structure of thin epitaxial layers of lead selenide. *J. Mater. Sci. & Eng. A*, 2013, 3, 2, 117-122.
7. A. M. Pashaev, O. I. Davarashvili, M. I. Erukashvili, Z. G. Akhvlediani, R. G. Gulyaev, V. P. Zlomanov. Stretching strain – effective “negative” pressure in lead selenide nanolayers. *IJEIT*, 2014, 3, 11, 318-323.
8. A. M. Pashaev, O. I. Davarashvili, M. I. Erukashvili, Z. G. Akhvlediani, L. P. Bychkova, R. G. Gulyaev. On the structural and optical properties of lead selenide nanolayers. *Adv. Mater. Res.*, 2014, 1025-1026, 831-836.

ПОЛАРИЗАЦИОННО-РАЗНЕСЕННЫЙ МЕТОД ДЛЯ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ В ОБЛАКАХ

К. Г. Цхакая, Р. Р. Кикивидзе

Грузинский технический университет
Тбилиси, Грузия

Принята 17 ноября 2014 года

С помощью радиолокационной станции, излучающей и принимающей на одну антенну линейно поляризованную волну, можно получить сведения о микроструктуре метеообъекта в предположении, что рассеивающие частицы являются сферами. Между тем, известно, что многие частицы облаков и осадков (ледяные кристаллы, крупные капли, град) не имеют сферическую форму. Поэтому, информация о таких частицах, получаемая при использовании линейной поляризации, оказывается далеко не полной.

Эффективная поверхность несферических частиц определяется не только их объемом и диэлектрической проницаемостью, но и формой и ориентацией частиц относительно плоскости поляризации излучающего поля. Вопросы, связанные с линейной поляризацией и антенной системой, способной принять деполяризационную компоненту, рассматривались в работах [1, 2].

Рассматриваются возможности использования фактора деполяризации при разнесенном приеме для характеристики и изменения фазового состояния в облаках. Несферические частицы и частицы Ми, рассеивая падающее на них излучение, вызывают вместе с тем и изменение поляризации рассеянной волны по отношению к падающей [1, 2].

Свойство частиц деполяризовать падающее излучение может быть использовано для исследования фазовых переходов воды в атмосфере. Практически для этой цели могут быть использованы две антенны, одна из которых излучает и принимает энергию, поляризованную только в определенной плоскости, другая же может принимать энергию поляризованную только в плоскости, перпендикулярной плоскости поляризации первой [1, 2]. Если принять, усилить и затем сравнить сигналы, воспринятые этими антеннами, можно рассчитать так называемый фактор деполяризации $\Delta\rho$, который определяется горизонтальной и вертикальной мощностями при отражении сигнала.

Разработанная радиолокационная аппаратура и методика наблюдений позволяют определить величину деполяризации эхо-сигнала, полученного от метеообъектов [2, 3]. Деполяризация эхо-сигнала от малых сферических частиц отсутствует, а по мере увеличения их эллиптичности – возрастает.

Реальные ледяные кристаллы и снежинки обычно имеют форму шестигранных призм или звездочек; поэтому они могут рассматриваться как эллипсоиды вращения. Необходимо было экспериментально определить зависимость степени деполяризации эхо-сигнала от характера рассеивающих частиц. С этой целью были предприняты специальные параллельные самолетные и радиолокационные измерения, в ходе которых одновременно измерялись степень деполяризации эхо-сигнала наземным радиолокатором и форма и размер частиц – с самолета. Было установлено, что деполяризация волны весьма значительна для ледяных частиц, имеющих вытянутую форму (игл и столбиков). Фактор деполяризации в этом случае может быть всего 5 – 10 dB. Деполяризация от капельных облаков и обложных дождей весьма мала (15 – 20 dB).

При значениях < -9 dB распределения интенсивности начинают заметно отличаться от Релеевской диаграммы рассеяния, причем их значения существенно возрастают при малых углах рассеяния. Иными словами, рассеяние вперед начинает преобладать над рассеянием назад, чего не наблюдалось в Релеевской теории [4]. Кроме того, установлено, что при отрицательных температурах отражения усиливаются.

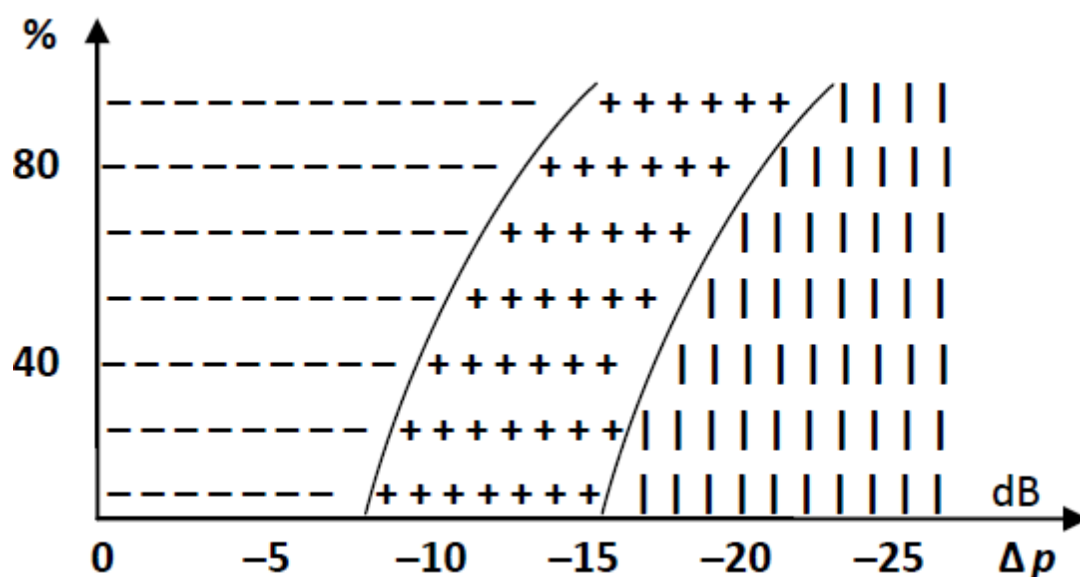


Рисунок 1. Эмпирическая номограмма, отражающая связь между степенью деполяризации эхо-сигнала и вероятностью того или иного фазового состояния облаков и осадков.

- ледяное облако
- + + + + смещенное облако
- | | | | | капельное облако

На основании экспериментальных наблюдений была построена эмпирическая номограмма (рисунок 1), отражающая связь между степенью деполяризации эхо-сигнала и вероятностью того или иного фазового состояния облаков и осадков. Данная номограмма показывает, что при < -9 dB под малым углом рассеяния (вперед) в формировании эхо-сигнала основную роль играет кристаллическая структура частиц. Таким образом, при уменьшении диэлектрической проницаемости частиц максимум фактора деполяризации сдвигается вперед, под малым углом рассеяния; кроме того, чем больше размер рассеивающих частиц, тем больше деполяризация сигнала. Из номограммы видно, что при > -15 dB эхо-сигнал формировался сферическими частицами. При этом, иодяные капли дают максимальную деполяризацию в области рассеяния назад (180°) и чем больше размер рассеивающих частиц, тем больше фактор деполяризации. А в интервале от -9 до < -15 dB эхо-сигнал, иероятнее всего, формируется как каплями, так и кристаллами, т.е. для смешанного облака фактор деполяризации принимает максимальное значение между углами рассеяния от 80 до 140° .

Одиночная крупная градина отражает в радиолокатор гораздо большую мощность, чем отдельная того же размера капля дождя. Наблюдаемые сильные отражения, соответственно большая деполяризация, от крупных градин, происходит из-за того, что сухой лед слабо поглощает электромагнитные волны и градина ведет себя подобно линзе. Падающая на нее мощность фокусируется на противоположной стороне сферы, а затем обратно отражается по направлению к радиолокатору под малыми углами рассеяния. Когда лед начинает таять, условия отражения резко меняются.

Вода поглощает электромагнитную энергию гораздо сильнее, чем лед. В результате, значительная часть падающей энергии будет поглощена еще до того, как произойдет фокусирование и рассеяние энергии от выпуклого переднего края сферы. Очевидно, что вследствие значительного поглощения энергии пленкой воды величина обратно рассеянной мощности для обводненной сферы будет меньше, чем для чисто ледяной такого же размера и при этом рассеянная энергия, соответственно максимум фактора деполяризации, сдвигается по направлению назад (под углом $140 - 180^\circ$).

Таким образом, с увеличением показателя преломления доля излучения назад (под углом рассеяния 180°) возрастает. Кроме того, чем больше размер рассеивающих частиц (Ми), тем больше фактор деполяризации. Из вышесказанного следует, что поляризационно-разнесенный метод четко фиксирует фазовые переходы воды в атмосфере.

Ссылки

1. К. Г. Цхакая, А. Б. Шупяцкий. Поляризационные свойства сигнала от метеообразований при различных углах рассеяния. В сб.: Тр. X Всесоюз. конф. по распростран. радиоволн. 1972, Москва: Наука.
2. К. Г. Цхакая, А. Б. Шупяцкий. Применение деполяризации радиолокационного сигнала для исследования микроструктуры облаков и осадков при бистатическом режиме. Изв. АН СССР (Физ. атмосф. и океана), 1974, 11.

3. Д. Атлас. Успехи радарной метеорологии. 1978, Москва.
4. К. Г. Цхакая, А. А. Капанадзе, Дж. Г. Никурадзе, О. М. Бенидзе, В. Д. Меладзе, В. И. Квинтрадзе. Поляризационные исследования метеообъектов в режиме разнесенного приема. В сб.: Новейшие научные достижения. 2012, София: «Бял ГРАД-БД» ООД.

GROWTH MECHANISM AND MORPHOLOGY OF GERMANIUM NITRIDE NANOWIRES

D. Jishiashvili, L. Chkhartishvili, Z. Shiolashvili,
N. Makhatadze, V. Gobronidze, A. Jishiashvili

Georgian Technical University
Tbilisi, Georgia
d_jishiashvili@gtu.ge

Accepted November 2, 2014

1. Introduction

Nanowires have unique electronic and optical properties that make them promising building blocks for advanced nanoelectronic devices [1]. Like zero dimensional quantum dots the 1D nanowires (NWs) also exhibit excellent properties caused by their low dimensionality, quantum confinement effects and increased value of surface to volume atomic ratio. However, the inability to reliably control their growth process, morphology and structure is a major technological challenge. Different methods have been developed for the growth of NWs. These methods include the vapor–liquid–solid (VLS), oxide-assisted, self-catalytic, fluid–solid–liquid, solid–liquid–solid and other methods. Among these growth technologies the VLS mechanism, originally developed by Wagner & Ellis [2] is the most popular and the most widely used owing to its simplicity and versatility when applied in many semiconductor systems [3 – 9]. The method is accomplished through the molten catalyst tip that absorbs molecules from the vapor, gets oversaturated and precipitates excess molecules, thus providing the growth of a solid nanowire. The VLS method has greatly lowered reaction energy compared to normal vapor–solid growth.

Tapering is frequently observed in VLS grown NWs. The reasons for tapering are well established [10 – 14]. They are attributed to catalyst related and side-wall processes. Any deviations in catalyst tip size during the growth cause immediate changes in nanowire diameter. The side wall effects may also contribute to the tapering by means of two mechanisms. One of them involves the direct syntheses of material at the side walls. The second mechanism implies the tip-directed diffusion of species, which reach the catalyst and dissolve in it, causing the increase of catalyst size and subsequent tapering of growing nanowire. Tapered nanowires possess axially dependent electronic and optical properties [15]. Together with NWs with uniform diameters, the tapered NWs may also exhibit unique properties and may find different applications [16 – 18].

Recently we have developed the new, simple, hydrazine-based pyrolytic technology for the growth of 1D nanostructures [19, 20]. Using this method the nitride, oxide and phosphide nanowires were produced. Germanium nitride nanowires attracted our attention because their growth mechanism, morphology and even composition varied in accordance with the growth temperature. The purpose of this work was to analyze the growth mechanisms and tapering of

germanium nitride nanowires, produced on Ge source and Si substrate after annealing in hydrazine vapor in the temperature range of 500 – 560 °C.

2. Experimental

Germanium nitride nanowires were grown on the surface of a disc-shaped single-crystal Ge source placed on the bottom of the quartz reactor and on the polished Si substrate (**Figure 1a**). The reactor was first evacuated and then filled with N_2H_4 (hydrazine) vapor, which contained 3 mol. % H_2O . The mass transfer was accomplished by volatile GeO species produced after reaction between Ge and H_2O . The nitride was synthesized by means of active species (NH_2 , NH , NH_3) formed after pyrolytic decomposition of N_2H_4 . Hydrogen served as a reducing agent and it was also produced after decomposition of hydrazine. The source and substrate were heated by an external furnace. The temperature of Si substrate was by 30 °C lower as compared to the Ge source, because it was located at 2 – 3 mm above the source. The details of technology can be found elsewhere [19 – 21].

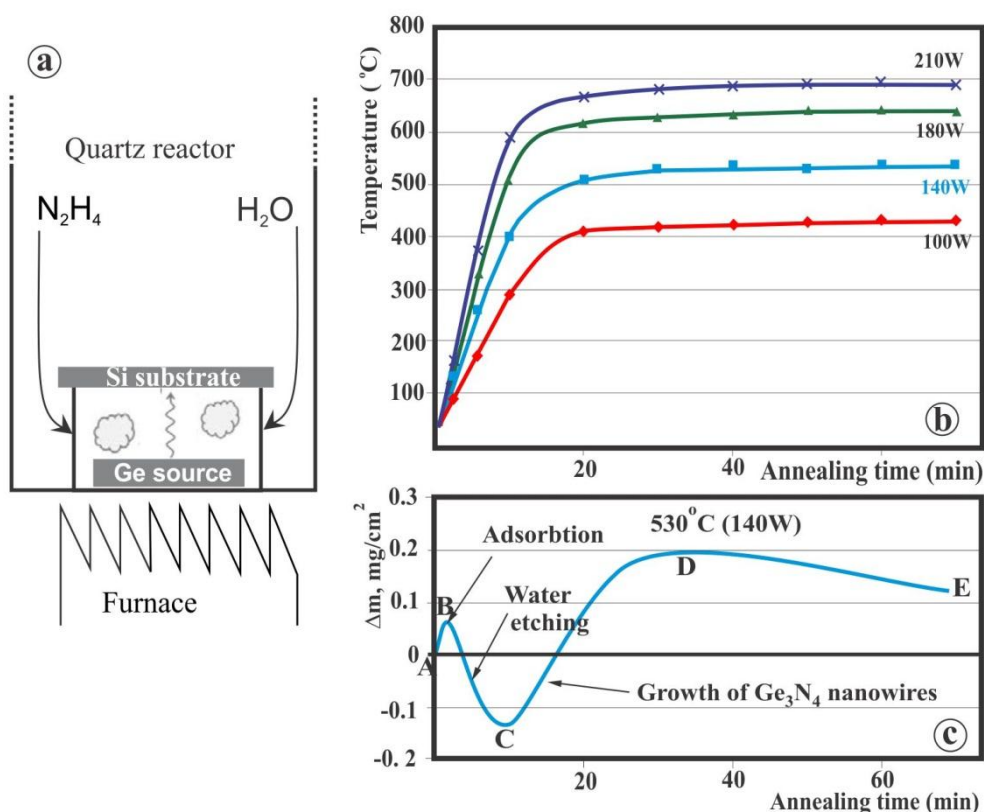


Figure 1. Schematic of the experimental setup for the growth of NWs (a); dependence of Ge source temperature on the applied power (b); time dependence of Ge source mass change during the annealing in hydrazine at 530 °C (c).

The morphology and structure of NWs were studied using FEI Quanta FEG 600 Scanning Electron Microscope (SEM) and Philips CM200 FEG Transmission Electron Microscope (TEM). The vacuum microbalance with tubular furnace was used for the separate measurement of changes in the Ge source mass during hydrazine vapor annealing. TEM and SEM images were analyzed using the software ImageJ.

3. Results and discussion

Figure 1b presents the dependence of Ge source temperature on the power, applied to the external furnace. The source temperature was gradually increased and then stabilized reaching the saturation value. Accordingly, the growth of nanowires on Ge source proceeded in two stages. The first was carried out at rising temperature, and the second - at stabilized temperature. The same growth stages hold true for NWs grown on Si substrate, however the Si temperatures were by 30 °C lower as compared to Ge source temperatures. **Figure 1c** shows the changes in the Ge source mass per unit area during annealing in hydrazine at 530 °C. The initial increase in mass is attributed to the adsorption from $N_2H_4 + H_2O$ vapor (curve A–B), followed by mass decrease related with Ge etching with H_2O molecules (curve B–C) [21]. At temperatures exceeding 400 °C the mass of Ge source increases due to formation of GeO_x clusters that are produced after interaction of Ge with H_2O , followed by the growth of Ge_3N_4 NWs (curve C–D). The downward directed last segment of the curve (D–E) indicates that the growth of NWs is ceased, while the evaporation from the source surface still takes place. The nature of the curve in **Figure 1c** indicates that the annealing of Ge source in hydrazine vapor is a complicated process which proceeds through the sequential etching, evaporation and growth. Molecules, evaporated from the source were condensed on the Si substrate forming different nanostructures. In this study we will investigate the growth of nanomaterials produced on Ge source and Si substrate during thermal annealing at three fixed temperatures: 500, 530 and 560 °C.

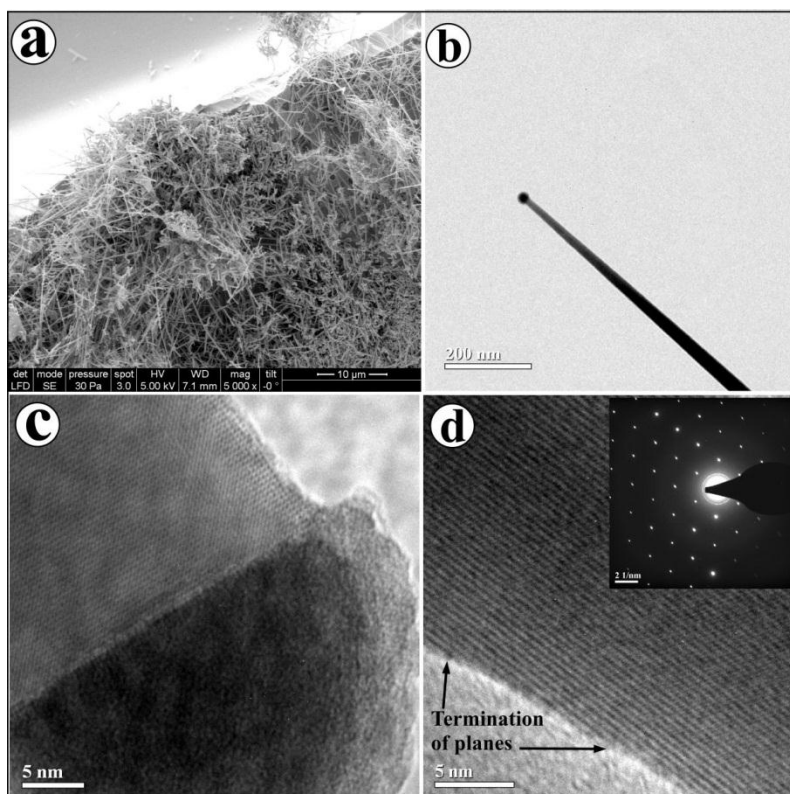


Figure 2. The “mat” of Ge_3N_4 NWs grown on Ge source at 500 °C (a); TEM (b) and HRTEM images of VLS grown Ge_3N_4 nanowires produced on Ge source (c, d), inset in (d) presents the selected area electron diffraction pattern.

Figure 2 shows nanowires grown on Ge source after 1 h annealing in $\text{N}_2\text{H}_4 + \text{H}_2\text{O}$ vapor at 500 °C. Several micrometer thick nanowire “mat” is formed on Ge source, as it is evidenced by SEM image in **Figure 2a**. More detailed analysis using TEM reveal that nanowires have Ge catalyst droplets at the tip as it was also observed in our previous study [21]. This confirms the VLS growth of nanowires. XRD analysis (the results are not shown) and selected area electron diffraction pattern in the inset of **Figure 2d** also proved the formation of $\alpha\text{-Ge}_3\text{N}_4$ nanowires that were growing in the direction perpendicular to (01-1) plain. The sizes of nanowires vary in a wide range. The maximum lengths of nanowires were in the range of tens of micrometers and the minimum diameter was found to be 8 nm.

HRTEM image of catalyst droplet (**Figure 2c**) clearly shows its hemispherical shape. The droplet has a dark core consisting mostly of Ge and a light shell of GeO_x layer. The contrast in HRTEM image of catalyst is caused by a large difference in average atomic numbers between Ge and GeO_x (Z-contrast). The interface (growth front) between catalyst and crystalline nanowire is quite straight and very sharp, proving that Ge_3N_4 was formed directly at the interface without formation of any intermediate compound. The perfect match of nanowire diameter with the catalyst core size is observed at the interface, indicating, that the catalyst shell is formed after cooling and solidification of a molten catalyst droplet. It should be noted that the nanowire walls in **Figures 1c** and **d** are in fact free of amorphous oxide layer (or the thickness of oxide is less than 1 nm), proving once again the high resistance of Ge_3N_4 against oxidation.

Tapering was observed almost in all nanowires and the typical tapered NW is shown in **Figure 2b**. The NW diameter is gradually decreasing in the direction of catalyst tip. The instabilities in catalyst shape during the growth may cause the tapering, because stresses at interface may exceed the surface tension and affect the solid-liquid interface area [6, 12]. However the ordered interface and hemispherical shape of the droplet in **Figure 2c** suggests that during the growth of Ge_3N_4 nanowire the stable catalyst was formed at the NW tip.

The side-wall deposition may also cause the tapering of observed type. Taking into account that the side-walls of grown NWs consist of pure Ge_3N_4 , one should suggest that the tapering is caused by direct synthesis of Ge_3N_4 on the side-walls using gaseous precursors. However, earlier it was established that in hydrazine vapor the direct synthesis of germanium nitride may be accomplished only at temperatures higher than 520 °C [21]. At 500 °C Ge_3N_4 can be produced only by VLS mechanism because the molten catalyst mediated growth proceeds at significantly lower temperatures. It means that the decrease of catalyst size during the growth is the only reason for the tapering of Ge_3N_4 NWs produced at 500 °C. In our experiments the growth is performed at a constant vapor pressure (~ 10 Torr) and the supply of nitrogen and oxygen precursors, and hence the amount of gaseous precursors impinging molten catalyst, has a permanent value. However, the rate of formation and the flux of volatile GeO molecules strongly depend on the temperature. We assume that at the initial stage of VLS growth, the Ge nanocatalyst droplets are formed at the Ge source surface. They are produced after hydrogen reduction of GeO molecules. The subsequent growth needs the permanent supply of GeO molecules to the molten catalyst.

At relatively low temperatures (until curves in **Figure 1b** reach the saturation values) a part of sublimated GeO molecules is feeding the catalyst droplet, while another part is directed to Si substrate located in the “cold” zone of the reactor. The gradual rise of temperature shifts this flux towards Si substrate. The supply of GeO molecules to catalyst droplet decreases, while the amount of nitrogen precursors impinging the catalyst remains the same causing

oversaturation. As a result the catalyst is forced to consume a part of its own Ge atoms for producing Ge_3N_4 which precipitates at the liquid-solid interface. This causes the gradual decrease of catalyst volume and diameter, resulting in the growth of tapered nanowires. The described reorientation of GeO molecule fluxes at elevated temperatures restricts the growth of NWs at the Ge source and sets limits for the temperature and NW growth time. Depending on the power applied to the furnace, the growth of NWs almost stops after 20 – 30 minutes from the starting point. This is reflected by the formation of a kink on the mass reduction curve (Figure 1c, point D).

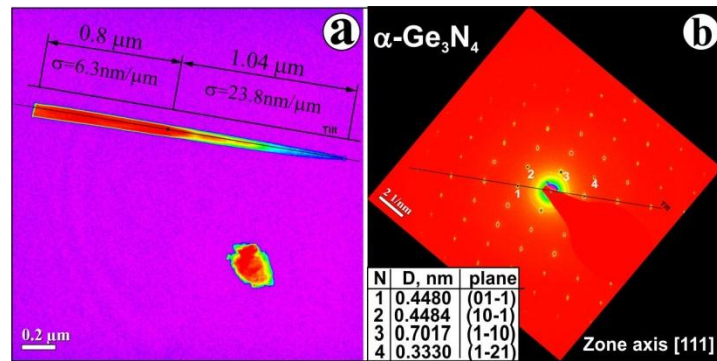


Figure 3. TEM image of tapered VLS grown Ge_3N_4 NW presented in false colors to emphasize the changes of diameter along the growth axis (a); electron diffraction pattern of the same NW. The table presents data on inter-planar spacing (b).

As the thermal inertia is higher at lower temperatures, we expect that the tapering parameter (defined as the ratio of radial to axial growth rates $\sigma = \Delta r / \Delta l$, nm / μm) will be lower at the initial stage and it will increase at higher temperatures. Figure 3a presents the TEM image of 1.84 μm long nanowire reflecting in false colors the decrease of the diameter along the growth axis. As it was expected, for the first part of NW with the length of 0.8 μm the tapering parameter is 6.3 nm / μm , while for the remaining 1.04 μm it increases by ~ 4 times reaching the value of 23.8 nm / μm . Figure 3b shows the electron diffraction pattern of the NW. The calculated inter-planar spacing presented in this figure again confirms the formation of a single crystalline $\alpha\text{-Ge}_3\text{N}_4$.

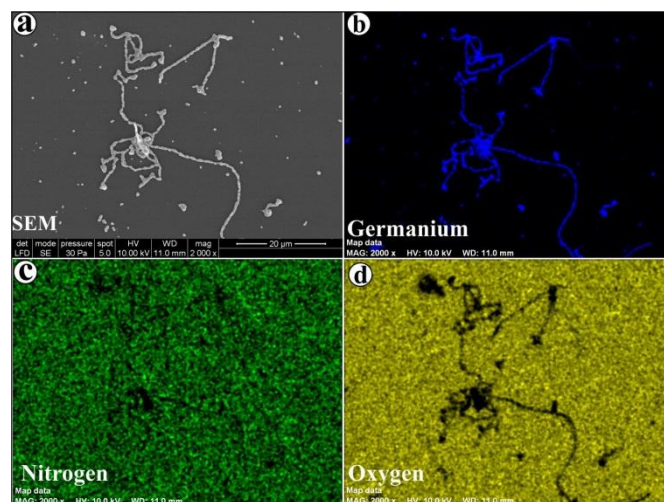


Figure 4. SEM image of material produced on the Si substrate surface after annealing at 470 °C (a) and elemental mapping of the same material (b – d).

As it was mentioned previously, at Ge source temperature of 500 °C the temperature of Si substrate above the Ge is by 30 °C lower and reaches 470 °C. This temperature is insufficient even for the VLS growth of Ge_3N_4 NWs [21]. One would expect that after condensation of GeO molecules on the “cold” Si substrate a thin film of GeO or GeO_x will be produced. **Figure 4** shows the SEM image and the elemental mapping of Si substrate surface after annealing at 470 °C. Unexpectedly, the chain-like microstructures and micro particles were found instead of a thin film. Elemental mapping shows that all particles are containing germanium and no nitrogen or oxygen is found in them. We assume, that at first the Ge nanoparticles are formed on the surface of Si substrate due to the reduction of GeO by hydrogen (the Gibbs free energy for this reaction at 470 °C is -104 kJ / mole). Ge nanoparticles thus produced underwent Ostwald ripening and were growing up to micrometer sizes. However, their tendency to form one dimensional chain-like structure and the driving forces for this processes are still not clear. It is worth noting that even if the GeO_x film was produced on the Si surface at an early stage of growth when the substrate was cold, it was completely reduced to Ge, and after surface migration they formed the Ge clusters, leaving no traces of a film.

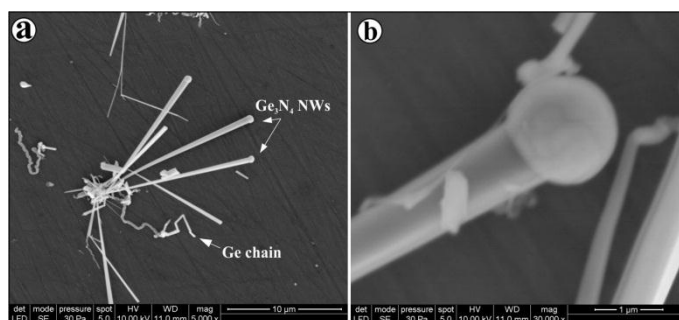


Figure 5. Tapered Ge_3N_4 NWs and Ge chains produced on Si substrate annealed in hydrazine at 500 °C (a); Ge catalyst tip of nanowire (b).

Our next experiments were performed at 530°C. The corresponding temperature of Si substrate was 500 °C. According to [21] this temperature is sufficient for direct synthesis of Ge_3N_4 from precursors through the Vapor-Solid mechanism. As a result the nanobelts were formed on the Ge source with minimum thickness of several nanometers and maximum length of several tens of micrometers. The Si substrate has enough temperature to form Ge_3N_4 nanowires through the VLS method and NWs do appear at the Si surface, as it is shown in **Figure 5a** and **b**. However, their sizes are very large and the tapering has an inverse direction in comparison with the previous case. The large sizes of NWs make impossible their analysis by TEM method. The nanowire diameters near the catalyst and the diameters of catalysts are in the range of micrometers, while the diameters of NWs at the opposite ends are in the range of tens of nanometers. The average tapering parameter is 17 nm / μm. The tapered walls of NWs are smooth and the catalyst has a spherical shape. All these indicate that the growth proceeds at steady process parameters and the catalyst itself is quite stable during the VLS growth. The side-wall deposition would cause the tapering inverse to that, which we observe in **Figure 5** and this mechanism should be excluded. The migration of Ge atoms from Si surface along the 15 μm side-wall and the increase of catalyst size through this mechanism also seem quite unrealistic. It is clear that the tapering is caused by the increase of catalyst diameter with time. This phenomenon is in compliance with the time dependent increase of GeO molecule flux at elevated temperatures, which was considered previously.

Besides tapered nanowires some other microstructures were also formed on Si substrate (Figures 5a and b). The elemental mapping shed light on their composition. As it is shown in Figures 6a – c, these microstructures comprise pure Ge formed after reduction of GeO, just as it was observed in Figure 4. Note, that the catalyst droplets appear only in the germanium related image (Figure 6b). The absence of catalysts in the nitrogen and oxygen distribution maps (Figures 6c and d) confirms that the catalyst consists of pure Ge.

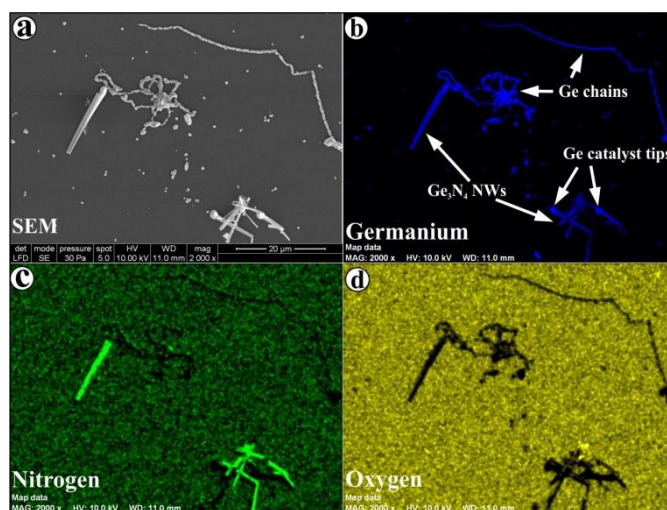


Figure 6. SEM image of Ge₃N₄ NWs and Ge microstructures Formed on Si substrate after annealing in hydrazine at 500 °C (a) and elemental mapping of the same material (b – d).

The simultaneous presence of pure Ge microstructures together with Ge nitride NWs raises reasonable doubts concerning the sufficiency of nitrogen precursors during the growth. In case of an excess supply of GeO molecules the insufficient amount of nitrogen precursors may cause the formation of Ge₃N₄ and Ge phases. The results of our next experiments which are presented below explained this issue.

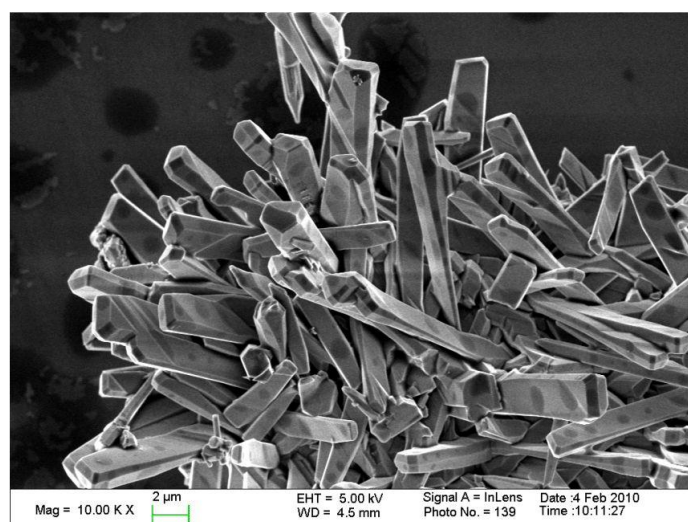


Figure 7. SEM image of Ge₃N₄ crystalline blocks produced on Ge source annealed in hydrazine vapor at 560 °C

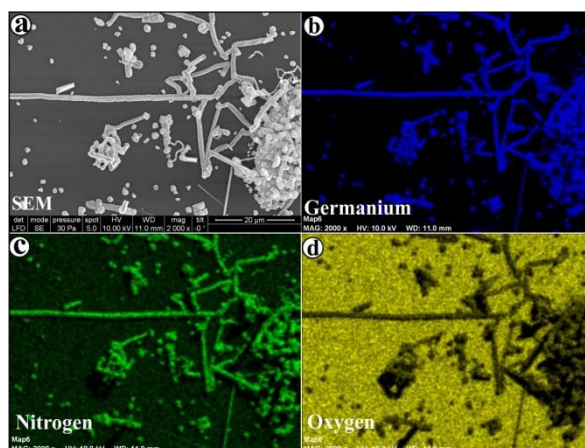


Figure 8. SEM image of crystalline Ge_3N_4 formed on Si substrate after annealing in hydrazine at 530 °C (a) and elemental mapping of the same material (b – d).

As it was established previously the annealing of Ge source in hydrazine vapor at temperatures exceeding 530 °C cause intense formation of Ge_3N_4 crystals through the vapor-solid growth mechanism [21]. **Figure 7** presents the large, faceted single crystal blocks of Ge_3N_4 formed at Ge source surface after hydrazine annealing at 560 °C. Their lengths reach tens of micrometers. The high density of elongated crystalline blocks and their appearance clearly show that the crystallization process has a very intense nature. The material with the same crystalline structure and morphology was formed also on the surface of Si substrate (**Figure 8a**). These microstructures were scratched off the Si surface and analyzed using XRD method. The results confirmed the formation of $\alpha\text{-Ge}_3\text{N}_4$ crystals (XRD patterns are not presented). The elemental mapping revealed that all microstructures shown on the corresponding SEM image (**Figure 8a**) consisted of Ge and nitrogen. No pure germanium chains or any other Ge microstructures were observed at the Si substrate at this annealing temperature. These results clearly show that in spite of increased GeO molecule flux at elevated temperatures, the amount of nitrogen precursors in the vapor is fully sufficient for the complete nitration of GeO molecules and exclusive growth of germanium nitride crystals. Keeping in mind these results and taking into account the constant value of hydrazine vapor pressure in all our experiments, we can conclude that the formation of un-nitrided Ge in **Figure 6b** is caused by the relatively low annealing temperature. So the temperature is the main rate limiting factor for the synthesis of Ge_3N_4 in hydrazine vapor. The nitride formation and hydrogen reduction are competitive processes that take place during the synthesis of materials on the Si substrate surface at 500 °C.

4. Conclusions

The crystalline Ge source and polished Si substrate located at 3 mm above the source were annealed in the vapor of hydrazine containing 3 mol. % H_2O . The source temperature varied in the range of 500 – 560 °C. The temperature of Si was by 30 °C lower than the Ge source temperature. The mass transfer and the growth of NWs were accomplished by the formation of volatile GeO molecules, produced after interaction of Ge source with water molecules. The nitrogen precursors were formed due to pyrolytic decomposition of hydrazine.

The common feature of all annealing processes was the gradual rise of the source and Si substrate temperature during the first 15 – 20 min (depending on the power applied to furnace). In the beginning of annealing at 500 °C the flux of GeO molecules was directed to the NWs growing through the VLS mechanism on Ge source. However, as the temperature was increasing the flux was redirected towards Si substrate causing the decrease of catalyst sizes and tapering of NWs grown on Ge source. During this process the temperature of Si was insufficient for the VLS growth of nanowires. GeO molecules were reduced by hydrogen forming chain-like Ge structures.

Annealing of Ge source at 530 °C resulted in the vapor-solid growth of Ge₃N₄ nanobelts on the Ge source and formation of Ge chains and VLS grown tapered Ge₃N₄ nanowires on the Si substrate surface. The tapering of these NWs was opposite to that observed at 500 °C on Ge source and the diameters of NWs were decreasing towards catalyst droplet. After annealing at 560 °C the large crystalline blocks of Ge₃N₄ were formed both on Ge source and Si substrate.

It was established that in the selected temperature range and hydrazine pressure the supply of Ge, oxygen and nitrogen precursors was quite sufficient and the substrate temperature was the main rate limiting factor for the growth of germanium nitride nano- and microstructures.

References

1. P. Yang, R. Yan, M. Fardy. *Nano Lett.*, 2010, 10, 1971.
2. R. S. Wagner, W. C. Ellis. *Appl. Phys. Lett.*, 1964, 4, 89.
3. H. Adhikari, P. C. McIntyre, A. F. Marshall, C. E. D. Chidsey. *Appl. Phys.*, 2007, 102, 094311.
4. H. J. Joyce, Q. Gao, H. H. Tan, C. Jagadish, Y. Kim, J. Zou, L. M. Smith, H. E. Jackson, J. M. Yarrison–Ricee, P. Parkinson, M. B. Johnston. *Prog. Quant. Electron.*, 2011, 35, 23.
5. Zh. Ma, D. mc Dowell, E. Panaitescu, A. V. Davydov, M. Upmanyu, L. Menon. *J. Mater. Chem. C*, 2013, 44, 7294.
6. M. Meyyappan, M. K. Sunkara. *Inorganic Nanowires: Applications, Properties, and Characterization*. 2010, CRC Press – Taylor & Francis Group.
7. S. N. Mohammad. *J. Chem. Phys.*, 2006, 125, 094705.
8. S. N. Mohammad. *Nano Lett.*, 2008, 8, 1532.
9. G.-C. Yi. *Semiconductor Nanostructures for Optoelectronic Devices. Processing, Characterization and Applications*. 2012, Berlin–Heidelberg: Springer–Verlag.
10. Y. Greenberg, A. Kelrich, Y. Calahorra, A. Cohen, D. Ritte. *J. Cryst. Growth*, 2014, 389, 103.
11. F. Iacopi, O. Richard, Y. Eichhammer, H. Bender, P. M. Vereecken, S. de Gendt, M. Heyns. *Electrochem. & Solid State Lett.*, 2008, 11, K98.
12. A. Kar, K. B. Low, M. Oye, M. A. Stroschi, M. Dutta, A. Nicholls, M. Meyyappan. *Nanoscale Res. Lett.*, 2011, 6, 1.
13. J. Kim, S. Moon, H. Yoon. *Cryst. Growth Des.*, 2012, 12, 135.
14. Y. Wang, V. Schmidt, U. Gösele. *Nat. Nanotechnol.*, 2006, 1, 186.
15. Zh. Wu, J. B. Neaton, J. C. Grossman. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 100, 246804.
16. D. K. Gramotnev, S. I. Bozhevolnyi. *Nat. Photonics*, 2014, 8, 13.
17. N. Gregersen, T. R. Nielsen, J. Claudon, J.-M. Gérard, J. Mork. *Opt. Lett.*, 2008, 33, 1693.

18. S. Krylyuk, A. V. Davydov, I. Levin. ACS Nano. 2010, 5, 654.
19. G. R. Patzke, R. Kontic, Z. Shiolashvili, N. Makhatadze, D. Jishiashvili. Mater. 2013, 6, 85.
20. D. Jishiashvili, L. Chkhartishvili, L. Kiria, Z. Shiolashvili, N. Makhatadze, A. Jishiashvili, V. Gobronidze. Nano Studies, 2013, 7, 27.
21. D. Jishiashvili, L. Kiria, Z. Shiolashvili, N. Makhatadze, E. Miminoshvili, A. Jishiashvili. J. Nanosci., 2013, 2013, 1.

SHORT DICTIONARY (GLOSSARY) ON
NANOCHEMISTRY AND NANOTECHNOLOGY. Part IV

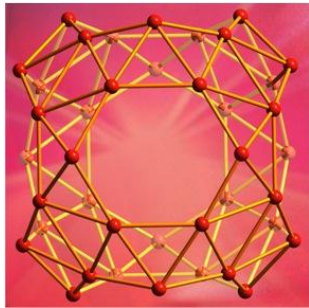
Ts. Ramishvili, V. Tsitsishvili

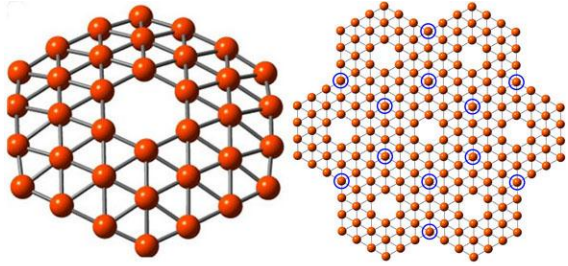
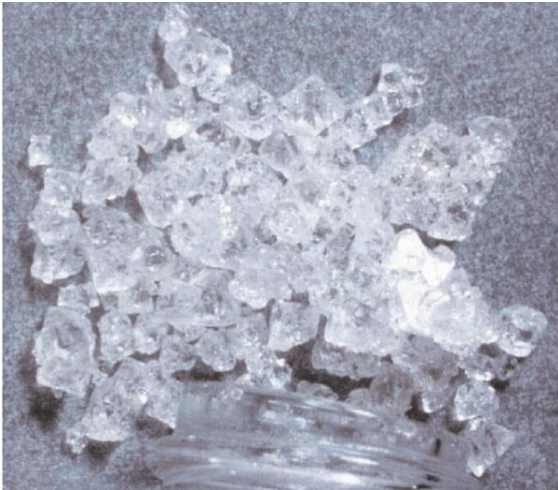
P. Melikishvili Institute of Physical & Organic Chemistry
I. Javakhishvili Tbilisi State University
Tbilisi, Georgia
rtsiuri@yahoo.com

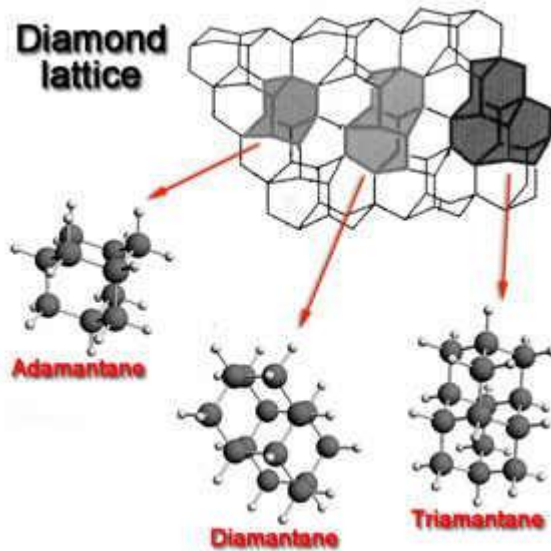
Accepted November 25, 2014

Table 1 lists some of such terms in English, German, and Russian taken from dictionaries and scientific periodic chemical publications [1 – 13] and the corresponding terms in Georgian with appropriate definitions. Synonyms are designated separate line.

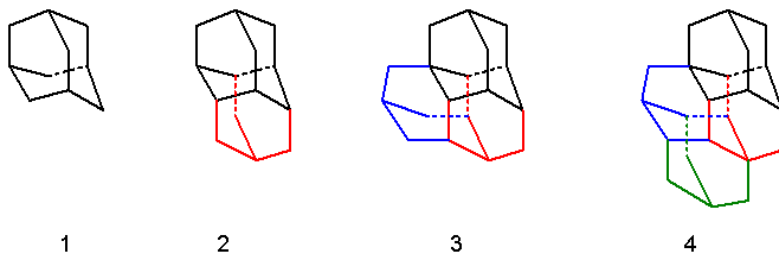
Table 1. English, German, Russian, and Georgian terms used in nanochemistry and nanotechnology.

Terms			
in English	in German	in Russian	in Georgian
Boron buckyball /Fullerene B ₄₀ /borospherene	Bor “Buckyball” m /Fulleren B ₄₀ n /Hohle Bor-Kugel f /Borospherene m	Борный бакибол (фуллерен) Боросферен	ბორის ბაკიბურთი
Boron buckyballs /Fullerenes B ₄₀ /Borospherenes	Bor “Buckyballs” pl /Borkugeln pl	Борные бакиболы (фуллерены) /Боросферены	ბორის ბაკიბურთები ბორის 40 ატომიანი კლასტერისაგან მიღებულია (Lai-Sheng Wang et al., 2014 წ.) დრუიანი, ფიჭის მსგავსი მოლეკულა, რომელიც ჰგავს ფულერენს (C ₆₀); ფულერენში არის ნახშირბადის 5- და 6-წევრიანი რგოლები, ხოლო ბორის ბაკიბურთების ზედაპირი შეიცავს ბორისაგან შემდგარ 48 სამკუთხედს, ოთხ და ორ შესაბამისად, 7- და 6-გვერდიან რგოლს. ამის გამო ბორის ბაკიბურთს არა აქვს იდეალური სფეროს ფორმა ფულერენის მსგავსად. ბორის ატომში ელექტრონული დეფიციტის გამო მას მტკიცედ უკავშირდება წყალბადის ატომები. ამიტომ ბორის ეს მცირე ზომის დრუიანი მოლეკულები – ბორის ბაკიბურთები შეიძლება გამოყენებული იყოს წყალბადის უსაფრთხო რეზერვუარად.
			
<p>ბორის ბაკიბურთი – ბორის 40-ატომიანი კლასტერი, რომელიც წარმოადგენს დრუიან მოლეკულას https://news.brown.edu/articles/2014/07/buckyball http://www.nature.com/nchem/journal/v6/n8/full/nchem.1999.html http://tehnovar.ru/10278-borosferen-novyy-vid-materiala-vhodyaschego-v-semyu-bakibollov.html</p>			

Borophene	Borophene f	Борофен	ბოროფენი
<div style="text-align: center;">  <p>ბოროფენი</p> <p>http://www.kurzweilai.net/will-borophene-replace-graphene-as-a-better-conductor-of-electrons</p> <p>http://science.spb.ru/allnews/item/1006-borophene</p> </div>			<p>კრისტალური ბორის ალოტროპი. შედგება ბორის 36 ატომიანი კლასტერისაგან (სურათზე მარცხნივ) შემდგარი ერთი ატომის სისქის ორ განზომილებიანი შრეებისაგან (სურათზე მარჯვნივ) ექვსწახნაგა სიცარიელებით შუაში (Lai-Sheng Wang, 2014 წ.). ის გრაფენის ანალოგია, არის ნახევრად გამტარი. მეცნიერთა ერთი აგუფი ბოროფენის არსებობას არ მიიჩნევს სარწმუნოდ.</p>
<p>Diamondoid Diamondoids</p> <p>/Diamondoid hydrocarbons</p>	<p>Diamantoid m Diamantoide pl /Diamantartige pl</p>	<p>Алмазоид Алмазоиды</p>	<p>ალმასოიდი ალმასოიდები</p>
<div style="text-align: center;">  </div> <p>მექსიკის ყურეში აირის საბადოში დაგროვილი ალმასოიდი M. Schoell and R. M. K. Carlson. Nature 399, 15-16 (6 May 1999).</p>			<p>ალმასოიდები არის ღრუიანი, ექვსწევრიანი ნახშირბადის ციკლებისაგან ნაწარმოები ნახშირწყალბადები, მათ გააჩნია ძალზედ ხისტი სტრუქტურა, რომელიც შეიძლება "დაედოს" ალმასის კრისტალურ მესერს – C–C ციკლებით წარმოქმნილი ღრუების სტრუქტურა ალმასის კრისტალის მსგავსია; მათში ნახშირბადის ატომები წარმოქმნის ტეტრედრულ სივრცით მესერს. ეს განაპირობებს ალმასოიდების სტაბილურობას; მათი ლღობის ტემპერატურა 1800°C-ზე და იუნგის მოდული 1050 გპა მეტია, სიმკვრივეა 3.5 გ/სმ³; ამიტომ ალმასოიდებისაგან დამზადებული ობიექტები ფოლადზე მტკიცეა, აქვს მაღალი ლღობის ტემპერატურა და სხვა ანალოგებთან შედარებით უფრო მსუბუქია. ალმასოიდებში ნახშირბადის ატომებს შორის ბმა კოვალენტურია, წყალბადის ატომები კი ზედაპირზეა განლაგებული. ალმასოიდები მაკროსკოპული ალმასის კრისტალის ნაწილაკების ზომის საშენი ერთეულებია, რომლებიც მთლიანად იმეორებს ალმასის კრისტალურ სტრუქტურას. უმარტივესი ალმასოიდი ადამანტანი (ბერმნ. adamas,</p>



ალმასოიდების სტრუქტურა:
 ადამანტანი, დიამანტანი, ტრიამანტანი
http://www.nano.sfedu.ru/research_5.html

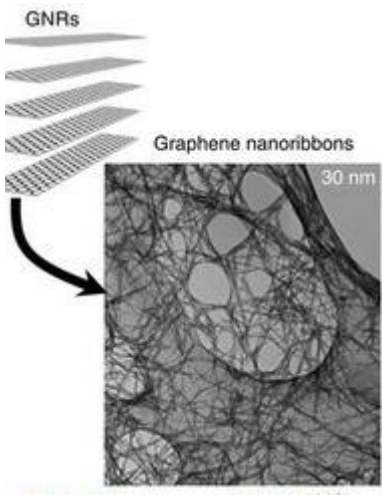


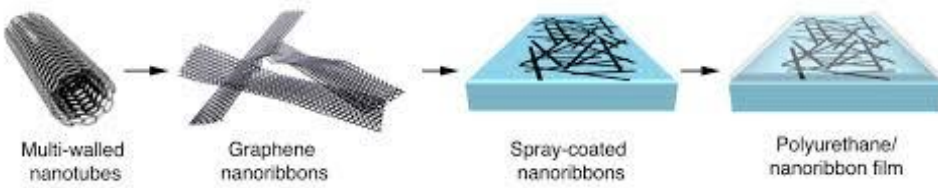
ალმასოიდები: 1 – ადამანტანი $C_{10}H_{16}$; 2 – დიამანტანი $C_{14}H_{20}$;
 3 – ტრიამანტანი $C_{18}H_{24}$; 4 – იზოტეტრაამანტანი $C_{22}H_{28}$
en.wikipedia.org

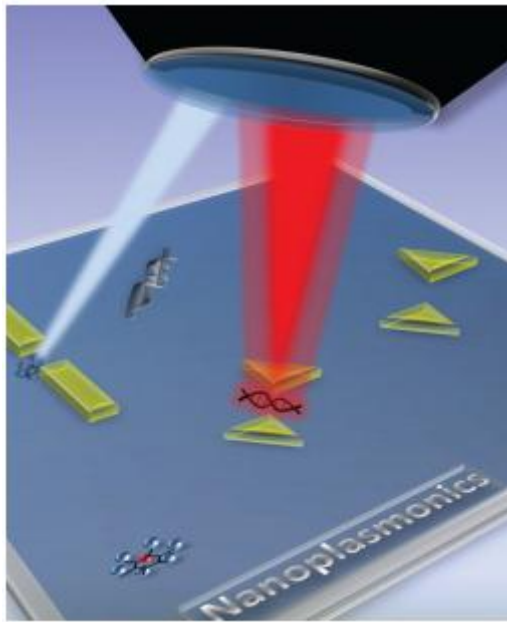
მოთხრობით ბრუნვაში adamantos – ალმასი, მასში სამი კონდენსირებული ციკლოპექსანის რგოლია სავარძლის კონფიგურაციით, $C_{10}H_{16}$), რომელიც შეიცავს ერთ ღრუს, დიამანტანი ($C_{14}H_{20}$)– ორ ღრუს, ტრიამანტანი ($C_{18}H_{24}$), ტეტრაამანტანი და ა.შ., აგრეთვე უფრო მაღალი წევრები – პოლიმანტანები. ალმასოიდები ადამანტანის ჰომოლოგებია, მათი ზოგადი ფორმულაა $C_{4m+6}H_{4m+12}$ ანუ C_mH_{m+6} , აქ m – ადამანტანის ფორმულური ერთეულია, m – მოლეკულაში ნახშირბადის ატომების რიცხვია. ალმასოიდები კონდენსირებული ადამანტანებია. ალმასოიდები აღმოჩენილია ბუნებაში ნედლ ნავთობში, ბუნებრივ აირის საბადოებში ძირითადად, ადამანტანის, დიამანტანის და ტრიამანტანის სახით ((Landa & Machacek, 1933; Landa, 1959; Petrov et al., 1974; Wingert, 1992; Dahl et al., 1999, 2003); თუმცა ცნობილი არაა მათი ნავთობში და ბუნებრივი აირის საბადოებში წარმოქმნის მექანიზმი. ლაბორატორიაში ალმასოიდებს იღებენ ორგანული პრეკურსორებიდან სუპერმეჯავური კატალიზატორების თანდასწრებით (McKervey, 1980; Schleyer et al., 1980; Schleyer, 1990). მიღებულია მათი ჩანაცვლებული და იზომერული ფორმები, აგრეთვე – სუპერადამანტანი, $C_{30}H_{36}$. ალმასოიდები იქნება ერთ-ერთი ძირითადი მასალა ნანორობოტების ასაგებად, რადგანაც მათ გააჩნია ალმასის სიმტკიცე და ქიმიური ინერტულობა. მათ სივრცით სტრუქტურაში სხვადასხვა დანამატების ჩართვით მიიღება სხვადასხვა ელექტროგამტარობის, ჰიდროფობურობის და მოქნილობის მასალები, რომლებსაც გამოიყენებენ ავიაკოსმოსურ, გემთმშენებელ და საავტომობილო მრეწველობებში. ალმასოიდის მიღება კი ე. დრექსელის აზრით შესაძლებელი იქნება მექანოსინთეზით, მაგალითად, $0.5 \times 0.5 \times 0.5$ ნმ ზომის ნანოფაბრიკაში 1-2 კგ

<p>Ferromagnetic nanomaterial</p>	<p>Ferromagnetisches Nanomaterial n</p>	<p>Ферромагнитный наноматериал</p>	<p>მასით. ფერომაგნიტური ნანომასალა</p>
<p>Ferromagnetic nanomaterials</p>	<p>Ferromagnetische Nanomaterialien pl</p>	<p>Ферромагнитные наноматериалы</p>	<p>ფერომაგნიტური ნანომასალები</p>
			<p>ზოგიერთ ნივთიერებასა და მასალებში ცალკეულ ატომთა მაგნიტური მომენტები ორიენტირებულია ერთი მიმართულებით გარე მაგნიტური ველის არ არსებობის შემთხვევაშიც კი. ეს ნივთიერებები ფერომაგნეტიკებია. ისინი მიიზიდება მუდმივი მაგნიტით და მათ გააჩნია სპონტანური დამაგნიტებულება. ფერომაგნეტიკებია: ლითონები (Fe, Co, Ni, Gd), შენადნობები, ინტერმეტალური ნაერთები (Fe₃Al, Ni₃Mn), ოქსიდები (Fe₃O₄). დაბალ ტემპერატურაზე ფერომაგნიტურია ზოგიერთი მარილი, კომპლექსური ნაერთი, მაგალითად, [Ni(en)₂][Fe(CN)₆]₂·2H₂O. ძლიერ, მუდმივ მაგნიტებს ღებულობენ Fe, Nd და B-ის შეღებებით. მათ იყენებენ ელექტროძრავებში, გენერატორებში, გადაჭოდებში (სენსორებში). მასიური მაგნიტების ნაცვლად, რომლებსაც იღებენ შეცხოებით ან დაწნეხვით, იყენებენ მაგნიტოპლასტებს, რომლებიც არის მაგნიტური მასალების და შემკრავის – პოლიმერების ნარევი. ასეთი მასალები გამოიყენება სამეზარო ზარათების მაგნიტურ ლენტებზე – პლასტიკური ზარათის ლენტაზე დატანილია მაგნიტის ან ფერიტების თხელი ფენა, ის წინასწარ დამაგნიტებულია და ამგვარად უკვე ინფორმაციის მატარებელია კომპოსტერისთვის; მაგნიტურ ნანომასალებს იყენებენ ინფორმაციის შესანახად კომპიუტერის მეხსიერების ელემენტებში; ამ დროს ინფორმაციის შენახვის მექანიზმია მაგნიტური მასალის მცირე არეს (ბიტი) გარკვეული მიმართულებით დამაგნიტება. ინფორმაციის სიდიდეს გამოსახავენ</p>
<p>რხევითი მოძრაობის ენერჯის გარდაქმნა ელექტრულში ამპულაში მოთავსებული მაგნიტური ნანოსითხის გამოყენებით.</p> <p>ამპულაში მოთავსებული მაგნიტური სითხე (Fe₃O₄-ის ნანო- ან მიკრონაწილაკები წყალში) ჩადეს კონდენსატორთან შეერთებული ინდუქციური კოჭას შიგნით; ამპულის ყოველი შერხვისას სითხე აირევა, შეიცვლება მაგნიტური ნაკადი და სითხის ნაწილაკები განლაგდება მაგნიტური ველის გასწვრივ. ამ დროს გამოყოფილი ენერჯია კი საკმარისია მცირე ზომის რადიომიმღების, მაჯის საათის ასამუშავებლად. ამავე პრინციპით შეიძლება წვიმის წვეთების ენერჯის ელექტრულ ენერჯიაში გარდაქმნა. თუ მიწაში გათხრილ სპეციალურ არხებში გავატარებთ მაგნიტურ სითხეს, მაშინ დედამიწის მაგნიტური ველის გავლენით მისი ნაწილაკები ორიენტირდება და შემდეგ ამ ენერჯიას მიაწვდის კოჭას. ასეთი სისტემები უკვე გამოიყენება ქალაქგარეთ მდებარე სახლების გასათბობად.</p>			
<p>http://900igr.net/prezentatsii/khimija/Ferromagnitnaja-zhidkost/005-Primenenie-preobrazovanie-energii-kolebatelnogo-dvizhenija-v.html http://him.1september.ru/article.php?ID=200901902</p>			

	<p>ბაიტებში, 1 ბაიტი ინახავს 8 ბიტ ინფორმაციას. თუ ინფორმაციის შენახვის სიმკვრივეა 1 გიგაბაიტი ანუ 1 მილიარდი ბიტი კვადრატულ დიუიმზე (6.45 სმ²), მაშინ 1 ბიტი იკავებს 45 ნმ სიგრძისა და 1 მკმ სიგანის ადგილს. აქედან ცხადია, რომ ინფორმაციის ჩაწერის სიმკვრივის გაზრდისთვის საჭიროა მაგნიტური მასალების ნანონაწილაკები. ამ ნანოსტრუქტურას, გარდა ფერომაგნიტური თვისებებისა, უნდა ჰქონდეს აგრეთვე მეხსიერება ანუ თავისი მდგომარეობის გადართვის შესაძლებლობა ლოგიკური “0”-დან ლოგიკურ “1”-ზე და პირიქით.</p> <p>ცალკეული დომენები ურთიერთქმედებით წარმოქმნის სტრუქტურას, რომელიც ინახავს ინფორმაციას. ინფორმაციის სიმკვრივე იზრდება მაგნიტური ნაწილაკების ზომის შემცირებით. დღეისათვის რკინისა და პლატინის ნადნობის მაგნიტური ნანონაწილაკების საფუძველზე მიღწეულია ჩაწერის ძალიან დიდი სიმკვრივე – 20 გიგაბაიტი კვადრატულ დიუიმზე; ეს ფერომაგნიტური ნანომასალა მიღებულია რკინისა და პლატინის ნაერთთა აღდგენით; ნანონაწილაკების სტაბილიზატორი იყო ზედაპირულად აქტიური ნივთიერება ოლეინის მჟავა, რომლის მოლეკულები გარს ეკვრის ნანონაწილაკებს და იცავს მათ გამსხვილებისაგან. ნანონაწილაკების შემცველ ხსნარს ათავსებდნენ სარჩულზე, მას აორთქლებდნენ და ახურებდნენ. მიღებული Fe–Pt შენადნობის ნანონაწილაკების ზომა იყო ძალიან მცირე – 3 ნმ. მაგნიტური ნანომასალების განსაკუთრებული სახეა ფოროვანი დიამაგნეტიკების ღრუებში არსებული ფერომაგნიტური ნანონაწილაკები; მაგალითად, ორგანიზმში რკინის სავაჭში – ცილა ფერითინის 12 ნმ დიამეტრის სფერული მოლეკულის 8 ნმ დიამეტრის ღრუში არის რკინის ოქსოჰიდროქსიდის (FeOOH) 5 ნმ ზომის ნანონაწილაკები. ისინი ხვდება სისხლში და</p>
--	---

			<p>მოხმარება საჭიროებისამებრ ორგანიზმის მიერ ჰემოგლობინის დასინთეზებისას. ფერომაგნიტური ნანომასალაა აგრეთვე ფერომაგნიტური სითხეები (იხ. Nano Studies, 8, 2013, გვ. 241 “Magnetic liquids”); მათში მაგნიტური ფაზაა Fe_3O_4 და ფერიტების ნანონაწილაკები; ეს სისტემები ფართოდ შეიძლება გამოვიყენოთ მექანიკური ენერჯის ელექტრულში გარდაქმნისთვის (იხ. სურათი).</p>
<p>Graphene nanoribbon /Nano-graphene ribbon /Nano-graphite ribbon (GNR) Graphene nanoribbons /Nano-graphene ribbons /Nano-graphite ribbons (GNRs)</p>	<p>Graphen-Nanoband n /Nanograhenband n /Nanographitband n (GNR) Graphen-Nanobänder pl /Nanograhenbänder pl /Nanographitbändern pl (GNRs)</p>	<p>Графеновая нанолента Графеновые наноленты</p>	<p>გრაფენის ნანოლენტა გრაფენის ნანოლენტები</p>
<div style="text-align: center;">  <p>30 ნმ სიგანის გრაფენის ნანოლენტების TEM მიკროგრაფიული სურათი</p> <p>http://www.nature.com/ncomms/journal/v3/n5/full/ncomms1834.html</p> <p>http://en.wikipedia.org/wiki/Graphene_nanoribbons</p> </div>			<p>გრაფენის ნანოლენტები გრაფენის ულტრათხელი (ნახშირბადის ერთი ატომის სისქის) ვიწრო ზოლებია სიგანით 10–100 ნმ. ახასიათებს არახაზოვანი დისპერსიის კანონი, არის ნახევრად გამტარი აკრძალული ზონის არსებობის გამო, რასაც განსაზღვრავს ლენტის სიგანე და ნაპირა ატომების მდებარეობა; ცნობილია მიღების რამდენიმე მეთოდი. ქიმიური მეთოდის გამოყენებით მიღებულია 10 ნმ ნაკლები სისქის გრაფენის ნანოლენტები. გრაფენის ნანოლენტების საფუძველზე შეიძლება შეიქმნას ოთახის ტემპურატურაზე მომუშავე გრაფენის ტრანზისტორი.</p>

<p>Graphene nanoribbons film</p>	<p>Nanobänder Film von Graphen m /Graphen-Nanoband Film m</p>	<p>Плѐнка графеновых нанолент</p>	<p>გრაფენის ნანოლენტების აფსკი</p>
<p>Graphene nanoribbons films</p>	<p>Nanobänder Filme von Graphen pl /Graphen-Nanobänder Filme pl</p>	<p>Плѐнки графеновых нанолент</p>	<p>გრაფენის ნანოლენტების აფსკები</p>
<div style="text-align: center;">  <p data-bbox="240 994 1023 1077">გრაფენის ნანოლენტების მაღალი სიმკვრივის აფსკის მიღების ერთ-ერთი მრავალსაფეხურიანი გზის სქემა</p> <p data-bbox="164 1122 1098 1155">http://news.rice.edu/2014/09/16/nanoribbon-film-keeps-glass-ice-free-2/</p> </div>			<p>რაისის (Rice, აშშ) უნივერსიტეტში მიიღეს გრაფენის ნანოლენტების მაღალი სიმკვრივის აფსკი (იხ. სურათი), რომლის სისქე 50–200 ნმ. აფსკი, დატანის ხერხისაგან დამოუკიდებლად (გაფრქვევა, ბრუნვით დატანა თუ შეღებილი პოლიურეთანული საღებავით), არის რადიოსიხშირის ტალღებისთვის გამჭვირვალე, სითბოს და ელექტრობის გამტარი. ამიტომ მინის ზედაპირზე დატანილ გრაფენის ნანოლენტების აფსკზე ძაბვის მოდებისას ყინულის ფენა მინის ზედაპირზე გარემოს -20°C-ც კი სწრაფად (დაახლოებით 1 წთ) ლღვება. ეს ტექნოლოგია შეიძლება გამოყენებული იყოს ცათამბჯენების და მანქანების მინების და რადარების თაღოვან ზედაპირებზე ყინულის ფენის წარმოქმნის საწინააღმდეგოდ, თანაც ამ დროს მასალა რადიოსიხშირის ტალღებისთვის რჩება გამჭვირვალე.</p>
<p>Nanoplasmonics</p>	<p>Nanoplasmonik f</p>	<p>Наноплазмоника</p>	<p>ნანოპლაზმონიკა</p> <p>ნანოპლაზმონიკა (ნ.პ.) მეცნიერების ახალი დარგია, ის ნანოოპტიკის და ნანოფოტონიკის ნაწილია. ნ.პ. რთული ოპტიკური სისტემების შექმნის მიზნით სწავლობს ლითონების ნანოსტრუქტურებსა და ნანონაწილაკებში გამტარობის ელექტრონების რხევებთან დაკავშირებულ მოვლენებს და</p>



<https://www.london-nano.com/sites/default/files/uploads/research/highlights/Nanoplasmonics.pdf>
http://en.wikipedia.org/wiki/Surface_plasmon_polariton
<http://www.amazon.de/dp/9814267163>

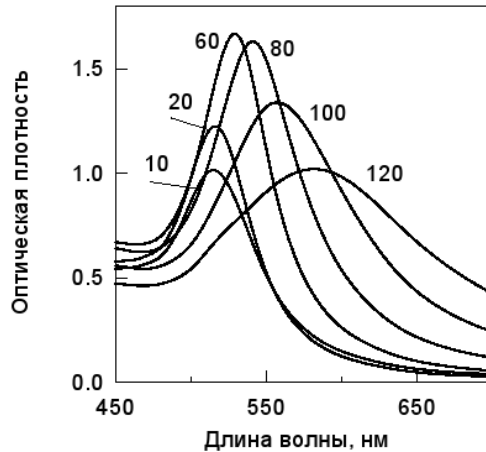
ამ რხევების მოქმედებას სინათლესთან, ატომებთან და მოლეკულებთან. ნ.პ. ნანოდონეზე სინათლით მართვაა. ნანონაწილაკებში პლაზმონური რხევები არსებითად განსხვავდება ელექტრომაგნიტური ტალღებისაგან, რომლებიც ვრცელდება ლითონის ზედაპირზე (“ზედაპირული პლაზმონებისაგან”). სწორედ ეს რხევები, რომლებსაც ლოკალურ პლაზმონებს უწოდებენ, ნ.პ.-ის ყველა გამოყენებითი მხარის საფუძველია. ნ.პ.-ში ელექტრონული რხევების მაღალი სიხშირე (ულტრაიისფერიდან ინფრაწითლამდე) ერწყმის მათ ძლიერ სივრცით ლოკალიზაციას. ეს უკანასკნელი კი იწვევს ლოკალური ელექტრული და ოპტიკური ველების გიგანტურ ზრდას; აგრეთვე ლოკალური პლაზმონების თვისებები ნანონაწილაკების ფორმაზეა დამოკიდებული; ეს კი მათი რეზონანსების სისტემის სინათლესთან ან ელემენტარულ ქვანტურ სისტემებთან (მოლეკულები, ქვანტური წერტილები) ეფექტურ ურთიერთქმედებაზე “აწყობის” შესაძლებლობას იძლევა. პლაზმონური ნანონაწილაკების რთული სპექტრების გამოყენებით შესაძლებელია ერთდროულად მათ მიერ სინათლის როგორც შთანთქმის, ასევე გამოსხივების გაძლიერება და ამგვარად ეფექტური ფლუოროფორების და ნანოზომის სინათლის წყაროების (ნანოლაზერებისაგ კი) შექმნა. ლითონების ნანოსტრუქტურების მცირე ზომებისა და მათში მიმდინარე პროცესების დიდი სიჩქარის გამო ნანოპლაზმონიკით შესაძლებელია კომპიუტერებისთვის და მონაცემთა დამუშავების მოწყობილობებისთვის ახალი ელემენტური ბაზის შექმნა. ნახევრადგამტარულ და ოპტიკურ ბოჭკოვან ტექნიკასთან შედარებით ნანოპლაზმონური ტალღამტარის გამოყენებით გაიზრდება კომპიუტერთა

			<p>და სხვა მოწყობილობების ფუნქციონირების სიხშირე. ნანოპლაზმონიკა გამოიყენება მეტამასალების მიღებაში; ისინი ხელოვნური მასალებია, რომლებშიც ჩვეულებრივი ატომების ადგილს იკავებს სპეციალური ფორმის პლაზმონური ნანონაწილაკები ან ნანოსტრუქტურები. პლაზმონურ მეტამასალებს შეიძლება გააჩნდეს არამარტო უარყოფითი დიელექტრული შეღწევადობა, ასევე უარყოფითი მაგნიტური შეღწევადობა. ამ თვისებების კომბინაციით შეიძლება ოპტიკური მოწყობილობის ნანოსკოპის შექმნა, რომელშიც ჩვეულებრივი მიკროსკოპისაგან განსხვავებით, არ არსებობს ე.წ. დიფრაქციული ზღვარი და მისი მეშვეობით შეიძლება რამდენიმე ნანომეტრის ზომის ობიექტის დანახვა. პლაზმონური მეტამასალების საფუძველზე მუშავდება ე.წ. უჩინარი საფარის კონცეფცია. ამ მეტამასალაში ელექტრული და მაგნიტური თვისებების ისეთი განაწილებაა, რომ სინათლის ყველა სხივი რაღაც მოცულობას გარს უვლის გაბნევის და არეკვლის გარეშე და ამის გამო ამ მოცულობაში მოთავსებული ნებისმიერი ობიექტი გარე დამკვირვებლისთვის ხდება უჩინარი.</p>
<p>Plasmonic synthesis</p>	<p>Plasmonische Synthese f</p>	<p>Синтез, плазмонный</p>	<p>პლაზმონური სინთეზი</p>
<div data-bbox="354 1413 901 1921" data-label="Figure"> </div> <p data-bbox="164 1933 1099 2056"> სინათლის განბნევის სპექტრის დამოკიდებულება ვერცხლის ნანონაწილაკის ფორმაზე და ზომაზე, რომლებიც განსაზღვრულია გვირაბული ელექტრონულ-მიკროსკოპული მეთოდით. </p>			<p>პლაზმონები – ლითონებში თავისუფალი ელექტრონების კოლექტიური რხევებია. პლაზმონების აგზნების დამახასიათებელი თავისებურებაა პლაზმონური რეზონანსი, რომელიც ნაწინასწარმეტყველები იყო XX საუკუნის დასაწყისში G. Mie-ის მიერ [G. Mie. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. Ann. Phys. (Leipzig), 1908, 25, 377]. პლაზმონური რეზონანსის ტალღის სიგრძე, მაგალითად, 50 ნმ დიამეტრის ვერცხლის სფერული ნაწილაკებისთვის არის 450 ნმ, რაც მიუთითებს დიფრაქციული ზღვრის მიღმა (გამოსხივების ტალღის სიგრძე გაცილებით მეტია ნაწილაკის ზომაზე)</p>

სურათიდან ჩანს, რომ “ნანოსამკუთხედები” კარგად განაზღვრეს წითელ ფერს, “ნანოხუთკუთხედები” – მწვანეს, “ნანოსფეროსებრები” – ცისფერს; ყველაზე მცირე ზომის ნაწილაკები კარგად განაზღვრეს ცისფერს. ნანონაწილაკის ზომის ზრდისას სინათლის განხრევის მაქსიმუმი გადაინაცვლებს სპექტრის წითელ უბანში.

J. J. Mock et al. J. Chem. Phys., 2002, 116, 6755.

В. В. Климов. Наноплазмоника. 2009, Москва: Физматлит.



10-დან 100 ნმ-მდე დიამეტრის ოქროს სფერული ნაწილაკების ოპტიკურ სიმკვრივეთა Mie-ის თეორიით გამოთვლილი სპექტრები (რაც ექსპერიმენტულადაც დასტურდება), კიუვეტა – 1 სმ-იანი, ხსნარში ოქროს ფიქსირებული კონცენტრაცია – 57 მკგ/მლ.

P. M. Njoki et al. J. Phys. Chem., 2007, 111, 40, 14664.

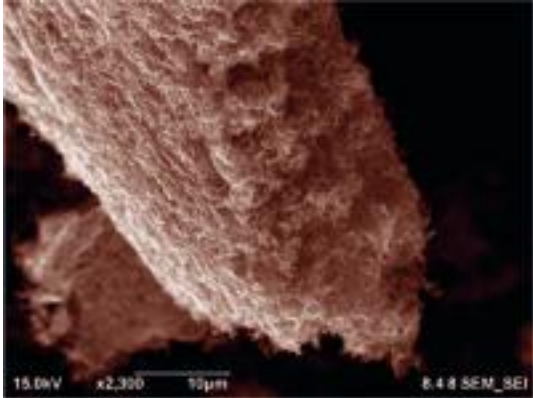


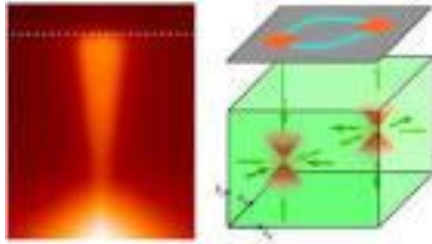
სხვადასხვა ფორმის ნანონაწილაკების მიღება პლაზმონური რეზონანსით.

Angew. Chem., 2013, 125, 52, 14158-14189.

<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1748013213000224>

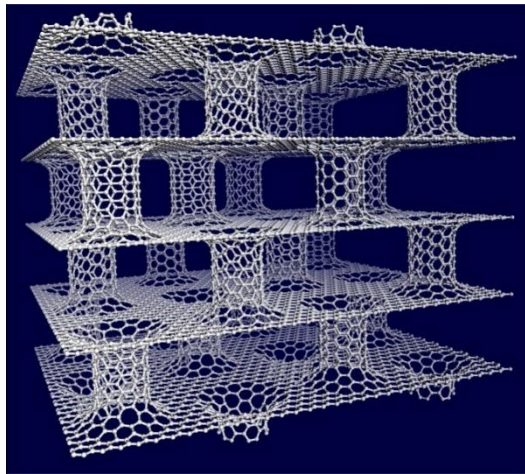
ნაწილაკების რეგისტრაციის შესაძლებლობაზე. ნანოზომის ნაწილაკების მიღების ტექნოლოგიების განვითარებასთან ერთად შეიქმნა ნანოტექნოლოგიის დარგი ნანოპლაზმონიკა. შესაძლებელი გახდა ელექტრომაგნიტური გამოსხივების გადაცემა მეტალების ნანონაწილაკების გასწვრივ პლაზმონური რხევების აგზნების მეშვეობით. აგზნების შესაბამის ტალღის სიგრძეზე, რომელიც შთანთქმება ნანონაწილაკებით, შეიძლება სამიზნე ნაწილაკების ზრდა და საწყისი ჰეტეროგენული პოპულაციიდან შესაძლებელია ნანონაწილაკების ჰომოგენური პოპულაციის მიღება. აღნიშნულის მაგალითია ხილული სინათლით ზედაპირული პლაზმონების აგზნებისას ლითონების ნანონაწილაკების მიღება ციტრატით ვერცხლის იონების ადგენისას [Angew. Chem., 2013, 125, 52, 14158-14189]. ნაჩვენებია, რომ ხილული სინათლით შესაძლებელია სფერული ვერცხლის ნანონაწილაკების ვერცხლის ტრიგონალურ პრიზმებში გარდაქმნა. ეს პლაზმონური სინთეზები შეიძლება გახდეს გარკვეული მორფოლოგიის ნანონაწილაკების (Pt, Pd, Au, Co, Ni, Ru), მათ შორის ბიმეტალური სტრუქტურების, მაგალითად, Au-Ag, საწარმოო სინთეზის საშუალება. ოქროს 20 ნმ ზომის ნაწილაკებისთვის პლაზმური რეზონანსი ლოკალიზებულია ხილული სპექტრის მწვანე უბანში (520 ნმ), რაც ხსნის ამ ზოლების წითელ ფერს. ნაწილაკთა ზომის გაზრდით რეზონანსი წანაცვლდება წითელ უბანში და შესაბამისად იცვლება ზოლის შეფერვა.

<p>Three-dimensional (3D) nanoporous graphene</p>	<p>3D-Nanoporöses Graphen n</p>	<p>Трёхмерный нанопорыстый графен</p>	<p>სამგანზომილებიანი ნანოფოროვანი გრაფენი</p>
<div style="text-align: center;">  <p>სამგანზომილებიანი ნანოფოროვანი გრაფენის სურათი</p> <p>http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/anie.v53.19/issuetoc http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/ange.201402662/abstract http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/ange.201402662/full http://iteranet.ru/it-novosti/2014/01/23/otkryt-tryoxmernyj-grafen/ http://el-lance.ru/news/2014-01-24-3944 http://hi-news.ru/science/uchenye-zamenyayut-platinu-trexmernym-grafenom-v-solnechnyx-elementax.html http://supreme2.ru/5170-3d-grafen/</p> </div>			<p>/3D ნანოფოროვანი გრაფენი</p> <p>სამგანზომილებიანი ნანოფოროვანი გრაფენი მიიღეს (Angew. Chem., 2014, 126, 19, 4922-4926). ნანოფოროვანი ნიკელის საფუძველზე ქიმიური დალექვით ორთქლის ფაზიდან (CVD, ზენზოლი, H₂, 900°C). სამგანზომილებიანი ნანოფოროვანი გრაფენს გააჩნია 2D მასალის ელექტრული თვისებები, ფორმის რეგულირებადი ზომები, ელექტრონების მაღალი ძვრადობა, რაც დიდი პერსპექტივების მქონეა 3D ელექტრონულ ხელსაწყოებში გამოსაყენებლად. მაგალითად, მზის ბატარეებში პლატინის შესაცვლელად.</p>
<p>Three-dimensional topological Dirac semi-metal, 3D TDS</p>	<p>Dreidimensionales topologisches Halbmetall von Dirac, 3D TDS n /Dreidimensionales topologisches Dirac-Halbmetall, 3D TDSs n</p>	<p>Трёхмерный топологический полуметалл Дирака</p>	<p>დირაკის ტოპოლოგიური ნახევრად ლითონი</p>
<p>Three-dimensional topological Dirac semi-metals, 3D TDSs</p>	<p>Dreidimensionale topologische Halbmetalle von Dirac, 3D TDSs pl /Dreidimensionale topologische Dirac-Halbmetalle, 3D TDSs pl</p>	<p>Трёхмерные Топологические полуметаллы Дирака</p>	<p>დირაკის ტოპოლოგიური ნახევრად ლითონები</p> <p>გრაფენის ანალოგებია, მაგრამ მისგან განსხვავებით მათ აქვს არა ორგანოზომილებიანი, არამედ სამგანზომილებიანი სტრუქტურა. სახელი მინიჭებული აქვს ინგლისელი მეცნიერის, კვანტური მექანიკის ერთ-ერთი შემქმნელის, 1933 წ. ნობელის პრემიის ლაურეატის პოლ დირაკის (Dirac Paul, 1902–1984) საპატივცემულოდ.</p>



Princeton researchers discovered a new quantum effect
scitechdaily.com

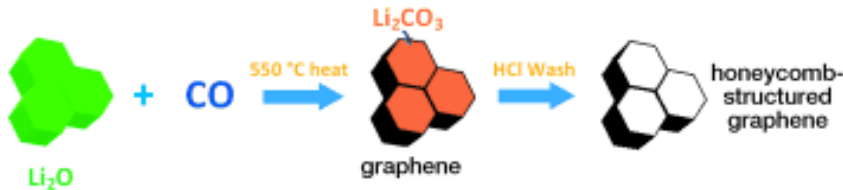
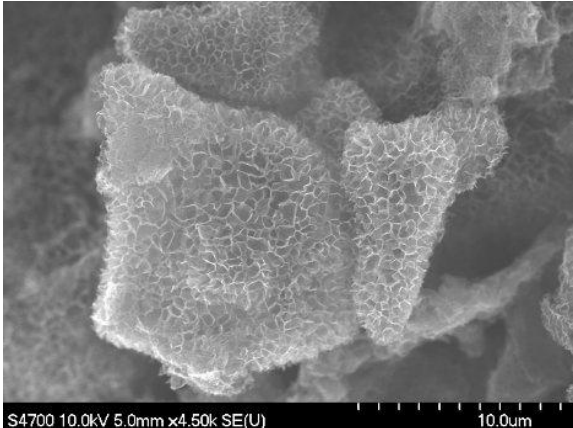
კუთხური გარჩევადობის ფოტოემისიური სპექტროსკოპიის მეთოდის და მძლავრი რენტგენული გამოსხივების წყაროს გამოყენებით Cd_3As_2 და Bi_2Se_3 კრისტალების მაგალითზე (სურათზე მარცხნივ) ნაჩვენებია იყო, რომ თითოეული ელექტრონი ამ მასალებში-დირაკის ტოპოლოგიურ ნახევრად ლითონებში ორი კონუსის სახით ორიენტირებულია ერთმანეთის საპირისპიროდ, რომლებიც ეხება წვეროებით (დირაკის წერტილებში), ეს მათი ქვანტური ბუნების გამომხატველია, რაც აძლევს ელექტრონს შესაძლებლობას სინათლის (ტალღის) ბუნება გამოამჟღავნოს, ქვანტური ეფექტის გამო ამ მასალებში ელექტრონი მოძრაობს ძალიან დიდი სიჩქარით. სამგანზომილებიანი რეკონსტრუქცია (სურათზე მარჯვნივ) აჩვენებს, რომ კონუსის ფორმის ელექტრონებს შეუძლია მასალაში ყველა მიმართულებით მოძრაობა. ზედა მარჯვენა პანელიდან ჩანს, რომ ეს ელექტრონები შეკავშირებულია, რაც მათ მოძრაობის შესაძლებლობას აძლევს დეფორმაციის დროსაც კი გაჭიმვის და მოღუნვის საფუძველზე, რაც მისი ტოპოლოგიური ბუნების ნიშანია. ამის გამო მასალა იძენს უნიკალურ და სრულიად ახალ თვისებებს.



დირაკის სამგანზომილებიანი ტოპოლოგიური ნახევრად ლითონი, Na_3Bi

- <http://scitechdaily.com/new-quantum-effect-enables-electrons-flow-rapidly-interior-topological-insulators/>
- <http://www.nature.com/nmat/journal/v13/n7/full/nmat3990.html>
- <http://www.sciencemag.org/content/343/6173/864.abstract>
- <http://www.nature.com/ncomms/2014/140507/ncomms4786/full/ncomms4786.html>
- <http://scitechdaily.com/new-quantum-effect-enables-electrons-flow-rapidly-interior-topological-insulators/>
- <http://supreme2.ru/5170-3d-grafen/>

ტოპოლოგიურ იზოლატორებში ელექტრონები თავისუფლად გადაადგილდება მასალის მხოლოდ ზედაპირზე, მასალის შიგნით შეუღწევლად. ტოპოლოგიური იზოლატორებიდან ცალკე გამოყოფენ ნივთიერებათა კლასს – დირაკის ტოპოლოგიურ ნახევრად ლითონებს (მაგალითად, Na_3Bi , Cd_3As_2 , Bi_2Se_3), რომლებშიც ელექტრონები თავისუფლად გადაადგილდება მასალის შიგნითაც ყოველგვარი წინაღობის გარეშე ახლად აღმოჩენილი ქვანტური ეფექტის გამო; ეს ეფექტი აღმოჩენილი იქნა აშშ, შვეიციის, გერმანიის, სინგაპურის, ტაივანის მეცნიერთა კოლექტივის მიერ (Science, 2014, 343, 6173, 864; Nat. Commun., 2014, 5, 3786; Nat. Mater., 2014, 3, 677; Nat. Commun., 2014, 5, 3841). კუთხური გარჩევადობის ფოტოემისიური სპექტროსკოპიის მეთოდის და მძლავრი რენტგენული გამოსხივების წყაროს გამოყენებით Advanced Light Source (Lawrence Berkeley National Laboratory) ზომავდნენ მასალის სიღრმიდან ამოვადებული ელექტრონების ენერგიას და სიჩქარეს; აღმოჩნდა, რომ ეს სიდიდეები ისეთივეა, როგორც ეს უმასო ნაწილაკებს აქვს ტოპოლოგიური იზოლატორების ზედაპირზე. ეს მასალები ტოპოლოგიურია, მაგრამ ისინი იზოლატორები არ არის და განსხვავებისთვის მათ უწოდებენ დირაკის ტოპოლოგიურ ნახევრად ლითონებს. ისინი ქვანტური მატერიის სახეა, რომელიც ექსპერიმენტული დადასტურება დირაკის სამგანზომილებიანი ფერმიონების არსებობისა მასალაში, რაც ნაწინასწარმეტყველები იყო თეორეტიკოსი ფიზიკოსების მიერ. მათ სამგანზომილებიან სივრცეში ელექტრონები მოძრაობს გაცილებით სწრაფად, ვიდრე ორგანზომილებიანი გრაფენის ატომთა შრეში. ტოპოლოგიურ იზოლატორებს აქვს გამოყენების დიდი

			<p>პერსპექტივა, მაგალითად, სპინტრონიკაში. ეს ტექნოლოგია იძლევა სპინებით ინფორმაციის კოდირების შესაძლებლობას; სამომავლოდ ტოპოლოგიური ქვანტური კომპიუტერის შექმნის პერსპექტივას; ამჟამად ინფორმაციის შენახვისა და გადაცემისთვის გამოიყენება ელექტრონების და ატომების მუხტები. ელექტრონების ელექტრონულ და მაგნიტურ მახასიათებლებს შორის არსებული მტკიცე კავშირის გამო შესაძლებელია სპინებით მანიპულირება ელექტრული ველის გამოყენებით. ტოპოლოგიური იზოლატორები უფრო მეტად მგრძობიარეა გარე მაგნიტური ველის მოქმედების მიმართ. ეს კი იძლევა ძალიან დიდი ტევადობის ინფორმაციის ხისტ დისკზე შენახვის საშუალებას.</p>
3D graphene /3D honeycomb-like structured graphene	3D-Graphen n	3D- графен /Трёхмерный графен	3D გრაფენი/ სამგანზომილებიანი გრაფენი
 <p>3D გრაფენის სინთეზის სქემა.</p> <p>http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/anie.201303497/abstract</p>			<p>ჩვეულებრივი გრაფენი ნახშირბადის ორგანზომილებიანი ფორმაა, რომლის ფურცლები დაახლოებით ნახშირბადის ერთი ატომის სისქისაა. უნიკალური სამგანზომილებიანი გრაფენი – 3D გრაფენი დასინთეზებულია აშშ-ში, მიჩიგანის ტექნოლოგიურ უნივერსიტეტში. მისი სტრუქტურა ფიჭის მსგავსია; მიღებულია ლითიუმის ოქსიდისა და ნახშირბად (II) ოქსიდისაგან წარმოქმნილი ლითიუმის კარბონატისგან, რომელიც აიზოლირებს გრაფენის ფურცლებს, ხელს უშლის სინთეზის დროს მათ გრაფიტიზაციას და იძლევა სამგანზომილებიან ფიჭისებერ სტრუქტურას. ბოლო საფეხურზე ლითიუმის კარბონატს მარტივად აცილებენ მჟავით დამუშავებით. 3D გრაფენს აქვს გრაფენზე მაღალი ელექტროგამტარობა და კატალიზური აქტიურობა. ორგანზომილებიან გრაფენთან შედარებით 3D გრაფენის სამგანზომილებიანი სივრცეში ელექტრონები</p>
 <p>ფიჭის სტრუქტურის 3D გრაფენის ველის ემისიური მასკანირებელი მიკროსკოპული (FESEM) სურათი. ახალი მასალა ცვლის პლატინას მაგენერირებელი სიმძლავრის დაკარგვის გარეშე.</p> <p>http://www.mtu.edu/news/stories/2013/august/3d-graphene-solar-powers-next-platinum.html</p>			

	<p>მოდრაობს უფრო დიდი სიჩქარით წინაღობის გარეშე. ეს იძლევა მისი გამოყენების შესაძლებლობას ენერჯის დამგროვებელსა და გარდამქმნელში. იაფი 3D გრაფენი მზის ელემენტებში წარმატებით ცვლის პლატინის ელექტროდებს; მაგალითად, სადებავით სენსიბილიზებულ მზის პანელებში (DSSC) 3D გრაფენის ელექტროდის შემთხვევაში ელექტრულ ენერჯიაში გარდაიქმნება მზის ენერჯის 7,8%, გაცილებით ძვირი პლატინის ელექტროდების შემთხვევაში კი – 8%.</p>
--	--

References

1. Англо-русский нанотехнологический словарь. <http://popnano.ru/glossary/index.php?letter=P&ctg=7>
2. Словарь нанотехнологических и связанных с нанотехнологией терминов. Электронный словарь. РОСНАНО. 2009. <http://thesaurus.rusnano.com>
3. Linguee.de- Das Web als Wörterbuch. <http://www.linguee.de/>
4. Dictionary of nanotechnology (Nanodictionary). <http://www.nanodic.com/>
5. <http://www.dict.cc>
6. www.nano.org.uk/nano/glossary
7. <http://dict.leo.org/Englisch-Deutsch/.html>
8. В. А. Богатырёв, Л. А. Дыкман, Н. Г. Хлебцов. Методы синтеза наночастиц с плазмонным резонансом. 2009., Саратов: Саратовский гос. унив.
9. V. Klimov. Nanoplasmonics. 2014, Pan Stanford.
10. <http://www.enzyklo.de/Begriff>
11. А. А. Елисеев, А. В. Лукашин. Функциональные наноматериалы. 2010, Москва: Физматлит.
12. რუსულ–ქართულ–ინგლისურ–გერმანული ქიმიური ლექსიკონი (რედ. და გამომც. ვ. დოლიძე, ვ. ციციშვილი). 2004, თბილისი: უნივერსალი.
13. ტექნიკური ტერმინოლოგია. ქართულ–რუსული ნაწილი (რედ. რ. დვალის, რ. ღამბაშიძე). 1982, თბილისი: მეცნიერება.

მოხსენება წაკითხული ზურაბ სარალიძის 75 წლისთავისადმი მიძღვნილ საღამოზე, რომელიც 2012 წლის 23 თებერვალს გაიმართა ე. ანდრონიკაშვილის ფიზიკის ინსტიტუტში

ზურაბ სარალიძე

ვ. კვაჭაძე

ე. ანდრონიკაშვილის ფიზიკის ინსტიტუტი
ი. ჯავახიშვილის სახ. თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი
თბილისი, საქართველო
kvachadze@yahoo.com

მიღებულია 2014 წლის 31 აგვისტოს

*როგორ გვჭირდება თურმე ყველას დღეს ერთმანეთი,
და რა მიმივა გახსენება ჩვენგან წასულთა.
ზ. სარალიძე*

რომელიმე თაობის ღვაწლი ზოგჯერ მეტად გაბრწყინდება და შემდგომ ამ თაობის სახელი მიეკუთვნება ეპოქასაც. ქართულ კულტურაში სულ უახლეს პერიოდში ასეთი იყო გასული საუკუნის სამოციანელთა თაობა.

მეცნიერებას ასეთი აღიარებით ნაკლებად სწყალობს საზოგადოება, მაგრამ უნდა ითქვას, რომ იმ სამოციან წლებს დაემთხვა მყარი სხეულების ფიზიკის რენესანსიც საქართველოში. ეს ის დროა, როცა მყარი სხეულების ფიზიკის წიაღში იზადებოდა ახალი მიმართულება, რომლის ჩამოყალიბებაში დიდი ღვაწლი მიუძღვის ქართველ ფიზიკოსებსაც. ამ მიმართულებას მყარი სხეულების რადიაციული ფიზიკა ჰქვია დღეს. რადიაციულ სარტყელში მოქცეული ადამიანისთვის ძნელი არ უნდა იყოს იმის წარმოდგენა, თუ რა მნიშვნელობა ჰქონდა და აქვს მეცნიერების ამ დარგს კაცობრიობის პროგრესისთვის. სხვა თუ არაფერი, უიმისოდ ხომ ვერავინ გაადგამდა და გაადგამს ფეხს დედამიწიდან და იკაროსის ბედს გაიზიარებს მავანი.

სწორედ მყარი სხეულების რადიაციულ ფიზიკაში გაწეული ღვაწლისთვის ერთ-ერთ გამორჩენილ სამოციანელად შეიძლება ვაღიაროთ ზურაბ სარალიძე.

ზურაბ სარალიძე დაიბადა 1937 წლის 20 თებერვალს. მიუხედავად იმ წლებში დატრიალებული ამბებისა ოჯახს არც დედის ზრუნვა დაჰკლებია, არც მამისა. თუმცა როგორც ყველა, ეს ოჯახიც მუდმივი წნეხის ქვეშ იმყოფებოდა, რა თქმა უნდა.

რაიმე ამბის აღწერისას ძნელია კალამი არ გაგექცეს და ოდნავ მაინც გვერდზე არ გადაუხვიო; ანდა რა გადახვევაა, თუ კი უფრო ფართოდ იტყვი სათქმელსა. ვახსენებთ ახლა, რომ ზ. სალარიძემ წარჩინებით დაამთავრა მე-6 ვაჟთა სკოლა თბილისისა (1955 წელს), მაგრამ მომავალს ვინ ეტყვის, რომ ეს იყო ერთ-ერთი წარჩინებული სკოლა დედაქალაქში – სახელგანთქმული “იპოლიტეს სკოლა”. ვახსენებთ ახლა, რომ ზ. სარალიძემ სწავლა განაგრძო თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ფიზიკის

ფაკულტეტზე, სადაც ადრევე გამოამყლავნა ლიდერის თვისებები (იყო ფაკულტეტის სტუდენტური სამეცნიერო საბჭოს თავმჯდომარე), მაგრამ მაშინ ორიოდე სიტყვა უნდა ვთქვათ ამ “პერიფერიულ” უნივერსიტეტზეც. ეს ხომ არ იყო არც ჰეიდელბერგი, არც კემბრიჯი, ანდა თუნდაც ფრანგული სორბონა (ვინ გაგიშვებდა იქ, რომ მოგენდომებოდა კიდევ?!). თუმცა არც აქაურ “სტალიცაში” რომ არ წასულა სწავლას დაწაფებული ყმაწვილი?!



ზურაბ სარალიძე.

პარადოქსია, მაგრამ იმპერია, რასაც ასწავლიდა, კარგად ასწავლიდა. გადმოელო გერმანული მოდელი და მისით „მუშტრავდა“ ახალგაზრდობასა. თუმცა მოდელი რას უშველიდა, თუ მასწავლებელი არ იქნებოდა ყველა მოდელზე მაღლა. იმ დროს და შემდგომშიც ეს უმაღლესი სასწავლებელი ერთ-ერთი მოწინავე იყო იმპერიის მასშტაბით. ფიზიკის მეცნიერების საფუძვლებს ასწავლიდნენ გამოჩენილი მეცნიერები და პიროვნებები. უპირველეს ყოვლისა უნდა ვახსენოთ ელეფთერ ანდრონიკაშვილი, ვაგან მამასახლისოვი, მათე მირიანაშვილი, გივი ხუციშვილი!



ო. ჭეიშვილი, ზ. სარალიძე და ა. ნერსესიანი
ბატონ გივი ხუციშვილთან.

შემთხვევითობად ნუ მივიჩნევთ იმ ღმერთკაცის სტუმრობასაც საქართველოში. იმპერიის ჩინოვნიკებს სულაც არ უნდოდათ ნილს ბორის გამოშვება აქეთ, მიუხედავად იმისა, რომ საქართველო იყო იმპერიის საგამოფენო დარბაზის ბრწყინვალე ექსპონანტი. თანაც ისიც ხომ აქ იყო სასეიროდ ჩამოსული იმ დროსა, ის – *თავგახურებული მესიმინდე და რაიმე არ მოიწიონ ქართველებმაო* – არ უშვებდნენ ბორსა. მაგრამ “... of course, Georgia ...” – წყნარად წარმოთქვა ბორმა და მორჩილად დაჰყენენ მის ნებას

1960 წელს ზურაბ სალარიძე ასევე წარჩინებით ამთავრებს უმაღლესის სრულ კურსს და მუშაობას იწყებს საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის ფიზიკის ინსტიტუტში. თავისი სამეცნიერო საქმიანობა მან იმთავითვე დაუკავშირა მყარი სხეულების რადიაციულ ფიზიკასა და დისლოკაციების თეორიას. საამისოდ იგი არსებითად მოემზადა საქვეყნოდ ცნობილ ხარკოვის ფიზიკო-ტექნიკურ ინსტიტუტში აკადემიკოსების ილია ლიფშიცისა და არნოლდ კოსევიჩის ხელმძღვანელობით.

პირველი შრომები მიემდვნა პრიზმატული დისლოკაციური მარყუჟების კოალესცენციის პროცესს, რომელთა შედეგები საფუძვლად დაედო ზ.სარალიძის მაშინდელ საკანდიდატო დისერტაციას (1967 წელი). შემდგომ შეიქმნა ერთიანი დიფუზურ-დისლოკაციური თეორია (სადოქტორო დისერტაცია, 1982 წელი), სადაც განხილულია რადიაციით სტიმულირებული ყველა ტიპის დეფორმაცია: რადიაციული გასივება, რადიაციული ცოცვა, რადიაციული ზრდა; აგრეთვე – მათ შორის კავშირი და ურთიერთგავლენა. ეს ის სამებაა, რომელიც ზღუდავს სხვადასხვა მასალების სიცოცხლის ხანგრძლივობას რადიაციულ ველში.

ერთიანი დიფუზურ-დისლოკაციური თეორია უმაღლესი მიღწევაა ზურაბ სალარიძის შემოქმედებაში. ამ თეორიის გამო აღიარეს იგი მყარი სხეულების რადიაციული ფიზიკის წამყვან სპეციალისტად, ამიტომაც სწორედ მას სთხოვეს მონაწილეობა მიეღო სათანადო თავების დაწერაში დისლოკაციებისადმი მიძღვნილი საერთაშორისო მონოგრაფიისთვის. რაც მთავარია, დრო კიდევ უფრო წარმოაჩენს ზურაბ სალარიძის შედეგებს. სწორედ ახლა დგას ყველაზე მწვავედ ახალი, რადიაციულად მდგრადი მასალების შექმნის საკითხი მომავალი თაობის ბირთვული რეაქტორებისთვის. ეს კი რადიაციული დეფორმაციის იმ მექანიზმების გათვალისწინების გარეშე, რომელთაც აღნიშნული თეორია მოიცავს, შეუძლებელია. მანამდე კი უნდა აღვნიშნოთ, რომ ზ.სარალიძე იყო რადიაციული მყარი სხეულების პრობლემებზე მომუშავე ყოფილი სსრკ-ის მეცნიერებათა აკადემიის სამეცნიერო საბჭოს წევრი; ყოფილი სსრკ-ის ატომური ენერჯის სახელმწიფო კომიტეტის წევრი; ჟურნალის “Вопросы атомной науки и техники” რედკოლეგიის წევრი; საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის ზოგადი ფიზიკისა და ასტრონომიის სამეცნიერო საბჭოს სწავლული მდივანი.

1983 წლიდან ზურაბ სალარიძე ფიზიკის ინსტიტუტის მყარი სხეულების ფიზიკის განყოფილების ხელმძღვანელია. ამ, უმთავრესად ექსპერიმენტულ, განყოფილებაში იგი უშუალოდ მონაწილეობს იონურ კრისტალებში ოპტიკო-მექანიკური მოვლენების შესწავლაში. ამ პერიოდში იქნა მის მიერ დადგენილი, რომ დეფექტების წონასწორული და სტაციონარული განაწილების ფორმირება ორკომპონენტთან მოწესრიგებულ კრისტალებში შესაძლებელია მხოლოდ თვითშეთანხმებულად ორივე ქვემესერში და ხასიათდება რამოდენიმე დროითი მუდმივით. ნაჩვენები იქნა აგრეთვე, რომ იონური კრისტალების ერთდერძიანი კუმშვითი დეფორმაციის პირობებში თავისთავად გამოიყოფა უპირატესი სრიალის სისტემა სხვა სისტემების თანდათანობითი ბლოკირების გზით. ამ უკანასკნელმა

დებულებამ გასაგები გახადა მოვლენა, რომელიც ცოტა ხნით ადრე აღმოჩინათ ქართველ ფიზიკოსებს ე. ანდრონიკაშვილის ხელმძღვანელობით და მოულოდნელ შედეგთა რიცხვს მიეკუთვნებოდა. კერძოდ, კრისტალებზე მექანიკური ძაბვისა და მაიონებელი რადიაციის ერთდროული მოქმედებით მიიღება კრისტალის სიმტკიცისა და პლასტიკურობის ერთდროული ზრდა.

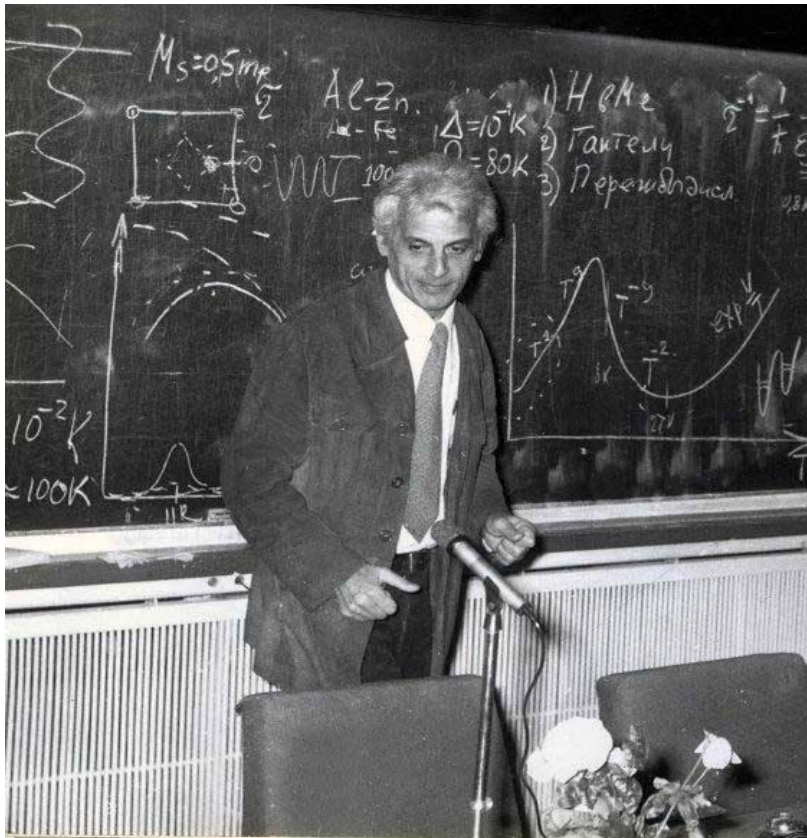


აკადემიკოსები ა. თავხელიძე, ე. ანდრონიკაშვილი და ჯ. ლომინაძე საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის ფიზიკის ინსტიტუტის მყარი სხეულების ფიზიკის განყოფილებაში. ხელმძღვანელი ზ. სარალიძე და მკვლევარი მ. გალუსტაშვილი (სსრკ-ის მეცნიერებათა აკადემიის მყარი სხეულების რადიაციული ფიზიკის საპრობლემო საბჭოს სწავლული მდივანი 1977 – 1990 წლებში).

რაკი ექსპერიმენტისა და თეორიის ურთიერთკავშირსაც შევხებით, უნდა აღვნიშნოთ შემდეგი ფაქტიც. ორიოდე წელი იყო გასული რეაქტორის ამუშავებიდან, როცა ე. ანდრონიკაშვილმა მყარ სხეულებზე მიღებული პირველი შედეგები მოახსენა ვენეციის საერთაშორისო კონფერენციას (1962 წელი), რომელსაც უხმაუროდ არ ჩაუვლია. აქაც აღმოჩნდა იმის მსგავსი შედეგი, რომელიც ოდნავ ადრე დაემზირათ ინგლისელებსა (ჰარუელი) და რომლის თანახმადაც მყარ სხეულებში (ლითონის ფოლგებში) რეაქტორში დასხივების შედეგად წარმოიქმნება ახალი დისლოკაციები. ექსპერიმენტულ შედეგს წინ რა უნდა დაუდგეს, მაგრამ იმჟამად ბოლომდე არ აღიარებდნენ ამ მოვლენასა. ამიტომაც იყო საინტერესო ქართველ მეცნიერთა შედეგი, უკვე იონურ კრისტალებშიც რომ გამოეყოთ ნეიტრონების ზემოქმედებით შექმნილი წილი ამ სპეციფიკური სტრუქტურული დეფექტებისა. ზ. სარალიძისეულმა კოალესცენციის თეორიამ სავსებით შესაძლებელი გახადა ამ მოვლენის ახსნა.

ბოლო წლებში ზ. სარალიძე გატაცებული იყო დაბალპოტენციური სითბური ენერჯის გარდაქმნის პრობლემით. ამასთან დაკავშირებით იგი მოხსენებით წარსდგა

სპეციალისტების წინაშე (აშშ-ში), რასაც მოჰყვა მეცნიერებისა და ტექნოლოგიების საერთაშორისო ცენტრის გრანტი (2000 წელი) და თავდაუზოგავი მუშაობა. აქ უკვე ვეღარ გაარჩევდა კაცი, ვინ იყო ზურაბ სალარიძე, თეორეტიკოსი თუ ექსპერიმენტატორი. მას, როგორც ბევჯერ უთქვამთ მის უცხოელ კოლეგებს, მართლაც რომ სიამოვნებასა და სიხარულს ჰგვრიდა მეცნიერების მსახურება. ზ.სარალიძის ხელმძღვანელობით შეიქმნა სითბური ძრავის რამოდენიმე ორიგინალური მოდელი, რომლის მუშაობაც ეფუძნებოდა სტრუქტურულ ფაზურ გარდაქმნებს შესაბამის მყარ სხეულებში.



ზურაბ სალარიძე მოხსენების დროს საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის ფიზიკის ინსტიტუტში.

ყოველივე ამასთან ერთად, ინსტიტუტის დირექტორის მოადგილის თანამდებობაზე ყოფნის პერიოდში (1988 წლიდან) ზურაბ სარალიძე ხელმძღვანელობდა ინსტიტუტის კვლევით ბირთვულ რეაქტორთან დაკავშირებულ საქმეებს, მათ შორის, რეაქტორის რადიაციულად უსაფრთხო მდგომარეობაში გადაყვანის პროგრამას, რომელიც სრულდებოდა ატომური ენერჯის საერთაშორისო სააგენტოს (აესს) მხარდაჭერით. იგი იყო აესს-ის მიერ აღიარებული ექსპერტი. ზურაბ სარალიძის თავდაუზოგავი საქმიანობის შედეგია 1994–2002 წლებში საქართველოს ტერიტორიაზე აღმოჩენილი რადიაციული წყაროების იდენტიფიკაცია და უვნებლყოფა. მხოლოდ წარმოდგენა თუ შეიძლება, რას გადაურჩა ჩვენი ქვეყანა მაშინ.

მიუხედავად ასეთი დატვირთული ცხოვრებისეული პროგრამისა, ზურაბ სარალიძე აქტიურ მონაწილეობას იღებდა ახალგაზრდა სამეცნიერო კადრების მომზადების საქმეში: სპეციალიზირებული სადისერტაციო საბჭოების წევრი, ასპირანტებისა და მაძიებლების გზამკვლევი, სწორუპოვარი ლექტორი



ზურაბ სარალიძე და ნოე ქათამაძე (ბირთვული ცენტრის უსაფრთხოების სამსახურის უფროსი).

ზურაბ სარალიძე – მრავალი საკავშირო თუ საერთაშორისო სამეცნიერო კონფერენციის საორგანიზაციო კომიტეტის წევრი. მათ შორის გამოყოფთ რადიაციული ფიზიკისა და რადიაციული მასალათმცოდნეობის საკითხებისადმი მიძღვნილ საერთაშორისო კონფერენციებსა და სკოლებს, რომელთა სულისჩამდგმელი ე. ანდრონიკაშვილთან ერთად იყო ზურაბ სარალიძე და რომელიც მშობლიურ საქართველოში ტარდებოდა (თელავი 1965, თბილისი 1973, თელავი 1983, ბაკურიანი 1973–1991 წლები). მართლაც და ოქროს ხანა მყარი სხეულების რადიაციული ფიზიკისათვის საქართველოში!

ცხადია, ის რაც აქ დაიწერა მხოლოდ თეზისებად თუ გამოდგება ზურაბ სარალიძის ცხოვრებისა და მოღვაწეობის აღმწერათვის. ანდა როგორ უნდა აუარო გვერდი იმ განსაკუთრებულ ხიბლს, რომელიც განუმეორებელს ხდიდა მის იერ-სახესა და პიროვნებას?! თხელი, თითქოს ფრესკიდან გადმოსული სხეულით; თემოებჩაწურული, ცხადია; შედარებით მაღალ ტანზე ლამაზად მორგებული თავით; მხოლოდ მისეული კანის ფერით (ხოზბლის ფერიო – ამაზე თუ ითქმის), ოდნავ ჯმუხიც ... მოკლედ, კაცური კაცის შესახედაობისა და წყობისა; გარე სამყაროსადმი კეთილად განწყობილი ადამიანი.

ნიჭიერება, შრომა, აღიარება ... თითქოს ბედნიერი უნდა ყოფილიყო, როგორც მეცნიერი?! მაგრამ მე მაინც მეჩვენება, რომ უფრო მეტისთვის იყო გაჩენილი. ოდნავ ის დარგიც ბორკავდა, რომელიც აერჩია; ის ტიტულებიცა ... იმ ქაოსის დალაგებას ცდილობდა, რომელიც რადიაციას მოჰყვება ხოლმე კონდესირებულ გარემოში, თუ მის გარეთ. ალაგებდა კიდევ, წარმატებით (როგორც აღინიშნა უკვე), მაგრამ მიღწეულ წარმატებებს განა შეეძლო გაენელებინა შემდგომი ვნებანი და ცოდნის წადილი? ზურაბ სარალიძე, საბედისწერო მდგომარეობაში მყოფიც, არ წყვეტდა შემოქმედებით მუშაობას ...

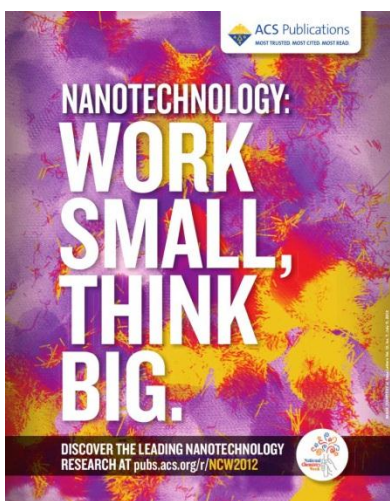
დაბოლოს: არ შეიძლება დამარცხებაზე ლაპარაკი იქ, სადაც გამარჯვება არ არსებობს! ზურაბ სარალიძე არ დამარცხებულა. ის გარდაიცვალა მხოლოდ.

ბოლოდროინდელი კვლევები ნანოტექნოლოგიაში

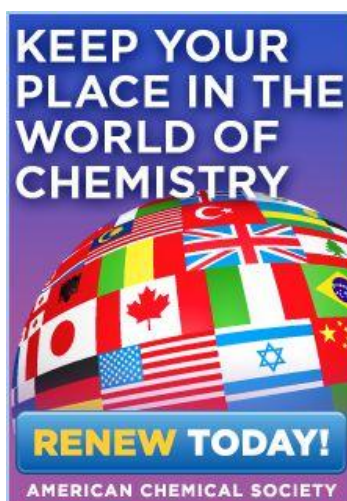
წინამდებარე წერილი ნანოტექნოლოგიაში ბოლო დროს შესრულებული განმაზოგადებელი კვლევების ერთგვარ დაიჯესტს წარმოადგენს. ჩვენ მკითხველის ყურადღებას მივაპყრობთ ამ მიმართულებით უკანასკნელი რამდენიმე წლის განმავლობაში პერიოდულ და არაპერიოდულ გამოცემებში გამოქვეყნებულ მიმოხილვითი ხასიათის შრომებს.

* * *

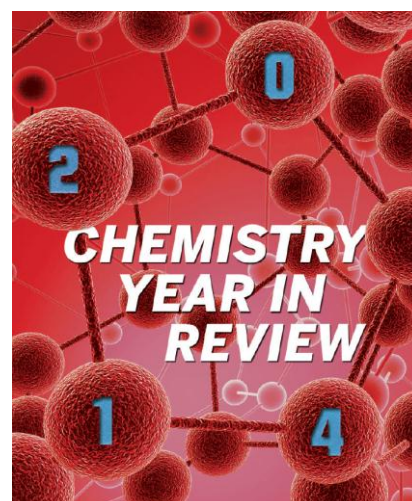
ნანოტექნოლოგიაში მეტად სანდო, ციტირებადი და მოთხოვნადი ინფორმაციის მნიშვნელოვან წყაროებს წარმოადგენენ ამერიკის ქიმიური საზოგადოების მიერ გამოცემული ჟურნალები და სხვა სამეცნიერო ლიტერატურა.



ნანოტექნოლოგია:
სამუშაო – მცირე,
საფიქრალი – დიდი.



შენარჩუნე
შენი ადგილი
ქიმიის სამყაროში!



2014 – ქიმიის წელი.

ამ გამოცემათა სარეკლამო ბანერზე, რომელიც ზემოთაა მოტანილი, ხაზგასმულია ნანოტექნოლოგიის დიდი მეცნიერებატევადობა. ჟურნალების მიღება საგრძნობი ფასდაკლებით შეუძლია ამერიკის ქიმიური საზოგადოების ყველა წევრს, უცხოელი წევრების ჩათვლით. მეორე ბანერი, რომელზეც საქართველოს დროშა მოჩანს, მათ მოუწოდებს მომავალ წელსაც განახლონ თავიანთი წევრობა. ყველა წევრი უფასოდ იღებს ამერიკის ქიმიური საზოგადოების ყოველკვირეულ ჟურნალს Chem. & Eng. News. და რადგანაც 2014 ქიმიის წლად იყო გამოცხადებული, ჟურნალის 2014 წლის ბოლო ნომერი ქიმიის წლის შეჯამებას დაეთმო.

ქიმიური ელემენტების, კერძოდ, ლითონების, თვისებების პერიოდული ცვლილების ახლებურ ხედვას მკითხველი გაეცნობა პროფ. ფათჰი ჰაბაშის (ლავალის უნივერსიტეტი, კვებეკ-სიტი, კანადა) სტატიაში:

- F. Habashi. Metals: Typical and less typical, transition and inner transition. Found. Chem., 2010, 12, 1, 31-39.

საკუთარ კომენტარებში მეცნიერებისა და საზოგადოების ურთიერთმიმართების შესახებ დოქტ. სიირამ რამაკრიშნა (სინგაპურის ეროვნული უნივერსიტეტის

ნანობიოტექნოლოგიისა და ნანოტექნოლოგიის ცენტრი) მასალათმცოდნეობასა და ინჟინერიას, როგორც არსებულ სოციალურ გამოწვევათა შემამსუბუქებელს ისე განიხილავს:

- S. Ramakrishna. On science and society. Mater. Today, 2013, 16, 4, 102-103.

ბაკალავრიატის სტუდენტებისათვის სათანადო დონის ნანოტექნოლოგიური და ნანსამეცნიერო განათლების აუცილებლობას შეეხება ნითან ჩოპრასა და რამანა გ. რედის (ალაბამას უნივერსიტეტი, აშშ) სტატია:

- N. Chopra, R. G. Reddy. Undergraduate education in nanotechnology and nanoscience. J. Min. Met. Mater. Soc., 2012, 64, 10, 1127-1129.

ნანოტექნოლოგიის გამოყენებით წყლიდან დამაბინძურებლების, კერძოდ, ნავთობპროდუქტების მინარევების, მოცილების მეთოდები აღწერილია ორ უახლეს მიმოხილვით სტატიაში:

- B. I. Kharisov, H. V. Rasika Dias, O. V. Kharissova. Nanotechnology-based remediation of petroleum impurities from water. J. Petrol. Sci. & Eng. 2014 – article in press: <http://dx.doi.org/10.1016/j.petrol.2014.09.013i>
- I. Gehrke, A. Geiser, A. Somborn-Schulz. Innovations in nanotechnology for water treatment (Review). Nanotechnol. Sci. & Appl., 2015, 8, 1-17.

ნანოტექნოლოგიის სამხედრო გამოყენებების თაობაზე იხილეთ მიმოხილვა:

- J. J. Ramsden. Nanotechnology for military applications. Nanotechnol. Percep., 2012, 8, 99-131.

სოფლის მეურნეობასა და სურსათის წარმოებაში ნანოტექნოლოგიის დანერგვის პერსპექტივებსა და შემაფერხებელ ფაქტორებს ეხება ორი ახალი მიმოხილვა:

- Bh. Singh Sekhon. Nanotechnology in agrifood production: An overview. Nanotechnol. Sci. & Appl., 2014, 7, 31-53.
- S. S. Mukhopadhyay. Nanotechnology in agriculture: Prospects and constraints (Review). Nanotechnol. Sci. & Appl., 2014, 7, 63-71.

დაავადებათა დიაგნოსტიკისათვის გამოსადეგი ნანობიოსენსორების სპეციალური ჟურნალის ერთი ნომერი მიემძვნა ინტეგრალურ ნანობიოსენსორულ ტექნოლოგიას, რომელსაც კიდევ უფრო ფართო ბიოსამედიცინო გამოყენების პერსპექტივა აქვს. ნომერი იხსნება რედაქტორის წერილით, სადაც მიდგომის ძირითადი პრინციპებია ჩამოყალიბებული:

- Ch. Choi. Integrated nanobiosensor technology for biomedical application (Editorial). Nanobiosen. Disease Diagn., 2012, 1, 1-4.

აქ გამოქვეყნებულია ორი მიმოხილვითი სტატია, რომლებშიც ასეთი ხელსაწყოების კონკრეტული მაგალითებია აღწერილი:

- M. Koo, S. Y. Park, K. J. Lee. Biointegrated flexible inorganic light emitting diodes (Review). Disease Diagn., 2012, 1, 5-15.
- W. Lee, J. Lee, J. Koh. Development and applications of chip calorimeters as novel biosensors (Review). Nanobiosen. Disease Diagn., 2012, 1, 17-29.

სტატიათა ამავე სერიას შეგვიძლია მივაკუთვნოთ ჟურნალის უახლეს ნომერში გამოქვეყნებული მიმოხილვა დაავადებათა დიაგნოზირებაში ნანობიოსენსორების სამომავლო პერსპექტივების თაობაზე:

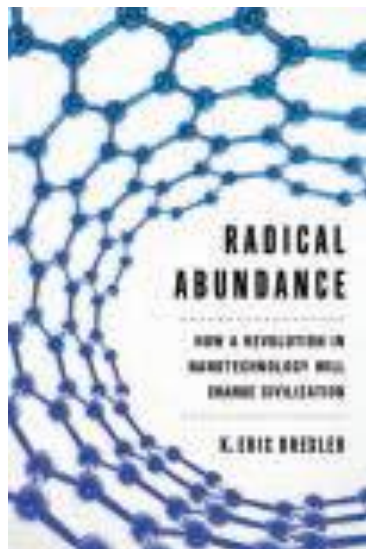
- Sh. Prasad. Nanobiosensors: the future for diagnosis of disease? (Review). Nanobiosen. Disease Diagn., 2014, 3, 1-10.

* * *

2013 წელს გამოვიდა წიგნი:

- K. E. Drexler. Radical Abundance: How a Revolution in Nanotechnology will Change Civilization. 2013, Public Affairs, 368 p.

გავიხსენოთ, რომ მისი ავტორი – კ. ე. დრექსლერი ერთ-ერთი იმ პერსონაჟებია, რომელიც ნანოტექნოლოგიის სათავეებთან იდგა. სწორედ მას ეკუთვნის ტერმინი “ნანოტექნოლოგია”, ისევე როგორც მოლეკულური ასემბლერის იდეა. ამ წიგნში იგი ამტკიცებს, რომ ატომარულად ზუსტი წარმოება გარდაქმნის ჩვენს ცივილიზაციას.



კ. ე. დრექსლერის წიგნის გარეკანი.



ბ. ადამსის, ს. კალიდინდისა და დ. ფილვუდის წიგნის გარეკანი.

მიკროსტრუქტურის მიმართ მგრძობიარე დიზაინისადმი მიძღვნილ წიგნში:

- B. Adams, S. Kalidindi, D. Fullwood. Microstructure-Sensitive Design for Performance Optimization. 2012, Elsevier, 424 p.

ნაბიჯ-ნაბიჯ არის განმარტებული ამგვარი მიდგომის საკვანძო კონცეფციები და აღწერილია მისი რეალიზების ინსტრუმენტები.

მომავალში (2035 წლამდე პერიოდში) ნანოტექნოლოგიური ენერგეტიკის ამერიკის შეერთებული შტატების თავდაცვითუნარიანობაზე გავლენის პროგნოზირების ცდაა მოცემული ჩატარებული გამოკვლევის ანგარიშში:

- A. B. Yarbrough II. The Impact of Nanotechnology Energetics on the Department of Defense by 2035. Res. Rep. Air War College. 2010, Air University, 38 p.

მე-4 საერთაშორისო კონფერენციის *HighMatTech* (2013 წლის 7 – 11 ოქტომბერი, კიევი, უკრაინა) პლენარულ სხდომაზე კ. ს. სმერტენკომ და ლ. ი. ჩერნიშევმა გააკეთეს მოხსენება:

- P. S. Smertenko, L. I. Chernyshev. Nanomaterials in 6th technological cycle. In: Proc. 4th Int. Conf. *HighMat Tech.* 2013, Kiev: IPMS, 52-52.

რომელშიც განხილული იყო ნანომასალების როლი მომავალ – მე-6 ტექნოლოგიურ ციკლში. მათი მტკიცებით, ეს ციკლი სწორედ ახლა იღებს სტარტს და ძირითადად კონცენტრირებული იქნება შემდეგ ტექნოლოგიებზე:

- ბიოტექნოლოგიები;
- ნანოტექნოლოგიები;
- ინფორმაციული ტექნოლოგიები; და
- კოგნიტური ტექნოლოგიები.

ნანოტექნოლოგიების მნიშვნელოვანი როლის გამო აუცილებელია მკაფიოდ განისაზღვროს მასალათმცოდნეობის მომავალი განვითარების მიმართულებები.

ლევან ჩხარტიშვილი

2014 წლის 15 დეკემბერი

მე-3 სამართაშორისო კონფერენცია
“ნანოტექნოლოგიები” (ნანო – 2014)

საბუნებისმეტყველო მეცნიერებებისა და მოწინავე – მეცნიერებატევადი – ტექნოლოგიების განვითარების თანამედროვე ეტაპზე, განსაკუთრებით კი ბოლო ათწლეულის განმავლობაში, საკვანძო მნიშვნელობა შეიძინეს ნანომეცნიერებებმა და ნანოტექნოლოგიებმა.

აღნიშნული ფაქტი, ერთის მხრივ, დაკავშირებულია იმ გარემოებასთან, რომ გამოირკვა: ნივთიერების ძალზე მცირე (ნანო) ზომის სტრუქტურების ზოგიერთი ფიზიკური და ქიმიური თვისება შეიძლება არსებითად განსხვავდებოდეს ამავე ნივთიერების სასრულო ზომის ნიმუშების შესაბამისი თვისებებისაგან. მეორეს მხრივ, ეს ახალი თვისებები სულ უფრო და უფრო მეტ გამოყენებას პოულობენ ტექნიკისა და წარმოების მრავალ სფეროში.

სხვადასხვა დარგის ქართველი მეცნიერები – ფიზიკოსები, ქიმიკოსები, მასალათმცოდნეები, ტექნოლოგები და ა.შ. – ინტენსიურად მონაწილეობენ ნანოკვლევებსა და ნანოტექნოლოგიების შემუშავებაში. ამ მიმართულებით მათ ბევრი მნიშვნელოვანი სამეცნიერო შედეგი აქვთ მიღებული. გარდა ამისა, ნანომეცნიერებებისა და ნანოტექნოლოგიების ქართველი სპეციალისტები აქტიურად თანამშრომლობენ საზღვარგარეთის საერთაშორისო მნიშვნელობის კვლევით ცენტრებთან.

ნანოკვლევებში ქართული სამეცნიერო ჯგუფების ჩართულობის გამოხატულებაა ის, რომ 2010 წლიდან მოყოლებული საქართველოში ყოველ ორ წელიწადში იმართება ნანოტექნოლოგიებისადმი მიძღვნილი საერთაშორისო სამეცნიერო კონფერენციები. ისევე, როგორც 2012 წელს, მიმდინარე წელსაც ასეთი (რიგით უკვე მე-3) კონფერენციის ორგანიზება ითავა საქართველოს ტექნიკურმა უნივერსიტეტმა.

ჩამოყალიბდა მე-3 საერთაშორისო კონფერენციის “ნანოტექნოლოგიები”, 2014 წლის 20 – 24 ოქტომბერი, თბილისი, საქართველო (ნანო – 2014)

საერთაშორისო სამეცნიერო კომიტეტი:

თავმჯდომარე – არჩილ ფრანგიშვილი (საქართველო);

ვიცე-თავმჯდომარეები – ზურაბ გასიტაშვილი (საქართველო) და ალექსი გერასიმოვი (საქართველო);

წევრები – ჟორეს ალფიოროვი (რუსეთი), ჰოსსეინ ამინიანი (კანადა), იური გულიაევი (რუსეთი), ონურალფ იუჯელი (თურქეთი), ჰალდუნ კურამა (თურქეთი), იგორ მარონჩუკი (უკრაინა), ფერნანდ მარკისი (აშშ), ვიქტორ მორდკოვიჩი (რუსეთი), ვალენტინ პარმონი (რუსეთი), ტოიჰისა ფუჯიტა (იაპონია), კლაუს ტისსენი (გერმანია), პავან ხანნა (ინდოეთი), ბორის ხარისოვი (მექსიკა) და ფათჰი ჰაბაში (კანადა); და

ეროვნული საორგანიზაციო კომიტეტი:

თავმჯდომარე – ალექსი გერასიმოვი;

წევრები – ალიოშა ბაკურიძე, ამირან ბიბილაშვილი, აკაკი გიგინეიშვილი, გურამ დგებუაძე, მიხეილ ვეფხვაძე, ოთარ ზუმბურიძე, პაატა კერვალიშვილი, ლევან მაცაბერიძე, შოთა სიდამონიძე, გიორგი ჩირაძე, რაფიელ ჩიქოვანი, გურამ ჩიხლაძე, ნიკოლოზ ჩიხრაძე, ლევან ჩხარტიშვილი და დავით ჯიშიაშვილი.

შეიქმნა კონფერენციის ვებ-საიტი: www.nano2014.gtu.ge. მისი მეშვეობით განხორციელდა მონაწილეთა რეგისტრაცია და მოხსენებათა თეზისების მიღება.



კონფერენციის გახსნაზე. პრეზიდენტში – საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის რექტორი არჩილ ფრანგიშვილი (ცენტრში) და დარბაზში – რექტორის მოადგილე ზურაბ გასიტაშვილი (მარცხნივ).

კონფერენცია გაიხსნა საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის გიორგი ნიკოლაძის საკონფერენციო დარბაზში, პლენარული და პოსტერული სესიები კი მიმდინარეობდა საინჟინრო ფიზიკის დეპარტამენტში.



ალექსი გერასიმოვი (საქართველო).



ლევან ჩხარტიშვილი (საქართველო) და მიხეილ ვეფხვაძე (საქართველო).



კონფერენციის სტუდენტური ლობი.



კონსტანტინე ლაპკო (ბელარუსი) და ჰრანტ ერიციანი (სომხეთი).



ლერი რუხაძე (საქართველო) და დომენტი გაბუნია (საქართველო).

მე-3 საერთაშორისო კონფერენციაზე “ნანოტექნოლოგიები”, 2014 წლის 20–24 ოქტომბერი, თბილისი, საქართველო (ნანო – 2014) წარმოდგენილი იყო 121 მოხსენების თეზისები. მათი ავტორები ნანოფიზიკის, ნანოქიმიის, ნანომასალათმცოდნეობისა და ნანოტექნოლოგიის დარგის ბევრი ცნობილი და, ასევე, ბევრი ახალგაზრდა მკვლევარია 21 ქვეყნის (აზერბაიჯანი, აშშ, ბელარუსი, ბულგარეთი, გერმანია, ერაყი, თურქეთი, იაპონია, ინდოეთი, ირანი, კანადა, ლიტვა, მექსიკა, პოლონეთი, რუსეთი, საქართველო, სლოვაკეთი, სომხეთი, უკრაინა, უნგრეთი, ყაზახეთი) უნივერსიტეტებისა და სხვა სამეცნიერო ცენტრებიდან. უცხოელი ავტორების მნიშვნელოვანი ნაწილი დაესწრო კონფერენციას.



პლენარულ სხდომაზე.



ფერნანდ მარკისი
(აშშ).



ვიქტორ მორდკოვიჩი
(რუსეთი).

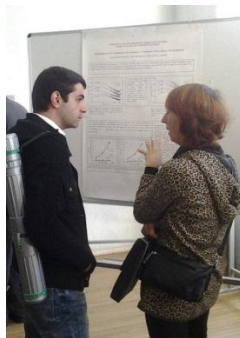


ლასლო კოტაი
(უნგრეთი).

პლენარულ სესიებზე წარმოდგენილი იქნა 10 მოწვეული და 29 ზეპირი მოხსენება, დანარჩენი 82 მოხსენება წარმოდგენილ იქნა პოსტერულ სესიებზე.



პოსტერულ სესიაზე.



ლინა სარტინსკა
(უკრაინა)
წარმოადგენს
პოსტერულ
მოხსენებას.



ლევან ჩხარტიშვილი (საქართველო)
და ალექსი გერასიმოვი
(საქართველო) განიხილავენ პოსტერს.

გარდა დატვირთული სამეცნიერო პროგრამისა, კონფერენციის ორგანიზატორებმა მონაწილეებს შესთავაზეს საინტერესო სოციალური პროგრამა – გაიმართა ექსკურსია “თბილისი ღამით” და ტური კახეთში მარშრუტით უჯარმა–შუამთა–ალავერდი–თელავი, გაიმართა კონფერენციის მონაწილეებისა და სტუმრების მიღება და მეგობრული ბანკეტი.



ონურალგ იუჯელი (თურქეთი)
და ჰალდუნ კურამა (თურქეთი)
ექსკურსიაზე “თბილისი ღამით”.



კონფერენციის მონაწილეთა მეგობრულ
ბანკეტზე რესტორან “ფაეტონში”.



კლაუს ტისენი (გერმანია),
ფერნანდ მარკისი (აშშ) და
ლინა სარტინსკა (უკრაინა).



უჯარმის ციხესთან.

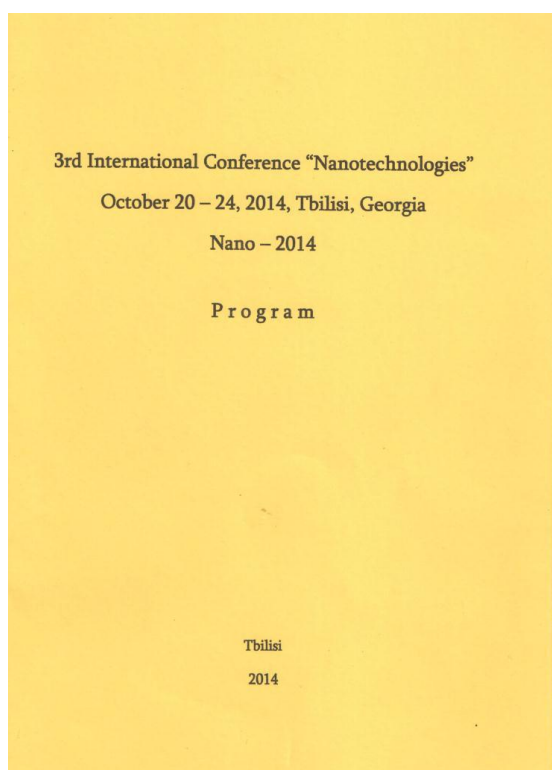


ალავერდის საკათედრო ტაძართან.
ნოდარ მაისურაძე (საქართველო).



მრავალსაუკუნოვან ჭადართან თელავში. ელვინ მალიკოვი
(აზერბაიჯანი), გოკთუგ გუნკაია (თურქეთი), ფათჰი და ნადია
ჰაბაშები (კანადა), კონფერენციის სტუდენტური ლობი, მიხეილ
ჩიხრაძე (საქართველო) და იასინ პოლატი (თურქეთი).

კონფერენციის დაწყებამდე დაიბეჭდა პროგრამა და მოხენბათა თეზისების კრებული (შემდგენლები: ა. გერასიმოვი, ლ. ჩხარტიშვილი, გ. ჩიხლაძე). მათი ეგზემპლარები დაურიგდათ მონაწილეებს. კონფერენციაზე წარმოდგენილი მოხსენებების სრული ტექსტები საერთაშორისო რეცენზირების პროცედურის გავლის შემდეგ სტატიების სახით ქვეყნდება კონფერენციის პარტნიორ ჟურნალებში Nano Studies (მათი უმეტესობა) და European Chemical Bulletin (ნანოქიმიის მიმართულების შრომები).



კონფერენციის პროგრამის გარეკანი.



კონფერენციის თეზისების გარეკანი.

კონფერენციის ორგანიზატორი იყო საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი, ეს სამეცნიერო ფორუმი დაფინანსდა შოთა რუსთაველის ეროვნული სამეცნიერო ფონდის საკონფერენციო გრანტით, ხოლო კონფერენციის ვებ-პრომოუტერს წარმოადგენდა Institute of Nanotechnology – ‘Connecting Global Innovation’ (გლაზგო, შოტლანდია, გაერთიანებული სამეფო).



საქართველოს
ტექნიკური
უნივერსიტეტი



შოთა რუსთაველის
ეროვნული სამეცნიერო ფონდი



ნანოტექნოლოგიის ინსტიტუტი
‘გლობალურ ინოვაციასთან მიერთება’

მონაწილეთა საერთო აზრით, მე-3 საერთაშორისო კონფერენცია “ნანოტექნოლოგიები”, 2014 წლის 20–24 ოქტომბერი, თბილისი, საქართველო (ნანო – 2014) ჩატარდა მაღალ სამეცნიერო და ორგანიზაციულ დონეზე და ეს სამეცნიერო ფორუმი მნიშვნელოვანი წინ გადადგმული ნაბიჯი გახდა ნანომეცნიერთა და ნანოტექნოლოგთა საერთაშორისო თანამეგობრობისათვის უახლესი სამეცნიერო შედეგების ურთიერთგაცვლისა და თანამშრომლობის განვითარების გზაზე.

მიხეილ ვეფხვაძე

2014 წლის 26 ოქტომბერი

2014 წელს ჩატარებული და 2015 წლისათვის დაგეგმილი ნანოფორუმები

ნანომეცნიერებისა და ნანოტექნოლოგიის სწრაფი პროგრესის გამოხატულებაა ნანოფორუმების წლიდან წლამდე მზარდი რაოდენობა. ქვემოთ შევეცდებით მკითხველს მივაწოდოთ ინფორმაცია ზოგიერთ იმ ნანოკონფერენციაზე, რომელიც 2014 წელს ჩატარდა ან რომლის გამართვაც მომდევნო – 2015 წლისათვის იგეგმება

* * *

2014 წლის 6 მაისს ყაზანში, რუსეთი, ვირტუალური კონფერენციების სერვისმა Pax Grid გაიმართა მე-2 სრულიად რუსეთის და საერთაშორისო თანამონაწილობით სამეცნიერო ინტერნეტ-კონფერენცია “ნანოტექნოლოგია თეორიასა და პრაქტიკაში”. მოხსენებები წარმოდგენილი იყო შემდეგი ქვეყნებიდან: ბელარუსი, მოლდოვა, რუსეთი, საფრანგეთი, საქართველო, ჩინეთი და ყაზახეთი. მუშაობა მიმდინარეობდა 7 სექციაში: ნანოტექნოლოგიები და ნანოკომპოზიტები კოსმოსური სფეროსათვის; ნანომასალების სტრუქტურისა და თვისებების მოდელირება; ნანოტოქსიკოლოგია; ნანოსტრუქტურების თვისებები; ნანომასალები; ნანონაწილაკების კვლევის მეთოდები; და ახალი ნანოსტრუქტურული მასალების სინთეზი.

რუსულ ენაზე გამოიცა კონფერენციის მასალები მოხსენებათა სრული ტექსტებით: Сост. Д. Н. Синяев. Нанотехнология в теории и практике. II Всеросс. науч. интернет-конф. с междунар. участием. Матер. конф. Сервис вирт. конф. Pax Grid. 2014, Казань: ИП Синяев Д. Н., 194 с. აქ დაიბეჭდა ქართველი მონაწილეების სტატია (გვ. 131-136):

• ი. ნ. ფულარიანი, ლ. ს. ჩხარტიშვილი, დ. ლ. გაბუნია, ზ. მ. მირიჯანაშვილი. CrB₂-TiB₂-Al₂O₃ კომპოზიტური დანაფარების მიერ ნეიტრონების შთანთქმის მახასიათებლების შეფასება.



ყაზანის ინტერნეტ-კონფერენციის მასალების გარეკანი.



მინსკის კონფერენციის მასალების გარეკანი.

Nanoforums held in 2014 and to be held in 2015.

2014 წლის 28 – 30 მაისს მინსკში, ბელარუსი, გაიმართა მე-11 საერთაშორისო სამეცნიერო-ტექნიკური კონფერენცია “ახალი მასალები და ტექნოლოგიები: ფხვნილური მეტალურგია, კომპოზიტიური მასალები, დამცავი დანაფარები, შედუღება”, რომელიც მიეძღვნა ბელარუსის მეცნიერებათა ეროვნული აკადემიის დაარსებიდან 85-ეწლისთავს. ბელარუსის შესაბამისი პროფილის კვლევით ცენტრებთან ერთად ამ ღონისძიების თანაორგანიზატორი იყო ევროპის ფხვნილოვანი მეტალურგიის ასოციაცია.

რუსულად გამოიკა კონფერენციის მასალები – Гл. ред. А. Ф. Ильющенко. Новые материалы и технологии: Порошковая металлургия, композиционные материалы, защитные покрытия, сварка. Матер. 11-й междунар. науч.-тех. конф. (Минск, 28 – 30 мая 2014 г.). 2014, Минск: Беларуская навука, 478 с. – ქართველი ავტორების სტატიით (გვ. 58-61):

• დ. ლ. გაბუნია, თ. ა. ცაგარეიშვილი, ლ. ს. ჩხარტიშვილი. კრისტალური β-რომბოედრული ბორის დაქუცმაცების თავისებურებანი.



კალგარისკონფერენციის
ისპროგრამისგარეკანი.



კალგარისკონფერენციის
სპონსორები.

ენერჯის, მინერალებისა და მასალების საერთაშორისო აკადემიამ (ემმსა – IAEMM) 2014 წლის 11 – 13 აგვისტოს კალგარიში, ალბერტა, კანადა, გამართა მოწინავე და ნანომასალების საერთაშორისო კონფერენცია და გამოფენა (მნმსკ 2014 – ICANM 2014). კონფერენციის მრავალფეროვანი თემატიკა კარგადაა ასახული სესიების სახელებში: მოწინავე და ნანომასალები – მომზადება და გამოყენება; ფუნქციონალური მოწინავე და ნანომასალები; ნანომედიცინა, ნანობიოტექნოლოგია, გარემო და ნანოტოქსიკოლოგია; დახასიათების მოწინავე ტექნიკა და ნანომასალები; ნახშირბადის ნანომილაკები და გრაფენი; და კომპოზიტიური, პოლიმერული და ჰიბრიდული მასალები. ამ სამეცნიერო ფორუმის გეოგრაფია უაღრესად ფართო იყო – მასში

მონაწილეებდნენ მსოფლიოს 31 ქვეყნის (ავსტრალია, ალჟირი, ამერიკის შეერთებული შტატები, არგენტინა, ბრაზილია, გაერთიანებული არაბული საამიროები, დიდი ბრიტანეთისა და ჩრდილოეთ ირლანდიის გაერთიანებული სამეფო, ერაყი, იაპონია, ინდოეთი, ირანი, ისრაელი, იტალია, კანადა, კორეის რესპუბლიკა, მალაიზია, მაროკო, ნიდერლანდები, პაკისტანი, პოლონეთი, რუსეთი, სამხრეთ აფრიკის რესპუბლიკა, საუდის არაბეთი, საფრანგეთი, საქართველო, სინგაპური, ტაივანი, უნგრეთი, ჩეხეთი, ჩილე და ჩინეთი) წარმომადგენლები.

მნმსკ 2014-ის საორგანიზაციო-სამეცნიერო კომიტეტის წევრი იყო საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის პროფესორი ლევან ჩხარტიშვილი. პოსტერული სესიის პროგრამაში ჩართული იყო ამ უნივერსიტეტის ორი ჯგუფის მოხსენებები:

- ლ. ჩხარტიშვილი, დ. ჯიშიაშვილი, ზ. შიოლაშვილი, ნ. მახათაძე, ვ. გობრონიძე, ა. ჯიშიაშვილი. სისტემაში ორთქლი – სითხე – მყარი სხეული გერმანიუმის ნიტრიდის კონუსისებრი ნანომავთულებების ზრდის შესწავლა.
- ლ. დევაძე, ჯ. მაისურაძე, გ. პეტრიაშვილი, ც. ზურაბიშვილი. ფოტოქრომული თხევადკრისტალური პოლიმერული ნანომასალები.

National Academy of Sciences of Ukraine (NASU)
Russian Academy of Sciences (RAS)
National Academy of Sciences of Belarus (NASB)
Ukrainian Materials Research Society
Frantsevich Institute for Problems of Materials Science of NASU
Institute for High Temperatures of RAS
Bauman Moscow State Technical University
Lykov Institute for Heat and Mass Exchange of NASB
INTEM LTD (Ukraine)

**EIGHTH
INTERNATIONAL CONFERENCE**

**«Materials and Coatings for Extreme Performances:
Investigations, Applications, Ecologically Safe
Technologies for Their Production and Utilization»**


Инженерно-физический журнал
(Belorussia)


Under auspices of
Federation of European
Materials Societies


National Contact Point
of European Program
"Horizon -2020"

PROCEEDINGS OF THE CONFERENCE

September, 2014
Kiev, Ukraine

მე-8 საერთაშორისო კონფერენციის "მასალები ექსტრემალურ გარემოში" თეზისების კრებულის სატიტულო გვერდი.

რეგულარულად, ყოველ ორ წელიწადში ერთხელ, უკრაინის მეცნიერებათა ეროვნული აკადემიის ი. მ. ფრანცევიჩის მასალათმცოდნეობის პრობლემათა ინსტიტუტი, ამ მიმართულების უკრაინის, რუსეთისა და ბელარუსის სხვა წამყვან კვლევით ცენტრებთან ერთად ატარებს საერთაშორისო კონფერენციებს “მასალები და დანაფარები ექსტრემალურ გარემოში სამუშაოდ: კვლევები, გამოყენებები, ეკოლოგიურად უსაფრთხო ტექნოლოგიები მათი წარმოებისა და უტილიზებისათვის” (მეგ – MEE).

დამკვიდრებული ტრადიციის მიხედვით, მე-8 კონფერენციაც – მეგ 2014 – 2014 წლის სექტემბერში უნდა გამართული ყირიმში. მაგრამ უკრაინის გარშემო პოლიტიკური ვითარების გაუარესების და, კერძოდ, რუსეთის მიერ ყირიმის ანექსიის გამო ეს შეუძლებელი გახდა.

ორგანიზატორებმა გადაწყვიტეს, რომ კონფერენცია “დაუსწრებლად” მაინც ჩატარებინათ – ელექტრონულად გამოეცათ და გაეგრძელებინათ პოტენციურ მონაწილეებს შორის დიდი რაოდენობით უკვე შემოსულ მოხსენებათა თეზისები.

ამ ელექტრონულ კრებულში ჩართული თეზისები განაწილებულია რამდენიმე სექციის მიხედვით: (A) მძიმე პირობებში მომუშავე მასალებისა და დანაფარების დიზაინის პრინციპები; (B) მძიმე პირობებში მომუშავე მასალებისა და დანაფარების მიღების პროცესების მეცნიერული წანამდგვრები და კომპიუტერული მოდელები; (C) მძიმე პირობებში მომუშავე მასალებისა და ნაკეთობების წარმოების და ურთიერთდაკავშირების მოწინავე ტექნოლოგიები; (D) მძიმე პირობებში მომუშავე მასალებისა და დანაფარების სტრუქტურა და თვისებები; (E) დეტალების თბოდამცავი დანაფარები კოსმოსური მრეწველობისათვის; (F) ადგილებში მძიმე პირობებით მასალებისა და დანაფარების მუშაობის შესახებ მოპოვებული ექსპერიმენტული მონაცემები; (G) სტრუქტურული, თბოსაიზოლაციო, მოსაპირკეთებელი და სხვა მასალების წარმოების მიზნით სამრეწველო ნარჩენების გადამუშავების პოტენციური და არსებული ტექნოლოგიები; და (H) ტექნოლოგიის გადაცემა საზოგადოების ინოვაციური განვითარების კატალიზატორია.

მიუხედავად იმისა, რომ კრებული რამდენიმე ასეულ თეზისს მოიცავს, კონფერენციის პოტენციურ მონაწილეთა გეოგრაფია არცთუ ფართო იყო – ისინი სულ 8 ქვეყანას (ავსტრია, ბელარუსი, გერმანია, რუსეთი, საფრანგეთი, საქართველო, სომხეთი და უკრაინა) წარმოადგენდნენ.

კონფერენციის საორგანიზაციო კომიტეტის წევრები საქართველოდან იყვნენ გიორგი თავაძე (ფ. თავაძის მეტალურგიისა და მასალათმცოდნეობის ინსტიტუტის დირექტორი) და პაატა კერვალიშვილი (საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის პროფესორი). ქართული კვლევით ჯგუფების მიერ კი შემდეგ მოხსენებათა თეზისები იქნა წარდგენილი:

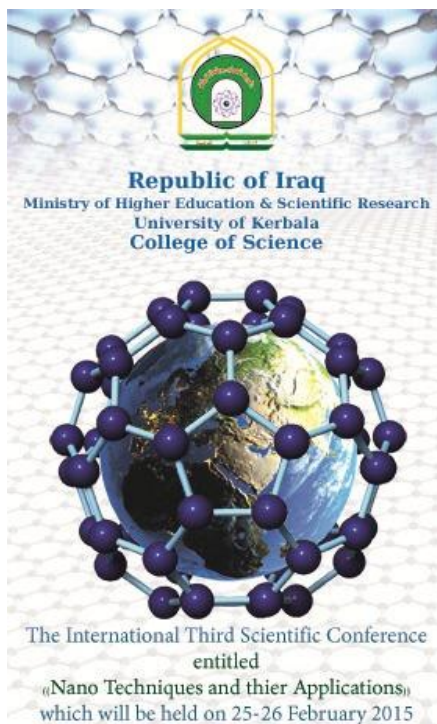
- ზ. მ. მირიჯანაშვილი, ვ. ი. ღარიბაშვილი, დ. ლ. გაბუნია, ო. ა. ცაგარეიშვილი. ბორშემცველი კომპოზიტები ცვეთამდეგი და ნეიტრონმშთანთქმელი დანაფარებისათვის.
- გ. ნ. ნაზახტიანი, ლ. ს. ჩხარტიშვილი, ა. ვ. გიგინეიშვილი, კ. მ. გორგაძე. რადიოაქტიური ნარჩენების მართვა საქართველოში.
- დ. ვ. სახვაძე, გ. ვ. ჯანდიერი, ა. ვ. რაფავა. ფეროშენადნობების წარმოებისა და სეპარაციის შედეგად დარჩენილი წიდისა და შლამისაგან მანგანუმის ბიოექტრაქციის საკითხი.

დაბოლოს, 2014 წელს საქართველოში ჩატარებულ სამეცნიერო ფორუმებს შორის უმნიშვნელოვანესი ქართველი ნანომეცნიერებისა და ნანოტექნოლოგიებისათვის უდავოდ იყო მე-3 საერთაშორისო კონფერენცია “ნანოტექნოლოგიები” (20 – 24 ოქტომბერი, თბილისი). ამ კონფერენციის ქრონიკა ჩვენს ჟურნალში ცალკე ქვეყნდება.

* * *

ერაყის რესპუბლიკის უმაღლესი განათლებისა და მეცნიერული კვლევების სამინისტროს ქერბალას უნივერსიტეტის მეცნიერების კოლეჯი 2015 წლის 25 – 26 თებერვალს მართავს მე-3 საერთაშორისო კონფერენციას “ნანოტექნიკა და მისი გამოყენებები” (ქერბალა, ერაყი).

კონფერენცია მიზნად ისახავს ერაყში ნანოტექნოლოგიის დარგში მეცნიერული კვლევების გააქტიურებას, რათა ის ჩადგეს საზოგადოების სამსახურში; მეცნიერების ამ თანამედროვე დარგში გამოცდილების ურთიერთგაზიარებას ერაყელ და მსოფლიოს მკვლევრებს შორის; ჩამორჩენის დასაძლევად მოწინავე სამყაროსთან დამაკავშირებელი ხიდის გადებას; მეცნიერული კვლევების კონსოლიდირებას. ასე რომ, მიუხედავად დეკლარირებული საერთაშორისო ხასიათისა, ნათელია, ეს კონფერენცია უპირატესად ადგილობრივი პრობლემების გადაჭრაზე იქნება ორიენტირებული. იგეგმება კონფერენციაზე წარმოდგენილი მოხსენებების სტატიების სახით პუბლიკაცია არაბულად ან ინგლისურად ქერბალას უნივერსიტეტის პერიოდულ გამოცემაში Sci. J. Univ. Kerbala.



შეუდარებლად უფრო მასშტაბურად გამოიყურება სხვა არაბულ ქვეყანაში, კერძოდ, არაბთა გაერთიანებულ საამიროებში 2015 წლის 16 – 18 მარტისათვის დაგეგმილი მე-2 საერთაშორისო კონფერენცია და გამოფენა “ნანოტექ – დუბაი – 2015”. საორგანიზაციო კომიტეტი მონაწილეებს მათი სტატიების გამოქვეყნებას სთავაზობს ამ დარგის მაღალრეიტინგულ ჟურნალებში, როგორცაა, მაგალითად, Int. J. Nano Technol.

რაც შეეხება გამოფენას, ორგანიზატორები გვპირდებიან, რომ იქ წარმოდგენილი იქნება უნიკალური ექსპერიმენტული მოწყობილობა და უახლესი ტექნოლოგიები.

2015 წლის ნანოფორუმების იმავე სერიას მიეკუთვნება 15–17 ივნისს პარიზში გასამართი საერთაშორისო კონფერენცია და გამოფენა “ნანოტექ – საფრანგეთი – 2015”. ამ კონფერენციის სესიებია: მოწინავე ნანომასალები; ნანომასალების მიღება; დახასიათება და ინსტრუმენტები; ნანომასშტაბური ელექტრონიკა; ნანოტექნიკა სიცოცხლის შემსწავლელ მეცნიერებებსა და მედიცინაში; ნანოტექნოლოგიური უსაფრთხოება; და ნანოგამოყენებები.

ლონისძიების თანაორგანიზატორები არიან CNano National Network, SFNano France და IOP UK. ტექნიკური კომიტეტის მიერ პროგრამაში ჩართული ყველა სტატია გამოქვეყნდება გაერთიანებული სამეფოს ფიზიკის ინსტიტუტის (IOP UK) მიერ გამომცემულ კონფერენციის მასალებში, ხოლო რჩეული სტატიები – მაღალი იმპაქტ-ფაქტორის მქონე სამეცნიერო ჟურნალებში. კონფერენციის პარალელურად ტარდება არამარტო გამოფენა, არამედ – სამრეწველო ფორუმიც და საბროკერო დღეც. ისიც აღსანიშნავია, რომ მოწვეულ მომხსენებლებს შორის არიან ნობელის პრემიის ლაურეატები ფიზიკისა და ქიმიის დარგებში ალბერტ ფერტი და ჟან-მარი ლენი.



მნმსკ 2015-ის მასპინძლის – კანადის დედაქალაქის – ოტავას ერთი ხედი.

მოწინავე და ნანომასალების მორიგი, 2015 წლის, საერთაშორისო კონფერენციასა და გამოფენას (მნმსკ 2015 – ICANM 2015) კვლავაც კანადა უმასპინძლებს. საქართველოდან მნმსკ 2015-ის საორგანიზაციო-სამეცნიერო კომიტეტის წევრები არიან საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის პროფესორები ლევან ჩხარტიშვილი და დავით ჯიშიაშვილი. ამჯერად ლონისძიების გამართვა (10–12 აგვისტო) კანადის დედაქალაქში – ოტავაში იგეგმება.

ლევან ჩხარტიშვილი

2014 წლის 15 დეკემბერი

ISSN 1987-8826