

Academy of Science of Moldova

**The 5th Conference
of the *Physicists of Moldova***

Abstracts

October 22-25, 2014, Chisinau,

Republic of Moldova

Conferința Fizicienilor din Moldova CFM-2014 cu participare internațională reprezintă continuarea seriei de Conferințe din 2005 – 2012.

În 2014, Conferința este încadrată în programul manifestărilor prilejuite de aniversarea a 140-a de la nașterea ilustrului astronom și astrofizician Nicolae DONICI, precum și a manifestărilor științifice dedicate anului internațional al cristalografiei.

Conferința este organizată de Societatea Fizicienilor din Moldova, care este membru colectiv al Societății Europene de Fizică, Institutele cu profilul Fizica ale Academiei de Științe a Moldovei și Universitățile de Stat din Republica Moldova.

Conferința va oferi un prilej pentru prezentarea rezultatelor cercetărilor recente în fizică și în domeniile adiacente, va pune în discuție probleme actuale de fizică, va încuraja stabilirea contactelor științifice dintre membrii Societății Fizicienilor din Moldova și fizicienii din străinătate, va promova relațiile dintre oamenii de știință, cultură și învățământ și cei care activează în diferite domenii ale economiei naționale.

În cadrul Conferinței vor fi reliefate direcțiile majore de cercetare din universități și instituțiile de cercetare. Se va acorda o atenție deosebită aspectelor aplicative ale fizicii și a relațiilor cu industria, energetica, informatica, protecția mediului ambiant, medicină și alte domenii.

În perioada desfășurării Conferinței, va fi organizată Adunarea membrilor SFM.

CFM-2014 va cuprinde următoarele domenii:

1. Fizica Sistemelor Nanometrice și Nanotehnologiile
2. Fizica Stării Condensate și Ingineria Materialelor
3. Fizica Teoretică și Computațională
4. Tehnologiile Fizice și Ingineria dispozitivelor
5. Fizica Mediului Ambiant, Biofizica și Fizica medicală
6. Fizica și Învățământul

În cadrul Conferinței se va desfășura **Simpozionul memorial “ Fizica și Astronomia”**, dedicat ilustrului astronom și astrofizician Nicolae DONICI (1874 –1956).

Autorii sunt unicii responsabili de conținutul materialelor publicate.

COMITETUL ȘTIINȚIFIC ONORIFIC CFM-2014

Gh. Duca (Moldova)	J. Dudley (Franța)	E. Burzo (România)
I. Bostan (Moldova)	Gh. Ciocan (Moldova)	N. Zamfir (România)
V. Moscalenco (Moldova)	V. Postolati (Moldova)	V. Litovchenko (Ucraina)
S. Moscalenco (Moldova)	F. Kusmartsev (Anglia)	E. Arușanov (Moldova)
M. Bologa (Moldova)	A. Simașchevici (Moldova)	A. Dicusar (Moldova)
V. Musteață (Moldova)	S. Dimitrache (Moldova)	E. Livovschi (Moldova)

Comitetul de organizare CFM-2014

Co-președinți: Valeriu CANȚER, Ion TIGHINEANU

Vice-președinți: L. CULIUC, A. SIDORENKO, V. DOROGAN, P.TOPALĂ,
I. GERU, V. PERJU , F. PALADI

Secretari științifici: E. CONDREA, A. ȚURCANU, Ș. TIRON

Membri:

V. Ursachi, P. Gașin, L. Ghimpu, V.Ciornea, L. Konopko, V. Alcaz, V. Berzan,
I. Balmuș, E.Gherghița, E. Rusu, V. Șontea, E. Gheorghită , M. Iovu, I.
Postolachi, I. Holban, D. Nica, D. Nedeoglo, I. Evtodiev, P.Rusu, S.Rusu,
S.Andronic, Iu. Malcoci

CUPRINS**NEW TRENDS IN NANOELECTRONICS AND NANOSPINTRONICS
DRIVEN BY NEW PHYSICS OF TOPOLOGICAL INSULATORS**

Valeriu Kantser 10

**INTERNATIONAL YEAR OF CRYSTALLOGRAPHY 2014.
DEVELOPMENT OF CRYSTALLOGRAPHIC RESEARCH IN THE
REPUBLIC OF MOLDOVA**

Victor Ch. Kravtsov 11

**К 50-ЛЕТИЮ ИНСТИТУТА ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ АКАДЕМИИ
НАУК МОЛДОВЫ**

Мирча Болога 11

**TRANSVERSAL ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF QUASI-ONE-
DIMENSIONAL TETRATHIOTETRACENE-IODIDE CRYSTALS**

A. Casian, I. Sanduleac 18

WICK'S THEOREM FOR SYMBOLIC CALCULATIONS

I.V. Belousov 19

**ДИНАМИКА ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ПОЛЯРИТОНОВ В
МИКРОРЕЗОНАТОРЕ**

П.И.Хаджи, А.П.Зинган 21

**AMPLIFICATION OF THZ RADIATION IN THE SYSTEM OF EXCITONS
AND BIEXCITONS**

P.I. Khadzhi, D.A. Markov 22

**S-POLARIZED QUASISURFACE NONLINEAR WAVES IN SYMMETRIC
THREE-LAYER STRUCTURE WITH METAMATERIAL FILM**

O.V. Korovai 23

**DIAGRAMMATIC APPROACH FOR THE ANDERSON-HOLSTEIN
MODEL**

V. A. Moscalenco, L. A. Dohotaru, D. F. Digor and I. D. Cebotari 26

PROPERTIES OF PHONON CLOUDS OF CORRELATED POLARONS

I. D. Cebotari 27

**KELDYSH DIAGRAM TECHNIQUE FOR STRONGLY CORRELATED
SYSTEMS**

V. A. Moscalenco, L. A. Dohotaru, D. F. Digor 28

THE LOCAL PROPERTIES OF THE TWO IMPURITIES MODEL

L. A. Dohotaru 30

CONCEPTE PRIVIND MODELAREA ABM ȘI ANALIZA DE BIFURCAȚIE ÎN CERCETAREA PROCESELOR DE CRISTALIZARE Gubceac Ghennadii, Paladi Florentin	32
INFLUENCE OF THE MAGNETIC FIELD AND IMPURITY ON PHASE TRANSITION COMMENSURABILITY – NOT COMMENSURABILITY OF A CONDITION OF A WAVE OF SPIN DENSITY IN QUASITWO-DIMENSIONAL MAGNETIC SYSTEM M. E. Palistrant, V. A. Ursu	34
SOME KINETIC COEFFICIENTS FOR LAYERED SUPERCONDUCTING COMPOUNDS M. E. Palistrant, V.A. Ursu, M. Calalb	35
TWO-DIMENSIONAL CAVITY POLARITONS UNDER THE INFLUENCE OF A STRONG PERPENDICULAR MAGNETIC AND ELECTRIC FIELDS S. A. Moskalenko, I. V. Podlesny, E. V. Dumanov, M. A. Liberman, S. S. Rusu, V. M. Bajireanu	36
CORELAȚII CUANTICE ÎNTRE FONONI ȘI FOTONI Cârlig Sergiu	36
ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF NANOSIZED POLYANILINE A. Todosiciuc, A. Nicorici	38
OPTICAL INVESTIGATION OF CdSe/ZnS/PEPC NANOCOMPOSITE THIN FILMS A.Mirzac, O. Bordian, V.Verlan, I.Culeac.	39
PROPRIETĂȚILE OPTICE ALE COMPUȘILOR A^{III}B^{VI} DOPAȚI CU Eu ȘI Mn D. Untila, Ig. Evtodiev, V. Canțer, Iu. Caraman, E. Vatavu, M. Caraman	40
MiCROFiRE DIN <i>InSb</i> PENTRU DETECTORI DE UNDE INFRAROȘII Leporda N., Nicorici A., Bejenaru A.	42
PROCESE OPTICE ÎN STRUCTURI LAMELARE OBȚINUTE PRIN INTERCALAREA COMPUȘILOR A^{III}B^{VI} CU Cd ȘI Zn DIN FAZĂ DE VAPORI L. Dmitroglu, Iu. Caraman, S. Evtodiev, M. Caraman, I. Rotaru, E. Luchian, D. Untila	43
SINTEZA ȘI STRUCTURA COMPUSULUI COORDINATIV BINUCLEAR NOU DE Eu(III) CU BIS(ISONICOTINOILHIDRAZONA)-2,6-DIFORMIL-4-METILFENOL P. Bouroș, O. Bologa, I. Bulhac	45

INFLUENȚA TEMPERATURII ȘI MODULUI DE APLICARE A SARCINII ASUPRA MICROSTRUCTURII CUPRULUI POLICRISTALIN ȘI ALAMĂ LA DEFORMARE PLASTICĂ INTENSIVĂ	
Daria Grabco, Serghei Alexandrov, Olga Shikimaka, Evghenii Harea	46
<hr/>	
POROUS VS. MAGNETRON RF SPUTTERING OF InP	
L. Sirbu, M. Danila, R. Muller, A. Baracu	47
<hr/>	
ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО СТРОЕНИЯ ПОЛИОКСОМЕТАЛЛАТА СОСТАВА $Cu_3H_{27}Na_3O_{75}Se_2W_{18}$	
Гуцул Т. Д., Петренко П. А., Димогло А. С.	48
<hr/>	
ANALIZA XRD PENTRU ANTIMONIDUL DE GALIU DOPAT CU Fe	
Eugen Gheorghiiță, Alexei Mihălache, Igor Evtodiev	49
<hr/>	
EFFECT OF THE PRODUCTION METHOD ON THE ACTIVATION OF ICE-FORMING AEROSOLS	
E. A. ZASAVITSKY, A. V. BELENCHUK, O. M. SHAPOVAL, and A. CHIRITA	51
<hr/>	
SILICON BARRIER STRUCTURES WITH INVERSION LAYERS	
V. Zakhvalinskii, E. Piliuk, I. Goncharov, A. Simashkevich, D. Sherban, L. Bruc, N. Curmei, M. Rusu, V. Kharchenko	52
<hr/>	
CERCETAREA STRUCTURII ȘI MORFOLOGIEI SUPRAFETEI STRATURILOR SUBȚIRI POLICRISTALINE DE ZnS_xSe_{1-x}	
Mihail Popa	54
<hr/>	
MAGNETIC AND STRUCTURAL PROPERTIES OF $Fe_{1-x}Cu_xCr_2S_4$ SINGLE CRYSTALS GROWN BY CHEMICAL TRANSPORT REACTIONS	
Lilian Prodan	55
<hr/>	
ON THE SPECTROSCOPIC METHOD OF MEASURING THE SIZE OF THE CdSe NANOCRYSTALS	
V. I. Pavlenko, I. Dobinda, I. V. Belousov	56
<hr/>	
MAGNETIC PROPERTIES AND HIGH-FIELD (UP TO 40T) GALVANOMAGNETIC EFFECTS OF BI-, TRI- AND MULTICRYSTALS OF 3D TOPOLOGICAL INSULATOR Bi - Sb	
F. M. Muntyanu, A. Gilewski, K. Nenkov, A. J. Zaleski, K. Rogacki, V. Munteanu, V. Bejan, and V. Chistol	57
<hr/>	
MAGNETOTRANSPORT PECULIARITIES IN BI WIRES BEYOND THE QUANTUM LIMIT	
E. Condrea, A. Nicorici and A. Gilewski	58
<hr/>	
ONE DIMENSIONAL COBALT(II) PIVALATE-BASED COORDINATION POLYMERS WITH PYRAZINE OR 4,4'-BIPYRIDINE SPACER LIGANDS	
I. Radu, L. Croitor, S. G. Baca, V. Ch. Kravtsov	58

EWOD CHIP FOR THz APPLICATIONS

Lilian Sirbu, Raluca Müller, A. Baracu

59

FROM HYDROPHILIC TO HYDROPHOBIC OF ZnO SURFACE

L. Sirbu, L. Ghimpu, R. Muller

60

SOLVOTHERMAL SYNTHESIS OF COLLOIDAL InP NANOPARTICLES

L. Sirbu, T. Gutul, A. Todosiciuc, A. Racu

61

THERMOPOWER ANISOTROPY IN QUANTUM WIRES OF PURE BISMUTH

A.A. Nikolaeva, L.A. Konopko, T.E. Huber, A.K. Tsurkan, O.Botnary

62

SEMIMETAL- SEMICONDUCTOR TRANSITION IN QUANTUM SEMIMETAL $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ NANOWIRES INDUCED BY MAGNETIC FIELD

A. A. Nikolaeva, L. A. Konopko, P. P. Bodiul, I. A. Popov, E. F. Moloshnik, I. Stich

63

ANISOTROPIC THERMOELECTRIC GENERATOR MADE FROM SEMIMETAL MICROWIRE

L.A. Konopko, T.E. Huber, A.A. Nikolaeva, and A.K. Tsurcan

64

METALORGANIC AEROSOL DEPOSITION PREPARATION OF $\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{O}_9$ EPITAXIAL THIN FILMS

O. Shapoval, A. Belenchuk, C.Jooss, S. A. Wiedigen and V. Moshnyaga

65

PROPERTIES OF LEAD TELLURIDE CRYSTALS DOPED WITH Gd

A. Todosiciuc, A. Nicorici, E. Condrea, and J. Warchulska

66

DESPRE MECANISMELE STERILIZĂRII ATERMICE ÎN MEDIILE LICHIDE

Iurie Boșneaga, Mircea Bologa

67

SOLUȚIA MICROTERMOTEHNICĂ - CALEA SIGURĂ PENTRU PERFEȚIONAREA PROCESELOR DE SCHIMB DE CĂLDURĂ ȘI MASĂ

Iurie Boșneaga

68

ELECTROPHYSICAL WHEY PROCESSING WITH THE EXTRACTION OF LACTIC ACID

I. I. Vutcariova

71

FACTOR THAT INFLUENCE TRANSPIRATION IN PLANTS THE STUDY OF TRANSPIRATION INFLUENCE FACTORS IN PLANTS

Dimitriu Eugeniu, Vizitiv Gleb, Calancea Laurentiu, Evtodiev Silvia, Evtodiev Igor, Luchian Efimia

72

REFERINȚE LA DEPENDENȚA COEFICIENTULUI DE MOBILITATE A IONILOR DE PRESIUNE LA DESCĂRCAREA CORONĂ

Teodor Grosu, Mircea Bologa, Oleg Motorin

77

ASPECTE ELECTROTEHNOLOGICE LA TRATAREA PRODUSELOR LACTATE SECUNDARE	
Elvira Vrabie, Mircea Bologa	79
VARIAȚII ALE UNOR PARAMETRI AI IONOSFEREI	
Valeriu ABRAMCIUC	80
WATER SALINITY EXPERIMENTAL ANALYSIS	
Gleb Vizitiv, Laurentiu Calancea, Dolgopol Romina, Eugeniu Dimitriu, Igor Evtodiev, Silvia Evtodiev, Untila Dumitru	81
ATMOSPHERE AND SOLAR RADIATION MONITORING AT THE IAP GROUND-BASED STATION, KISHINEV(MOLDOVA)	
A. Aculinin, V. Smicov	84
REALIZAREA INDEPENDENȚEI ENERGETICE - CONDIȚIA SINE QUA NON PENTRU DEZVOLTAREA DURABILĂ A REPUBLICII MOLDOVA	
Iurie Boșneaga	86
ПРОБЛЕМА ПЕРЕРАСЧЕТА ТОКОВ ЦЕПИ	
Александр Пенин, Анатолий Сидоренко	88
UNELE ASPECTE DE GRUPARE A SURSELOR DE CURENT ELECTRIC CONTINUU	
E. Gheorghită, L. Guțuleac, V. Spînu, P. Untilă	91
DIALECTICA ÎN VIAȚA ȘI CREAȚIA ASTROFIZICIANULUI NICOLAE DONICI	
Veaceslav Ursachi, Ion Tighineanu	94
PE URMELE ASTRONOMULUI NICOLAE DONICI, CTITORUL UNEI CITADELE ȘTIINȚIFICE LA NISTRU	
Ion Holban,	96
CANTITATE SI CALITATE IN INVATAMANT	
Iulia Malcoci	96
CERCETAREA ȘTIINȚIFICĂ ÎN CADRUL LECȚIEI DE FIZICĂ ÎN LICEU	
Cârlig Sergiu	97
DEMONSTRAREA SURSELOR „VERZI” DE ENERGIE ELECTRICĂ	
Mihail Popa	99
CERCETAREA PROPRIETĂȚILOR OPTICE ALE STRATURILOR DE ZnS_xSe_{1-x}.	
Mihail Popa	100

PARTICULARITĂȚILE EFECTELOR GALVANOMAGNETICE ÎN CÂMPURI ULTRACUANTICE ÎN BICRISTALE ALE IZOLATORULUI TOPOLOGIC 3D $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 < x < 0.22$)	100
F. M. Muntyanu, V. Bejan, V. Chistol	
<hr/>	
UNDE ELECTROMAGNETICE DE INTERFAȚĂ ÎN HETEROSTRUCTURI CU METAMATERIALE	101
V.Canțer , T.Marin	
<hr/>	
MAGNETOELECTRIC COUPLING, ANOMALOUS HALL EFFECT AND QUANTUM CUBITS IN TOPOLOGICAL INSULATORS	102
M. Dragutsan ,V. Kantser, N.Sava	
<hr/>	
REFLECTOMETRIA NEUTRONICĂ ȘI STRUCTURA MAGNETICĂ A MANGANITILOR PELICULARI	102
A.Belenciuc, V.Canțer, M.Draguțan, S.Nikitenko, O.Șapoval	
<hr/>	
CONDIȚIILE DE FORMARE A VÂRTEJURILOR ÎN LICHIDUL SUPRAFLUID NUCLEONIC AL PULSARILOR	103
L. Calalb, M. Calalb	
<hr/>	
METODA NODURILOR ECHIPOTENȚIALE UTILIZATĂ LA CALCULUL CIRCUITELOR ELECTRICE DE CURENT CONTINUU	104
Mihail Popa	
<hr/>	
DETERMINAREA MOMENTULUI DE INERȚIE AL BILELOR DE RAZĂ MICĂ (LUCRARE DE LABORATOR)	105
Mihail Popa	
<hr/>	
THE STUDY OF MAGNETIC ARROWS INTERACTION	107
Romina Dolgopol, Vladlena Horneț, Igor Evtodiev, Silvia Evtodiev, Rotaru Irina, Luchian Efimia	
<hr/>	
O POSIBILITATE PRACTICĂ DE MAJORARE A COEFICIENTULUI DE FRECARE	109
Valeriu ABRAMCIUC, Anatolie POPERECNÎ	
<hr/>	
WUNDERKINDS OF THE 21ST CENTURY. THINKING OUT OF THE BOX	111
Raischi Mihaela Lana, Dimitriu Eugeniu, Calancea Laurentiu, Vizitiv Gleb, Evtodiev Silvia, Rotaru Irina, Evtodiev Igor	
<hr/>	
INDEX	115
<hr/>	

NEW TRENDS IN NANOELECTRONICS AND NANOSPINTRONICS DRIVEN BY NEW PHYSICS OF TOPOLOGICAL INSULATORS

Valeriu Kantser

D. Gitsu Institute of Electronic Engineering and Nanotechnologies, ASM, Academiei str. 3/3, MD2028, Chisinau, Moldova, kantser@nano.asm.md

In a lot of semimetallic and narrow-gap semiconductors $\text{Bi}_{1-x}\text{Sbx}$, $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, Bi_2Te_3 , HgTe , TlBiTe_2 spin-orbit interaction (SOI) has an important intrinsic pattern on the electronic structure in the form of the band inversion and this attribute leads to the new solid state – topological insulator (TI). This topological phase of a material is a bulk property, nontrivially encoded in the wavefunctions of the occupied (valence band) states. However, it is the presence of the helical edge/surface states which leads to new phenomena and properties. The topological surface states as well as interface ones are protected by time-reversal symmetry and are characterized by prohibited backscattering and gapless linear Dirac spectrum. In consequence the surface electrons cannot be scattered by defects or other perturbations and thus meet little or no resistance as they travel. This fundamental attribute opens the door to dissipationless electronics. Spin-momentum locked of interface states there is another important feature of TI. Unlike graphene, the states on the surface of the TI are spin filtered; they have fixed spin directions for each wave number k . In such way among many new topics developed in such materials and nanostructures, the most exciting one may be spintronics - a new kind of potentially more efficient electronics that relies on electrons' "spin". Another gateway to the spintronics applications as well as to the photonics comes from the third major attribute of TI surface and interface - magnetoelectric coupling and axion electrodynamics behavior of TI materials. The fourth important physical attribute related to TI in hybrid heterostructures with superconductors. By layering a superconducting material onto the surface of a topological insulator it may be possible to create a theoretical but yet unseen particle that is its own antiparticle, one that could persist in the material undisturbed for long periods. Discovery of these so-called Majorana fermions would be an achievement in itself, and could also provide a way of overcoming the main obstacle to realizing a working quantum computer, a method of indefinitely storing data as "qubits". Exploring the fascinating properties of nanoscale topological insulators is a emergent area of research nanoelectronics and spintronics and the present paper reveals some aspects of new interface and device physics of such materials. The spectrum and characteristics of topological interface states (TIS) depending on geometrical configuration can be manipulated by different factors: electrical and magnetic fields, strain and deformation etc. For this reason TI are being explored with a view towards applications, as a potential platform for tailoring nanostructures and nanomaterials properties. TI use a kind of quantum-mechanical 'trick' to compel electrons to behave in an extremely 'disciplined' fashion, minimizing the wasteful scattering. In conventional circuits and semiconductors, electrons are continually encountering impurities and barriers that cause them to scatter, colliding with other electrons and with positively charged "holes," diminishing efficiency and generating heat. The aim of the topological insulator is to interdict this wasteful motion, by confining electrons to certain definite "lanes". A lot of new TI nanodevices developed in the areas of nanoelectronics are discussed. The potential role of topological insulator surface states in spintronics is that of a spin-generator, not a spin-conserver. To compare the spin-generator potential of a topological-insulator surface to other 2DEGs, the ratio between the current-induced spin density and the total electron density as a figure of merit is analyzed. Larger spin polarizations can be achieved in ferro/normal hybrid systems, but topological-insulator surfaces offer the possibility of gate voltage control. Another way to generate spin polarization in a spin-orbit coupled system is via the spin Hall effect (SHE) in which transverse spin currents appear in response to an applied electric field. It was found that the resultant spin polarizations exceed their semiconductor counterparts by at least an order of magnitude. The properties of TI surface states in a perpendicular external magnetic field are very similar to those of graphene sheets. The response of such surface states to exchange coupling with magnetically ordered systems is, however, entirely different from

that of a graphene systems. Two ideas have been suggested for engineering a system in which this exchange coupling is present: i) introducing magnetic impurities that can order due to surface-state mediated interactions, and ii) proximity coupling to evaporated magnetic films. The rapid progress indicates that 'topological spintronics' shows great promise of becoming an attractive offshoot of more traditional approaches to spintronics technology. In the last part of the paper some aspects of Majorana fermions approach to quantum computing are highlighted together with the first photonics development.

**INTERNATIONAL YEAR OF CRYSTALLOGRAPHY 2014.
DEVELOPMENT OF CRYSTALLOGRAPHIC RESEARCH IN THE REPUBLIC OF
MOLDOVA**

Victor Ch. Kravtsov

*Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova, Academiei street 5, MD2028,
Chisinau, R.Moldova, kravtsov.xray@phys.asm.md*

The General Assembly of the United Nations Organization on its 121st plenary meeting on July 3, 2012 decided to proclaim 2014 the International Year of Crystallography. This decision was made taking in account that the humankind understanding of the material nature of our world is grounded, in particular, in our knowledge of crystallography. Also considering that impact of crystallography is present everywhere in our daily lives, in modern drug development, nanotechnology and biotechnology, and underpins the development of all new materials, that 2014 marks the centenary of the beginning of modern crystallography and its identification as the most powerful tool for structure determination of matter as illustrated by twenty-three Nobel Prizes awarded in the area of crystallography. In 2014, the crystallographic community also celebrates the sixty-fifth anniversary of the founding of the International Union of Crystallography.

The lecture will present a short historical overview of the development geometrical crystallography before discovering of X-Ray and emergence of X-ray crystallography after M. Laue, W. Friedrich, and P. Knipping first diffraction experiment in 1912. Special attention will be given to the foundation and milestones of crystallographic research in R. Moldova: methods of structural analysis based on automatic analysis of the Patterson function and theoretical development of 3D cross-sections of the Double Patterson functions; structural crystallography; host-guest interactions and inclusion phenomena in supramolecular systems (macrocycles, crown ethers, cryptands, and novel fluorenone-containing catenanes); crystal engineering of multiple component pharmaceutical compounds, coordination polymers, metal-organic frameworks, nanosized polynuclear systems, cluster-based polymers.

**К 50-ЛЕТИЮ ИНСТИТУТА ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ АКАДЕМИИ НАУК
МОЛДОВЫ**

Мирча Болога

*Институт прикладной физики АН Молдовы,
ул. Академическая, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова, e-mail:
mbologa@phys.asm.md*

Пятидесятилетие Института прикладной физики знаменательная дата, когда перемежаются воспоминания о прошлом, констатация достигнутых успехов, надежды и ожидания видеть развитие ИПФ по восходящей траектории профессионализма и благополучия его сотрудников. Это коллектив единомышленников, в котором превалирует открытость и доброжелательность; здесь не обязывают, а убеждают; здесь переплетены результаты и перспективы, беспокойство и забота во имя развития науки и инноваций. Пройдут годы, мы уверенно шагнем в будущее, а этот полувек юбилей останется

приятным воспоминанием минувших лет, молниеносно ушедших, но оставивших неизгладимый след в жизни каждого из нас и в творческой семье ипээфовцев. Полувековой рубеж отмечен изданием юбилейного выпуска журнала «Электронная обработка материалов», в котором читатель встретит множество событий и заслуживающих внимания результатов, что во многом упростило подготовку этого сообщения.

Среди наиболее значимых вех на пройденном пути выделено обоснование перспективной тематики, формирование первых базовых лабораторий, опытного производства, выпуск международного журнала, рост солидного кадрового научного потенциала, организация конференций, международные связи, публикации в престижных журналах, издание монографий и специализированных сборников, создание известных научных школ, развитие инновационной и патентной деятельности, расширение сотрудничества.

Создание (09.03.1964 г.) и становление Института неразрывно связано с именем академика Б.Р. Лазаренко первооткрывателя электроэрозионного способа обработки материалов, получившего мировое признание. Пройден путь от Института энергетики и автоматики (1961 г.) до нынешнего ИПФ, ставшего крупным научным центром. В обосновании научных направлений определяющую роль сыграли видные ученые 60-х годов минувшего столетия. Институту были определены два направления деятельности: экспериментальное и теоретическое исследование физических и физико-химических свойств конденсированных сред при различных внешних воздействиях, получение и изучение кристаллических и аморфных веществ с полупроводниковыми, полуметаллическими, сверхпроводящими и другими свойствами с целью создания электронных приборов; изыскание новых областей применения электричества для совершенствования, существующих и разработки новых высокоэффективных процессов, создание и внедрение технических средств для их осуществления. Эти направления получили достойное развитие, и не будет преувеличением утверждать – международное признание.

За минувшие годы в составе института трудился 21 член Академии наук. Институт постоянно ощущал внимание и поддержку президентов Академии и академиков секретарей отделения. ИПФ принимал активное участие в развитии научного потенциала, в расширении и укреплении сотрудничества, в том числе путем выдвижения/поддержки известных ученых из различных стран в почетные члены Академии, что, безусловно, способствовало росту нашего престижа.

Стратегическими в деятельности института были постановка и развитие работ с обеспечением замкнутого цикла – от фундаментальных к прикладным исследованиям и реализации результатов. В хронологической последовательности был создан Опытный завод (1963 г.), разработавший опытные образцы аппаратуры и обеспечивший выпуск головных промышленных серий, появился научно-технический журнал «Электронная обработка материалов» (1965 г.), который начал пропагандировать научные и инженерные достижения по новым применениям электричества. Впоследствии организуется Специализированное конструкторско-технологическое бюро твердотельной электроники (СКТБТЭ, 1976 г.), занявшее передовые позиции в удачно обоснованных нишах электронной инженерии.

К концу 60-х годов ИПФ включал шесть лабораторий электрофизического профиля и восемь лабораторий и отделов физического профиля. Большинство заведующих базовыми лабораториями впоследствии стали членами Академии наук. Успешное развитие института способствовало организации новых лабораторий с целью обеспечения более углубленных исследований и приобщения к рождающимся перспективным направлениям современной электрофизики и физики твердого тела. При участии сотрудников ряда лабораторий были созданы аппаратурные и технологические подразделения на опытно-производственных базах института, что способствовало ускорению разработок и повышению качества выпускаемой продукции. Приятно вспомнить добрым словом заведующих лабораториями за минувшие годы. С 1992 года в составе ИПФ функционировали научно-исследовательские центры: три из них – материаловедения, теоретической физики, электрофизических проблем, входили в

структуру ИПФ, а Центры Оптоэлектроника и Международная лаборатория сверхпроводимости и твердотельной электроники получили статус юридического лица.

К горькому сожалению с нами уже нет многих членов академии – первопроходцев и не будет преувеличением сказать, что некоторые из них стали легендами академической и вузовской науки, символами своего времени. С чувством исполненного долга мы приняли эстафету, сумели сохранить преемственность и приумножить лучшие традиции ИПФ.

На основе результатов института и других учреждений академии Опытный завод разрабатывал и изготавливал установки и приборы для научных исследований, обеспечивал выпуск головных образцов и опытно-промышленных партий новой техники, активно содействовал их внедрению. Продукция завода пользовалась большим спросом и эффективно применялась в различных отраслях промышленного и сельскохозяйственного производства. В 70–80-е годы завод был основным производителем установок для электроискровой обработки металлов, экспортируемых во многие страны. Установки типа «Плазмолиз», позволяющие более полно использовать растительное и биологическое сырье, послужили предметом лицензионных соглашений.

В СКТБТЭ разрабатывались: материалы для твердотельной электроники и технологии их получения; первичные измерительные преобразователи и приборы на их основе, уникальное оборудование для научных исследований.

В организации исследований, оценке деятельности, уточнении перспектив ИПФ большую роль играли научно-организационные мероприятия Отделения и Президиума союзной Академии наук. Традиционными стали совместные исследования академий наук Беларуси, Украины и Молдовы. Ответственной проверкой оказалась Выездная сессия Отделения общей физики и астрономии (1973 г.). К 40-ой сессии Совета по координации научной деятельности академий наук союзных республик, также подготовили интересную выставку, которую осмотрели Президент, члены Президиума АН Союза, республиканских академий, руководители республики и это способствовало развитию исследований и практической реализации результатов. Институт ощущал постоянное внимание со стороны президентов АН Молдовы и сотрудничающих стран.

В юбилейном выпуске журнала отражена деятельность Института в разрезе лабораторий. В сегодняшнем сообщении отмечены в первую очередь базовые лаборатории, отдельные юбилейные и памятные события.

Отделы статистической физики и теории полупроводников и квантовой электроники, возглавляют академики братья-близнецы Всеволод и Святослав Москаленко, создатели теоретической физики в ИПФ и Молдове. Их творческий и жизненный путь вызывает чувства искреннего уважения и признательности. Наши коллеги – визитная карточка академической фундаментальной науки. И невольно возникает вопрос, повторится ли когда-нибудь подобный феномен в нашем благодатном крае.

Спустя некоторое время была организована лаборатория физической кинетики. И уместно отметить, также братьев – заведующего лабораторией академика Виктора и доктора биологических наук – Валентина Коварского. Это ученые с высоким чувством долга, всегда стремившиеся к оригинальности исследований.

Лаборатория физических методов исследования твердого тела – старейшая в академической системе (с 1957 г.) бессменно возглавлялась академиком Т.И. Малиновским, а впоследствии доктором наук Ю.А. Симоновым, слишком рано ушедших безвозвратно. Храня добрую память, коллектив, продолжает сложившиеся традиции, успешно сотрудничает с зарубежными научными центрами и ориентируется на самые передовые и новейшие области исследований.

Лаборатория механических свойств кристаллов, основатель и научный руководитель д.хаб. Ю.С. Боярская в течении 33 лет вдохновенно и плодотворно трудилась на избранном научном пути. Полученные результаты и новые достижения будут лучшей памятью о плодотворной деятельности и благородном человеке.

Переходя к лабораториям в области физики полупроводников, подчеркнем, что одним из родоначальников этого магистрального направления был академик С.И. Радауцан, неутомимый инициатор и организатор академических исследований и Высшего образования (вице-президент Академии, первый ректор Кишиневского политехнического института). Руководил Лабораторией полупроводниковых соединений беспрерывно в течение 38 лет. В 1977 году на заседании Президиума АН Союза было заслушано сообщение академика С.И. Радауцана «Тройные полупроводники: результаты исследований и перспективы применения» и отмечен высокий уровень исследований, о чем свидетельствует проведение в Кишиневе всесоюзных и международных конференций. Практиковалось широкое сотрудничество. Принимал активное участие в общественной и государственной деятельности. На основе этой базовой лаборатории впоследствии появились группы и лаборатории, которые успешно приняли эстафету тех далеких, но важных и перспективных начинаний.

Лаборатория физики полуметаллов (зав. академик Д.В. Гицу), была организована в целях исследований по физике и технологии полуметаллов, а в дальнейшем и анизотропии явлений переноса.

Базовая лаборатория фотоэлектрических свойств полупроводников – заведующий академик А.М. Андриеш – это коллектив по всестороннему изучению физических явлений в некристаллических полупроводниках. Результативность пройденных лет увенчана государственными премиями, многочисленными конференциями и работами; успехи отмечены орденами и медалями, грамотами и дипломами. Академик А.М. Андриеш успешно сочетал исследовательскую и научно-организационную работу будучи Главным ученым секретарем Президиума и Президентом Академии наук (1989–2004 гг.).

Центральной базовой была лаборатория электроискровой обработки материалов. С 1962 года до последнего дня своей жизни научным руководителем был академик Б.Р. Лазаренко. Тематика лаборатории связана с основополагающим изобретением, положившим начало новым прогрессивным электрофизическим методам обработки материалов. Родственная лаборатория – импульсной газовой электроники (зав. д.т.н. С.П. Фурсов) разрабатывала новые источники питания для электроискровой обработки, исследовались электрические разряды в жидкостях и процесс электроискрового легирования. Ученики Бориса Романовича и продолжатели стремятся обосновать и разнообразить неограниченные технологические возможности электрической обработки материалов и могучие силы электрической искры. За последние годы созданы установки, которые обеспечивают комплексные методы обработки.

Развитие электрохимических методов обработки в Институте связано с именем академика Ю.Н. Петрова. В дальнейшем успешно развивались исследования в области электрохимии и электрохимических технологий в лабораториях: электрохимической размерной обработки металлов, гальванических покрытий, физико-механических исследований, отделе физико-химических методов защиты металлов от коррозии.

Интересные исследования развивались в лабораториях: электрической флотации веществ (зав. д.т.н. А.А. Мамаков), моделирования биологических процессов (зав. д.т.н. И.Б. Крепис), электрической обработки продуктов растениеводства (зав. д.т.н. Ю.А. Щеглов), разработки которой реализовывались, в том числе на основе лицензионных соглашений.

В лаборатории электрических методов управления тепловыми процессами родилось и развивается новое научное направление, охватывающее процессы тепло- и массообмена под воздействием электрических полей. Исследовались также явления сопровождающие кавитацию, и впоследствии для развития этой тематики была создана лаборатория гидродинамических процессов.

Новый этап последовал после провозглашения суверенитета (23.06.1990) и независимости (27.08.1991) Республики Молдова. Потребовались масштабные реформы научной сферы, законодательной базы организации исследований и инновационного процесса. В пору актуализации тематики исследований и структурных реформ на базе ИПФ

был организован Институт электроники и промышленных технологий (2006 г.), впоследствии Институт электронной техники и нанотехнологий «Д.В. Гицу». И это явилось заметной вехой на фоне, предпринятых слияний и укрупнений. Говоря о развитии нанотехнологий в Молдове, есть все основания ожидать, что эта научно-техническая область внесет существенный вклад в развитие экономики.

Важным фактором в развитии исследований, укреплении сотрудничества, научных связей являлись и остаются конференции и симпозиумы, способствующие обмену опытом кооперированию, продвижению результатов. Традиционным стало проведение в Кишиневе всесоюзных совещаний по электрической обработке материалов, электроискровым и электрохимическим методам обработки, конференции по полупроводникам, низкотемпературным термоэлектрическим материалам, нелинейной оптики. Конференция «Аморфные полупроводники – 80» явилось важным событием в развитии международного сотрудничества. Очередное совещание по электрической обработке материалов запланировали на 1980 г. и было приурочено к 70-летию академика Б.Р. Лазаренко. К глубокому сожалению, Бориса Романовича не стало 26 августа 1979 года. Исполнение обязанностей директора Института было возложено на автора доклада. Осенью состоялось запланированное совещание и открытие мемориальной доски.

Знаменательной остается конференция по полупроводникам с участием будущего лауреата Нобелевской премии академика Ж.И. Алферова. Важное место в расширении и углублении исследований по высокотемпературной сверхпроводимости занимает сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР, которая подвела итоги состояния исследований, наметила пути их развития и меры по расширению сотрудничества.

Памятны приезды делегаций космонавтов и представителей Академии наук Союза, возглавляемых вице-президентом, академиком В.А. Котельниковым, обсуждение широких возможностей и перспектив сотрудничества. С участием Лицензинторга мы прошли хорошую школу проведения переговоров и продажи лицензионных соглашений.

Согласно критериям оценки деятельности в восьмидесятые годы Институт был признан победителем и награжден Президиумом Академии наук Союза и Центральным комитетом профсоюзов. В связи с 50-летием республики институт был занесен в Золотую книгу почета МССР, а в честь 60-летия ее образования ИПФ было присуждено памятное знамя. ИПФ – неоднократный победитель соревнований среди институтов нашей академии и города Кишинева. Приятно отметить, и целую плеяду лауреатов Премии молодежи, многие из которых через годы станут известными личностями, в том числе государственного масштаба, а также Международные конференции 1990 года по тернарным и многокомпонентным системам и по термотехнике Яссы – Кишинев.

В середине 1990 годов исполнилось 50 лет первым академическим учреждениям в нашем крае. Институт интенсивно развивался в едином комплексе лабораторий и конструкторско-опытно-производственной базы. ИПФ стал современным научным центром, который включал 29 лабораторий, Опытный завод, СКТБ. Штаты Института включали 343 сотрудника, 10 членов Академии, 32 доктора хабилитат, 143 доктора наук, 50 докторантов. Таким Институтом мы были вправе гордиться.

На рубеже столетий ежегодно ИПФ представлялись материалы на более чем сорока конференциях, и это во многом способствовало поддержанию научных связей и их успешному развитию. Возобновился созыв научных конференций. Начиная с Международного симпозиума по кристаллохимии, координационных органических и супрамолекулярных соединений (октябрь 2001 г.), посвященного 80-летию со дня рождения академика Т.И. Малиновского, конференции по кристаллографии и кристаллофизики проводятся регулярно. В 2001 году была созвана международная конференция по науке о материалах и физике конденсированных сред, посвященная 75-летию со дня рождения академика С.И. Радауцана. Вторая конференция, посвященная 40-летию ИПФ, состоялась в сентябре 2004 года и продемонстрировала высокий уровень исследований по материаловедению и полупроводникам в Молдове.

Успешно прошел (октябрь 2005 года) Молдавско-польско-украинский симпозиум по супрамолекулярной химии, который продемонстрировал эффективное сотрудничество при совместном решении сложных задач синтеза, строения, свойств и применения супрамолекулярных систем. Стали традиционными конференции физиков Молдовы, объединяющие широкий круг представителей академических институтов, университетов республики и иностранных коллег. Конференции, как правило, посвящены памятным датам в области физики и годовщинам ее выдающихся деятелей. XVII Международная конференция «Физические методы в координационной и супрамолекулярной химии» (май 2009 г.) совпало с 50-летием Института химии и прошла при активном участии ИПФ. Заслуживают внимания международные конференции по нанотехнологиям и биомедицинской инженерии особенно в перспективно плане (2011, 2013 гг.); они проходят с широким охватом различных областей исследований и разработок. Последующие конференции по конденсированным средам прошли в 2006 году, в 2008 году. В 2010-м конференция прошла совместно с симпозиумом по электрическим методам обработки материалов и была посвящена 100-летию со дня рождения организатора ИПФ – академика Б.Р. Лазаренко. К конференции была подготовлена выставка, отражающая творческий и жизненный путь создателя электроэрозионного способа. В сентябре 2012 года в курортной зоне вблизи Кишинева успешно прошла VI конференция. Ее престиж неизменно растет, это прекрасная возможность представить новые результаты, обсудить современные тенденции и перспективы.

Также в сентябре прошла памятная конференция к 100-летию со дня рождения первого президента Академии наук Молдовы Якима Сергеевича Гросула. Представители самых разных профессий пришли на эту встречу, чтобы вспомнить факты своей научной биографии, связанные с деятельностью первого президента. В журнале ЭОМ были опубликованы теплые воспоминания, написанные под глубоким впечатлением и убеждением, что президенты бывшими не бывают.

Продолжая эту мысль, приходится констатировать, что к горькому сожалению, уже нет среди нас ни второго, ни третьего президентов Академии наук. 27 лет нашей академической жизни связано с президентством Александра Александровича Жученко (1977–1989 гг.) и Андрея Михайловича Андриеша (1989–2004 гг.). Академик А.А. Жученко – человек неутомимой энергии, талантливый исследователь и администратор, оставил глубокий след в деятельности предопределенной временем и обстоятельствами.

В октябре 2013 года был проведен семинар в связи с 80-летием академика А.М. Андриеша – третьего президента Академии наук. Это было сочетание прошлого и настоящего, атмосфера достойная памяти нашего коллеги.

Особого внимания заслуживает кооперирование ИПФ с Объединенным институтом ядерных исследований (г. Дубна), которое успешно продолжается более 40 лет. Сотрудничество ИПФ с университетами всегда взаимно обогащало и стало одной из главных традиций.

Важным аспектом международного сотрудничества являются работы, выполненные совместно с зарубежными коллегами, результаты которых можно найти в престижных журналах. Научная кооперация – это реальность и необходимость с учетом многопрофильности современных исследований.

Продолжается подготовка высококвалифицированных кадров через докторантуру и постдокторантуру.

Кадровый состав Института – это известные и подающие надежды специалисты, верные своему долгу и профессии. Это сотрудники, которые трудились и продолжают эффективно работать в различных областях физических и технических наук. ИПФ известен не только своими фундаментальными и прикладными исследованиями, но и признанными научными школами, созданными на протяжении полувекового периода: в области кристаллографии (акад. Т.И. Малиновский), физики полупроводниковых материалов (акад. С.И. Радауцан); физической кинетики (акад. В.А. Коварский); физики некристаллических материалов (акад. А.М. Андриеш); физики явлений переноса в анизотропных материалах

(акад. Д.В. Гицу); физики прочности и пластичности (проф. Ю.С. Боярская); электроэрозионной обработки материалов (акад. Б.Р. Лазаренко); технической электрохимии (акад. Ю.Н. Петров). Лучшей памятью наших коллег является сохранение и продвижение созданных ими научных школ. Назовем также научные школы академиков В.А. и С.А. Москаленко в области физики твердого тела и ядерной физики; акад. А.В. Симашкевича в области полупроводников типа II-VI и гетероструктур на их основе; акад. Э.К. Арушанова – полупроводниковые материалы типа II-V и многокомпонентные материалы для фотовольтаики; акад. В.Г. Канцера – физика электронных явлений в конденсированных средах; акад. М.К. Бологи – интенсификация процессов тепло- и массопереноса; чл.-корр. А.И. Дикусара – электрохимическая размерная обработка материалов, которые отличаются внушительным количеством воспитанников и учеников, широко признаны и высоко оценены научной общественностью. Успешно развиваются научные школы членов академии, которыми пополнились наши ряды на выборах в 2012 г.: акад. И.М. Тигиняну в области нелитографических нанотехнологий; акад. Л.Л. Кулюка – лазерной спектроскопии и нелинейной оптики полупроводников; чл.-корр. А.С. Сидоренко – сверхпроводимости слоистых и размерно-ограниченных систем.

Институт прикладной физики дважды аккредитован (2006, 2011) с высокой оценкой деятельности. Престиж научной деятельности был характерен для всех времен. Творческая мысль всегда объединяла прошлое, настоящее и будущее. Наши мечты и ожидания, профессиональные заботы и достижения рождают перспективные жизненные артерии, освоение которых продиктовано безусловной необходимостью. Юбилей продемонстрировал убежденность, что научная деятельность становится все более значимой и привлекательной, ставит более ответственные задачи и более высокие цели. Искренне надеюсь, что ипээфовцы, благодаря своему напряженному творческому труду, будут достойны этих высоких идеалов.

Важным в деятельности института является издание журнала «Электронная обработка материалов» с 1965 года. Это первый специализированный журнал, посвященный вопросам новых применений электричества, основанных на использовании электрического разряда и электрических полей. Пройдя полувековой путь, журнал стал международным изданием, в течение практически всего периода выходят две версии – на русском и английском языках; компания Springer распространяет его в бумажном и электронном виде. Журнал пользуется заслуженным признанием мирового научного сообщества, ему присвоен импакт-фактор, входит в различные мировые банки данных.

Понимая роль и значимость монографических изданий и специализированных сборников трудов, наши сотрудники постоянно уделяют внимание обобщению результатов. Для иллюстрации этой нелегкой, но оправданной деятельности в юбилейном выпуске ЭОМ (№ 7, 2013, 1–314) приводятся издания, которыми автор располагал, и перечень этих сокровищ может быть дополнен.

Наука приближает многие ожидания. Профессионализм и плодотворное сотрудничество – это судьбы, наполненные новшествами и значимыми успехами. Наша задача инвестировать в научные, духовные ценности. Ежегодная годовщина ИПФ (приход весны) – это новая спираль в нашей повседневной работе, еще одна ступенька вверх, новый шаг в будущее. Сегодня инновации перетягивают на себя всю важность научной деятельности. В дальнейшем испытание временем будет сложнее, но и интереснее. Предстоят нестандартные решения, но есть к чему стремиться. Нелегко соответствовать возрастающим требованиям, и есть одна возможность – их надо выполнить. Мы сделали многое, но не все, что могли. Должны оставаться перфекционистами и достигать максимум возможного. ИПФ должен стать более привлекательным и востребованным. Прошел юбилей, жизнь вошла в свою колею – в мир поисков и находок. Началось второе пятидесятилетие, и искренне желаю всем удачи. Каждодневным трудом, мы приобретаем опыт и совершенствуем профессию, понимая, что высокие ступени пьедестала впереди. Пятьдесят лет пролетели как один миг и вступаем в эру конкурентных ситуаций. Следовательно,

впереди нас ожидает гигантская работа, важно не терять уверенности в своих силах, верить в свою мечту.

Феномен ИПФ – академического института с интересными и важными, актуальными и перспективными фундаментальными и прикладными исследованиями, со своими традициями, своим почерком, впечатляющими достижениями, с обоснованными стремлениями и ожиданиями – был и остается ярким и привлекательным. Пусть дорога в ИПФ будет желанием близким или далеким для тех, кто посвятит себя многообещающим физико-техническим исследованиям. В Институте важно сохранить и сберечь атмосферу творчества, коллегиальности, душевного спокойствия... Чтобы лучше понять настоящее и шагнуть в завтрашний день, каждый раз нужно возвращаться к истокам, помнить и дорожить традициями.

TRANSVERSAL ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF QUASI-ONE-DIMENSIONAL TETRATHIOTETRACENE-IODIDE CRYSTALS

A. Casian, I. Sanduleac

Technical University of Moldova, 168, Stefan cel Mare Ave., Chisinau, MD-2004, Moldova.

The research of new innovative materials and the development of efficient devices for harvesting waste energy has become a popular target for scientists. Recent investigations have demonstrated that nanostructured thermoelectric materials are very promising approach for thermoelectric applications. In this connection, many investigations are focused on nanostructured organic materials. Organic crystals of tetrathiotetracene-iodide (TTT_2I_3) were reported to have the thermoelectric figure of merit, ZT , up to 2.5 under defined conditions. However, these predictions were based on a somewhat simplified strictly one-dimensional (1D) crystal model, where the charge carriers are considered to move only along conductive molecular chains. The possibility for charge carriers to diffuse from one conductive chain to another was taken into account by developing the two-dimensional (2D) [1] and 3D crystal models [2].

TTT_2I_3 organic crystals are needle shaped and consist of segregate donor TTT and acceptor iodine chains. The lattice constants are: $a = 18.35 \text{ \AA}$, $b = 4.97 \text{ \AA}$, $c = 18.46 \text{ \AA}$ that confirms the quasi-one-dimensionality of the crystal. In the direction of molecular chains taken as x -direction (\mathbf{b} direction), the overlap of HOMO of TTT molecules generates a narrow conduction band ($\sim 25 k_0T_0$, T_0 is the room temperature). The transfer energy w_1 along conductive chains have been determined by comparing the calculated and measured values of magnetic susceptibility.

In the transversal directions there are two TTT molecules per lattice constant, however, the overlap of wave functions is very weak and the transport is of hopping type. The aim of this paper is to determine the transfer energies w_2 and w_3 in the transversal y and z directions by comparing the calculated and measured values of transversal electrical conductivities.

In this model, the Hamiltonian of the system is written in the representation of localized states at TTT molecules. In transversal directions the most important term in the Hamiltonian is the hole-phonon interaction and the term which describes the motion of holes in the periodic lattice field is considered as small perturbation. Respectively, the Lang-Firsov canonical transformation is applied to the Hamiltonian which permits to take into consideration the main part on hole-phonon interaction in the zero approximation and also leads to considerable narrowing of the initial conduction band along conductive chains.

As a result, the carriers become small polarons. Respective canonical transformation was applied to the operator of electrical current. The term which describes the carrier motion accompanied with many phonons has been evidenced. For the modeling of electrical conductivity the linearized Kubo formula has been used.

In the zero approximation of the new Hamiltonian we obtain

$$\sigma_{yy} = \frac{\sqrt{\pi} e^2 n a^2 w_2^2}{2(k_0T)^{3/2} E_a^{1/2}} \exp(-E_a / k_0T), \text{ where } E_a = \frac{8\alpha_0^2 e^4}{b^{10} \rho V} \sum_q \omega_q^{-2} \sin^2(\mathbf{q}\mathbf{b}) \sin^2(\mathbf{q}\mathbf{a} / 2).$$

Here e is the electron charge, n is the hole concentration, k_0 is the Boltzmann constant, T is the temperature, E_a is the activation energy, α_0 is the polarizability of TTT molecule, ρ is the crystal density, V is the volume of the basic region of crystal, ω_q and q are the phonon frequency and quasi-wave vector. Analogical expressions have been obtained for σ_{zz} with the replacement of lattice constant a by c .

Thus, the transversal electrical conductivity has an activation behavior: for TTT₂I₃ crystals, the charge transport is a process assisted by many phonons and has the activation energy, $E_a \sim 1.54 k_0 T_0$. E_a is practically the same in both y and z directions because the lattice constants a and c are very close to each other.

Expressions for σ_{yy} and σ_{zz} have been calculated numerically. By comparing them with the experimental data that $\sigma_{yy} \sim \sigma_{zz} = 3.3 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$, it was established that the hole transfer energies in y and z directions are $w_2 = w_3 = 0.015w_1$. Earlier using other method we have found that $w_2 = w_3 = 0.013w_1$. These new values of w_2 and w_3 will be used for a more precise modeling of the thermoelectric properties of TTT₂I₃ nanostructured crystals in the 3D physical model.

1. I. Sanduleac, A. Casian, J. Pflaum, Thermoelectric Properties of Nanostructured Tetrathiotetracene Iodide Crystals in a Two-Dimensional Model, J. Nanoel. Optoe., 9, 247-252 (2014).
2. I. I. Sanduleac, Thermoelectric Power Factor of TTT₂I₃ quasi-one-dimensional Crystals in the 3D Physical Model, J. of Thermoelectricity, 2014, *in press*.

WICK'S THEOREM FOR SYMBOLIC CALCULATIONS

I.V. Belousov

*Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova,
5 Academy Str., Kishinev, 2028, Republic of Moldova*

Wick's theorems are used extensively in quantum field theory [1-4] and statistical physics [5-7]. They allow one to use the Green's functions method and consequently to apply Feynman's diagrams for investigations [1-3]. The first of these, which can be called *Wick's Theorem for Ordinary Products*, gives us the opportunity to reduce in almost automatic mode the usual product of operators into a unique sum of normal products multiplied by c -numbers. It can be formulated as follows [4]. Let $A_i(x_i)$ ($i=1,2,\dots,n$) are "linear operators", i.e., some linear combinations of creation and annihilation operators. Then *the ordinary product of linear operators is equal to the sum of all the corresponding normal products with all possible contractions, including the normal product without contractions, i.e.,*

$$A_1 \dots A_n = : A_1 \dots A_n : + : \underbrace{A_1 A_2} \dots A_n : + \dots + : \underbrace{A_1 \dots A_{n-1}} A_n : + : \underbrace{A_1 \dots A_n} : + : \underbrace{A_1 A_2} \underbrace{A_3 A_4} \dots A_n : + \dots, \text{ where}$$

$\underbrace{A_i A_j} = A_i A_j - : A_i A_j :$ ($i, j = 1, 2, \dots, n$) is the contraction between the factors A_i and A_j . Since the

vacuum expectation value of the normal ordered product is equal to zero, this theorem provides us a way of expressing the vacuum expectation values of n linear operators in terms of the vacuum expectation values of two operators.

Wick's Theorem for Chronological Products [4] asserts that *the T-product of a system of n linear operators is equal to the sum of their normal products with all possible chronological contractions, including the term without contractions*. It follows directly from the previous theorem and gives the opportunity to calculate the vacuum expectation values of the chronological products of linear operators.

Finally, from Wick's theorem for chronological products the *Generalized Wick's Theorem* [4] can be obtained. It asserts that *the vacuum expectation value of the chronological product of*

$n+1$ linear operators A, B_1, \dots, B_n can be decomposed into the sum of n vacuum expectation values of the same chronological products with all possible contractions of one of these operators (for example A) with all others, i.e.,

$$\langle T(AB_1 \dots B_n) \rangle_0 = \sum_{1 \leq i \leq n} \left\langle T \left(\overline{AB_1 \dots B_i \dots B_n} \right) \right\rangle_0. \quad (1)$$

Here $\overline{A_i A_j} = T(A_i A_j) - A_i A_j := \langle T(A_i A_j) \rangle_0$ ($i, j = 1, 2, \dots, n$) is the chronological contraction between the factors A_i and A_j . It should be noted that, in contrast to the usual Wick's theorem for chronological products, there are no expressions involving the number of contractions greater than one on the right-hand side of (1).

Wick's theorem for chronological products or its generalized version are used for the calculation of matrix elements of the scattering matrix in each order of perturbation theory [1-4]. The procedure is reduced to calculation of the vacuum expectation of chronological products of the field operators in the interaction representation. As factors in these products a number of operators ψ_i of the Fermi fields and the same number of their "conjugate" operators $\bar{\psi}_i$, as well as operators of the Bose fields $\varphi_s = \varphi_s^{(+)} + \varphi_s^{(-)}$ may be used. Here all continuous and discrete variables are included in the index. In the interaction representation the operators $\psi_i, \bar{\psi}_i$, and φ_s correspond to free fields and satisfy the commutation relationships of the form $[\psi_i, \psi_j]_+ = [\bar{\psi}_i, \bar{\psi}_j]_+ = 0$, $[\psi_i, \bar{\psi}_j]_+ = D_{rsij}^F$, $[\varphi_r^{(+)}, \varphi_s^{(-)}]_- = D_{rs}^B$. Therefore, the averaging of the Fermi and Bose fields can be performed independently.

Since we may rearrange the order of the operators inside T-products taking into account the change of the sign, which arises when the order of the Fermi operators is changed, we present our vacuum expectation value of the chronological product of the Fermi operators in the form

$$\pm \left\langle T \left[(\psi_{i_1} \bar{\psi}_{j_1}) (\psi_{i_2} \bar{\psi}_{j_2}) \dots (\psi_{i_n} \bar{\psi}_{j_n}) \right] \right\rangle_0. \quad (2)$$

To calculate (2), we can use Wick's theorem for chronological products. However, while considering the higher-order perturbation theory, the number of pairs $\psi_i \bar{\psi}_j$ of the operators ψ_i and $\bar{\psi}_j$ becomes so large that the direct application of this theorem begins to represent certain problems because it is very difficult to sort through all the possible contractions between ψ_i and $\bar{\psi}_j$.

A consistent use of generalized Wick's theorem would introduce a greater accuracy in our actions. However, in this case we expect very cumbersome and tedious calculations. Hereinafter we show that the computation of (2) can be easily performed using a simple formula

$$\left\langle T \left[(\psi_{i_1} \bar{\psi}_{j_1}) (\psi_{i_2} \bar{\psi}_{j_2}) \dots (\psi_{i_n} \bar{\psi}_{j_n}) \right] \right\rangle_0 = \det(\Delta_{i_\alpha j_\beta}), \quad (3)$$

where

$$\Delta_{i_\alpha j_\beta} = \overline{\psi_{i_\alpha} \bar{\psi}_{j_\beta}} = \left\langle T(\psi_{i_\alpha} \bar{\psi}_{j_\beta}) \right\rangle_0 \quad (\alpha, \beta = 1, 2, \dots, n). \quad (4)$$

This result does not depend on the way how we divide the operators on the left hand side of (3) into pairs. The proof of this theorem is by induction.

The above theorem has an important consequence. In fact, it establishes a perfect coincidence between the vacuum expectation values of the chronological products of n pairs of field operators and the n -order determinant. If to present this determinant as the sum of the elements and cofactors of one any row or column, and thereafter to use again the indicated coincidence for the $(n-1)$ -order determinants included in each summand, we will return to the generalized Wick's theorem. Alternatively, we can select in our n -order determinant arbitrary m

rows or columns ($1 < m < n$) and use the *Generalized Laplace's Expansion* [8] for its presentation as the sum of the products of all m -rowed minors using these rows (or columns) and their algebraic complements. Then, taking into account our theorem, we obtain a representation of the vacuum expectation values of the chronological products of n pairs of field operators as the sum of the products of vacuum expectation values of the chronological products of m pairs of operators and vacuum expectation values of the chronological products of $n - m$ pairs. The number of terms in this sum is equal to $n! / m!(n - m)!$. This decomposition can be useful for the summation of blocks of diagrams.

Obviously, the formula similar to (3) can be obtained and in the case of Bose fields

$$\left\langle T \left[\left(\varphi_{i_1}^{(+)} \varphi_{j_1}^{(-)} \right) \left(\varphi_{i_2}^{(+)} \varphi_{j_2}^{(-)} \right) \dots \left(\varphi_{i_n}^{(+)} \varphi_{j_n}^{(-)} \right) \right] \right\rangle_0 = \text{perm} \left(\bar{\Delta}_{i_\alpha j_\beta} \right), \quad (5)$$

$$\bar{\Delta}_{i_\alpha j_\beta} = \overline{\varphi_{i_\alpha}^{(+)} \varphi_{j_\beta}^{(-)}} = \left\langle T \left(\varphi_{i_\alpha}^{(+)} \varphi_{j_\beta}^{(-)} \right) \right\rangle_0 \quad (\alpha, \beta = 1, 2, \dots, n) .$$

In quantum statistics the n -body thermal, or imaginary-time, Green's functions in the *Grand Canonical Ensemble* are defined as the thermal trace of a time-ordered product of the field operators in the imaginary-time Heisenberg representation [5-7]. To calculate them in each order of perturbation theory, Wick's theorem is also used. Obviously, in this case the theorem also may be formulated in the form (3) and (5) convenient for practical calculation.

Representations (3) and (5) not only greatly simplify all calculations, but also allow one to perform them using a computer with programs of symbolic mathematics [9].

References

1. Weinberg S., The quantum theory of fields: vol. 1, Foundations, Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
2. Schweber S.S., An introduction to relativistic quantum field theory, John Weatherhill, Tokyo, 1961.
3. Peskin M.E., Schroeder D.V., Introduction to quantum field theory, Addison-Wesley, Redwood City, 1995.
4. Bogoliubov N.N., Shirkov D.V., Introduction to the theory of quantized fields, John Wiley & Sons, New York, 1980.
5. Negele J.W., Orland H., Quantum many-particle systems, Westview Press, 1998.
6. Abrikosov A.A., Gor'kov L.P., Dzyaloshinski I.E., Methods of quantum field theory in statistical physics, Dover Publications, Inc., New York, 1963.
7. Fetter A.L., Walecka J.D., Quantum theory of many-particle systems, McGraw-Hill, New York, 1971.
8. Korn G.A., Korn T.M., Mathematical handbook for scientists and engineers, McGraw-Hill Book Co., New York, 1961.
9. Wolfram S., The Mathematica book, 5th ed., Wolfram Media, Champaign, USA, 2003.

ДИНАМИКА ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ПОЛЯРИТОНОВ В МИКРОРЕЗОНАТОРЕ

П.И.Хаджи^{1,2}, А.П.Зинган²

¹Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau, MD-2028 Moldova

²Shevchenko Pridnestrovskii State University, Tiraspol', MD-3300 Moldova

Смешанные экситон-фотонные состояния в плоских полупроводниковых микрорезонаторах с квантовыми ямами в активном слое представляют собой новый класс квазидвумерных квазичастиц с уникальными свойствами. Такие состояния называют микрорезонаторными экситон-поляритонами. Они возникают благодаря сильной связи экситонов с собственными модами электромагнитного излучения микрорезонатора. В

условиях сильной связи экситонная и фотонная моды расталкиваются и возникают верхняя и нижняя микрорезонаторные поляритонные моды. Экситонная компонента поляритона отвечает за эффективное поляритон-поляритонное взаимодействие, благодаря чему они могут рассеиваться друг на друге, а фотонная компонента обуславливает его малую эффективную массу. Непараболичность нижней поляритонной ветви допускает возникновение параметрического процесса, в результате которого два поляритона накачки рассеиваются в сигнальную и холостую моды с сохранением энергии и импульса. Поэтому огромный интерес вызывает поляритон-поляритонное рассеяние, благодаря которому экситон-поляритонная система демонстрирует сильно нелинейные свойства. Наблюдалось параметрическое усиление в микрорезонаторе при возбуждении нижней поляритонной ветви пикосекундным импульсом накачки под углом падения $16,5^\circ$. После возбуждения нижней поляритонной ветви дополнительно слабым пробным импульсом, падавшим нормально, обнаружилось, что этот импульс в отражении усиливался более чем в 70 раз. При этом появлялась также холостая мода под углом в 35° . Режим параметрического осциллятора наблюдался при непрерывном возбуждении нижней поляритонной ветви излучением накачки под «магическим» углом в 16° без пробного импульса.

Изучена динамика экситон-поляритонов в режиме параметрического осциллятора на временах порядка либо меньших времени релаксации возбуждений среды. Существенный интерес представляет поведение системы поляритонов в нестационарном режиме, когда накачка осуществляется фемто- и пикосекундными импульсами лазерного излучения. В этом случае можно считать, что ультракороткие импульсы возбуждения служат лишь для создания начальных плотностей поляритонов, т.е. начальных условий системы. Затем система предоставляется самой себе и она эволюционирует во времени. Считается, что с помощью ультракоротких импульсов резонансного лазерного излучения в микрорезонаторе создается система когерентных экситон-поляритонов.

AMPLIFICATION OF THZ RADIATION IN THE SYSTEM OF EXCITONS AND BIEXCITONS

P.I. Khadzhi, D.A. Markov

*Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of the Republic of Moldova
Academy str. 5, Chisinau, MD-2028, Moldova*

*T.G. Shevchenko Pridnestrovian State University 25 October str., 128, Tiraspol, MD-3300,
Moldova*

fmf_nokr@spsu.ru

Abstract: The new mechanism of terahertz radiation generation (amplification) which is based on the use of quantum transitions between two-exciton and biexciton states is investigated. It is shown, that the enhancement coefficient of terahertz radiation depends on the pump intensity.

The generation of terahertz radiation in the dimensional-confined structures has attracted a great deal of attention recently. Terahertz radiation was observed in the quantum transitions in the asymmetric coupled-quantum-well structures, in superlattices, in a single quantum well as a result of quantum beats between excitons with light and heavy holes. The importance of the exciton states in the process of terahertz radiation generation, especially when the pump acts in the exciton range of spectrum was denoted. This is important also because the time dephasing of the excitons is much greater than the time dephasing of noncorrelated electrons and holes. The mechanism of terahertz radiation generation in bulk semiconductors in perpendicular electric and magnetic fields was studied. It was shown that the intraband components of polarization are responsible for the generation of the terahertz signal.

We propose a new mechanism of terahertz radiation generation (amplification) in bulk or dimensional-confined semiconductor structures which is based on the use of quantum transitions

between exciton and biexciton states. These states can play an important role in the process of terahertz radiation generation. Let the incident pulse of resonant laser radiation on the semiconductor with the frequency ω_1 equal to the frequency of exciton transition, excites the excitons from the ground state of the crystal. We consider the excitonic state to be macroscopically occupied. The two-exciton state is also macroscopically occupied. Therefore the inversion of population appears between two-exciton and biexciton states. And if we inject a weak pulse of terahertz radiation of frequency ω_2 , equal to frequency of quantum transitions between two-exciton and biexciton states, then such a radiation will be amplified because of the induced downthrow of the inversion.

From the interaction Hamiltonian of both the waves with excitons and biexcitons we obtain the Heisenberg equation of motion for the amplitudes of the exciton and biexciton waves. Using the steady-state regime we determine the susceptibilities of the medium for the range of frequencies of exciton state and two-exciton–biexciton conversion. Both susceptibilities contains the dispersive (real) and absorptive (imaginary) components. For every resonance detuning we have negative absorptive component for frequency of quantum transitions between two-exciton and biexciton states and positive for frequency of exciton level. Consequently, the propagating radiation with the frequency ω_2 in the medium will be amplified and the one with the frequency ω_1 will become weak.

In the slowly varying envelope approximation we obtain the set of nonlinear equations for determining of the spatial distribution of the field amplitudes along the direction of propagation which shows that the nonlinear coefficient of light absorption at the frequency ω_1 and the enhancement coefficient at the frequency ω_2 strongly depend on the intensity of both waves. We did not obtain the exact analytical solutions of this set of equations. But in case of the exact resonance, in the linear approximation on the intensity of first wave and then integrating the set wave equations, we obtain the integral of motion which gives the connection between the intensities of both waves in every point of crystal. This integral shows that the intensity of low-frequency wave depends exponentially upon the intensity of high-frequency wave.

The enhancement coefficient of low-frequency wave has the maximal value at the front bound of crystal and it is proportional to the square of initial intensity of wave on the frequency ω_1 . It decreases monotonously with the increasing of intensity of terahertz radiation.

So is showed that the population inversion between two-exciton and biexciton states appears at the pumping of the exciton state, on the transition between which the generation of terahertz radiation is possible. The intensity of the terahertz radiation increases with the increase of the pump intensity.

S-POLARIZED QUASISURFACE NONLINEAR WAVES IN SYMMETRIC THREE-LAYER STRUCTURE WITH METAMATERIAL FILM

O.V. Korovai

T.G. Shevchenko Pridnestrovian State University, 25 October str.128, MD-3300, Tiraspol, Moldova;

e-mail: olesya-korovai@mail.ru

Abstract – We study the theory of the nonlinear s-polarized quasisurface waves, propagating along the plane interface of symmetric three-layer structure with linear left-handed film, embedded in infinite nonlinear semiconductor. The dispersion laws are obtained and investigated.

The wave propagation in a left-handed (LH) material with negative dielectric permittivity ε and magnetic permeability μ was investigated. A number of remarkable properties of waves in left-handed materials, including negative refraction were predicted. The properties of the propagating s-polarized and p-polarized surface and guided modes structures with left-handed material and Kerr-like materials were investigated.

We present the main results of the theoretical investigations of the properties of quasisurface nonlinear waves. At first, we consider the propagation of the nonlinear s-polarized quasisurface waves in a symmetric three-layer structure, consisting of the linear LH-film with the width $2d$ ($-d \leq z \leq +d$), enclosed by the two semi-infinite nonlinear semiconductors. We suppose that the LH-film is characterized by the constant dielectric susceptibility $\varepsilon_0 < 0$ and magnetic permeability $\mu_0 < 0$ and the bounding media are the semiconductors, in which the propagating light wave can excite the excitons from the ground state of the crystal and simultaneously convert them into biexcitons due to the process of optical exciton-biexciton conversion. It is possible for the crystal type as CdS, CdSe, where the binding energy of biexcitons is vanishingly small. The giant oscillator strength of the process of optical exciton-biexciton conversion allows us to consider the effects of nonlinear propagation of laser radiation for the moderate levels of excitons. We have obtained the expression for the dielectric function ε of the nonlinear bounding media, depending on the frequency ω and amplitude E of the field of propagating electromagnetic wave taking into account the interaction of light simultaneously with excitons and biexcitons in the crystal.

We study the peculiarities of the steady-state propagation of the TE-polarized surface waves. Nonlinear symmetric and antisymmetric surface waves exist in spectral range with the detuning $\delta > 0$. The dispersion laws for the nonlinear quasisurface waves essentially are determined by the LH-layer normalized thickness D . We have considered the dispersion law for the symmetric quasisurface modes and analyzed the behavior of the dispersion curves. The fields at the interfaces depend substantially on the resonance detuning. The dispersion law is characterized by the monotonous increase of the normalized amplitude of the interface field f_0 dependence on the effective refractive index n in the region of small D . The dispersion curves behavior change its shapes with the increase of the LH-layer. For small increase of the thickness three regions of the dispersion law appear divided by two gaps. One of them is characterized by sharp increase of the field amplitude depending on n . The second region by the presence of the maximal value of the field depending on n , the value of the maximum increases with the detuning. The third region is characterized by the strong decrease of field amplitude f_0 on n . The further increase of the film thickness associates all three regions into one region with the Lorentz-like shape. For higher values of thickness we obtained the monotonous increase of f_0 on n and reversing to the initial form of dispersion law.

As for the dispersion law for the antisymmetric quasisurface modes it is too characterized by the monotonous increase of the normalized amplitude of the interface field f_0 depending on the effective refractive index n in the region of small D . For small increase of the thickness two regions of the dispersion law antisymmetric quasisurface modes appear divided by one gap. The both regions are characterized by the strong decrease of field amplitude f_0 on the effective refractive index n . The further increase of the film thickness associate all two regions into one region is characterized by monotonous increase of the normalized amplitude of the interface field f_0 depending on the effective refractive index n .

In conclusion we point out that the obtained results for the s-polarized nonlinear quasisurface mode propagating in a three layer structure with the metamaterial core and nonlinear claddings, nonlinearity of which is due to the interaction of the excitons and biexcitons with the light, essentially differ from the results of the over investigations of the surface waves in the structures on the interfaces between the metamaterial and Kerr media. Obtained dispersion laws are determined by the carried flux and by the thickness of the linear slab. We have predicted the effects of the ruptures of the dispersion law and the appearance of the domains of the forbidden values of δ . We showed that the sharp change of the dispersion law in the definite regions of the resonance detuning δ takes place.

DIAGRAMMATIC APPROACH FOR THE ANDERSON-HOLSTEIN MODEL

V. A. Moscalenco^{1,2}, L. A. Dohotaru^{1,3}, D. F. Digor¹, and I. D. Cebotari¹

¹*Institute of Applied Physics, Moldova Academy of Sciences, Chisinau 2028, Moldova,*

²*BLTP, Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Russia,*

³*Technical University, Chisinau 2004, Moldova.*

We investigate the interaction of strongly correlated electrons with optical phonons in the frame of Anderson –Holstein model. The electron-phonon interaction and on-site Coulomb repulsion are considered to be strong. By using the Lang-Firsov canonical transformation this problem has been transformed to the problem of mobile polarons.

A new diagram technique is used in order to handle the strong Coulomb repulsion of the electrons and the existence of the phonon clouds surrounding electrons. In the perturbation approach we shall use the generalized Wick theorem proposed in [1-5] for strongly correlated systems. The generalized theorem will be employed for the impurity subsystem and the standard theorem will be used for the conduction electrons and the optical phonons.

We introduce the normal finite temperature Matsubara Green’s functions for the conduction and impurity electrons in the interaction representation. In addition, there exist also propagators of the phonon clouds [5].

We henceforth assume that the system is in the paramagnetic state. The Fourier representation of the phonon cloud propagator can then be obtained using Laplace approximation. In the strong-coupling limit, $\alpha \gg 1$, the propagator takes the following form [5]

$$\Phi(i\Omega) \approx \frac{2\omega_c}{\Omega^2 + \omega_c^2}, \omega_c = \alpha\omega_0, \tag{1}$$

where ω_0 is the frequency of the optical phonons.

This expression describes the harmonic propagator of the collective mode of phonons belonging to the polaron cloud and having the collective frequency ω_c . Thus, Eq. (1) defines the concept of free collective oscillations of the phonon clouds surrounding the polarons.

The Laplace approximation for the strong-coupling limit $\alpha \gg 1$ also serves to prove the relation:

$$\Phi_0(\tau_1\tau_2 | \tau_3\tau_4) \approx \Phi_0(\tau_1 | \tau_3)\Phi_0(\tau_2 | \tau_4) + \Phi_0(\tau_1 | \tau_4)\Phi_0(\tau_2 | \tau_3).$$

This equation and its generalization for the many time arguments is considered as the Wick theorem for the phonon clouds in strong coupling polaron regime.

We shall investigate the process of renormalization of the phonon clouds propagators caused by the hybridization of impurity and band electron states. In the second and fourth order of perturbation theory we obtain the contributions depicted in the Fig. 1.

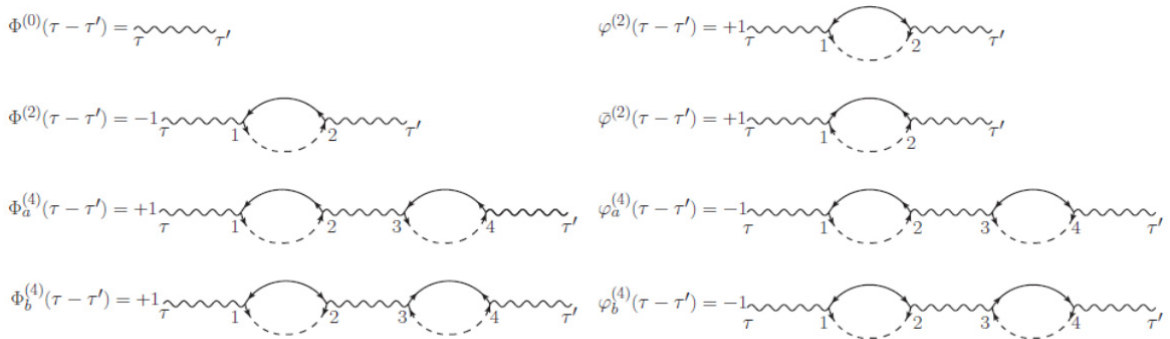


Fig.1. Renormalization of the phonon clouds contributions. Thin solid line is conduction electron propagator, dashed line is for impurity electron propagator. Diagrams depict the simplest contributions of second and fourth order of perturbation theory. The bubbles present the simplest polarization operators.

The contribution of the second left diagram depicted in Fig.1 is the following

$$\Phi^{(2)}(\tau - \tau') = \iint d\tau_1 d\tau_2 \Phi^{(0)}(\tau - \tau_1) \Pi_2(\tau_1 - \tau_2) \Phi^{(0)}(\tau_2 - \tau'), \quad \Pi_2(1-2) = -\langle T b_1 \bar{b}_2 \rangle_0 \langle T f_2 \bar{f}_1 \rangle_0.$$

The diagram series for the normal propagator $\Phi(\tau - \tau')$ can be put in the form of Dyson equation

$$\Phi(\tau - \tau') = \Phi^{(0)}(\tau - \tau') + \iint d\tau_1 d\tau_2 \Phi^{(0)}(\tau - \tau_1) \Pi(\tau_1 - \tau_2) \Phi(\tau_2 - \tau').$$

Here $\Pi(\tau)$ is the full polarization operator.

In the Fourier representation we have

$$\Phi(i\Omega) = \Phi^{(0)}(i\Omega) + \Phi^{(0)}(i\Omega) \Pi(i\Omega) \Phi(i\Omega), \quad \Phi(i\Omega) = \Phi^{(0)}(i\Omega) / (1 - \Phi^{(0)}(i\Omega) \Pi(i\Omega)).$$

$$\text{Using the expression (1) we then find } \Phi(i\Omega) = \frac{2\omega_c}{\Omega^2 + \omega_c^2 - 2\omega_c \Pi(i\Omega)}.$$

The pole of this equation determines the renormalization of the collective phonon frequency ω_c

$$E^2 - \omega_c^2 + 2\omega_c \Pi(E) = 0. \quad (2)$$

From the equation (2), for the case $T = 0$, we can determine the dependence of the collective mode energy E on the hybridization parameter V .

The results of numerical calculations are presented in Fig.2.

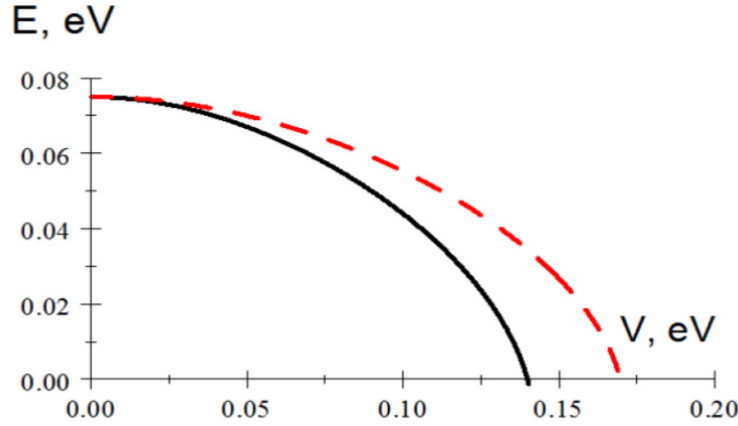


Fig.2. Energy E of the collective mode vs hybridization V , for different band widths $W = 0.5eV$ (continuous line) and $W = 1eV$ (dashed line). The other parameters are: $\omega_c = 0.075eV$, $U = 5.85$, and $\varepsilon_f = -0.095eV$ (U , ε_f is the renormalized on-site Coulomb repulsion of impurity electrons and local impurity energy respectively).

According to this results the renormalized energy E of collective mode of phonon clouds decreases with increasing the value of V and becomes equal to zero at the critical value V_c

$$V_c = \sqrt{\hbar \omega_c W / \ln \left[(W - \varepsilon_f)(W + U + \varepsilon_f) / \varepsilon_f (U + \varepsilon_f) \right]}.$$

It is clear the for larger energy band W the critical value V_c increases.

Thus we make the conclusion that the collective mode is suppressed by hybridization.

References:

1. M. I. Vladimir and V. A. Moskalenko, *Theor. Math. Phys.* **82** (1990) 301.
2. S. I. Vakaru, M. I. Vladimir, and V. A. Moskalenko, *Theor. Math. Phys.* **85** (1990) 1185.
3. N. N. Bogoliubov, V. A. Moskalenko, *Theor. Math. Phys.* **86** (1991) 10.
4. N. N. Bogoliubov, V. A. Moskalenko, *Theor. Math. Phys.* **92** (1992) 820.
5. V. A. Moskalenko, P. Entel, and D. F. Digor, *Phys. Rev.* **B59** (1999) 619.

PROPERTIES OF PHONON CLOUDS OF CORRELATED POLARONS

I. D. Cebotari

Institute of Applied Physics, Chisinau 2028, Moldova

The basic equation which determines the phonon clouds dynamic has the form:

$$\Phi(\tau | \tau') = \langle T e^{ig(P(\tau) - P(\tau'))} U(\beta) \rangle, \quad (1)$$

$$U(\beta) = T \exp \left(- \int_0^\beta d\tau H_{\text{int}}(\tau) d\tau \right), \quad (2)$$

$$H_{\text{int}}(\tau) = \sum_{\sigma} \left(f_{\sigma}^{+}(\tau) b_{\sigma}(\tau) e^{-igP(\tau)} + \bar{b}_{\sigma}(\tau) f_{\sigma}(\tau) e^{igP(\tau)} \right) \quad (3)$$

Here $U(\beta)$ - evolution operator in the interaction representation of the Anderson-Holstein model, g is constant of electron-phonon interaction, p is momentum of phonons, T is the operator of chronological ordering, f_{σ}^{+} (f_{σ}) are creation (annihilation) operators of impurity electrons, b_{σ}^{+} (b_{σ}) are the same operators of conduction electrons in localized version

$$b_{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\vec{k}} V_{\vec{k}\sigma} C_{\vec{k}\sigma}, \quad (4)$$

By using the generalized Wick theorem for correlated impurity electrons, ordinary Wick theorem of conducting non-correlated electrons and special Wick theorem for phonon clouds formulated in paper [1], the values of phonon correlation function of second and fourth order of perturbation series are obtained.

In the second order of perturbation series it has the form

$$\Phi^{(2)}(\tau | \tau') = \int_0^\beta \int_0^\beta \Phi_0(\tau | \tau_2) \Pi_{\sigma_2 \sigma_1}^{(2)}(\tau_2 | \tau_1) \Phi_0(\tau_1 | \tau') d\tau_1 d\tau_2, \quad (5)$$

where

$$\begin{aligned} \Phi_0(\tau_1 \tau_2 | \tau_3 \tau_4) &= \langle T e^{igP(\tau_1) + igP(\tau_2) - igP(\tau_3) - igP(\tau_4)} \rangle = \\ &= \exp \left\{ - \frac{g^2}{2} \langle T (P(\tau_1) + P(\tau_2) - P(\tau_3) - P(\tau_4))^2 \rangle \right\} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} &= \exp \{ \sigma(|\tau_1 - \tau_3| + \sigma|\tau_1 - \tau_4| + \sigma(|\tau_2 - \tau_3| + \sigma|\tau_2 - \tau_4| - \sigma(|\tau_1 - \tau_2| - \sigma|\tau_3 - \tau_4| - 2\sigma(\beta))) \} \\ &\quad \sigma(|\tau_1 - \tau_2|) = g^2 \langle TP(\tau_1)P(\tau_2) \rangle \end{aligned} \quad (7)$$

and $\Pi^{(2)}$ is the polarization operator of the second order:

$$\Pi_{\sigma_2 \sigma_1}^{(2)}(\tau_2 | \tau_1) = - \langle T f_{\sigma_1}(\tau_1) \bar{f}_{\sigma_2}(\tau_2) \rangle \langle T b_{\sigma_2}(\tau_2) \bar{b}_{\sigma_1}(\tau_1) \rangle \quad (8)$$

In the fourth order of perturbations series for correlation function we have obtained:

$$\Phi^{(4)}(\tau | \tau') = \frac{1}{4} \int \dots \int d\tau_1 \dots d\tau_4 \Phi_0(\tau \tau_1 \tau_2 | \tau_3 \tau_4 \tau') \langle T f_1 f_2 \bar{f}_3 \bar{f}_4 \rangle \langle T \bar{b}_1 \bar{b}_2 b_3 b_4 \rangle \quad (9)$$

Diagram representations of different contributions are given and different renormalization processes are analyzed.

References:

1. V. A. Moskalenko, P. Entel, and D. F. Digor, Phys. Rev. B **59**, 619

KELDYSH DIAGRAM TECHNIQUE FOR STRONGLY CORRELATED SYSTEMS

V. A. Moscalenco^{1,2}, L. A. Dohotaru^{1,3}, D. F. Digor¹

¹*Institute of Applied Physics, Moldova Academy of Sciences, Chisinau 2028, Moldova,*

²*BLTP, Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Russia,*

³*Technical University, Chisinau 2004, Moldova.*

We develop a new diagram technique for investigating the nonequilibrium state of strongly correlated electrons systems.

We construct the perturbation theory for Anderson impurity model with the strong electronic correlations of d electrons of the impurity ion taken into account. This theory is based on the Generalized Wick Theorem (GWT) which permits to calculate the thermodynamic averages of the product of contour arranged of electron operators by generalizing the Keldysh diagram technique [1]. The main parameter of theory is considered the Coulomb interaction between impurity electrons and as a perturbation the mixing interaction between impurity and conduction electrons.

We start with single Anderson impurity model connected to two leads named left (L) and right (R) with Hamiltonian

$$H = H_0 + H_i,$$

$$H_0 = \sum_{\lambda=L,R} \sum_{\vec{k}\sigma} \varepsilon_{\vec{k}\lambda} C_{\vec{k}\lambda\sigma}^+ C_{\vec{k}\lambda\sigma} + \sum_{\sigma} \varepsilon_d n_{d\sigma} + U n_{d\uparrow} n_{d\downarrow},$$

$$H_i = \sum_{\lambda=L,R} \sum_{\vec{k}\sigma} (V_{\vec{k}\lambda} d_{\sigma}^+ C_{\vec{k}\lambda\sigma} + V_{\vec{k}\lambda}^* C_{\vec{k}\lambda\sigma}^+ d_{\sigma}),$$

where d_{σ} and $C_{\vec{k}\lambda\sigma}$ annihilation operators of the dot and leads electrons correspondingly, with spin σ , $\varepsilon_{\vec{k}\lambda}$ is leads electron energy eigenvalues and ε_d is dot's electron on-site energy, U is the Coulomb repulsion, $V_{\vec{k}\lambda}$

is the mixing matrix elements which describe the coupling between dot and leads, $n_{\sigma} = d_{\sigma}^+ d_{\sigma}$.

We shall use the operators $b_{\lambda\sigma}$ of the localized mode of leads conduction electrons

$$b_{\lambda\sigma} = \sum_{\vec{k}} V_{\vec{k}\lambda} C_{\vec{k}\lambda\sigma}$$

and investigate the influence of the localized electrons of impurity on this collective mode of conduction electrons.

The chemical potentials of both leads are supposed to be different and the system is in nonequilibrium state. Therefore we employ the Keldysh formalism [1-2] based on the contour (Fig. 1).

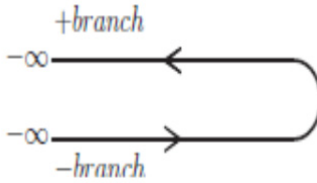


Fig.1. The Keldysh contour of the time evolution.

of the time evolution and the systems of four Green's functions for the both subsystem of localized and free electrons with operator d_{σ}, d_{σ}^+ and $C_{\vec{k}\sigma}, C_{\vec{k}\sigma}^+$ correspondingly.

We use the time-ordering and anti-time ordering of the Heisenberg operators. For leads conduction electrons we use the localized mode and investigate the influence of the localized electrons of this collective mode $b_{\lambda\sigma} = \sum_{\vec{k}} V_{\vec{k}\lambda} C_{\vec{k}\lambda\sigma}$ on conduction electrons. The system of four

Green's function of the lead's electrons has, in the notification of [2], the form

$$g_{\lambda\lambda'}^-(t,t') = -i\langle Tb_{\lambda}(t)b_{\lambda'}^+(t') \rangle, g_{\lambda\lambda'}^+(t,t') = i\langle b_{\lambda'}^+(t')b_{\lambda}(t) \rangle,$$

$$g_{\lambda\lambda'}^{+-}(t,t') = -i\langle b_{\lambda}(t)b_{\lambda'}^+(t') \rangle, g_{\lambda\lambda'}^{++}(t,t') = -i\langle \tilde{T}b_{\lambda}(t)b_{\lambda'}^+(t') \rangle.$$

Here T and \tilde{T} denote the time and anti-time ordering. The analogous definitions exist for the Green's function of the localized electrons marked in as $G_{\sigma\sigma'}^-$ and so on.

In Keldysh formalism we use the matrix Green's functions composed from different elements of the evolution in contour space. We have the matrices

$$\hat{g}_0 = \begin{pmatrix} g_0^- & g_0^{-+} \\ g_0^{+-} & g_0^{++} \end{pmatrix}, \hat{\Lambda} = \begin{pmatrix} \Lambda^- & \Lambda^{-+} \\ \Lambda^{+-} & \Lambda^{++} \end{pmatrix},$$

and also such one for the full propagator G . Here Λ is correlation function and g_0 is bare propagator of free itinerant electrons.

Dyson-type equation for nonequilibrium strong correlated electron systems has the form

$$\hat{G} = \hat{\Lambda} + \hat{\Lambda}\hat{g}_0\hat{G}.$$

We formulated the nonequilibrium perturbation theory supposing that the time evolution is realized along the real-time contour, which starts and ends at $t = -\infty$.

The thermal average at $t = 0$ can be obtained in the form

$$\langle A(t,t') \rangle = \langle \hat{S}^{-1} T \tilde{A}(t,t') \hat{S} \rangle,$$

$$\hat{S} = S(-\infty, \infty) = T \exp(-i \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{H}_i(t) dt), \hat{S}^{-1} = \hat{S}^+ = \tilde{T} \exp(i \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{H}_i(t) dt),$$

(1)

where operators with tilde \tilde{H}_i are in interaction representation.

In the next we shall use two forms of operator A

$$A_1(t,t') = ib_{\lambda\sigma}^+(t')d_{\sigma}^-(t), A_2(t,t') = id_{\sigma}^+(t')b_{\lambda\sigma}^-(t)$$

and determine the Green's functions

$$G_{\sigma\lambda\sigma'}^+(t,t') = i\langle b_{\lambda\sigma'}^+(t')d_{\sigma}^-(t) \rangle, G_{\lambda\sigma\sigma'}^-(t,t') = i\langle d_{\sigma'}^+(t')b_{\lambda\sigma}^-(t) \rangle.$$

The expansion of the exponents in the Eq. (1) is the realization of the perturbation theory.

In the Fig.2 is presented the two contributions of the values $A_1^{(1)}$ and $A_2^{(1)}$ in the first order of perturbation theory

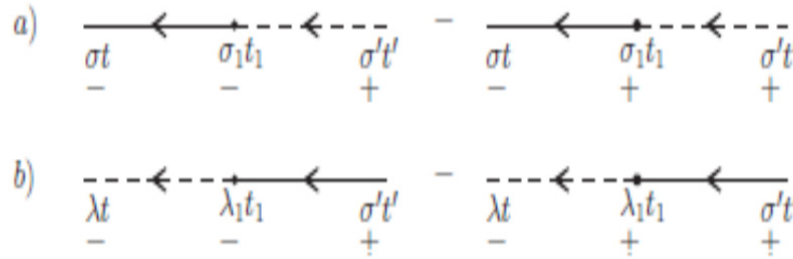


Fig.2. Diagrams of the first order of perturbation theory. a) for $A_1^{(1)}$ and b) for $A_2^{(1)}$. Thin solid line is G propagator and dashed line is g propagator.

The analytical expressions for these quantities is the following

$$A_1^{(1)}(t,t') = \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \sum_{\lambda_1\sigma_1} [G_{\sigma\sigma_1}^{--}(t,t_1)g_{\lambda_1\sigma_1\lambda\sigma}^{-+}(t_1,t') - G_{\sigma\sigma_1}^{+-}(t,t_1)g_{\lambda_1\sigma_1\lambda\sigma}^{++}(t_1,t')],$$

$$A_2^{(1)}(t,t') = \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \sum_{\lambda_1\sigma_1} [g_{\lambda\sigma\lambda_1\sigma_1}^{--}(t,t_1)G_{\sigma_1\sigma}^{++}(t_1,t') - g_{\lambda\sigma\lambda_1\sigma_1}^{-+}(t,t_1)G_{\sigma_1\sigma}^{+-}(t_1,t')].$$

New elements of diagrammatic theory of our strongly correlated systems are the irreducible Green's functions or Kubo cumulants, which appear in the high order of perturbation theory.

References:

1. L. V. Keldysh, *Sov. Phys. JETP* **20** (1965) 1018.
2. E. M. Lifshitz and L. P. Pitaevskii, *Physical kinetics*, Pergamon Press, Oxford (1981).

THE LOCAL PROPERTIES OF THE TWO IMPURITIES MODEL

L. A. Dohotaru

Technical University, Chisinau 2004, Moldova

Model Anderson-Holstein has been investigated previously by using diagrammatic approach for one impurity model and has been formulated the main peculiarities of such complicated system [1-5]. Now we shall discuss the additional properties of the two-impurity model conditioned by the presence of the second center and the taken into account exchanges of quantum fluctuations between them.

The Hamiltonian of this model has the form

$$H = H_{el} + H_{ph} + H_{el-ph} + H_{hyb}, \quad (1)$$

where

$$\begin{aligned} H_{el} &= \sum_{\vec{k}\alpha\sigma} \varepsilon(\vec{k}) C_{\vec{k}\sigma}^+ C_{\vec{k}\sigma} + H_{loc}, \quad H_{loc} = \sum_{\alpha\sigma} \varepsilon_0 f_{\alpha\sigma}^+ f_{\alpha\sigma} + \sum_{\alpha} U_0 n_{\alpha\uparrow} n_{\alpha\downarrow}, \\ H_{ph} &= \hbar\omega_0 (a^+ a + \frac{1}{2}), \quad H_{el-ph} = \sum_{\alpha\sigma} \bar{g}_{\alpha} n_{\alpha\sigma} q, \quad H_{hyb} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\vec{k}\alpha\sigma} (V_{\vec{k}} f_{\alpha\sigma}^+ C_{\vec{k}\sigma} + H.C.), \\ (2) \\ n_{\alpha\sigma} &= f_{\alpha\sigma}^+ f_{\alpha\sigma}, \quad n_{\alpha} = \sum_{\sigma} n_{\alpha\sigma}. \end{aligned}$$

Here $C_{\vec{k}\sigma}$ annihilation operators for conduction electrons, $f_{\alpha\sigma}$ such operators for impurity electrons and a operators for optical phonons. q and p coordinate and momentum of phonons:

$$q = \frac{1}{\sqrt{2}}(a + a^+), \quad p = \frac{i}{\sqrt{2}}(a^+ - a).$$

Quantum index $\sigma = \pm 1$ determine the spin of electron and $\alpha = 1, 2$ determine the two impurities. U_0 is the Coulomb repulsion of the impurity electrons and ε_0 is local energy of these electrons, ω_0 - frequency of optical phonon.

As in the case of one impurity, we use the canonical transformation Lang-Firsov [6] of the Hamiltonian (1)

$$\tilde{H} = e^S H e^{-S}, \quad S = -i \sum_{\alpha} g_{\alpha} n_{\alpha} p, \quad g_{\alpha} = \frac{\bar{g}_{\alpha}}{\hbar\omega_0}.$$

This transformation eliminates the linear by phonon coordinate term of the Hamiltonian (2) and renormalizes the Coulomb interaction.

As a result of canonical transformation we have

$$\begin{aligned} \tilde{H} &= \tilde{H}_0 + \tilde{H}_{int}, \\ \tilde{H}_0 &= \sum_{\vec{k}\sigma} \varepsilon(\vec{k}) C_{\vec{k}\sigma}^+ C_{\vec{k}\sigma} + \sum_{\alpha\sigma} [\varepsilon_0 f_{\alpha\sigma}^+ f_{\alpha\sigma} + U_0 n_{\alpha\uparrow} n_{\alpha\downarrow}] - \frac{1}{2} (\sum_{\alpha} g_{\alpha} n_{\alpha})^2 \hbar\omega_0, \\ \tilde{H}_{int} &= \sum_{\alpha\sigma} (f_{\alpha\sigma}^+ b_{\sigma} e^{-ig_{\alpha}p} + b_{\sigma}^+ f_{\alpha\sigma} e^{ig_{\alpha}p}), \quad b_{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\vec{k}} V_{\vec{k}} C_{\vec{k}\sigma}, \end{aligned}$$

where the additional attraction of impurity electrons appear of the form $\frac{1}{2}(\sum_{\alpha} g_{\alpha} n_{\alpha})^2$ which contains besides the renormalization of every individual localized Coulomb interaction also gives the additional collective renormalization common for both impurity centers.

The localized part \tilde{H}_L of the Hamiltonian \tilde{H}_0

$$\tilde{H}_L = \sum_{\alpha\sigma} [\varepsilon_0 f_{\alpha\sigma}^+ f_{\alpha\sigma} + U_0 n_{\alpha\uparrow} n_{\alpha\downarrow}] - \frac{1}{2} (\sum_{\alpha} g_{\alpha} n_{\alpha})^2 \hbar\omega_0$$

can be diagonalized using the Hubbard operators $\chi^{mn} = |m\rangle\langle n|$, where $|m\rangle$ is an eigenvector of the operator \tilde{H}_0 .

Because exist two impurity, the total number of local quantum states is 16.

The eigenvectors of \tilde{H}_0 have the following form. The first quantum state $|1\rangle$ is the vacuum state $|0\rangle$ with the energy $E_1 = 0$.

There are four one-particle states:

$$|2\rangle = \psi_{1\uparrow}^+ |0\rangle, \quad |3\rangle = \psi_{1\downarrow}^+ |0\rangle, \quad |4\rangle = \psi_{2\uparrow}^+ |0\rangle, \quad |5\rangle = \psi_{2\downarrow}^+ |0\rangle.$$

The energies of all these states are $E_2 = E_3 = \varepsilon_0 - \frac{1}{2} g_1^2 \hbar\omega_0$, $E_4 = E_5 = \varepsilon_0 - \frac{1}{2} g_2^2 \hbar\omega_0$.

There are six two-particle states

$$\begin{aligned} |6\rangle &= \psi_{1\uparrow}^+ \psi_{1\downarrow}^+ |0\rangle, & |7\rangle &= \psi_{2\uparrow}^+ \psi_{2\downarrow}^+ |0\rangle, \\ |8\rangle &= \psi_{1\uparrow}^+ \psi_{2\uparrow}^+ |0\rangle, & |9\rangle &= \psi_{1\downarrow}^+ \psi_{2\downarrow}^+ |0\rangle, \\ |10\rangle &= \psi_{1\uparrow}^+ \psi_{2\downarrow}^+ |0\rangle, & |11\rangle &= \psi_{1\downarrow}^+ \psi_{2\uparrow}^+ |0\rangle, \end{aligned}$$

The eigenvalues of these quantum states are

$$\begin{aligned} E_6 &= 2\varepsilon_0 + U_0 - 2g_1^2 \hbar\omega_0, & E_7 &= 2\varepsilon_0 + U_0 - 2g_2^2 \hbar\omega_0, \\ E_8 &= E_9 = E_{10} = E_{11} = 2\varepsilon_0 - \frac{1}{2} (g_1 + g_2)^2 \hbar\omega_0, \end{aligned}$$

The next four states are the three-particle states

$$\begin{aligned} |12\rangle &= \psi_{1\uparrow}^+ \psi_{1\downarrow}^+ \psi_{2\uparrow}^+ |0\rangle, & |13\rangle &= \psi_{1\uparrow}^+ \psi_{1\downarrow}^+ \psi_{2\downarrow}^+ |0\rangle, \\ |14\rangle &= \psi_{2\uparrow}^+ \psi_{2\downarrow}^+ \psi_{1\uparrow}^+ |0\rangle, & |15\rangle &= \psi_{2\uparrow}^+ \psi_{2\downarrow}^+ \psi_{1\downarrow}^+ |0\rangle, \end{aligned}$$

with the energies values

$$E_{12} = E_{13} = 3\varepsilon_0 + U_0 - \frac{1}{2} (2g_1 + g_2)^2 \hbar\omega_0, \quad E_{14} = E_{15} = 3\varepsilon_0 + U_0 - \frac{1}{2} (2g_2 + g_1)^2 \hbar\omega_0.$$

The last local state

$$|16\rangle = \psi_{1\uparrow}^+ \psi_{1\downarrow}^+ \psi_{2\uparrow}^+ \psi_{2\downarrow}^+ |0\rangle,$$

with the energy $E_{16} = 4\varepsilon_0 + 2U_0 - 2(g_1 + g_2)^2 \hbar\omega_0$.

Existence of these 16 self consisted functions make possible to express Fermi operators of creation and annihilation of both impurity electrons with Hubbard transfer operators, for example

$$f_{1\sigma}^+ = X^{3-\sigma,1} + \sigma X^{6,3+\sigma} + X^{9-\sigma,4+\sigma} + X^{10-\sigma,4-\sigma} + \sigma X^{13-\sigma,9+\sigma} + X^{14-\sigma,7-\sigma} + X^{13-\sigma,10+\sigma} + \sigma X^{16,4+\sigma}.$$

This equation together with analogous equation for operator $f_{2\sigma}^+$ of the second impurity electron operator permits us to determine all dynamics quantities of local subsystem, and formulate the perturbation theory for our strongly correlated two impurity system.

References:

1. M. I. Vladimír, V. A. Moskalenko, *Theor. Math. Phys.* **82** (1990) 301.

2. S. I. Vakar, M. I. Vladimir, and V. A. Moskalenko, *Theor. Math. Phys.* **85** (1990) 1185.
3. N. N. Bogoliubov and V. A. Moskalenko, *Theor. Math. Phys.* **86** (1991) 10.
4. N. N. Bogoliubov and V. A. Moskalenko, *Theor. Math. Phys.* **92** (1992) 820.
5. V. A. Moskalenko, P. Entel, and D. F. Digor, *Phys. Rev.* **B59** (1999) 619.
6. I. G. Lang, Yu. A. Firsov, *Sov Phys. JETP* **16** (1963) 1301.

CONCEPTE PRIVIND MODELAREA ABM ȘI ANALIZA DE BIFURCAȚIE ÎN CERCETAREA PROCESELOR DE CRISTALIZARE

Gubceac Ghennadii, Paladi Florentin

Universitatea de Stat din Moldova, Catedra Fizica Teoretică „Prof.Iu.Perlin”

În lucrările anterioare am studiat separat evoluția procesului de cristalizare la nivel macroscopic dezvoltând modelul parametric de studiu al sistemului macroscopic complex [1-5], iar la nivel microscopic am aplicat modelarea bazată pe agent (ABM) [6-9], aceste studii fiind dedicate fundamentării matematice a modelelor computaționale ABM. La baza prezentei lucrări a stat ideea de a realiza un studiu generalizat al acestor două metode de cercetare a sistemelor complexe, în general, și a proceselor de cristalizare, în particular.

Inițial am considerat că procesul de cristalizare începe cu generarea cristaliților ca o regiune mică în cadrul căreia moleculele sunt aranjate într-un mod similar ca și în cristal [6, 12, 13]. Solidificarea sub formă de cristal la nivel microscopic trebuie să decurgă prin fluctuația structurii lichide, și este apoi urmată de creșterea cristalului ca un proces de cristalizare macroscopic. Rolul unei stări intermediare metastabile în tranzițiile dintre două stări stabile induse de fluctuațiile de structură a fost analizat în cadrul modelelor cinetice macroscopice cu unul și doi parametri de ordine [1, 11], scopul principal fiind evidențierea condițiilor pentru care ratele de tranziție pot fi amplificate de prezența stării intermediare, atunci când forțele intermoleculare de interacțiune sunt slabe și există doar o ordine apropiată în sistem. Aceasta corespunde situației când cristalizarea substanței se produce prin rearanjamentul moleculelor la interfața dintre clusteri, astfel încât procesul de creștere a lor are loc prin anexarea moleculelor fazei lichide de la frontiera cluster-lichid. În cadrul aproximației unui echilibru local, se presupune că câmpul respectiv al forțelor posedă structura derivatei funcției energiei libere de tip Landau, iar factorii de proporționalitate sunt coeficienții de difuzie, vâscozitate etc. În anumite condiții modelate cu ajutorul parametrilor de ordine, stările intermediare pot contribui esențial la cristalizarea substanțelor prin micșorarea barierei energiei libere, care ar putea fi de ordinul $100k_B T$, sau din potrivă, reduce semnificativ rata de tranziție în dependență de valorile parametrilor de control.

Fundamentarea matematică a modelelor ABM cu aplicație în domeniul tranzițiilor de fază de ordinul întâi a fost realizat cu ajutorul modelului probabilistic pentru procesul de cristalizare [6, 9]. Evoluția sistemului este estimată cantitativ cu ajutorul valorii medii a indicelui de stabilitate π și a dispersiei σ^2 , care caracterizează corespunzător gradul de stabilitate și cel al eterogeneității într-un sistem complex.

În modelul parametric al procesului de cristalizare [1, 11] am obținut dependența logaritmică a timpului mediu de tranziție τ când procesul este descris de un potențial cinetic de tip Landau

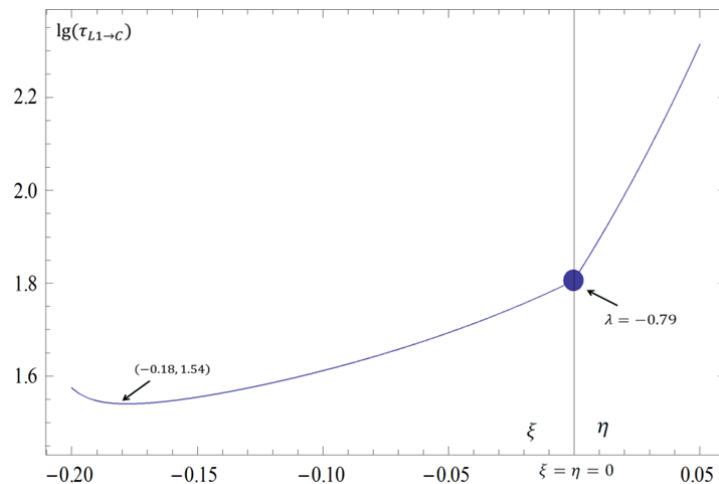


Fig. 1. Timpul mediu de tranziție τ în funcție de parametrii de control ξ și η [14].

$U(x;\lambda,\mu,\xi,\eta)$ [2, 5], în raport cu parametrii de control ξ și η în cazul $\lambda_{\min} = -0.79$ în regiunea de coexistență a stărilor a și b , pentru valorile parametrilor de control $\mu = -2$, $q^2 = 0.1$ (Fig. 1). Aici observăm că timpul mediu de tranziție τ descreește atunci când sistemul se află în regiunea de coexistență a stărilor respective, unde se obține un minimum pentru valorile negative ale lui λ . Totodată, prezența unui câmp exterior, legată de coeficientul η , va înceteni procesul de cristalizare și, respectiv, timpul de tranziție va crește. Pe când prezența eterogenității în sistem, dată prin coeficientul ξ , va accelera tranziția de fază [14].

1. A.Barsuk, V.Gamurari, G.Gubceac, F.Paladi, Bifurcation analysis of phase transitions in the presence of an intermediate metastable state: A general solution. In: *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, Vol. 392, Issue 9, 1931–1945 (2013), <http://dx.doi.org/10.1016/j.physa.2013.01.036>.
2. Ghennadii Gubceac, Impactul variației simultane a parametrilor de control la tranziții de fază de ordin întâi în prezența unei stări intermediare metastabile în modelul cinetic cu potențial de tip Landau. *Studia Universitatis Moldaviae Seria „Științe Exacte și Economice”*, 7(67), 28-35 (2013).
3. F.Paladi and G.Gubceac, Impact of asymmetry on phase transitions in the presence of an intermediate metastable state. *MECO36*, 5-7 April 2011, Lviv, Ukraine, 89 (2011).
4. F.Paladi, A.Barsuk, G.Gubceac, Bifurcation analysis of phase transitions in the presence of an intermediate metastable state. *Dynamics Days Europe*, 2-7 September, 2012, Book of Abstracts, 229 (2012).
5. G.Gubceac, Paladi F., Barsuk A., Contributions to the fluid dynamics and phase transitions at low temperatures. *CYSENI*, 29-31 May, 2013. Kaunas, Lithuania, 2013, p. VI-370–VI-375, ISSN 1822-7554.
6. G.Gubceac, F.Paladi, V.Gamurari, Fundamentarea Matematică a Modelelor ABM cu Interacțiuni Stocastice în Structuri Eterogene de Tip Cluster. *Conferința Științifică Cu Participare Internațională Consacrată aniversării a 65-a a USM*, Chișinău, Moldova, 21-22 septembrie 2011, p. 115-118.
7. G.Gubceac, F.Paladi, Analytical and computational study of the heterogeneity in complex systems. *MECO34*, March 30-April 01, 2009, Leipzig, Germany, 61-62 (2009).
8. Florentin PALADI and Ghennadii GUBCEAC, Modeling nucleation phenomenon using stochastic and Agent-Based Computational Models. *IBWAP*, July 6-8, 2009, Constanța, Romania, 76-77 (2009).
9. F.Paladi, On the probabilistic approach to heterogeneous structure interactions in agent-based computational models. *Applied Mathematics and Computation*, 2013, V.219, No.24, P.11430-11437.
10. G.Gubceac, R.Gutu, F.Paladi, A new formula for partitions in a set of entities into empty and nonempty subsets, and its application to stochastic and agent-based computational models, *Applied Mathematics*, 2013, V.4, No.10C, P. 14-21.
11. F.Paladi, Effects of asymmetry and external field on phase transitions in the presence of an intermediate metastable state. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, 2010, V.389, No.10, P.1986-1992.
12. F.Paladi, Sisteme complexe: modele analitice și numerice avansate de tip cluster. Chișinău: *CEP USM*, 2005. 174 p.
13. F.Paladi, Bridging the gap between stochastic and agent-based computational models. *Anale Științifice ale USM, seria "Științe fizico-matematice"*, 2005, p.78–81.
14. G. Gubceac, A. Șveț, F. Paladi, Cinetica tranzițiilor de fază dirijată cu parametrii de control. *Conferința științifică „Integrare prin cercetare și inovare”*. Rezumatele comunicărilor „Științe ale naturii și exacte”, USM, Chișinău, Moldova, 26–28 septembrie 2013, p. 120-122.

**INFLUENCE OF THE MAGNETIC FIELD AND IMPURITY ON PHASE TRANSITION
COMMENSURABILITY – NOT COMMENSURABILITY OF A CONDITION OF A WAVE
OF SPIN DENSITY IN QUASITWO-DIMENSIONAL MAGNETIC SYSTEM**

M. E. Palistrant*, V. A. Ursu

Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova, MD-2028, Moldova

*E-mail: mepalistrant@yandex.ru

Beginning from 2008 year, it is received a large number of iron - based compounds (iron – oxipnictides) with relatively high superconducting transition temperature $T_c \sim 55$ K (see [1]). New compounds have a number of features that contributed to the existence of antiferromagnetic state and superconductivity (SC). At present there is a need into account a number of features associated with the properties of layers of FeAs.

In this paper we consider a single-band superconductor and the main attention is devoted to the high-temperature superconductivity (in a commensurate and no commensurate phases) and also to the existence of deviation from half filling of the energy band. In this situation it is necessary to consider separately the cases of the given chemical potential (μ) and variable impurity concentration (x). In particular, we consider the case of the introduction of impurities into the system (case of given μ see in [2]).

Hamiltonian of the system contains a term responsible for superconductivity, as well as the Coulomb interaction of electrons with opposite spins. On the basis of this Hamiltonian it is obtained the system of basic equations for the order parameters of spin density wave (SDW)(M), superconductivity (Δ) and chemical potential μ for normal processes. A series of transformations are performed, contributing to the accounting of unclamp - processes and leading to no commensurate SC state, when the wave vector of the spin density wave $|Q| \neq 2k_F$ shifts on the Fermi surface and it is formed a gapless state. Behavior of thermodynamic quantities strongly depends on the impurity concentration x .

Let us first consider SDW state in the absence of superconductivity ($\Delta \neq 0$). The system of equations defining the magnetic transition temperature T_M as a function of x has a branch point of solutions for $x = x_c$, if we consider only the normal processes ($Q = 2k_F$) and becomes unstable for $x > x_c$. Accounting of unclamp- processes ($Q \neq 2k_F$) leads to a new order parameter with components η_a and η_b . The existence of this parameter stabilizes the SDW state, transforming it into no commensurate phase, which is the basis for the superconducting state. In the mixed phase (SC + SDW) it is necessary to solve a system of equations with $\Delta \neq 0$ and $M \neq 0$. Moreover, it is necessary that free energy difference $\delta F = F(\Delta, M) - F(0, M)$ will be negative, which corresponds to the profitability of origin of SC against the background of the magnetic state. In some limiting cases it was possible to obtain analytical solutions. Important role in the behavior of the system plays the relation between the temperature seed values of magnetic and SC transitions (T_{M0} and T_{c0}).

Two limiting cases are examined: $T_c \approx T_M$ и $T_c \ll T_M$. We obtain that in the case $0 \leq \mu < \mu_c$ SC does not exist, but for $\mu > \mu_c$. it exists. With the decrease of the order parameter M value T_c increases. In the second case SC arises provided M is less than at least one of the parameters μ_β^α ($\alpha; \beta = \pm 1$), $\mu_\alpha^\beta = \mu + \alpha\eta_a + \beta\eta_b$. In the case of $\mu_\beta^\alpha < M$ origin of SC against the background of SC is impossible. It also follows that in the SC system ($T_c > T_M$) magnetism does not arise. It is also proved that the conditions for the existence of SC in magnetic systems are more stringent than those in the case of a Paierls insulator.

[1] M.V. Sadovskii , UFN, 178, 12, (2008) (1243) .

[2] M.E. Palistrant, TMF, 108, 3, (2011) (503).

SOME KINETIC COEFFICIENTS FOR LAYERED SUPERCONDUCTING COMPOUNDS

M. E. Palistrant¹, V.A. Ursu², M. Calalb^{3*}

¹Institute of Applied Physics of Moldavian Academy of Science, Chisinau, R. Moldova; ²Balti State University, Balti, R. Moldova; ³Tiraspol State University, Chisinau, R. Moldova

*E-mail: mcalalb@hotmail.com

Two major classes of iron-based and cuprum-based compounds are layered two-dimensional superconducting structures [1]. In order to explore their physical properties, in this work the temperature dependency of thermoelectric coefficient α and electrical resistivity ρ is examined. We will consider the existence of a peak in the electron state density and narrow character of energy bands. This phenomenological approach will allow us to compare the obtained theoretical results with the experimental ones.

We use the Mott – Davies theory of electron processes in disordered quasi-two-dimensional systems with anisotropic energy spectrum. Due to the peak in the density of electron states and narrow energy bands, the experimentally observed behavior of α and ρ quantities can be described theoretically. The dependencies $\alpha(T)$ and $\rho(T)$ are determined by two factors: chemical potential n or filling degree of energy bands and the anisotropy of energy spectrum – parameter $\eta = W_1/W_2$ (W_i is the width of energy i -band). Selecting appropriate values of n and η we can achieve compliance between experimental data for $Ba(Fe_{1-x}Co_x)As_2$ compound and the theory[2].

The dependences of thermoelectric coefficient α and electric resistivity ρ on temperature are presented in Figs. 1a and 1b. This was done in order to describe the behavior of these quantities in the case of new materials based on $FeAs$. The dependence $\alpha(T)$ in the case of the compound $Ba(Fe_{1-x}Co_x)As_2$ is given in Fig. 1a and the dependence on T is given in Fig. 1b for the same compound.

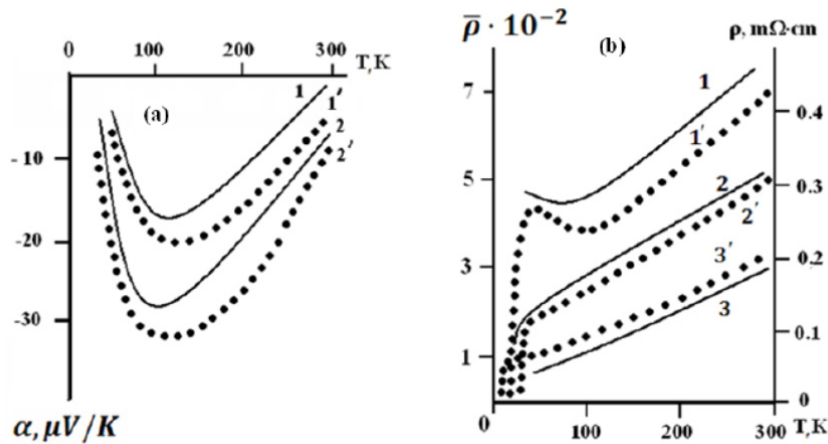


Fig. 1

[1] Xiyu Zhu, Huon Yang, Lei Fang et al.: *Supercond. Sci. Technol.*, **21**, (2008) 105001.

[2] Ch. Liu, A. D. Palczewski, T. Kondo, et al., arXiv 1011.0980v2.

[3] Gang Mu, Bin Zeng, Peng Cheng, et al., *Chin. Phys. Lett.* **27**, 037402 2010, arXiv:0906.4513v2.

TWO-DIMENSIONAL CAVITY POLARITONS UNDER THE INFLUENCE OF A STRONG PERPENDICULAR MAGNETIC AND ELECTRIC FIELDS

S. A. Moskalkenko¹, I. V. Podlesny¹, E. V. Dumanov¹, M. A. Liberman^{2,3}, S. S. Rusu¹,
V. M. Bajireanu¹

¹*Institute of Applied Physics of the Academy of Sciences of Moldova, Academic Str. 5, Chisinau 2028, Republic of Moldova*

²*Nordita, KTH Royal Institute of Technology and Stockholm University, Roslagstullsbacken 23, 10691 Stockholm, Sweden*

³*Moscow Institute of Physics and Technology, Institutskii per. 9, Dolgoprudnyi, Moskovsk. obl., 141700, Russia*

The properties of the two-dimensional (2D) cavity polaritons subjected to the action of a strong perpendicular magnetic and electric fields, giving rise to the Landau quantization (LQ) of the 2D electrons and holes accompanied by the Rashba spin-orbit coupling (RSOC) and by the Zeeman splitting (ZS) were investigated. The strong magnetic field, when the electron and the hole cyclotron frequencies are greater than the binding energy of the 2D Wannier-Mott excitons completely reconstructs it, transforming into the magnetoexciton, the structure of which is determined by the Lorentz force rather than by the Coulomb electron-hole (e-h) interaction.

We predict the drastic changes of the optical properties of the cavity polaritons including those in the state of Bose-Einstein condensation. The main of them is the existence of a multitude of the polariton energy levels nearly situated on the energy scale, their origin being related with the LQ of the electrons and holes. Most of these levels have the nonmonotonous dependences on the magnetic field strength B with overlapping and intersections. More so, the selection rules of the band-to-band optical quantum transitions as well as of the quantum transitions from the ground state of the crystal to the magnetoexciton states depend essentially on the numbers n_e and n_h of the LQ levels of the e-h- pair forming the magnetoexciton. Changing slowly the external magnetic and electric fields it is possible to change the lowest polariton energy level, its oscillator strength, the probability of the quantum transition and the Rabi frequency of the polariton dispersion law. They depend on the relation between the numbers n_e and n_h and can lead to dipole-active, quadrupole-active or forbidden optical transitions. Our results are based on the exact solutions for the eigenfunctions and for the eigenvalues of the Pauli-type Hamiltonian with third order chirality terms and nonparabolic dispersion law for heavy-holes and with first order chirality terms for electrons. They were obtained using the method proposed by Rashba.

We expect that these results will determine also the collective behavior of the cavity polaritons, for example, in the GaAs-type quantum wells embedded into the microcavity, which recently revealed the phenomenon of the Bose-Einstein condensation in the state of the thermodynamic quasi-equilibrium but in the absence of a strong perpendicular magnetic field.

CORELAȚII CUANTICE ÎNTRE FONONI ȘI FOTONI

Cârlig Sergiu

Institutul de Fizică Aplicată, Institutul de Inginerie Electronică și Nanotehnologii „D. Ghițu”, AȘM

În lucrare este studiat un sistem format dintr-un punct cuantic cu două nivele suspendat pe un rezonator nanomecanic într-o cavitate optică (vezi fig. 1.). Sistemul este excitat din exterior de către un laser, iar din interacțiune rezultă corelații dintre vibrațiile mecanice ale barei și fotonii împrăștiați. Dacă grosimea barei de suspenție este mai mică decât lățimea acesteia, rezonanța la energie mică corespunde modului de

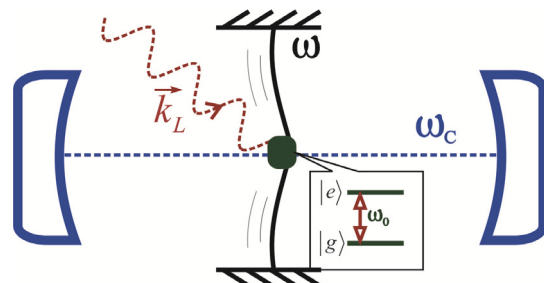


Fig. 1. Sistemul studiat.

flexiune fundamentale cu frecvența de ordinul GHz. Flexiunile induc extensiuni și compresii în structura dotului cuantic modificând potențialul de cuplare a întregului sistem, ce modifică parametrii nivelelor energetice. Concomitent emițătorul artificial cu două nivele interacționează cu modul cavității optice. Hamiltonianul de interacțiune este dat de:

$$H = \hbar\omega_c a^+ a + \hbar\omega b^+ b + \hbar\omega_0 S_z + \hbar g (a^+ S^- + a S^+) + \hbar\Omega (S^+ e^{-i\omega_L t} + S^- e^{i\omega_L t}) + \hbar\lambda S_z (b^+ + b)$$

unde primii trei termeni descriu energiile libere ale modurilor optice, mecanice și ale sistemului artificial cu două nivele. Termenii patru și cinci caracterizează respectiv interacțiunile dintre punctul cuantic și modul optic a rezonatorului sau câmpul laser. Ultimul termen descrie interacțiunea dintre gradele de libertate de vibrație și radiator. g și λ sunt constantele de interacțiune dintre emițătorul cu două nivele și modele optice sau mecanice considerate. Ω este frecvența Rabi corespunzătoare datorată pompării laser. Operatorii qubitului S_z și S^\pm sunt definiți ca de obicei și satisfac relațiile standarde de comutare. a^+ ; a și b^+ ; b sunt operatorii de generare, respectiv,

anihilare pentru subsistemele de fotoni și fononi. Aceștia satisfac relațiile de comutare pentru operatori bosonici [1]. Sistemul va fi descris cu ajutorul ecuației master, pentru care se vor face aproximațiile dipol, Born Markov și seculară și se vor elimina variabilele punctului cuantic în raport cu subsistemele barei și cavității.

Pentru o legătură puternică dintre punctul cuantic și cavitate am stabilit existența unor corelații dintre cuantele optice și cele de vibrație (vezi fig. 2.). Creșterea temperaturii influențează numărul de fotoni emiși în cavitate, iar acesta este în strânsă legătură cu numărul fononilor. Astfel absorbția unui foton laser este însoțită de emisia unui foton în cavitate și a unui fonon (fig. 3 a).

Un caz aparte este atunci când absorbția unui foton laser și a unui fonon este însoțită de emisia unui foton în cavitate (fig. 3 b), astfel detectarea ultimului este însoțită de răcirea rezonatorului nanomecanic [2]. În această lucrare am arătat condițiile când are loc această răcire.

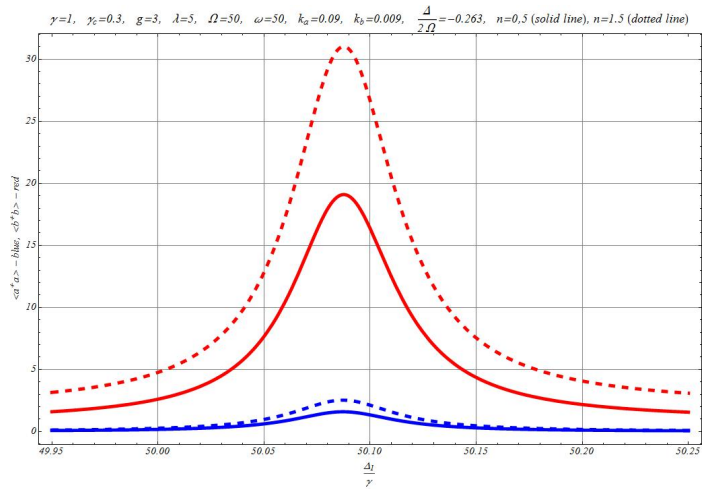
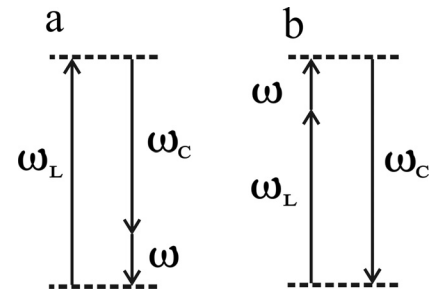


Fig. 2. Numărul mediu de fononi (sus) și fotoni emiși în cavitate (jos).

Fig. 3. Schema absorbție / emisie a fotonilor / fononilor.

ω_L este frecvența laserului, ω_C este frecvența rezonatorului, ω este frecvența vibrațiilor barei nanomecanice



Bibliografie

[1] J. Peng, G.-x. Li, Introduction to Modern Quantum Optics (World Scientific, 1998).
 [2] S. Carlig and M. A. Macovei, Phys. Rev. A **90**, 013817 (2014).

ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF NANOSIZED POLYANILINE

A. Todosiuc¹, A. Nicorici¹¹*Institute of Electronic Engineering and Nanotechnologies ASM Chisinau, Academiei str. 3/1, 2028, Moldova*

In recent years, conducting polymers, such as polyaniline, polypyrrole, polyacetylene, polythiophene, etc., have received ever-increasing attention, especially in last two decades, due to their remarkable electronic and electrical properties. These conducting organic polymers have a successful application in the field of energy conversion, organic light emitting diodes, solar cells, sensors, catalysis, etc. Among them, polyaniline (PANI) is a promising material for various applications due to its environmental stability, ease of preparation and good level of electrical conductivity [1, 2]. One of nanotechnology problems is the necessity to organize nanostructures into polymer matrix. The most suitable solution in this field represents the direct synthesis of semiconductor materials in a polymer matrix. The application of conducting polymers as a matrix for synthesis of semiconductor nanoparticles has been studied not enough.

The aim of our investigation was the doping of polyaniline to increase the electrical properties with further preparing for synthesis of A⁴B⁰ semiconductor nanomaterials in a polymer matrix. A number of polymers acquire the electrical conductivity only after doping procedures. Polyaniline exists in a variety of forms that differ in chemical and physical properties. The protonated emeraldine, has conductivity on a semiconductor level many orders of magnitude higher than that of common polymers but lower than that of typical metals. Protonated PANI, so-called PANI "salt", e.g., PANI hydrochloride, converts to the non-conducting blue emeraldine base when treated with a base, such as ammonium hydroxide. The polymerization of aniline was based on mixing aqueous solutions of aniline hydrochloride and ammonium peroxydisulfate at room temperature, followed by the separation of PANI

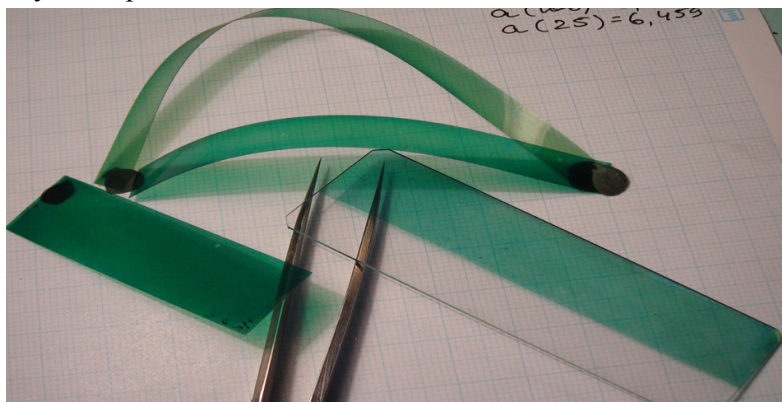


Fig. 1. Polyaniline thin films.

hydrochloride and drying. Stable colloidal solutions and thin films with the thickness of 180-200 nm were obtained (Fig. 1).

The electrical conductivity of as-synthesized samples depends on dopand concentration and changes from $10^{-5} \text{ Ohm}^{-1}\text{cm}^{-1}$ to $10^0 \text{ Ohm}^{-1}\text{cm}^{-1}$ at room temperature. The temperature dependence of electrical conductivity has a rising temperature-activation character and its value has varied from $2\div 5 \text{ Ohm}^{-1}\text{cm}^{-1}$ at 350K down to $10^{-6} \text{ Ohm}^{-1}\text{cm}^{-1}$ at 77K.

Polyaniline possesses various structures, containing benzene-like and quinoid-like fragments. These fragments are joined through the nitrogen atoms with different protonation and oxidation number. The ratio between the structural parts could be reversible changed in dependence of temperature and pH of the reaction environment. This fact permits to change widely the properties of the conducting polymer for inorganic-organic hybrid materials.

References:

1. Yanli Cui, Qiugyin Wu, Jianwei Mao *Materials Letters*, 58 (2004), 2354 – 2356

2. P. Gomez-Romero, N. Casan-Pastor, M. Lira-Cantu Solid State Ionics, 101 – 103, 875 – 880.

OPTICAL INVESTIGATION OF CdSe/ZnS/PEPC NANOCOMPOSITE THIN FILMS

¹A.Mirzac, ²O. Bordian, ²V.Verlan, ^{1,2}I.Culeac.

¹Institute of Chemistry, ASM, Chisinau, Academiei str.3, MD-2028.

²Institute of Applied Physics, Chisinau, Academiei str.5, MD-2028.

mirzalexandra71@gmail.com

Incorporation of as-prepared nanocrystals into polymer matrices should be the most straightforward way especially for the large scale industrial use. In this case, the key requirement for blending semiconductor nanocrystals (NCs) with polymers is the compatibility between these two components.

Semiconductors NCs derived from pyrolysis of organometallic precursors are capped by hydrophobic alkyl chains, which imparts then with a good compatibility with a certain number of conventional hydrophobic polymers. But enforcement of the structural stability of semiconductor NC-polymer composites may require strong interactions between NCs and the polymer host matrices, such as electrostatic interaction and even covalent bonding [1]. We use a one-pot approach to synthesize CdSe/ZnS core-shell. We have studied CdSe/ZnS quantum dots thin films, obtained by “drop cast” method before dispersing them in polymeric matrix. Luminescence excitations were performed with nitrogen laser ($\lambda_{ex} = 337,1$ nm). “Magic size” quantum dots CdSe/ZnS dimensioned $1,84\text{nm} \pm 1,2\%$ and $2,04\text{nm} \pm 1,2\%$ have been investigated. Wide low-intensity PL peak situated at long wavelengths is pointing out the existence of non-passivated surface states. Narrow absorbance bands with minimum at 435 nm and 462 nm proves that we are dealing with $(\text{CdSe})_{33}$ and $(\text{CdSe})_{34}$ clusters. The excitonic luminescence is almost inhibited by intensive luminescent band of surface states (HWHM=78 nm). The shape of spectra is maintained after shelling CdSe cores with ZnS (Fig.2), slightly enhancing the quantum yield (20 %).

Nanocomposites were deposited by spin-coating on glass substrate, using PEPC (poly(9-epoxypropylcarbazole)) as host-matrix, with the following molecular formula:

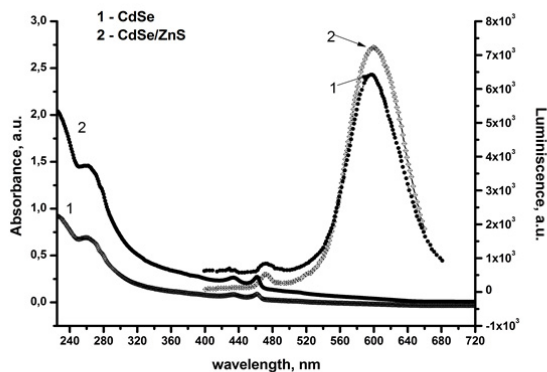


Fig.1 Absorbance and luminescence spectra of “magic-size” CdSe and CdSe/ZnS QDs.

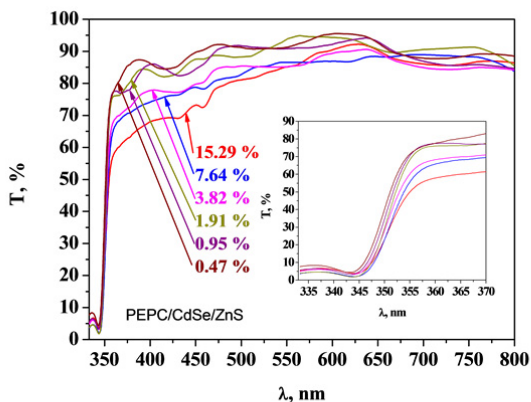
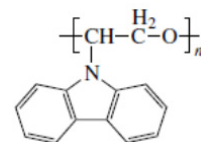


Fig.2 Optical transmittance of CdSe/ZnS/PEPC nanocomposite thin films deposited with different concentrations in the polymeric matrix



In Fig. 2 are shown the curves of optical transmittance of CdSe/ZnS/PEPC nanocomposites deposited with following values of NCs concentrations: 15.29 %, 7.664 %, 3.82 %, 1.91 %, 0.95 %, 0.47 %. We noticed that the band edge absorption is situated at 347 nm. Band edge absorption energy is situated in the range (1.77 – 2.32). It is evident, with increase of quantum dots concentration embedded in the polymeric matrix the absorption is moved to infra-red region.

[1]. Andrey L.Rogach, Semiconductor Nanocrystal Quantum Dots: Synthesis, Assembly, Springer, Wien, 2008, pp. 183- 184.

PROPRIETĂȚILE OPTICE ALE COMPUȘILOR A^{III}B^{VI} DOPAȚI CU Eu ȘI Mn

D. Untila¹, Ig. Evtodiev¹, V. Canțer², Iu. Caraman³, E. Vatavu¹, M. Caraman¹

¹ Laboratorul de Cercetare Științifică „Fotonica și Metrologie Fizică”/Facultatea de Fizică și Inginerie, Universitatea de Stat din Moldova, A. Mateevici, 60, MD-2009, Chișinău, Republica Moldova

² Institutul de Inginerie Electronică și Nanotehnologii „D. Ghițu”, Academia de Științe a Moldovei, Academiei, 3/3, MD-2028, Chișinău, Republica Moldova

³ Universitatea „Vasile Alecsandri” din Bacău, Calea Mărășești, 157, Bacău, România

GaS și GaSe sunt reprezentanți tipici ai semiconductorilor lamelari din clasa A^{III}B^{VI} cu bandă interzisă largă. GaS este semiconductor de tip n, în care se manifestă pronunțat tranziții optice indirecte pe când în GaSe și InSe mai pronunțat se manifestă efectele optice legate de tranziții optice directe.

În lucrare se analizează mecanismele de formare a marginii benzii de absorbție fundamentală și fotoluminescență în GaS dopat cu Mn, GaSe dopat cu Eu și a compozitului sintetizat pe baza compusului GaSe dopat cu Mn (PVP-GaSe:Mn). Concentrația de Eu în GaSe a fost de 0,49% at. și 1,0% at, iar concentrația Mn în eșantioanele studiate a fost de 1,0% at.

Monocristalele de GaSe dopat cu Eu, GaSe și GaS dopat cu Mn au fost crescute prin metoda Bridgman, din componente elementare cu puritatea 5N pentru Ga și Se și 4N pentru S. Dopanții Eu și Mn au fost de puritate 4N. Omogenitatea eșantioanelor obținute a fost verificată cu ajutorul analizei spectrale atomice emisionale și difracție de raze X.

În Fig. 1 sunt prezentate spectrele de absorbție a monocristalelor GaS nedopat (curba 1) și dopat cu 1,0% at. de Mn (curba 2), la temperatura 293K (a) și 78K (b).

În spectrele de absorbție sunt prezente câte două platouri. Poziția energetică a cărora indică frontiera absorbției prin tranziții optice indirecte 2,42 eV (la T=293K) și 2,582 eV (la T=78K) și tranzițiile optice directe 2,96 eV (la T=293K) și 3,00 eV (la T=78K). Prezența Mn în cantitate de 1,0% at. în cristalele de GaS se evidențiază prin apariția unei absorbții suplimentare în regiunea tranzițiilor optice indirecte. Absorbția suplimentară a luminii în GaS:Mn la micșorarea energiei este în creștere.

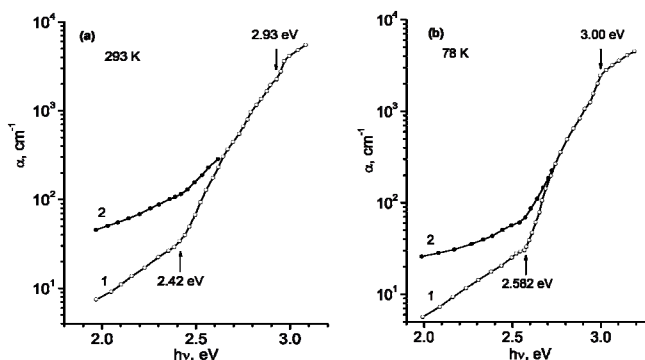


Figura 1 Spectrele de absorbție a plăcilor monocristaline de GaS (curba 1) și GaS:Mn (1,0% at.) (curba 2) la temperatura 293 K (a) și 78 K (b)

Spectrul de FL al cristalelor de GaS la $T=78K$ este compus din banda intensă cu maxim la 2,32 eV, care acoperă intervalul de lungimi de undă 500-600 nm, și o bandă de intensitate mică (1/120) în domeniul albastru al spectrului. Mn în GaS stinge banda verde și atenuează de ~2 ori intensitatea în domeniul albastru al spectrului, dar formează o nouă bandă de emisie intensă în regiunea roșu, cu maxim la 1,96 eV. Conturul slab asimetric al acestei benzi și stabilitatea caracteristicilor în funcție de concentrația dopantului indică despre natura donor acceptor al emisieii.

Monocristalele GaSe au fost dopate cu 0,49% at. și 1,0% at. de Eu, în procesul de sinteză a compusului. Spectrele de FL a cristalelor GaSe:Eu 1,0% at. la temperatura 78K și la 293K (Fig. 2, a și b) este compus din două benzi, A și B.

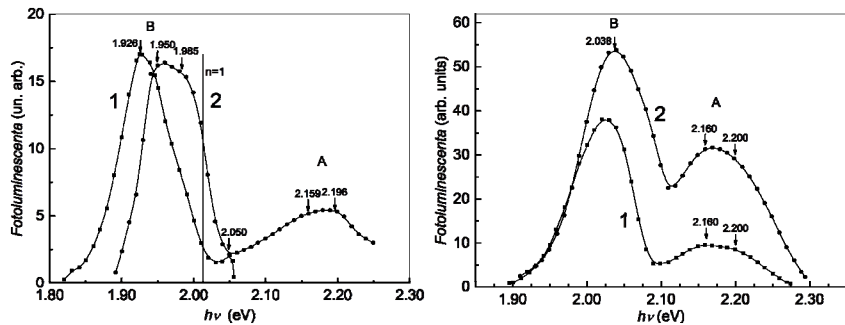


Figura 2 Spectrul de emisie fotoluminescentă a cristalelor GaSe dopate cu 0.49% at. (curba 1) și 1.0% at. de Eu (curba 2), la $T=293 K$ (a) și, la $T=78 K$ (b)

Banda A este deplasată cu ~50 meV în banda de absorbție fundamentală, iar banda B se găsește la energie mai mică decât lățimea benzii interzise a compusului GaSe la temperatura respectivă. Structura din două subbenzi a benzii A și energia maximelor acestora, la micșorarea temperaturii (de la 300K până la 78K) și a concentrației dopantului de la 1,0% at. până la 0,49% at., nu se modifică. Acest fapt ne indică despre tranziții electronice cu emisie între nivelele energetice a centrului de luminescență. Întrucât spectrul de FL al compusului GaSe:Eu este diferit de spectrul de FL a cristalelor de GaSe nedopate și de spectrele cristalelor de GaSe dopate cu Cu, Zn, Ag ș.a. elemente chimice, putem admite că banda de FL cu maxim la energiile 2,160 eV și 2,196-2,200 eV corespunde ionului de Eu în GaSe.

Spectrul de emisie a ionului Eu^{2+} se prezintă printr-o bandă cu contur larg, care acoperă intervalul de lungimi de undă 400-800 nm, pe când spectrul de emisie (absorbție) a ionului Eu^{3+} este un spectru discret cu emisie intensă în regiunea oranj, care corelează cu spectrul de FL prezentat în Fig. 2.

Este cunoscut că Mn în GaSe formează în banda interzisă un nivel de recombinare adânc [1]. Prin intermediul acestui nivel de recombinare în spectrul de FL se obține o bandă de emisie intensă, cu maxim la ~1,8 eV, care acoperă un interval îngust de energii 1,7-1,9 eV. O lărgire considerabilă a benzii de emisie spre energii mari poate fi obținută în compozit din cristalite cu dimensiuni submicrometrice de GaSe:Mn.

În Fig. 3 este prezentat spectrul de FL al compozitului PVP-GaSe:Mn (1,0% at.), la temperatura 78K.

Fotoluminescența a fost excitată cu radiația $E_{ex}=3,68 eV$ și densitatea $\sim 10^{16} cm^{-2}$. Intensitatea FL a benzii cu maxim la 1,82 eV și lățime de 20 meV din compozit depășește mai mult de 15 ori intensitatea aceleiași benzi în cristalele GaSe:Mn. După cum se vede din Fig. 3, spectrul de FL, la temperatura 78K, acoperă tot intervalul vizibil de la 400 nm până la 700 nm. Maximul benzii de emisie se găsește în regiunea verde a spectrului (2,35 eV). Din analiza distribuției spectrale și a intensității în maximul benzii de FL a cristalelor GaSe:Mn și a compozitului PVP-GaSe:Mn cu cristalite de GaSe dopat Mn, cu dimensiuni submicrometrice, putem constata deplasarea benzii de emisie spre energii mari, efect bine cunoscut pentru compozite cu particule nanometrice [2].

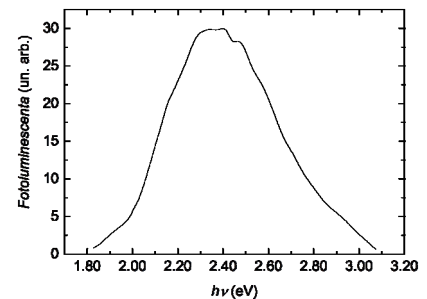


Figura 3 Spectrul de fotoluminescență a compozitului PVP-GaSe:Mn la 78K

Concluzii:

- Ioni de Mn în cristalele lamelare de GaS formează centre de luminescență prin intermediul cărora monocristalele de GaSe:Mn 1,0% at. pot servi ca sursă de radiație intensă în regiunea verde a spectrului.

- Structura din două benzi a spectrului de emisie FL a cristalelor GaSe dopate cu 1,0% at. de Eu este determinată de tranzițiile electronice de pe nivelele excitate 5D_j ($j=0,1$) pe nivelele fundamentale 7F_j ($j=0,1$) a ionului Eu^{3+} .

- Compozitul PVP-GaSe:Mn cu cristalite de GaSe:Mn cu dimensiuni submicrometrice este un material luminescent în domeniul vizibil al spectrului, cu maxim de emisie la energia 2,38 eV.

Referințe

1. S. Shigetomi, T. Ikari and H. Nakashima. Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 38 (1999) pp. 3506-3507.
2. A. V. Firth, S. W. Haggata, P. K. Khanna, S. J. Williams, J. W. Allen, S. W. Magennis, I. D.W. Samuel, D. J. Cole-Hamilton. Journal of Luminescence, 109 (2004) 163-172.

MICROFIRE DIN *InSb* PENTRU DETECTORI DE UNDE INFRAROȘII

Leporda N., Nicorici A., Bejenaru A.

Institutul de Inginerie Electronică și Nanotehnologii "D. Ghițu" al AȘM

E-mail: nicul@nano.asm.md

Pentru soluționarea multor probleme în medicină, tehnica militară, la investigații cosmice și meteorologice, pentru diagnostica tehnică etc. sunt elaborate diferite metode și sisteme optico-electronice, în care sunt utilizate detectoarele de infraroșu. Pentru diapazonul mediu de lungimi de undă se folosesc fotodetectori pe bază de semiconductori cu banda interzisă îngustă. Dispozitivele de acest fel se construiesc sau ca elemente discrete, sau sub formă de barete cu un număr mare de elemente sensitive. De exemplu, pentru măsurarea parametrilor de geometrie ai inelului de electroni [1] în sistemul de detectare și înregistrare a radiației de infraroșu s-a folosit un dispozitiv răcit până la temperatura azotului lichid de tipul unei barete cu două rânduri, care conținea 50 detectori pe bază de *InSb*. Pentru a obține o rezoluție cât mai înaltă a dispozitivelor de acest tip, este necesar ca dimensiunile elementelor sensitive și pasul de instalare al lor pe bareta să fie pe cât e posibil mai mici. Aceste condiții în mare măsură corespund microfired semiconductoare din *InSb*, care constituie obiectul de cercetare al acestei lucrări.

Probele au fost pregătite din microfired obținute din *p-InSb* cu concentrația purtătorilor de sarcină $p_{77K} = 4,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Distanța dintre contacte, adică lungimea probelor $l = 1 \text{ mm}$, diametrul firului $d = 20 \text{ }\mu\text{m}$. Eșantioanele pentru măsurători au fost montate într-un criostat, care era răcit cu azot lichid și ecranat minuțios de radiația de fond. Mărimea curentului prin probă se putea varia în intervalul 0,01 - 5 mA. Pentru măsurarea semnalului pe probă s-au folosit tehnici de modulare cu frecvență joasă (100 - 1500 Hz) a fluxului de radiație și se măsura semnalul alternativ, care apărea în rezultatul schimbării rezistenței semiconductorului la iluminare.

Tensiunea de zgomot U_{zg} a fost determinată după valoarea maximală a semnalului pe probă (aflată în întuneric), înregistrat timp de 10s de un nanovoltmetru acordat la frecvența $f = (1200 \pm 10) \text{ Hz}$ cu banda de trecere $\Delta f = 25 \text{ Hz}$ (36 dB). Nivelul de zgomot al instalației era de 0,5 μV . Pentru majoritatea probelor tensiunea

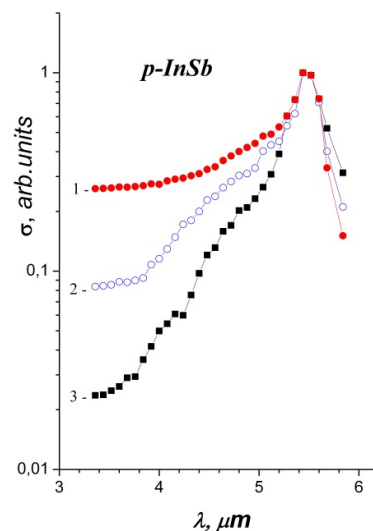


Fig. 1. Distribuția spectrală a fotoconductibilității unei probe masive de *p-InSb* (1) cu concentrația $p = 4,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ și a unui microfired fabricat din același material (2,3).

2 - după un tratament chimic a suprafeței firului în decapant CP-4A,

3 - fără tratament chimic.

de zgomot U_{zg} era de ordinul (1 - 2) μV , semnalul de răspuns la iluminare $U_S = (10-40) \mu V$, iar raportul U_S / U_{zg} varia între valorile 10 - 40.

În figura 1 este prezentată dependența spectrală a fotoconductibilității unei probe masive de *p-InSb* (1) cu concentrația $p = 4.2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ și a unui microfir fabricat din același material (2,3).

Detectivitatea firelor studiate este de ordinul

$$D^* \approx (1-5) \cdot 10^9 \text{ W}^{-1} \text{ Hz}^{1/2} \text{ cm}$$

Bibliografie

1. Методы инфракрасной синхронной ускорительной диагностики. ЖТФ, 1997, том 67, № 4, с.60.

PROCESE OPTICE ÎN STRUCTURI LAMELARE OBTINUTE PRIN INTERCALAREA COMPUȘILOR $A^{III}B^{VI}$ CU Cd ȘI Zn DIN FAZĂ DE VAPORI

L. Dmitroglu¹, Iu. Caraman², S. Evtodiev¹, M. Caraman¹, I. Rotaru¹, E. Luchian¹, D. Untila¹

¹ Laboratorul de cercetare științifică „Fotonica și Metrologie Fizică”/Facultatea de Fizică și Inginerie, Universitatea de Stat din Moldova, A. Mateevici, 60, MD-2009, Chișinău, Republica Moldova

² Universitatea „Vasile Alecsandri” din Bacău, Calea Mărășești, 157, Bacău, România

Semiconductorii stratificați din clasa materialelor $A^{III}B^{VI}$ (GaS, GaSe, GaTe ș.a.) pot fi obținuți sub formă de monocristale cu dimensiuni suficiente pentru dispozitive utilizate în optica liniară și neliniară. Monocristalele acestor compuși sunt alcătuite din împachetări elementare B-A-A-B cu legături puternice (ionic-covalente) a planelor atomare din interiorul împachetării și cu legături polarizaționale slabe între împachetări. Aranjarea planelor atomare ale calcogenului (S, Se, Te) este de o așa natură încât între împachetări se formează fisuri prin care pot intercala nu numai atomi, dar și macromolecule. La temperaturi suficiente atomii intercalați pot forma compuși cu atomii de S, Se sau Te.

În lucrare se studiază absorbția luminii și fotoluminescența compozitelor obținute prin intercalarea cristalelor p-GaSe, n-GaS și p-GaTe cu Cd și Zn din fază de vapori. Monocristalele acestor compuși au fost crescute din topitură prin metoda Bridgmann. În calitate de material primar s-a folosit Ga, Se și Te, cu grad de puritate 5N și sulf spectral pur (4N). Concentrația golurilor în cristalele GaSe și GaTe, la temperatura 293K, a fost de $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ și, respectiv, $\sim 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Concentrația electronilor în cristalele n-GaS a fost mai mică de 10^{13} cm^{-3} . Plăci cu grosimi cuprinse în intervalul 300-1500 μm , odată cu materialul intercalat (Cd, Zn) luat în cantitate de $\sim 2 \text{ mg/cm}^3$ al fiolei, au fost supuse tratamentului termic la temperaturi 620-830 K, cu durata de la 3 ore până la 24 ore.

GaS intercalat cu Cd și Zn. GaS este un semiconductor indirect cu lățimea benzii interzise egală cu 2,44 eV, la $T=293\text{K}$, și 2,58 eV, la $T=78\text{K}$. Marginea benzii de absorbție determinată de tranziții optice directe în centrul zonei Brillouin, la $T=78\text{K}$, corespunde energiei $\sim 2,98 \text{ eV}$. După cum s-a stabilit din analiza spectrelor de absorbție la temperaturi joase marginea benzii de absorbție indirecte și directe sunt formate de excitoni cu energia de legătură $\sim 20 \text{ meV}$ (pentru excitonii indirecte) și 38 meV (excitonii direcți). Spectrul de FL a cristalele primare de GaS, la $T=78\text{K}$, (Fig. 1, Inset) este compus din două benzi, una de intensitate mică cu maxime la 2,520 eV și 2,490 eV și banda intensă cu maxim la 2,32 eV. Banda din regiunea albastră este cauzată de anihilarea

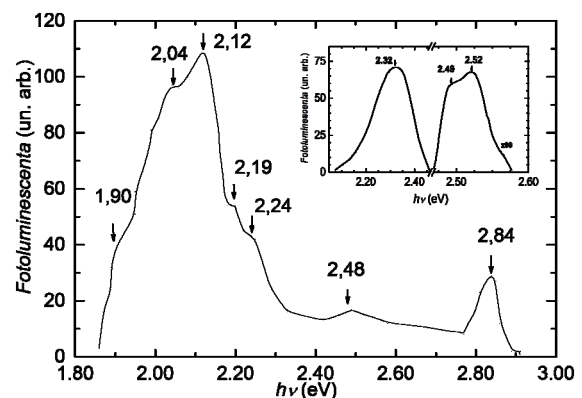


Figura 1 Spectrul de FL, la temperatura 78K, al compozitului GaS-ZnS. Inset: Spectrul de FL, la temperatura 78K, al plăcilor de GaS.

excitonilor indirecti și prima repetare fononică a acesteia. Banda 2,32 eV este de natură donor-acceptor. Spectrul de FL a cristalele GaS intercalate cu Cd, la $T=78K$, deasemenea este compus din două benzi cu maxim la 2,430 eV și 1,91 eV. Energia de activare termică a FL benzii 1,910 eV, determinată din dependența stingerii termice a acesteia de inversul temperaturii este egală cu ~ 60 meV.

Banda de FL din regiunea albastră este de natură donor-acceptor în cristalele de GaS dopate cu Cd. Este bine cunoscut că spectrul de FL a compusului ZnS, la $T=78K$, este compus din două benzi, una de margine, determinată de procesele excitonice, și o bandă cu contur larg, care acoperă intervalul de energii de la $\sim 2,3$ eV până la $\sim 1,5-1,6$ eV. Întrucât în acest interval spectral nu sunt prezente benzi intense de FL a cristalele de GaS, putem admite că banda de FL analizată (1,910 eV) reprezintă anume recombinație donor-acceptor în cristalitele de ZnSe ale compozitului.

În Fig. 1 este prezentat spectrul de FL al compozitului microcristalin GaS-ZnS, la temperatura 78K. Caracteristic pentru fotoluminescența compozitului GaS-ZnS este prezența benzii cu maxim la 2,840 eV și semilățimea de ~ 70 meV, și o bandă cu contur complex în regiunea 1,86-2,3 eV. Este cunoscut că GaSe și InSe, care au structură identică a benzilor energetice, sunt semiconductori în care au loc atât tranziții optice indirecte, cât și directe. În aceste materiale fotoluminescența are loc prin anihilare a excitonilor direcți (localizați sau liberi) și impuritară.

Prezența benzii de FL cu maxim la 2,84 eV, prin analogie poate fi asociată tranzițiilor donor-acceptor, cu energie mică. Banda de FL din regiunea oranj, după cum se vede din Fig. 1, este compusă din cel puțin patru subbenzi cu maxime în regiunea 1,94-2,24 eV. Întrucât această bandă nu are analogie în spectrul FL a cristalele GaS putem admite că banda de FL cu maxim absolut la 2,12 eV este determinată de procesele radiative în cristalitele de ZnS a compozitului.

GaSe intercalat cu Cd și Zn. Spectrele de PL, la $T=78K$, a compozitelor obținute prin intercalarea cristalele GaSe cu Cd și Zn sunt prezentate în Fig. 2 și, respectiv, Fig. 3. În Fig. 2, pentru comparație, este prezentat și spectrul de FL a cristalele GaSe primare (curba 1) și a monocristalele de CdSe (curba 2). După cum se vede din Fig. 2, în spectrul de FL, la $T=78K$, pe lângă banda impuritară (banda B) prezentă în cristalele primare de GaSe, este prezentă și banda de emisie donor-acceptor, cu maxim la 1,79 eV.

Benzile de emisie FL a compozitului format din microcristalite de ZnSe și GaSe (Fig. 3) obținut la temperatura 720K bine corelează cu spectrul de FL a straturilor policristaline de ZnSe obținute prin sublimare în gradient de temperaturi.

Este cunoscut că în această regiune spectrală este așezată și banda de emisie impuritară în cristalele de GaSe dopate cu Zn. Astfel, putem considera că la temperatura 720K atomii de Zn se intercalează între planele de Se ale împachetărilor megieșe și, totodată, dopeză cristalitele de GaSe din compozit.

GaTe intercalat cu Cd.

În rezultatul intercalării atomilor de Cd între planele atomare de Te se obține un material compus din microcristalite de GaTe și CdTe, fapt confirmat de structura spectrelor de absorbție și fotoluminescență.

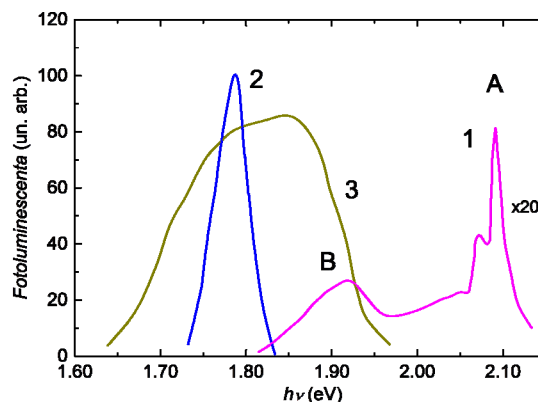


Figura 2 Spectrele de fotoluminescență la $T=78K$ de la cristalele de GaSe (curba 1), cristalele de CdSe (curba 2), compozitul CdSe-GaSe obținut prin tratament al plăcilor de GaSe în vapori de Cd la temperatura 830K, timp de 20 ore (curba 3)

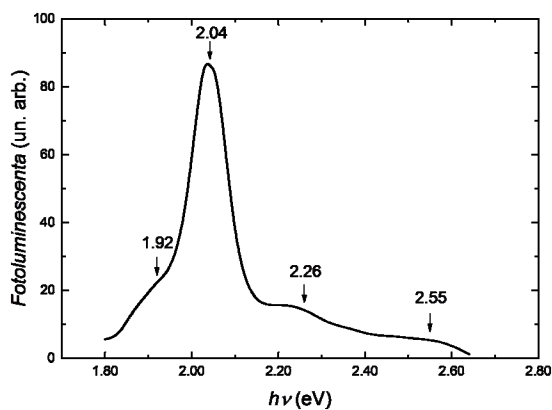


Figura 3 Spectrul de FL la $T=80 K$, de la suprafața (0 0 0 1) a plăcii monocristaline de GaSe supuse tratamentului în vapori de Zn la temperatura 873 K, timp de 3 ore

Concluzii

- Prin intercalare a lamelor monocristaline de GaS și GaSe cu Zn, la temperaturi cuprinse în intervalul 620-830K se obțin materiale compuse din monocristalite de GaS și de ZnS, respectiv GaSe și ZnSe.

- Spectrele de absorbție și cele de fotoluminescență la temperatura 78K conțin benzi caracteristice cristalitelor componente. Concentrația cristalitelor de ZnS în compozitul GaS-ZnS și ZnSe în compozitul GaSe-ZnSe este în creștere cu temperatura de obținere și cu durata procesului tehnologic la temperatura cuprinsă în intervalul 620-830K.

- Prin tratament termic a cristalelor de GaTe în vapori de Cd la temperatura 620-830K s-a obținut un material compus din microcristalite de CdTe și GaTe cu caracteristici optice bine determinate.

SINTEZA ȘI STRUCTURA COMPUSULUI COORDINATIV BINUCLEAR NOU DE Eu(III) CU BIS(ISONICOTINOILHIDRAZONA)-2,6-DIFORMIL-4-METILFENOL

P. Bouros^{1*}, O. Bologa², I. Bulhac²

¹Institutul de Fizică Aplicată al ASM, str. Academiei, 5, MD-2028 Chișinău, R. Moldova

²Institutul de Chimie al ASM, str. Academiei, 3, MD-2028 Chișinău, R. Moldova

E-mail: bouros.h.xray@phys.asm.md

Combi-națiile complexe ale lantanidelor cu baze Schiff obținute prin condensarea hidrazidei acidului izonicotinic cu aldehide și cetone reprezintă o importantă clasă de compuși cu liganzi chelanți.

La interacțiunea sării $\text{EuCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ cu bis(isonicotinoilhidrazona)-2,6-diformil-4-metilfenolul (în raport molar 1:3) în metanol au fost obținute cristale rubinii ale compusului coordinativ nou al Eu(III). Studiul cu raze X a stabilit că compusul cristalizează în grupul spațial *R*-3 al singoniei hexagonale, având a 36.802(1), c 40.063(1) Å, β 120°, V 46990.11 Å³. În cercetărilor s-a stabilit că structura este ionică formată din cationi complecși binucleari $[\text{Eu}_2(\text{H}_2\text{L})_3(\text{H}_2\text{O})_2]^{3+}$ (Fig. 1), anioni Cl^- și moleculele H_2O cu formula $[\text{Eu}_2(\text{H}_2\text{L})_3(\text{H}_2\text{O})_2]\text{Cl}_3 \cdot 2.5\text{H}_2\text{O}$.

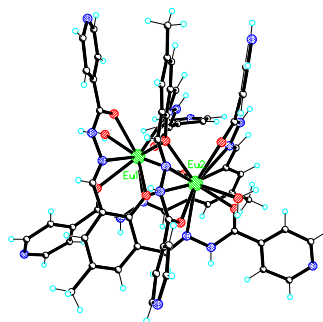


Fig. 1. Structura cationului complex $[\text{Eu}_2(\text{H}_2\text{L})_3(\text{H}_2\text{O})_2]^{3+}$.

Poliedrul de coordinare al fiecărui ion Eu(III) este format din setul de atomi O_7N_3 , unde șase atomi de oxigen și trei atomi de azot aparțin celor trei liganzi monodeprotonați H_2L^- , iar un atom de oxigen aparține unei molecule de apă coordonată. Astfel, fiecare ligand organic H_2L^- coordonează pentadentat la doi ioni Eu(III) din compusul binuclear prin setul ON la fiecare dintre ionul de metal, iar prin atomul central de oxigen – la ambii, deci ultimul având funcție de ligand-punte. Distanțele interatomice din poliedrul de coordinare al ionilor Eu(III) sunt în limitele: Eu – O(terminal) 2.446(9) – 2.514(10) Å, Eu – O(punte) 2.372(9) – 2.413(9) Å, Eu – N 2.63(1) – 2.75(1) Å, Eu – O(H_2O) 2.474(10), 2.533(10) Å. Distanța Eu...Eu din cationul complex este egală cu 3.646(10) Å.

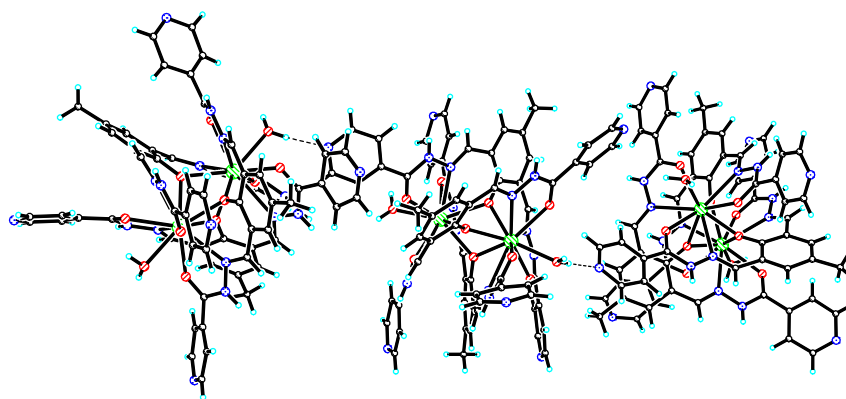


Fig. 2. Un lanț format din cationi complecși via legături de hidrogen O(w)–H...N.

În cristal cationii complecși sunt legați prin legături de hidrogen O(w)–H...N, formând o rețea tridimensională, iar cu anionii Cl⁻ și moleculele H₂O printr-un sistem de legături de hidrogen de tipul N–H...Cl, N–H...O(w) și O(w)–H...O(w).

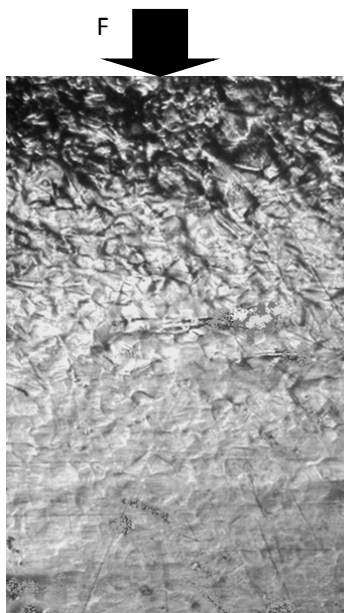
INFLUENȚA TEMPERATURII ȘI MODULUI DE APLICARE A SARCINII ASUPRA MICROSTRUCTURII CUPRULUI POLICRISTALIN ȘI ALAMĂ LA DEFORMARE PLASTICĂ INTENSIVĂ

Daria Grabco¹, Serghei Alexandrov², Olga Shikimaka¹, Evghenii Harea¹

¹Institutul de Fizică Aplicată al ASM, str. Academiei 5, MD-2028, Chisinau, Moldova,
grabco@phys.asm.md

²Institutul pentru Probleme în Mecanică al AȘR, bul. Vernadshii, 101, 119526, Moscova, Rusia

A fost cercetat specificul de deformare și distrugere a cuprului policristalin (Cu) și alamă în apropierea suprafeței contactului de fricțiune rigidă în dependență de condițiile de deformare plastică intensivă (DPI) și parametrii geometrici ai instrumentului: extruzia prin lovitură, penetrare cvasistatică, extruzia prin apăsare cu sarcinile de $1 \cdot 10^5$ și $2,5 \cdot 10^5 N$ aplicate la poanson, temperatura de extruzie $T_{extr}=300K, 500K$, trei unghiuri de îngustare a filierelor conice ale instrumentului (θ): $3^\circ 50', 7^\circ 70', 11^\circ 50'$.



Utilizând microscopia optică în combinație cu tratamentul chimic selectiv a fost înregistrată următoarea evoluție a microstructurii materialului penetrat și extrudat.

A fost depistat că mișcarea de translație a materialului de-a lungul acțiunii forței prin lovitură (Fig.1) și prin penetrare cvasistatică se micșorează pe măsura apropierii de suprafața de contact cu instrumentul, fapt care rezultă în majorarea localizării deformației, activizarea fragmentării și rotației grăunțelor. Fragmentarea maximală a grăunțelor și comprimarea (îndesarea) lor are loc în zonele nemijlocit apropiate de suprafața de contact mostra/instrument unde mișcarea de translație a materialului se înlocuește de cea rotațională.

A fost constatat că mărirea unghiului de îngustare a conului de filieră la extruzia prin apăsare cu poansonul (Fig. 2) duce la majorarea gradului de fragmentare a grăunțelor, crearea structurii cu fâșii și dungi în apropierea suprafeței de contact rigid mostra/instrument și extinderea zonei deformatate.

Fig.1. Microstrucrura suprafeței a probei de alamă pe secțiunea transversală dupa deformare-extruzie prin lovitură cu forța F

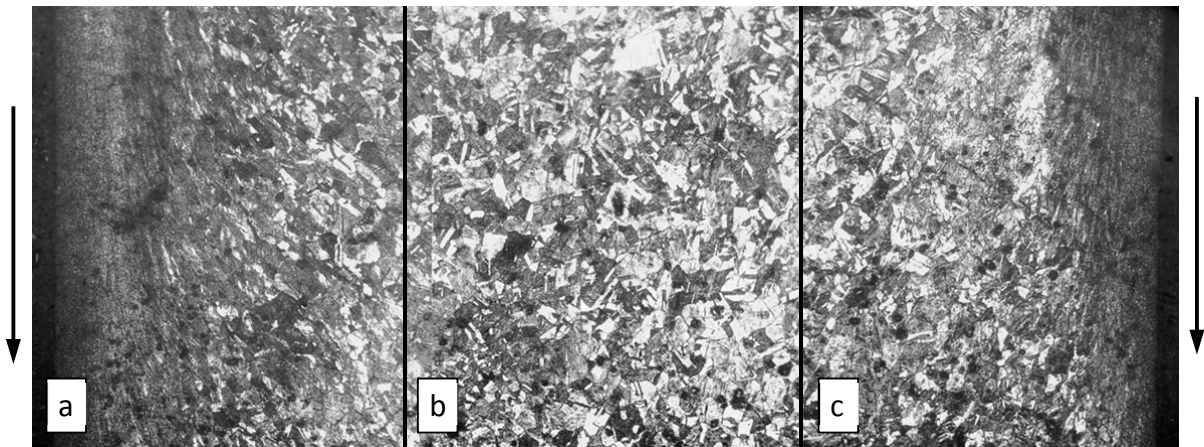


Fig. 2. Microstructura secțiunii longitudinale a pivotului în apropierea suprafețelor de contact (a, c) și în mijlocul pivotului (b). Extruzia prin apăsare cu sarcina de $2,5 \cdot 10^5 N$ aplicată la poanson. Săgețile indică direcția aplicării forței. Unghiul conului al filierei $\theta = 11^\circ 54'$, $T_{extr} = 500 K$.

Microduratea la fel crește în mod regulat pe măsura apropierii de zona de contact. Acest fapt confirmă majorarea depistată a densității materialului și durificarea structurii în zonele respective drept rezultat al tensiunilor interne enorme și al proceselor de translație/rotație la nivel atomic, nano-, micro- și mezosopic.

POROUS VS. MAGNETRON RF SPUTTERING OF InP

L. Sirbu¹, M. Danila², R. Muller², A. Baracu²

1. *Institute of Electronic Engineering and Nanotechnologies "D. Ghitu", 3/3, Academiei str., MD-2028 Chisinau, Moldova*
2. *National Institute for R&D in Microtechnologies- IMT Bucharest, Erou Iancu Nicolae 126 A str., Bucharest, Romania*

We developed a combination of technology for deposition contacts/wires upon nanoporous InP thin film structures and RF sputtering InP films, see the figures 1. In this way we demonstrate the possibility of fabrication the antennas and detectors. Indium phosphide (InP) films were deposited onto glass substrate using RF magnetron sputtering by varying the substrate temperature (50–100°C), under constant argon pressure ($6.3 \cdot 10^{-3} \text{ Bar}$) and RF power (100 W).

This work was supported by Romanian – Moldavian 13.820.15.17/RoA (689) bilateral project and young scientist project 12.819.15.20A.

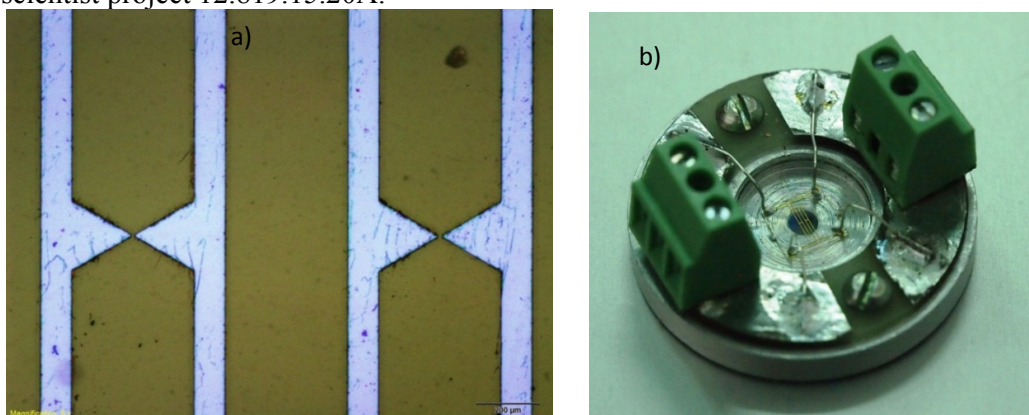


Fig. 3. Optical image of THz antenna on InP film a), and mounted chip on 1 inch diameter support b).

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО СТРОЕНИЯ ПОЛИОКСОМЕТАЛЛАТА СОСТАВА



Гуцул Т. Д.¹, Петренко П. А.², Димогло А.С.²,

¹Институт электронной инженерии и нанотехнологий АН РМ, Кишинев

²Институт прикладной физики АН РМ, Кишинев

E-mail: tatiana.g52@mail.ru

Используя данные рентгеноструктурного анализа, нами исследовано электронное строение ПОМ состава $\text{Cu}_3\text{H}_{27}\text{Na}_3\text{O}_{75}\text{Se}_2\text{W}_{18}$. В настоящем разделе приведены результаты расчёта энергетических характеристик и распределения зарядов на атомах ПОМ с использованием *ab initio* расчёта в рамках функционала электронной плотности [1]. Для расчётов использовалась программа GAUSSIAN 09W с возможностью параллельных расчётов. Применен метод DFT (UB3LYP) с основным базисным набором LANL2DZ (5D, 7F). Проведен анализ орбитальных энергий активной зоны молекулы (пять высших занятых (ВЗМО) и пять низших свободных (НСМО) орбитали). Результаты анализа показывают, что уровни энергии близко лежат друг к другу, что может приводить к довольно эффективному внутримолекулярному переносу электронной плотности между ними. Этот факт может вызвать увеличение как донорно-акцепторных, так и окислительно-восстановительных свойств молекулы ПОМ. Как известно из теории граничных орбиталей, именно эти уровни энергии с их основными орбиталями участвуют в химической стабилизации системы и определяют ее реакционную способность. 3D графики распределения электронного облака ВЗМО и НСМО представлены на рисунке, где наблюдается симметричное распределение электронной плотности на обоих орбиталях ВЗМО и НСМО. Для ВЗМО характерна концентрация электронной плотности на атомах кислорода, связанных мостиковыми связями с атомами вольфрама.

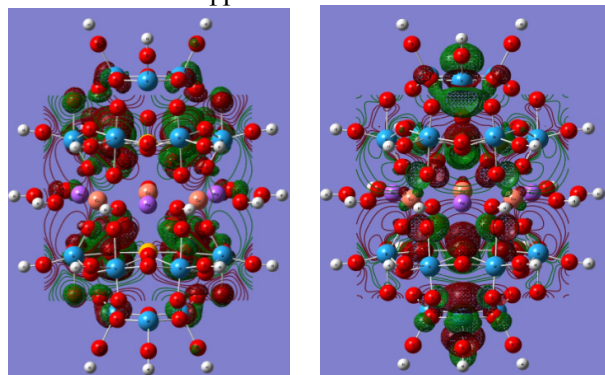


Рис. Распределение электронной плотности на ВЗМО и НСМО для $\text{Cu}_3\text{H}_{27}\text{Na}_3\text{O}_{75}\text{Se}_2\text{W}_{18}$

Таким образом, донорные свойства молекулы обязаны атомам кислорода со сосредоточенной на них избыточной электронной плотностью. Несколько отличное распределение электронной плотности наблюдается на НСМО. Большая ее часть находится на атомах, расположенных на оси симметрии C_2 (Z-координатная ось). Это атомы кислорода с меньшим отрицательным зарядом и атомы металла, расположенные в плоскости молекулы XZ и имеющие высокий положительный заряд. НСМО, являясь по своей природе антисвязывающей орбиталью с низкой электронной заселенностью, проявляет акцепторные свойства

[1]. Burke K., Werschnik J., Gross E. K. U. Time-dependent density functional theory: Past, present, and future. J. Chem. Phys. 123, 062206 (2005)

Analiza XRD pentru antimonidul de galiu dopat cu FeEugen Gheorghita¹, Alexei Mihălache¹, Igor Evtodiev²¹Universitatea de Stat din Tiraspol (cu sediul la Chișinău), str. Iablockin 5²Universitatea de Stat din Moldova, str. Alexei Mateevici 60e.gheorghita@mail.ru

În lucrare sunt incluse rezultatele proprietăților fizice a compusului $GaSb$ dopat cu Fe în stare monocristalină. Monocristalele $GaSb\langle Fe \rangle$ au fost obținute prin metoda zonei topite (20 cicluri topire-solidificare) și prin metoda creșterii monocristalelor prin solidificare cu viteză mică.

Proprietățile fizice ale semiconductorilor elementari și ale compușilor chimici pot fi variate în limite largi prin dopare cu elemente improprii, precum și cu diferit (surplus) a uneia din componente.

Totodată prin dopare controlată pot fi obținute materiale semiconductoare cu proprietăți fizice principial noi, cum ar fi piezoelectrice, electrooptice, semimagnetice etc. Aria proprietăților acestor materiale se lărgeste considerabil la doparea acestora cu elemente din grupa lantanidelor și a metalelor de tranziție. O atenție deosebită se acordă materialelor de tipul $A^{III}B^V$ $A^{II}B^{VI}$ dopate cu Fe , Cr , Mn . În aceste materiale, odată cu procesele de recombinare-emisie luminescentă, sunt bine pronunțate proprietățile semimagnetice.

În Figurile 1 și 2 sunt prezentate difractogramele XRD la iradiere cu radiația $CuK\alpha$ a compusului $GaSb$ – nedopat și dopat cu 3% at. de Fe . Unghiurile 2θ la care sunt evidențiate liniile de difracție, intensitatea relativă a acestora I_r și indexarea lor (h, k, l) sunt incluse în Tabelul 1.

Pentru comparare, în acest Tabel sunt incluse caracteristicile liniilor de difracție la iradiere a compusului $GaSb$ cu radiația $CuK\alpha$ ($\lambda = 0,15405$ nm) din tabelul PCPDFWIN.

După cum se vede din Figura 1 și Figura (2) și din Tabelul 1, prezența atomilor de Fe duce la formarea unor noi structuri cristaline în $GaSb$ care se manifestă prin liniile de difracție în regiunile 2θ ($13 - 15^\circ$), 21° , 29° , 52° . Totodată, noile structuri formate cu Fe atenuează intensitatea liniei formate prin difracția de la sistemul de plane $(4,2,0)$ în $GaSb$. Conturul relativ larg al liniilor de difracție din regiunea $2\theta \approx 13^\circ$ presupune că unele formațiuni ale fierului în $GaSb$ au dimensiuni nanometrice.

După cum se vede din Figura 1 și Figura 2, în spectrele XRD ale probelor de $GaSb\langle Fe \rangle$ la iradiere a cristalelor cu radiația $CuK\alpha$ ($\lambda = 1,54182$ nm), intensitatea liniilor compușilor fierului este mică (practic la limita măsurătorilor).

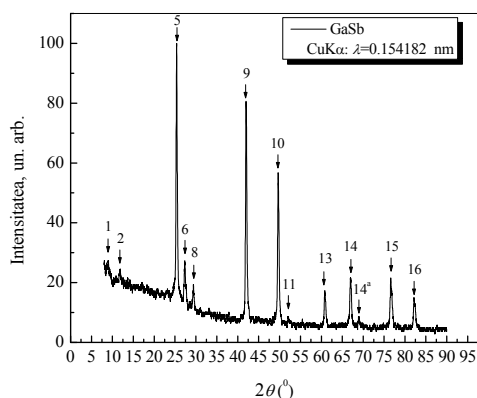
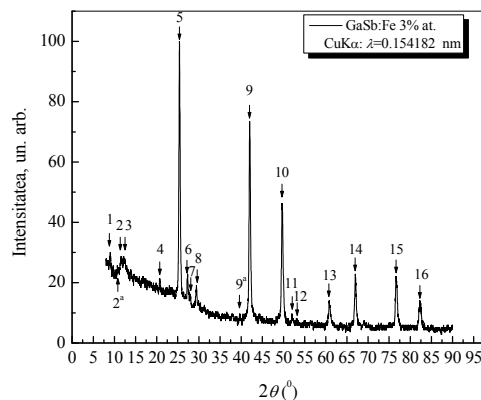


Fig. 1. Difractograma XRD pentru antimonidul de galiu nedopat

Fig. 2. Difractograma XRD pentru $GaSb\langle Fe \rangle$ 3% at.

lingoul $GaSb$, am folosit spectrele XRD la excitare cu radiația $FeK\alpha$. În Figura 3 este prezentată difractograma XRD de la proba $GaSb\langle Fe \rangle$ 3% at.

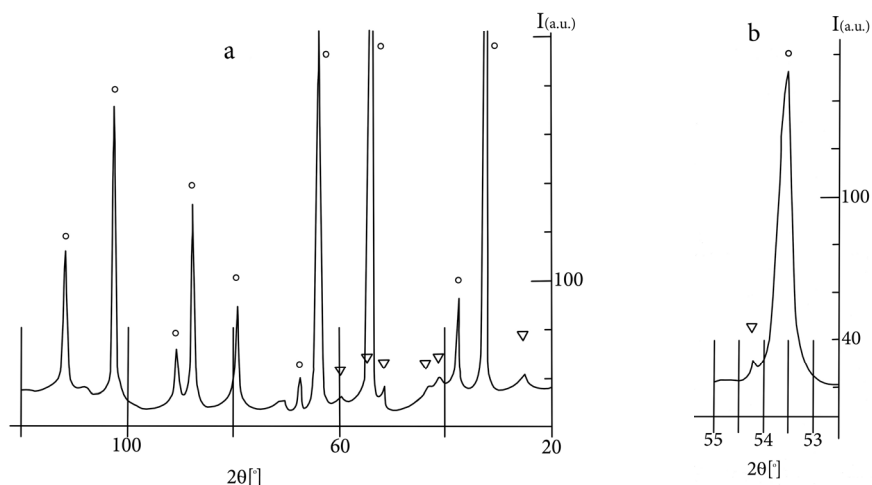


Fig. 3. a) – Spectrele de difracție, eșantionului investigat, pulbere $GaSb\langle Fe \rangle$ 3% at.;
 (°) – maximurile spectrelor pentru $GaSb$. ▽ – maximurile pentru $FeGa_3$ substanță;
 b) – Linii de separare [220] $GaSb$ ($d = 2,156 \text{ \AA}$) și [212] $FeGa_3$ ($d = 2,126 \text{ \AA}$).

Tabelul 1. Dependența intensității relative a liniilor de difracție XRD de unghiul 2θ

Valori experimentale						Etalon			
$GaSb$			$GaSb$ 3% at. Fe			$GaSb$			
Nr. linie i	2θ (°)	I (a. u.)	Nr.	2θ (°)	I (a. u.)	Nr.	2θ (°)	I	hkl
1	9.00	27.3	1	8.97	30.1	1	25.281	100	111
2	11.85	23.7	2 ^a	10.61	25.7	2	29.277	12	200
5	25.37	100	2	11.67	28.7	3	41.866	65	220
6	27.29	27.3	3	12.2	28.7	4	49.554	45	311
8	29.38	19.7	4	20.66	21.3	5	51.941	4	222
9	41.97	80.6	5	25.38	100	6	60.720	12	400
10	49.66	56.8	6	27.28	22.1	7	66.815	18	331
11	52.11	8.6	7	27.96	16.2	8	68.823	4	420
13	68.8	17.3	8	29.41	19.1	9	76.515	20	422
14	66.93	21.6	9 ^a	39.64	9.6	10	82.026	10	511
14 ^a	68.88	8.6	9	42	73.5	11	91.255	6	440
15	76.56	21.6	10	49.65	46.3	12	96.758	10	531
			11	51.96	9.6	13	98.629	1	600
			12	53.09	8.1	14	106.11	4	620
			13	60.8	14	15	111.95	6	533
			14	66.98	22.8	16	113.93	2	622
			15	76.59	22.1	17	122.26	2	444
			16	82.21	14	18	129.00	6	551
						19	131.38	2	640
						20	142.10	8	642
						21	152.15	8	731

După cum se vede din această prezentare se evidențiază clar liniile de difracție de la sistemul de plane ale compusului $GaSb$ indexate cu simbolul (°) și liniile de difracție de la sistemul de plane [220] ale cristalului $GaSb$ (distanța interplanară 2,156 Å și ale fracției $FeGa_3$, sistemul de plane [212] cu distanța interplanară de 2,156 Å.

Prezența compusului $FeGa_3$ în monocristalul $GaSb$ dopat cu 3% at. de Fe este bine

determinată după difractograma *XRD*.

Ionul de *Fe* având raza atomică mai mică decât a atomului de *Sb* în concentrații mici compensează defectele proprii din subrețeaua antimonidului și, totodată, formează clusteri de *FeGa₃*. Fracția *FeGa₃* cu proprietăți magnetice în *GaSb* formează stare cristalină cu rețea cubică și constanta rețelei de 2,126 Å.

EFFECT OF THE PRODUCTION METHOD ON THE ACTIVATION OF ICE-FORMING AEROSOLS

E. A. ZASAVITSKY^{1}, A. V. BELENCHUK¹, O. M. SHAPOVAL¹, and A. CHIRITA²*

¹*Institute of Electronic Engineering and Nanotechnologies "D.Ghitu" of the Academy of Sciences of Moldova, Academiei str. 3/3, Chisinau, MD-2028, Republic of Moldova;*

²*Moldova State University, str. Alexei Mateevici, 60, Chisinau, MD-2009, Republic of Moldova*

*E-mail: efim@nano.asm.md

One of the main characteristics of ice-forming aerosols is the activation time. It is commonly supposed that, after the introduction of an ice-forming aerosol into a cloud environment, the activation time of nucleation centers is about 2 min. We have conducted respective studies. The research technique is as follows. After preparation of the cloud chamber and the introduction of an aerosol prepared by combustion in a cube, lids of 10–15 microthermostats are simultaneously removed. After that, the lids are successively closed at appropriate temperature ranges. Next, the ice crystals on the surface of the microthermostats are counted. Analysis of plots for various pyrotechnic compositions based on silver iodide shows that, in the case of preparation of aerosols by combustion in a cube, the activation time is 1.5–3 min for the different products.

It should be noted that the error of an individual measurement in the cloud mixing chamber in a temperature range of –10 to –20°C is ±15% and ±30% at an experimental temperature of –5°C. To improve the accuracy of measurements of the processes occurring in the cloud chamber, we have developed an optical technique for studying ice-forming aerosols. The developed technique makes it possible to study the time dependence of the intensity of light transmitted through the cloud chamber.

It was found that the results of a respective study (activation rate) by an optical technique for an aerosol prepared by combustion of a weighed portion of the pyrotechnic composition in a cube are in good agreement with the previously obtained data.

Quite a different pattern is observed for an aerosol prepared by combustion of full-size generators in an aerodynamic tube. Analysis of the obtained data shows that the complete activation of the nucleation centers slightly exceeds the expected time and the magnitude of this contribution is about 5–10%.

We believe that this fact can be logically explained as follows. It is obvious that, during the combustion of a full-size generator in an aerodynamic tube, aerosol formation occurs with the involvement of a larger amount of pure air for the dilution of the reagent vapors than in the case of combustion of a weighed portion in a cube. Owing to this, the particles grow to smaller finite sizes in the case of combustion in an aerodynamic tube.

It has been shown [1] that the yield of pyrotechnic compositions exhibits a complex dependence on the ratio between the rocket velocity and the jet velocity of the aerosol vapor mixture: it initially increases and then rapidly decreases. It can be stated that the condensation nuclei exhibit different condensation activity that depends on both their size and the physicochemical properties of these particles. Therefore, they have a different activation threshold with respect to time.

It is evident that, in our case, the blowing of the generator in an aerodynamic tube leads to the generation of the bulk of relatively large particles and smaller particles (about 10%). It is obvious that the activation of smaller particles requires longer time. The activation of fine particles apparently includes the formation of clusters based on the ice-forming aerosol and neutral particles resulting from the combustion of the pyrotechnic composition and the capture of the ice-forming

aerosol by water droplets.

In general, the structure, size, and number of particles in the aerosol heavily depend on the conditions of aerosol formation during the combustion of the pyrotechnic composition. This is determined by the velocity of the blowing air flow, the degree of diaphragming of the combustion surface of the composition, the temperature and pressure in the combustion chamber of the generator, the amount and properties of the inert substances forming large particles, and the time of dilution of initially high concentrations of the generator [1].

1. N. S. Kim, Artificial Crystallization in Supercooled Cloud Environments, Extended Abstract of Doctoral (Phys.–Math.) Dissertation, 2000.

SILICON BARRIER STRUCTURES WITH INVERSION LAYERS.

V. Zakhvalinskii¹, E. Piliuk¹, I. Goncharov¹, A. Simashkevich², D. Sherban², L. Bruc², N. Curmei²,
M. Rusu^{2,3}, V. Kharchenko⁴

¹State University of Belgorod, 14/1 Studentcheskaya str., 308007 Belgorod, Russia

²Institute of Applied Physics, 5 Academia str, 2028 Chisinau, Republic of Moldova

³Institut für Heterogene Materialsysteme, Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie GmbH, Lise-Meitner Campus, Hahn-Meitner-Platz 1, 14109 Berlin, Germany

⁴All-Russia Institute for Electrification of the Agriculture, Moscow, Russia

alexeisimashkevich@hotmail.com

Crystalline Si is still the mostly used material for the fabrication of solar cells (SC). However, the efficiency of Si SC has almost reached the theoretical limit. Therefore, the efforts of the scientific community are focused on the elaboration of new types of low-cost photovoltaic (PV) devices. The cost reduction is achieved by simplifying the fabrication technology and reducing the material consumption by using thinner Si wafers. In addition, different nanolayers, e.g. ITO, SiC, Si₃N₄ are used for the preparation of Si based SC [1, 2]. Such devices are usually based on metal-insulator-silicon (MIS) surface barrier structures with an inversion layer (IL) located in silicon near the interface. As Si₃N₄ is one of the key materials in microelectronics, Si₃N₄ thin films become also of particular interest for SC manufacturing. Si₃N₄ was introduced for the first time into PV for the fabrication of MIS/IL solar cells as early as the 1980 [3]. Further investigations showed that very low surface recombination velocities can be achieved using Si₃N₄ films in SC fabrication, while using these films also as anti-reflection coatings. Si₃N₄ films are mainly prepared by CVD, PECVD, electron cyclotron resonance, or reactive magnetron sputtering (RMS). Even though CVD is widely used for obtaining those films, the main disadvantages of this technique are the incorporation of H₂ in the films and high substrate temperatures. The entrapped hydrogen in the films can deteriorate the properties of Si₃N₄ and therefore a high substrate temperature is generally undesired in microelectronic applications. Si₃N₄ films with extremely low hydrogen content can be prepared by RMS at a low substrate temperature. Especially promising for the deposition of Si₃N₄ thin films is the high-frequency non-reactive magnetron sputtering (HFNRMS) because is a non-toxic and a low material consumption deposition method. Moreover, widespread and reasonably inexpensive equipment allows obtaining high quality Si₃N₄ nanofilms. Good perspectives in the fabrication of silicon devices have also SCs based on SiC heterostructures, which have achieved already an efficiency exceeding 15% [4]. These devices are designed to operate at an increased level of radiation and high temperature. Hence, the aim of this contribution is the demonstration of the possibility to fabricate SC by a simple and low-cost HFNRMS technology using Si₃N₄ and SiC nanolayers.

Thin films of amorphous SiC and Si₃N₄ were prepared by non-reactive magnetron sputtering in an Ar atmosphere. A previously synthesized bulk SiC and Si₃N₄ were used as a solid-state target. Deposition was carried out on a cold substrate of p-Si (100) with a resistivity of 2 Ohm-cm. The Raman spectrum of the deposited SiC and Si₃N₄ layers has been investigated. In the case of SiC a dominant band at 982 cm⁻¹ was observed, i.e. in the spectral region characteristic for SiC. The

position of the maximum in the spectrum of Si_3N_4 layers Raman scattering corresponds to the compound Si_3N_4 , and the shape of the spectrum is characteristic for the nanocrystalline state of the cubic modification of silicon nitride.

The film thickness has been determined from atomic force microscopy measurements. For SiC layers it was about 8-40 nm, the height of the structural units of the film was 1-2 nm, while the linear dimensions were of the order of tens of nanometers (Fig.1a). For Si_3N_4 layers (Fig.1b) the film thicknesses were up to 20 nm with the same height of the structural units as in the case of SiC nanolayers.

The amorphous nature of SiC and Si_3N_4 grown on the Si substrate is confirmed by the presence of the diffraction rings which indicate the absence of the dominant orientation of the prepared films. The results of electron diffraction investigations of SiC and Si_3N_4 nanolayers with thicknesses up to 20 nm demonstrates that thin films consist of a mixture of microcrystalline and amorphous phases.

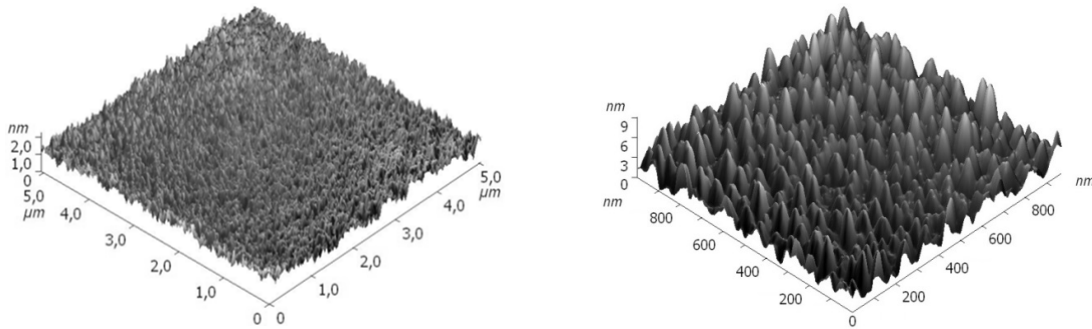


Fig.1. 3D images of surface morphology obtained by AFM for a SiC (a) and Si_3N_4 (b) nanofilms.

CS based on heterostructures consisting of a p-type Si (100) and SiC or Si_3N_4 nanolayers were fabricated and studied. The investigation of its electrical and photoelectric properties shows that the entire space charge region is located in Si, i.e. surface barrier structures with an inversion layer located in silicon near the heterojunction interface has been obtained. This is in addition confirmed by the spectral dependence of the photo sensitivity, which entirely corresponds to the respective characteristic of Si SCs. The dark I-V characteristic of Cu/p-Si/SiC/Cu structure is presented in the Fig.2a. Corresponding characteristic in the case of a Cu/p-Si/ Si_3N_4 /Cu structure has a similar form. The barrier heights at the Si- nanolayer interface have been estimated from the temperature dependence of dark I-V characteristics and in both cases of Cu/p-Si/SiC/Cu and Cu/p-Si/ Si_3N_4 /Cu cells are of the order of 0.9-1.0 eV.

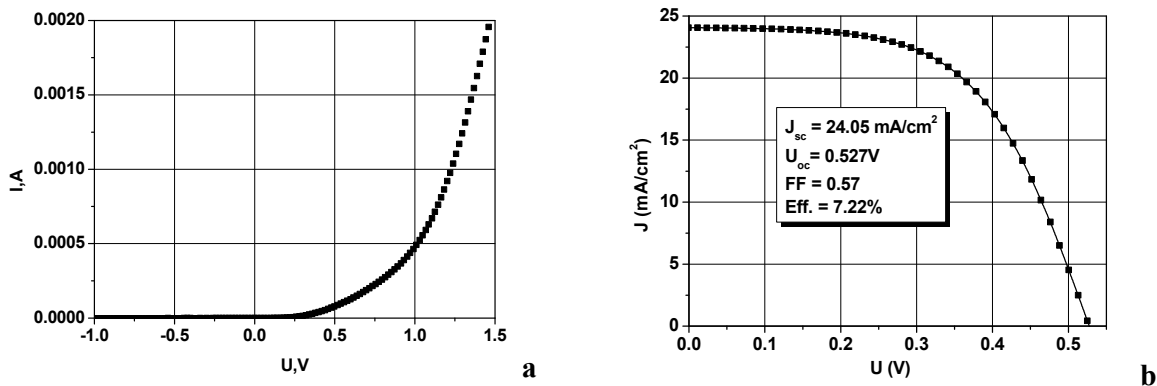


Fig.2. Dark current-voltage (a) and load I-V (b) characteristics of p-Si/n-SiC nanolayer solar cell.

Load I-V characteristics of Cu/p-Si/SiC/Cu nanolayer SC (Fig. 2b) demonstrate under standard AM1.5 illumination conditions (1000 W/m^2 , 25°C) a conversion efficiency of 7.22%. For Cu/p-Si/ Si_3N_4 /Cu cells the photoelectrical parameters in the same conditions are following: J_{sc} is

23.2 mA/cm², U_{oc} is 0.538 V, FF is 59.6% and the conversion efficiency is 7.41%.

The obtained results show that the investigated structures are MIS structure with the nanolayers of SiC and Si₃N₄, which play a critical role in the formation of IL. The achieved values of SC efficiencies (7.22% and 7.41%, respectively) show a potential for research such structures.

References

- [1]. I. Martin, R. Lovblom, R. Alcubilla. Proc. of 24th PVSEC, 2009, pp. 1985-1991.
- [2]. A. Simaschevici, D. Serban and L. Bruc. Chapter in the book "Solar cells silicon wafer-based technologies". InTech, Croatia, 2011, pp.299-332.
- [3]. R. Hezel and R. Schorner. Journal of Applied Physics **52**, (1981), pp.3076.
- [4]. Armin G. Aberle. Solar Energy Materials & Solar Cells, **65**, (2001), pp.239-248.

CERCETAREA STRUCTURII ȘI MORFOLOGIEI SUPRAFEȚEI STRATURILOR SUBȚIRI POLICRISTALINE DE ZnS_xSe_{1-x}.

Mihail Popa

Universitatea de Stat „Alec Russo” din Bălți, R. Moldova, MD 3121, Bălți, str. A. Pușchin, 38

Au fost obținute straturi subțiri de ZnS_x Se_{1-x} prin metoda evaporării termice în vid, în volum cvasiînchis, folosind instalația automată pentru evaporare termică în vid tip UVH – 70A – 1. Folosind pulberi de ZnSe (cu puritatea de 99,9%) și ZnS (tot cu puritatea de 99,9%) s-au obținut straturi subțiri pentru diferite valori ale x ($x = 0; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0$). Temperatura suportului în timpul depunerii a fost cuprinsă între 300 și 600K, iar temperatura evaporatorului a variat între 1000 și 1500K. Distanța evaporator-suport a fost modificată între 70 și 120mm. Au fost obținute straturi cu grosimi cuprinse între 0.15 și 1.70μm.

A fost studiată structura cristalină a straturilor prin difracție de radiații X. S-a găsit că straturile sunt policristaline și au o structură cubică, de tip blendă de zinc, cu o puternică orientare a cristaliților cu planele (111) paralele la suprafața suportului. Poziția acestui pic deviază de la $2\theta = 27,40^\circ$ pentru straturile de ZnSe până la $2\theta = 28,52^\circ$ pentru straturile de ZnS.

Distanța interplanară determinată din difractogramele de radiații X are valori cuprinse între $d = 3,25190\text{Å}$ pentru $x = 0$ și $d = 3,12706\text{Å}$ pentru $x = 1$.

Parametrul rețelei cristaline ale straturilor subțiri de ZnS_x Se_{1-x} variază de la valoarea $a = 5,63246\text{Å}$ (pentru straturile de ZnSe) și $a = 5,41607\text{Å}$ (pentru straturile de ZnS). Aceste valori sunt în bună concordanță cu valorile indicate în alte articole de specialitate.

Dimensiunile cristaliților determinate din difractogramele de radiații X au fost cuprinse între $13,526\text{Å}$ pentru $x = 0$ și $5,304\text{Å}$ pentru $x = 1$. S-a determinat că în urma tratamentului termic dimensiunea cristaliților se micșorează.

Măsurătorile de difracție de electroni indică de asemenea că straturile sunt policristaline, cu orientarea cristaliților după planul (111) paralel cu suprafața suportului.

Morfologia suprafeței straturilor subțiri policristaline de ZnSe a fost studiată prin microscopie electronică de baleaj, microscopie de forță atomică și microscopie electronică prin transmisie. Imaginile obținute arată că straturile sunt compacte și uniforme, cu granulație fină. Rugozitatea straturilor determinate prin microscopie de forță atomică are valori cuprinse între 20 și 60nm. Dimensiunea medie a cristaliților determinată prin microscopie electronică prin transmisie variază între 22 și 36Å.

MAGNETIC AND STRUCTURAL PROPERTIES OF $Fe_{1-x}Cu_xCr_2S_4$ SINGLE CRYSTALS GROWN BY CHEMICAL TRANSPORT REACTIONS

Lilian Prodan

¹Institute of Applied Physics, Academy of Science of Moldova, MD-2028 Chisinau, Republic of Moldova

**E-mail: lilian.prodan@gmail.com*

Magnetic AB_2X_4 compounds with spinel structure recently have attracted much attention because of exotic behaviour and unconventional ground states, e.g., spin-liquid, spin-orbital liquid and spin-orbital glass due to strong frustration effects. A number of new physical phenomena like colossal magnetoresistance [1], colossal magnetocapacitance [2] and spin Jahn-Teller effect were discovered which are of prospective for application in spintronic and magneto-optical devices.

The single crystals were grown by the chemical transport reactions method. X-ray diffraction was performed utilizing STADI-P (STOE&CIE). The composition of the samples was checked by the Wave-length Dispersive Spectroscopy analysis (WDS). Magnetization was measured with a commercial SQUID magnetometer (MPMS-5, Quantum Design) in a temperature range 2 K – 400 K.

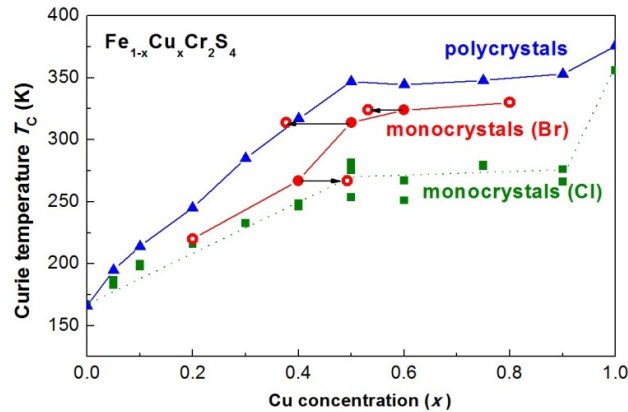


Fig.1. Dependence of the Curie temperature on the substitution concentrations of Cu.

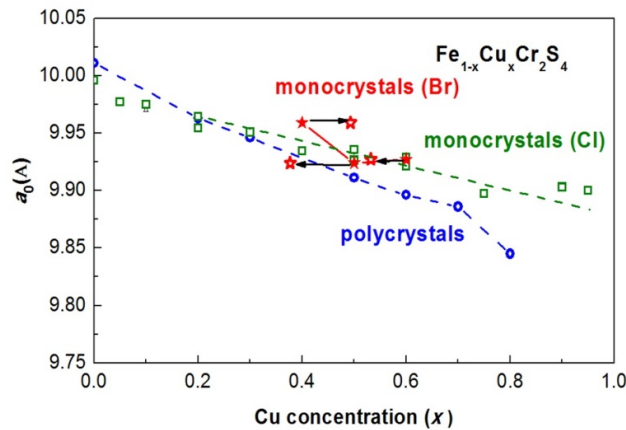


Fig.2. Dependence of the lattice parameter on the substitution concentrations of Cu. Using chemical transport reactions method the single crystals of $Fe_{1-x}Cu_xCr_2S_4$ system with different substitution concentration have been grown. XRD of the crashed single crystals showed cubic structure (space group $Fd-3m$). It was found that the real substitution concentration for the samples of $Fe_{1-x}Cu_xCr_2S_4$ (where $x = 0.4, 0.5, 0.6$) deviates from the initial concentration (Table 1). For the samples with initial $x = 0.5, 0.6$, the real concentration is lower, but for the sample with initial $x = 0.4$, the substitution concentration is higher. This difference cannot be explained by simple

geometric notion and must be investigated in more detail. It was proved experimentally that the increase of the substitution concentration results in the increase of the magnetic moment and the Curie temperature of the samples (Fig. 1) and in the decrease of the lattice parameter (Fig. 2). It was found that when replacing the transport agent chlorine (Cl) with bromine (Br), the Curie temperature of the single crystals increases considerably and approaches that of the stoichiometric powder samples.

Table 1. Results of the WDS analysis of the composition

Substitution concentration of Cu (x)	Fe (Wt%)		Cu (Wt%)	
	Ideal concentration	Real concentration	Ideal concentration	Real concentration
0.4	0.6	0.506	0.4	0.494
0.5	0.5	0.623	0.5	0.377
0.6	0.4	0.467	0.6	0.532

[1] A.P. Ramirez *et al.* Nature 386 (1997) 156-159.

[2] J. Hemberger *et al.* Nature 434 (2005) 364-367.

ON THE SPECTROSCOPIC METHOD OF MEASURING THE SIZE OF THE CdSe NANOCRYSTALS

V. I. Pavlenko, I. Dobinda, I. V. Belousov

Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova,

5, Academy str., Kishinev- 2028, Republic of Moldova

*E-mail: igor.belousov@phys.asm.md

The dependences of the energy E of the fundamental transition in CdSe quantum dots versus parameter $x = 10^4/a^2$, which depends on the quantum dot radius a , are analyzed and compared on the basis of the published experimental data [1-5].

The experimental results obtained by the same research team at 10 K presented in [1,2] lead to substantially different dependences $E_1(x)$ and $E_2(x)$, respectively (see Fig. 1). It is easy to see that the curve $E_2(x/4)$ shifted along the vertical line for a certain distance with high accuracy coincides with the curve $E_1(x)$. This coincidence suggests that though everywhere in [2] the concept of quantum dot radius a is used, the dot's diameter $d = 2a$ is actually assumed.

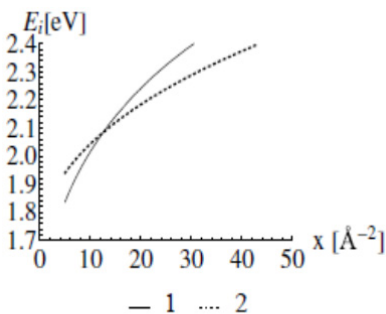


Fig. 1

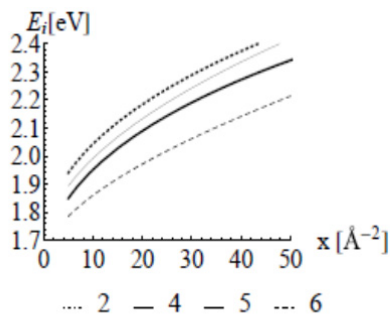


Fig. 2

The fact that the measurements performed in [3] at 300 K lead to the $E_3(x)$ dependence, which coincides with the $E_1(x)$ dependence shifted upward by 90 meV, confirms that the $E_1(x)$ curve is correct. The forbidden gap of CdSe bulk crystals amounts to 1.84 eV for 10 K and 1.75 eV for 300 K. Therefore, the equation $E_3(x) - 1.84 \text{ eV} \approx E_1(x) - 1.75 \text{ eV}$ shows that it is possible to extrapolate the spectroscopic results obtained at a certain temperature to the case of other temperature values simply by taking into consideration the temperature dependence of the forbidden

gap of the bulk semiconductor.

The dependences of the fundamental transition energy in CdSe quantum dots versus their size at 300 K (Fig. 2) can be obtained from the results also published in [4,5]. The first one leads to the curve $E_4(x)$ located above $E_3(x)$, the second is presented by the curve $E_5(x)$ located below $E_3(x)$. The curves $E_4(x) - 50 \text{ meV}$ and $E_5(1.3x) + 50 \text{ meV}$ nearly coincide and are close to the curve $E_1(x)$. The divergence of the results published in [4] and [5] appears, probably, since the quantum dot radius in [5] by a factor of 0.9 differs from the value assumed by the authors.

References

- [1] D. J. Norris, A. Sacra, C. B. Murray, and M. G. Bawendi, Phys. Rev. Lett., **72** (1994) 2612.
- [2] D. J. Norris and M. G. Bawendi, Phys. Rev. B **53** (1996) 16338.
- [3] C. B. Murray, D. J. Norris, and M. G. Bawendi, J. Am. Chem. Soc. **115** (1993) 8706.
- [4] V. I. Klimov, J. Phys. Chem. B **104** (2000) 6112.
- [5] W. W. Yu, L. Qu, W. Guo, and X. Peng, Chem. Mater. **15** (2003) 2854.

MAGNETIC PROPERTIES AND HIGH-FIELD (UP TO 40T) GALVANOMAGNETIC EFFECTS OF BI-, TRI- AND MULTICRYSTALS OF 3D TOPOLOGICAL INSULATOR Bi - Sb

F. M. Muntyanu, A. Gilewski, K. Nenkov, A. J. Zaleski, K. Rogacki, V. Munteanu, V. Bejan, and V. Chistol

Institute of Electronic Engineering and Industrial Technologies, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau, 2028, Moldova

International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw, 53421, Poland

We report the peculiarities of the magnetic properties and high-field galvanomagnetic effects of bi-, tri- and multicrystals of 3D topological insulator $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 < x < 0.22$) in the temperature range 1.6 - 300K. Two superconducting phases, associated with adjacent and central layers of the crystallite interfaces are identified in almost all specimens. It has been found that the transition temperature T_c of the first phase changes considerably from 8.3 to 36K, while for the second superconducting phase T_c as samples composition remains within the range 3.7 - 4.6 K. In tricrystals and bicrystals with high contents of structural disorder and topological defects one of the superconducting phases is not detected, but the ferromagnetic hysteresis loops and magnetic field expulsion at $T < 5\text{K}$ were observed simultaneously. The magnetoresistance and Hall effect revealed that in small crystallite disorientation angle bicrystals the semiconductor-semimetal transition is induced in crystallites, adjacent and central layers of interfaces at different values of ultra quantum magnetic field. On the other hand, in large crystallite disorientation angle bicrystals, tricrystals and multicrystals at similar magnetic fields the galvanomagnetic quantum oscillations have been observed. Our results leads to a relation between $1/B_n$ (B_n is the field at which Fermi level falls between two Landau levels) and number of occupied Landau levels n for adjacent and central layers of the form: $1/B_n = ne/(hN_s)$, where: e is the elemental charge, h is the Planck's constant, N_s is the surface density. It means that the interface electronic states are of Schrodinger type (For the Schrodinger state n take an integer value, for Dirac electrons we have $n + 1/2$). We also note that in these specimens the harmonics from very large cross-sectional areas of the Fermi surface and anomalies (quasi-plateaus, displacement of the oscillation peaks position etc) of longitudinal Hall effect in ultra-quantum limit observed in Bi bicrystals were not detected. The carriers cyclotron masses (evaluated by temperature dependences of the amplitude of oscillations) and the extremal cross-sectional areas of isoenergetic surface of component layers of CI exceed several times the respective crystallite parameters. For example, at magnetic field orientation along the interface plane in $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ Te bicrystal the cyclotron masses m_c / m_e (m_e is the free electron mass) of carriers in crystallites, adjacent and central layers are respectively 0,05; 0,25 and 0,5. The density of

states N_s of interface layers components of these bicrystals, estimated from the quantum oscillations, lie in range $(0.2 - 0.3) \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$ for adjacent layers and $(1.5 - 2.5) \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$ for central layers, which is several order higher than of similar thickness films of $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alloys. So, the quantum oscillations of galvanomagnetic effects denote the high density of state in layer components of interfaces and the heavier than in crystallites charge carriers.

MAGNETOTRANSPORT PECULIARITIES IN Bi WIRES BEYOND THE QUANTUM LIMIT

E. Condrea^{1,2,*}, A. Nicorici¹ and A. Gilewski²

¹*Institute of Electronic Engineering and Nanotechnologies, Academy of Science of Moldova, 2028 Chisinau, Republic of Moldova;* ²*International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Gajowicka 95, 51-421 Wroclaw, Poland*

*E-mail: condrea@nano.asm.md

We present the results on transport study of semi-metallic bismuth in the presence of a magnetic field applied along the bisector axis extended to 35 T for electric resistance and to 30 T for Seebeck coefficient. On the longitudinal magnetoresistance (MR) dependence were observed the presence of some instabilities manifested by weak oscillations (wiggles) at magnetic field range of 14–16 T followed by an unknown unidentified peak as a sharp anomaly with positive sign of the jump on MR and negative one on the magnetothermopower dependence at magnetic field of 20 T.

Applied strain leads to shift of MR instabilities to higher magnetic fields simultaneously with the increase of extreme cross sections of heavy electron and heavy T-hole ellipsoids. In this context is discussed the attribution of unusual peaks on MR and unexpected jump on magnetothermopower dependence to the lowest spin-polarized Landau level of distinct electron pockets that should shift to high magnetic field with the increase of their quantum limit.

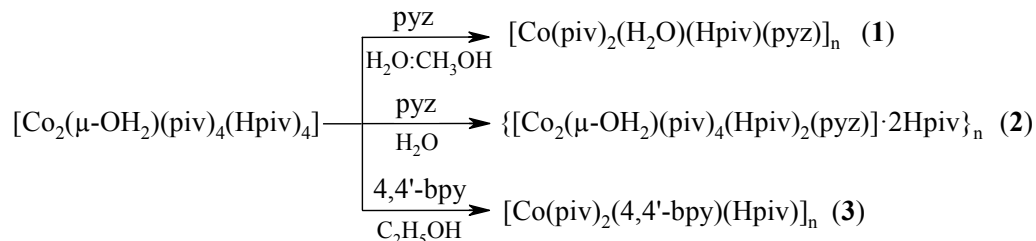
ONE DIMENSIONAL COBALT(II) PIVALATE-BASED COORDINATION POLYMERS WITH PYRAZINE OR 4,4'-BIPYRIDINE SPACER LIGANDS

*L. Radu, L. Croitor, S. G. Baca, V. Ch. Kravtsov**

Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau, Moldova

*E-mail: kravtsov@phys.asm.md

A series of 1D Co(II) pivalate-based coordination polymers (Scheme) have been synthesized in hydro/solvothermal condition by interaction of $[\text{Co}_2(\mu\text{-OH}_2)(\text{piv})_4(\text{Hpiv})_4] \cdot [1]$ with pyrazine (pyz) or 4,4'-bipyridine (4,4'-bpy) as linear rod-like spacer ligands.



All compounds crystallize in the monoclinic space groups: **1** in $P2_1/n$, $a = 18.338(1)$, $b = 7.0741(4)$, $c = 19.005(1) \text{ \AA}$, $\beta = 97.332(6)$; **2** in $C2/c$, $a = 26.1507(10)$, $b = 15.6651(8)$, $c = 29.6779(12) \text{ \AA}$, $\beta = 96.912(4)^\circ$; **3** in $P2_1/c$, $a = 11.393(1)$, $b = 11.407(1)$, $c = 16.461(1) \text{ \AA}$, $\beta = 101.144(6)^\circ$. In the crystals **1** pyz ligands bridge Co(II) atoms in a linear polymer with $\text{Co} \cdots \text{Co}$ separation of 7.074 \AA . The coordination surrounding of metal atom is completed up to N_2O_4 octahedron by two pivalate anions, one pivalic acid and water molecule, which all coordinate in a monodentate fashion.

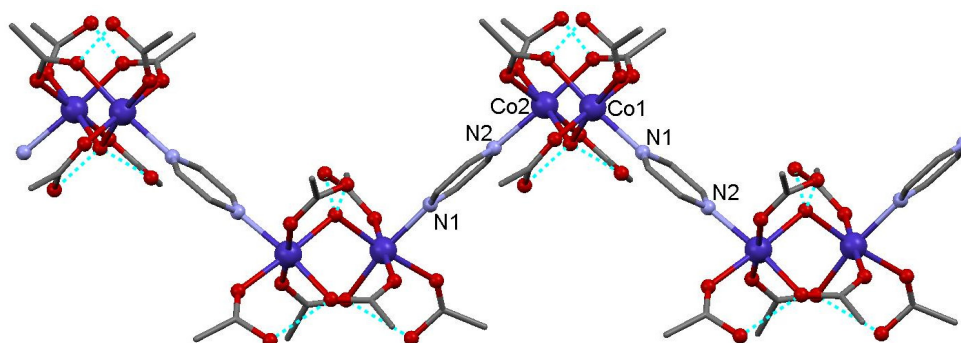


Fig.1. The metal atoms are linked by bridging ligands in helix-like chain along two-fold screw axis with $\text{Co}\cdots\text{Co}$ separation of 3.463 and 7.118 Å in **2**.

The $\text{O}-\text{H}\cdots\text{O}$ hydrogen bonds between the water molecule and pivalate ligand of neighboring chains result in the supramolecular ladder-like structure. The similar linear chains have been found in the crystals **3**, in which $\text{Co}(\text{II})$ atoms separated by 4,4'-bipyridine ligands and $\text{Co}\cdots\text{Co}$ distance equals 11.407 Å. Two pivalate ligands double bridge the neighboring center symmetry related chains in a well-defined ladder polymer with the shortest inter-chain $\text{Co}\cdots\text{Co}$ distance of 4.155 Å. The coordination octahedral N_2O_4 surrounding of the cobalt atom is provided by two pivalate bridges and chelate one. Polymeric one dimensional system **2** is formed from the starting $[\text{Co}_2(\mu\text{-OH}_2)(\text{piv})_4(\text{Hpiv})_4]\cdot\text{binuclear units}$ by replacement of two pivalic acids on bridging pyrazine ligands (Fig.1).

Acknowledgement. The authors acknowledge the financial support from the State Program of R. Moldova (Project 14.518.02.04 A).

[1] G. Aromi, A. S. Batsanov, P. Christian, et al., *Chem. Eur. J.* **2003**, 9, 5142-5161.

EWOD CHIP FOR THZ APPLICATIONS

Lilian Sirbu¹, Raluca Müller², A. Baracu²

1. Ghitu Institute of Electronic Engineering and Nanotechnologies, 3/3, Academiei str., MD-2028 Chisinau, Moldova

2. National Institute for R&D in Microtechnologies - IMT Bucharest, Erou Iancu Nicolae 126 A Str., Romania

We present the EWOD chip transparent for THz radiation that allows scanning easily any bio-fluid slipping through microchannel. The application for EWOD devices are manipulating droplets by chemical [1], and electrical [2] means. The structure is obtained by thermal oxidation of a (100) Si wafer. The grown SiO_2 on top is 500 μm thick. A positive photoresist (PMMA) was used to configure Cr-Au pads, obtained by liftoff method.

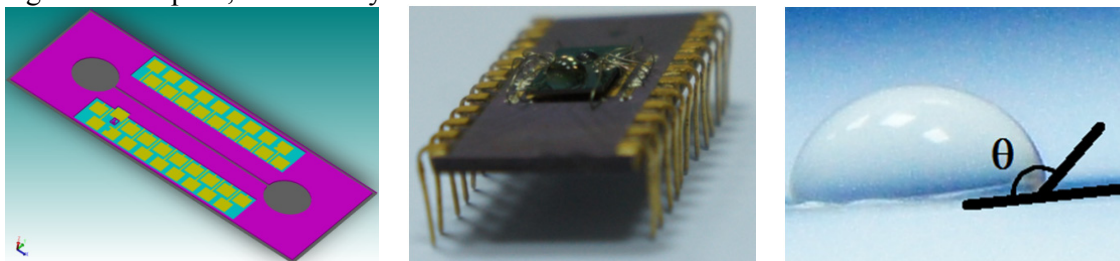


Figure 1. a) Coventor design, b) chip implementation, c) superhydrophobic chip tests

When a voltage (V) is applied between the embedded electrodes and the liquid droplet on the dielectric layer, the solid-liquid interfacial tension decreases and it reduces the contact angle from θ_0

to θ_V (1). Here θ_0 represents the angle between contact surface area and lateral surface of droplet at applied 0 volts, and θ_V after applied voltage (V), respectively (Fig. 4a). This work was supported by young scientist project 12.819.15.20A and partially supported by the FP7 project MOLD-ERA (Grant no 266515).

$$\cos \theta_V = \theta_0 + \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{2\gamma_{lv} d} V^2 \quad (1)$$

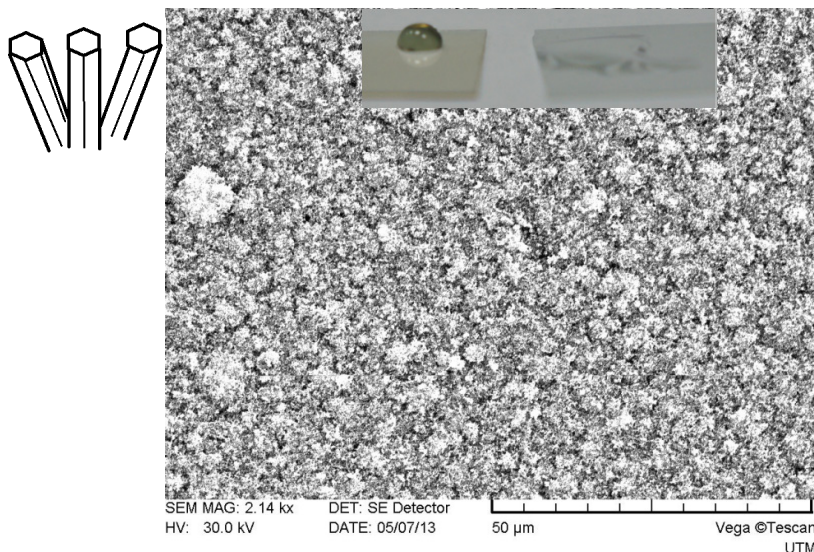
1. F. Brochard, Motions of droplets on solid surfaces induced by chemical or thermal gradients, *Langmuir* 5 (1989) 432–438.
2. M. Washizu, Electrostatic actuation of liquid droplets for microreactor applications, *IEEE Transactions on Industry Applications* 34 (4) (1998) 732–737.

FROM HYDROPHILIC TO HYDROPHOBIC OF ZnO SURFACE

L. Sirbu¹, L. Ghimpu¹, R. Muller²

1. *Ghitu Institute of Electronic Engineering and Nanotechnologies, 3/3, Academiei str., MD-2028 Chisinau, Moldova*
2. *National Institute for R&D in Microtechnologies - IMT Bucharest, Erou Iancu Nicolae 126 A str., Bucharest, Romania*

The ZnO films find extremely diverse applications because of their unique electrical, chemical and surface properties. The highly transparent self-cleaning surfaces of zinc oxide were reported [1,2]. A special type of ZnO nanostructures was developed, capable of forming surfaces with exceptional super-hydrophobic properties. This effect is characterized by the formation of spherical droplets of biomaterial on the surface, without any wettability. We have demonstrated the change from hydrophilic to hydrophobic ZnO surface. ZnO nano films were deposited on glass by RF magnetron sputtering system under different processing conditions. The film surface morphology and crystal structure were characterized by scanning electron microscopy, PL, and Raman. The results demonstrate that the morphology of ZnO films were slightly different under different processing conditions. The film with the thickness about 100 nm was formed by ZnO nano-pillars dominantly orientated in c-axis direction and homogeneous burette. This work was supported by young scientist project 12.819.15.20A.



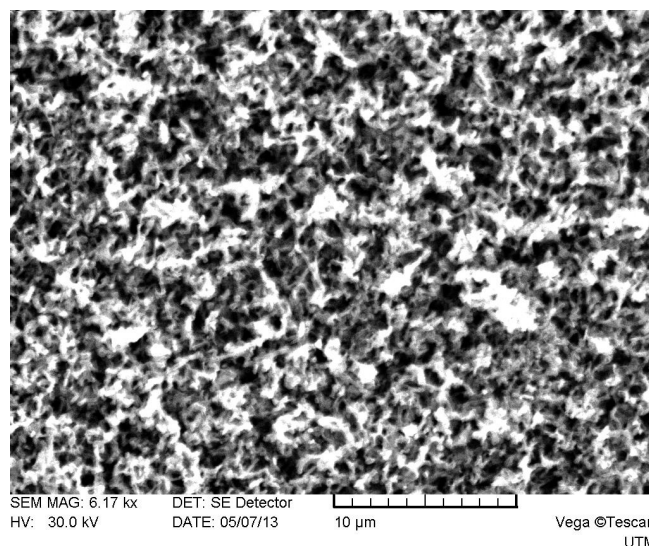


Figure 1. (left) Hydrophobic ZnO, (right) Hydrophilic ZnO

[1] Javier Rubio-Garcia et al., J. Mater. Chem., 2012,22, 14538-14545

[2] S Patra et al., Journal of Physics D: Applied Physics Volume 42 Number 7 075301 2009

SOLVOTHERMAL SYNTHESIS OF COLLOIDAL InP NANOPARTICLES

L. Sirbu¹, T. Gutul¹, A. Todosiuc¹, A. Racu²

¹Institute of Electronic Engineering and Nanotechnologies "D. Ghitu", 3/3, Academiei str., MD-2028 Chisinau, Moldova

²Institute of Applied Physics, 5, Academiei str., MD-2028 Chisinau, Moldova

InP nanodots with the diameter of 4–10 nm were synthesized using sol-gel method. The nanodot dimensions were obtained using TEM, and we found the $d(111)$ spacing to be 0.328nm which agrees within 3% of the literature value. Prepared nanoparticles were characterized then by Raman spectroscopy and X-ray diffraction. Performed measurements confirm good crystalline quality of obtained InP particles, which can be used as a basis for THz emitters, LED, and OLED displays. The synthesis of InP semiconductor nanodots was performed in a round-bottom three-neck flask equipped with a magnetic stirrer and heater with temperature control unit. The Na_3P was obtained as a result of reaction of sodium and white phosphorous (similar as for GaP nanodots, reference [1]). The reaction mixture turned dark during synthesis due to the formation of Na_3P suspension. The subsequent synthesis of indium phosphide nanodots was carried out by rapid injection of a suspension of sodium phosphide, maintained at room-temperature into a high stirred solution of indium chloride heated 150°C under N_2 atmosphere.

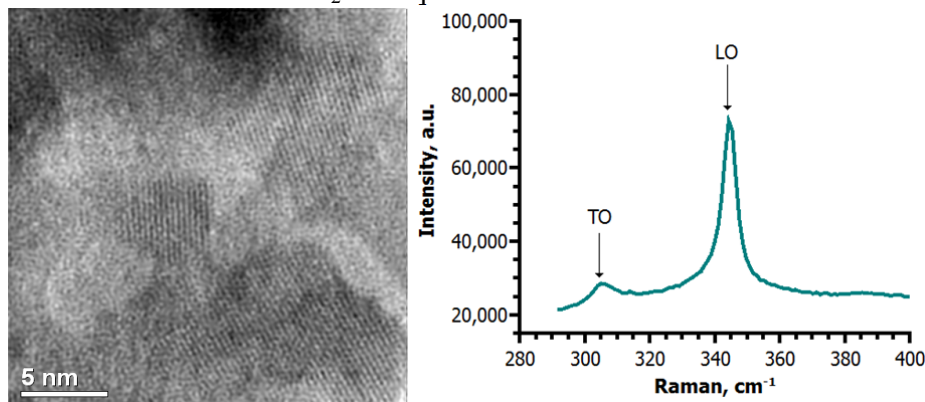
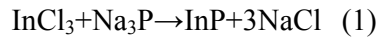


Figure 1. (left) TEM image of InP nanodots, (right) Raman spectra of InP nanodots at room temperature.



The reaction mixture was then maintained at the fixed temperature for 2 h and then promptly cooled to room temperature using an ice-water bath. A solution containing 50% of ethanol and 50% of distilled water was used to dissolve the sodium chloride precipitated at the same time with the InP nanoparticles. This work was supported by young scientist project 12.819.15.20A.

[1] Zhao-Chun Zhang, Bao-Ping Wang, Part. Part. Syst. Charact. 26 (2009) 53–57

THERMOPOWER ANISOTROPY IN QUANTUM WIRES OF PURE BISMUTH

A.A. Nikolaeva^{1,2}, L.A. Konopko^{1,2}, T.E. Huber³, A.K. Tsurkan¹, O.Botnary¹

¹ Ghitu Institute of Electronic Engineering and Technologies, Academy of Sciences of Moldova

² International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw, Poland

³ Department of Chemistry, Howard University, 500 College St. N.W., DC 20059, U.S.A.

The influence of the size effects on thermopower anisotropy in quantum wires of Bi in temperature range 4.2–300 K was studied. For this purpose single-crystal wires of bismuth in glass cover with various crystallographic orientations have been prepared. Single-crystal Bi wires in a glass capillary with the (10 $\bar{1}$ 1) crystallographic orientation along the wire axis are prepared by the high frequency liquid phase casting (Ulitsky-Taylor method). The wires with trigonal orientation were prepared by the method of zone recrystallization with a seeding agent. [1] Single-crystallinity and crystallographic orientation of the wires are reliably determined by X ray diffraction, angle rotation diagrams of transverse magnetoresistance and the Shubnikov de Haas oscillations.

The anisotropy of the thermopower and resistance of Bi-wires with different diameters in a temperature range of 4.2–300 K have been studied.

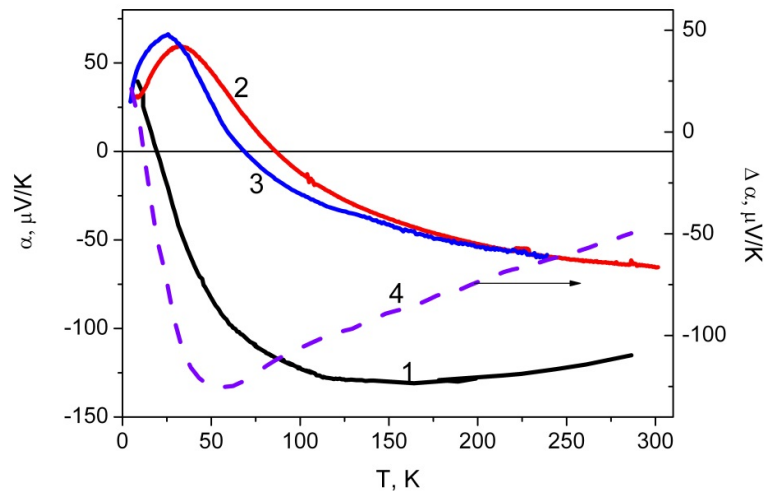


Fig. 1. Temperature dependences of thermopower $\alpha(T)$ of Bi wires with different diameters and crystallographic orientations: 1. $d = 0.55 \mu\text{m}$, trigonal orientation (111) along the wire axis; 2. $d = 0.52 \mu\text{m}$ standard orientation (10 $\bar{1}$ 1) along the wire axis; 3. $d = 0.6 \mu\text{m}$ standard orientation (10 $\bar{1}$ 1) after zone recrystallization. Dashed curve 4: temperature dependence of thermopower anisotropy $\Delta\alpha = (\alpha_{33} - \alpha_{11})(T)$ of Bi wires with $d = 0.5 \mu\text{m}$.

It has been found that the anisotropy of the resistivity and thermopower in the wires with $d \leq 500 \text{ nm}$ nonmonotonically depend on temperature and in temperature range 50–100 K the thermopower anisotropy achieves a value of 100–120 $\mu\text{V/K}$ that twice surpasses the anisotropy in Bi wires with $d > 1000 \text{ nm}$ and bulk Bi.

The effect is interpreted from the point of view of specificity of display of dimensional

effects in various crystallographic directions connected with considerable distinction of the extreme sections of Fermi surface in a direction of dimensional quantization.

Prospects for use of bismuth nanowires in glass cover for thermoelectric applications and for studying the unique properties of the 1D electron gas are discussed.

As, the length of wires a glass cover can reach several meters, there is a prospect of their use in anisotropic thermoelectric converters of energy.

[1] A. Nikolaeva, P. Bodiul, L. Konopko, A. Turcan. Thermoelectric anisotropic material on base of bismuth. Patent MD 542. 2012-08-31.

SEMIMETAL- SEMICONDUCTOR TRANSITION IN QUANTUM SEMIMETAL $Bi_{1-x}Sb_x$ NANOWIRES INDUCED BY MAGNETIC FIELD

A. A. Nikolaeva^{1,2}, L. A. Konopko^{1,2}, P. P. Bodiul¹, I. A. Popov¹, E. F. Moloshnik¹, I. Stich¹
¹*Ghitu Institute of Electronic Engineering and Nanotechnologies, ASM, Chisinau, Moldova;*
²*International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw, Poland*

We report results of investigation the influence of strong magnetic field on transition semiconductor- semimetal (SCSM) in quantum $Bi_{0.98}Sb_{0.02}$ nanowires. Bi-2at%Sb nanowires in this study were prepared by liquid phase casting in glass capillary using Ulitovsky- Taylor technique [1]. The calculation, (using SdH oscillations), shows that the overlap of L and T bands in semimetal thick $Bi_{0.98}Sb_{0.02}$ wires is in two time less, then in pure Bi [2]. In low dimensional bismuth nanostructures when the thickness of films or diameters of nanowires are comparable to the Fermi wave length (~60 nm) a semimetal to semiconductor transition occurs due to the quantum size confinement effect. Therefore the overall behavior of the temperature dependent resistance in thin nanowires might be a consequence of the competition between the reduction of bulk conductivity (due to QSE) and the increase of surface conductivity. Because to small overlapping L and T bands in semimetal $Bi_{1-x}Sb_x$ wires semimetal- semiconductor transition is observed at critical diameter ($d < 300$ nm) of more, than five times greater then on wires of pure Bi [3].

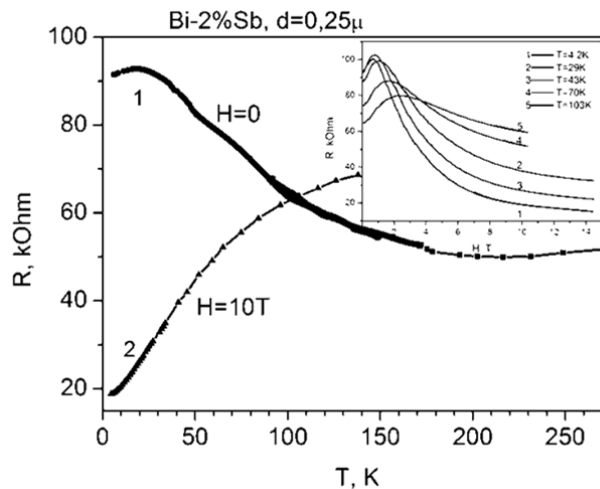


Fig. 1 Temperature dependences of resistance $R(T)$ Bi-2at%Sb wire, $d = 250$ nm, 1. $H = 0$, 2. $H = 10$ T.

Inset: magnetic field dependences resistance $R(H)$ at different temperatures ($H \parallel I$).

In Bi-2at%Sb wires ($d_k = 250$ nm) the sample shows large residual resistance ratio with well recognized plateau feature in low temperature (Fig. 1 curve 1), features related to the semimetal-semiconductor (SMSC) transition, previously observed in Bi wires at diameter $d < 80$ nm. It is shown that a SMSC can be controlled using a strong magnetic field, which lead to a significant shift

of the band edges of the energy extreme and to return semiconductor- semimetal transition in quantum semimetal Bi-2at%Sb wires (Fig. 1 curve 2).

Thus, the magnetic field is an additional parameter, except wire diameter and elastic deformation, by which is possible to operate semimetal-semiconductor transition in quantum semimetal wires of $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$.

This work was supported by Moldova-Belarus project 13.820.05.12/BF.

[1] D. Gitsu, L. Konopko, A. Nikolaeva and T. Huber. *J. Applied Physics Letters* **86** (2005) 10210.

[2] B. Lenoir, M. Cassart, J.- P. Michenaud, H. Scherrer, and S. Scherrer. *J. Phys. Chem. Solids* **57** (1996) 89.

[3] A. Nikolaeva, L. Konopko, T. Huber, P. Bodiul, I. Popov. *J. Solid State Chem.* **193** (2012) 71.

ANISOTROPIC THERMOELECTRIC GENERATOR MADE FROM SEMIMETAL MICROWIRE

L.A. Konopko^{1,2}, T.E. Huber³, A.A. Nikolaeva^{1,2}, and A.K. Tsurcan¹

¹Ghitu Institute of Electronic Engineering and Nanotechnologies, ASM, Chisinau MD-2012, Moldova

²International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw 53-421, Poland

³Howard University, Department of Chemistry, 500 College St. N.W., Washington, DC 20059, USA

In the thermoelectric-anisotropic media there is transverse to the temperature gradient electric field. At room temperature we have investigated the transverse thermopower in thin single-crystal Bi and Bi-Sn microwires for the purpose of using them in anisotropic thermoelectric generator. The single-crystal microwires in the diameter range 2 - 15 μm were prepared by the high frequency liquid phase casting in a glass capillary using an improved Ulitovsky technique; they were cylindrical single-crystals with $(10\bar{1}1)$ orientation along the wire axis. In this orientation, the wire axis makes an angle of 19.5° with the bisector axis C_1 in the bisector-trigonal plane. It was found that in temperature range of 200 – 300 K doping of bismuth wires with tin increases the thermopower anisotropy in comparison with Bi by a factor of 2 – 3. The experimental model of the anisotropic thermoelectric generator (ATG) was created from long Bi-0.05 at% Sn microwire in a glass coating (long microwire was coiled into a flat spiral so that at any point of the spiral axis C_3 and microwire axis lying in a plane perpendicular to the flat spiral). The voltage E that arises on the ATG outputs is equal [1] to

$$E = S_{12}\Delta T \frac{a}{b} = (S_{\parallel} - S_{\perp}) \sin \theta \cos \theta \Delta T \frac{a}{b} = (S_{\parallel} - S_{\perp}) \sin 2\theta \Delta T \frac{a}{2b}$$

were $(S_{\parallel} - S_{\perp})$ - anisotropy of thermopower, θ - inclination angle of the crystallographic axes C_3 , ΔT - transverse temperature gradient, a - length of the sample, b - thickness of the specimen. For the single crystal microwire with a core diameter $d = 2 \mu\text{m}$, outer diameter $D = 20 \mu\text{m}$ and a length of 8 m ATG can generate voltage $E = 1 \text{ V}$ at a transverse temperature gradient (perpendicular to the flat spiral) of 5 K. [2]

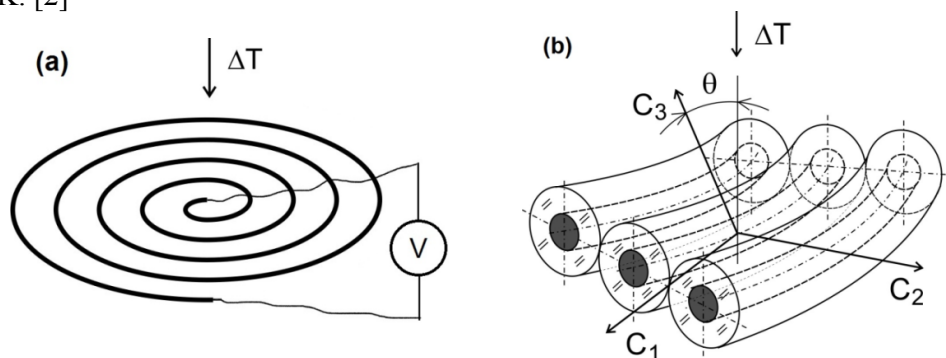


Fig1. (a) Schematic of the anisotropic thermoelectric generator made of long Bi-Sn microwire in a glass coating; (b) Schematic drawing of a small piece of flat spiral.

Figure 1 shows schematic of the anisotropic thermoelectric generator made of long Bi-Sn microwire in a glass coating (long microwire coiled into a flat spiral so that the plane containing the axis C_3 was directed along the gradient T). The developed ATG module can be used in many other heat harvesting applications such as rapid nonselective IR detector and gradient heat flux sensor (GHFS) with a characteristic time above 10^{-3} s. GHFS is used for the direct measurement of heat fluxes to a flat plate in pulsed hypersonic gas flow.

This work was supported by ASM grant 13.820.05.12/BF, and US National Science Foundation PREM.

1. A.A. Snarskii, A.M. Palti, and A.A. Ascheulov, *Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov*, **31**, 1281 (1997) (in Russian).
2. L. Konopko, T. Huber, A. Nikolaeva, *AIP Conf. Proc.* **1449**, 287 (2012)

METALORGANIC AEROSOL DEPOSITION PREPARATION OF $\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{O}_9$ EPITAXIAL THIN FILMS

O. Shapoval^{1,*}, *A. Belenchuk*¹, *C. Jooss*², *S. A. Wiedigen*² and *V. Moshnyaga*³

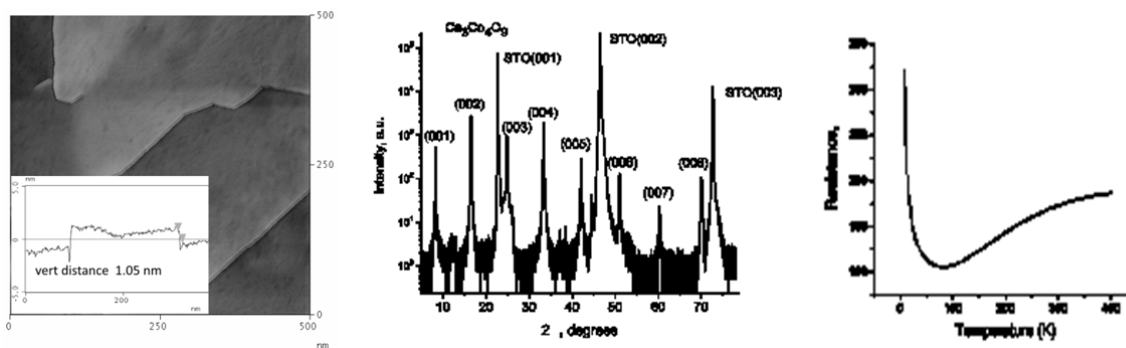
¹IEEN, ASM, Chisinau, Moldova; ²IMP, Uni-Goettingen, Goettingen, Germany; ³I Phys.Institut, Uni-Goettingen, Goettingen, Germany.

*E-mail: oleg.shapoval@nano.asm.com

The well-established semiconducting alloys, such as Bi_2Te_3 , PbTe , Bi-Sb , and Si-Ge , which are being used in thermoelectric (TE) devices, have many limitations that are low decomposition temperature and presence of toxic elements. Increasing interest have been focused at last years on oxide materials because their natural abundance, non-toxicity and remarkable thermal and chemical stabilities at high temperatures. Layered $\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{O}_9$ (CCO) is among the most promising p -type oxide materials for high temperature TE applications, with the figure-of-merit (ZT) obtained for a single reaching as high as 0.87 at 1000 K [1]. Phonon scattering due to large in-plane atomic displacement in the Ca_2CoO_3 layers (“phonon glass”) and preservation of high electric conductivity within the crystalline CoO_2 layers (“electron crystal”) is the reason why CCO efficiently converts heat to electricity [2].

The single crystals and high oriented CCO films exhibit much higher TE parameters than polycrystalline samples. Metalorganic Aerosol Deposition (MAD) technique [3] can offer a simple method for preparation of high quality epitaxial oxide films. Our idea was to prepare CCO films using single solution of low costs acetylacetonate precursors.

The thin CCO films about 100 nm thick were deposited on the $\text{SrTiO}_3(100)$ (STO) substrates by MAD from solution containing mixture of the precursors of both elements Ca and Co. The ratio Ca/Co in solution has been varied to adjust the formation layered CCO without presence of CaO and Co_3O_4 precipitates. We have explored MAD growth conditions for deposition of CCO films with out-of-plane c axis orientation only.



The structure of the films was characterized by scanning probe (STM) and transmission electron microscopy as well as by X-ray (XRD) analysis. The one-unit-cell-height steps (1.08 nm)

and wide atomically flat terraces are clearly observed by STM. XRD analysis confirms epitaxial growth of CCO with lattice parameter $c=1.08$ nm on mismatched STO substrate.

Resistivity was measured by four-probe method in 10-400 K temperature regions. The low resistivity, which is comparable to other value reported so far, is attributed to the high crystal quality of the films. Temperature-dependent cross-plane thermal conductivity $\kappa(T)$ was measured by means of the 3ω method. The experimental results will be compared with the trends in thermal conductivity due to phonon band gap formation.

Summarizing, a highly oriented MAD grown layered cobaltates films are suitable as p -component of oxides based TE devices.

- [1] M. Shikano and R. Funahashi, "Electrical and thermal properties of single-crystalline $(\text{Ca}_2\text{CoO}_3)_{0.7}\text{CoO}_2$ with a $\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{O}_9$ structure," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 12, pp. 1851–1853, Mar. 2003.
- [2] L. Wu, Q. Meng, C. Jooss, J.-C. Zheng, H. Inada, D. Su, Q. Li, and Y. Zhu, "Origin of Phonon Glass–Electron Crystal Behavior in Thermoelectric Layered Cobaltate," *Adv. Funct. Mater.*, vol. 23, no. 46, pp. 5728–5736, Dec. 2013.
- [3] A. Belenchuk, S. Hühn, M. Jungbauer, M. Michelmann, O. Shapoval, E. Zasavitsky, V. Moshnyaga Oxide Engineering Using Metalorganic Aerosol Deposition ICNBME-2013 April 18-20, 2013

PROPERTIES OF LEAD TELLURIDE CRYSTALS DOPED WITH Gd

A. Todosiuc¹, A. Nicorici¹, E. Condrea¹, and J. Warchulska²

¹*Institute of Electronic Engineering and Nanotechnologies, 3/3 Academiei Street, Moldova*

A.Todosiuc@ietn.asm.md, anicorici@yahoo.com

²*International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wrocław, Poland*

jkw@ml.pan.wroc.pl

In recent years, the IV-VI semiconductors have been the object of considerable research due to their applications in IR technique. It was shown that lead telluride - based compounds group III – doped (In, Ga and Tl) acquire essentially new properties such as level Fermi stabilization, high photosensitivity at low temperatures, persistent photoconductivity, etc. It is well known that lead telluride could be used in thermoelectric and optoelectronic applications. A high deviation from the stoichiometric composition results in a high concentration of native defects. The concentration of free carriers can be controlled by doping of PbTe with group III elements, in particular, doping with In, Ga or Tl. Doping of PbTe with Yb and Gd in a certain range, as well as with the above-mentioned group III impurities, leads to Fermi level pinning in the valence and conduction bands, respectively, in addition to a decrease in the concentration of native defects [1-4].

It was revealed that Gd-doped lead telluride compounds are of n -type and have improved thermoelectric efficiency. Moreover, there is no direct relationship between the doping range and concentration of the free carriers. This fact could be accounted for by Gadolinium mixed-valence charge states in PbTe:Gd single crystals [6-7]. The electric conductivity $\sigma(1000/T)$ in PbTe:Gd decreases with the increase of temperature. Temperature dependences of mobility in Fig. 2 demonstrate regularities $\mu \sim T^{-2.2}$ for PbTe:Gd and $T^{-2.35}$ for undoped PbTe, which is somewhat different from the standard law $\mu \sim T^{-3/2}$ that characterizes the scattering of carriers to the acoustic phonons. The samples are degenerated and electrically active Gd impurities show a pronounced donor action in the PbTe crystals. An increase in the Gd impurity concentration leads to an increase in the free electron concentration resulting in an increase in electric conductivity. But there is no direct relationship between the concentration of Gd and free carrier concentrations in the PbTe:Gd crystals. Magnetic susceptibility data show that the paramagnetic Gd impurities are present and exhibit the standard Curie-Weiss dependence at low temperatures. The Curie constant values calculated from the line slopes of inverse molar susceptibility were used to estimate charge states of

the magnetic centers. We obtained the following values: $C_m = 0.11$ and $C_m = 0.38$ for $\text{PbTe:Gd}<1\%>$ and $\text{PbTe:Gd}<2\%>$, respectively.

Table. Basic experimental parameters of PbTe: Gd

	T=300K		
	PbTe	$C_{\text{Gd}}=1\text{at}\%$	$C_{\text{Gd}}=2\text{at}\%$
$\sigma_1, \text{Ohm}^{-1}\text{cm}^{-1}$	23	325	606
$\alpha, \mu\text{V/K}$	451	253	227.3
$\mu, \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$	931	1050	1392
n, cm^{-3}	$1.56 \cdot 10^{17}$	$1.85 \cdot 10^{18}$	$2.71 \cdot 10^{18}$
$\alpha^2 \sigma, 10^6$	4.68	21	31.3

An effective magnetic momentum that does not correspond to the Gd^{2+} or Gd^{3+} charge states was derived. It means that there are Gd impurities in different charge states and that the ratio between those charge states depends on the doping level. The basic experimental data are presented in the table. The maximal concentration of Gd was selected to be 1 and 2 at %.

REFERENCES

1. Khokhlov D.R., Ivanchik I.I., Raines S.N., Watson D.M., Pipher J.L. Performance and spectral response of $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te(In)}$ far-infrared photodetectors. *Applied Physics Letters*. 2000, **76**(20), 2835–2837.
2. Chesnokov S.N., Dolzhenko D.E., Ivanchik I.I., Khokhlov D.R. Far infrared high-performance lead telluride-based photodetectors for space-born applications. *Infrared Physics*. 1994, **35**(1), 23–31.
3. Zlatanov Z.K., Vulchev V.D., Gulmezov M.I. Optical investigation of PbTe:Gd thin films. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. 1998, **9**, 301-307.
4. Koga T., Sun X., Cronin S.B., Dresselhaus M.S., Wang K.L. and Chen G. Models for low-dimensional thermoelectricity. *Journal of Computer-Aided Materials Design*. 1997, **4**(5590), 175–182.

DESPRE MECANISMELE STERILIZĂRII ATERMICE ÎN MEDIILE LICHIDE

Iurie Boșneaga, Mircea Bologna

Institute of Applied Physics, MOLDOVA, MD-2028, Str. Academiei, nr.5

E-mail: iubosneaga@gmail.com

Asigurarea securității microbiologice a produselor conservate la temperaturi joase reprezintă o problemă aparte: metodele termice (tradiționale) nu pot fi aplicate atât din motivul consumului energetic excesiv, cât și din cauza pierderii calității produselor. Pentru integritatea tehnologiilor de conservare atermică (promovate de noi) este extrem de importantă elaborarea metodelor energoeficiente de sterilizare “la rece”, de rând cu metodele de deshidratare (conservare) la temperaturi joase.

Din metode de sterilizare „la rece” pot fi evidențiate: metoda radiației ionizante (prin iradierea cu particule accelerate sau γ -radiație), sterilizarea ultrasonică, cu substanțe chimice active, filtrarea sterilizantă prin filtre bacteriale fine, aplicarea presiunii hidrostatice înalte.

Trecerea în revistă analitică a metodelor moderne de sterilizare a demonstrat, că metodele non-destructive (cu acțiunea selectivă numai asupra microorganismelor) de sterilizare a produselor alimentare lichide sunt puține la număr (doar metoda microfiltrării prin filtre bacteriale și metoda tratamentului cu presiune hidrostatică înaltă). În plus, ele sunt costisitoare, au o arie îngustă de

aplicare și nu garantează sterilitatea. Restul metodelor enumerate nu posedă selectivitatea - ele duc la distrugerea - în egală măsură - atât a microorganismelor, cât și a produsului în care viețuiesc.

În opinia noastră, căutarea alternativei reale față de metodele actuale de pasteurizare (sterilizare) trebuie să se axeze în jurul metodelor electrofizice, dat fiind faptul că fenomenele electrice stau la baza construcției și metabolismului a tuturor microorganismelor. Pe de altă parte, metodele electrofizice, acționând selectiv numai asupra funcționalității microorganismelor, ar putea minimal să schimbe componența chimică a produselor (acest neajuns este caracteristic metodelor de sterilizare „la rece” actualmente cel mai răspândite - celor chimice).

Se propune metoda de sterilizare (pasteurizare) “la rece” în volum a produselor lichide (păstoase) care, în opinia noastră, posedă selectivitatea maximă față de microorganisme în starea vegetală - aplicarea impulsurilor de tensiune înaltă pentru pasteurizarea produselor lichide. De notat faptul, că produsele lichide (păstoase) domină în nomenclatura produselor supuse conservării.

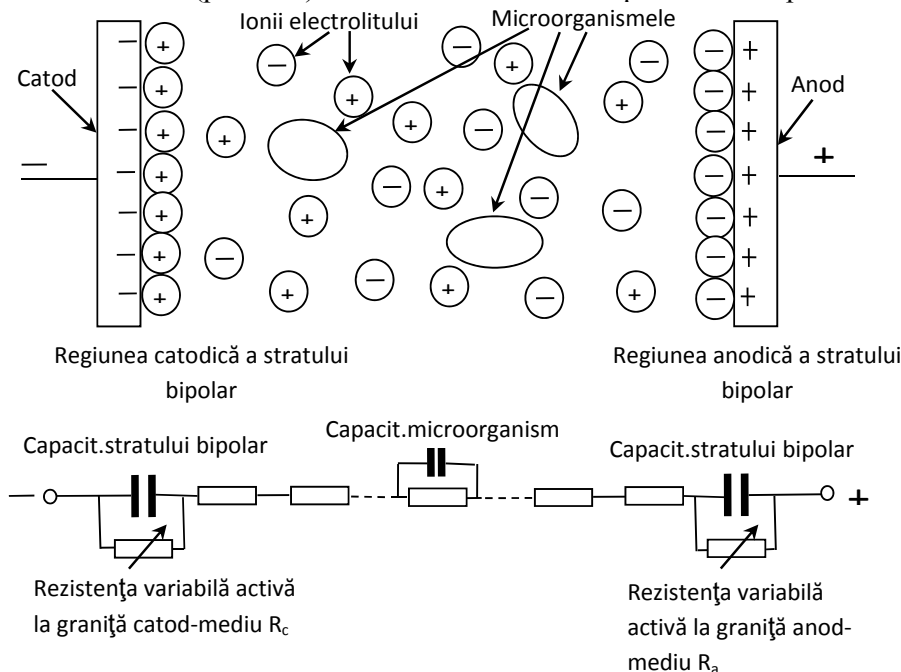


Fig.1. Distribuția sarcinilor electrice în celulă supusă unei trepte de tensiune înaltă și schema electrică echivalentă

În rezultatul analizei proceselor fizico-chimice în celulă supusă tratamentului în câmpul electric de tensiune înaltă au fost stabilite și optimizate mecanismele acțiunii sterilizatoare asupra celulelor (v. Fig.1). Miza principală este acțiunea selectivă asupra organului vital și vulnerabil a oricărui microorganism în stare vegetală - membrana celulară: impulsurile electrice de amplitudinea, forma, durata și frecvența repetiției optime asigură distrugerea (porația) ireversibilă a membranei și, implicit, a microorganismului. Experiențele microbiologice (efectuate cu sucurile naturale) au confirmat efectul sterilizator al impulsurilor respectiv.

SOLUȚIA MICROTERMOTECNICĂ - CALEA SIGURĂ PENTRU PERFEȚIONAREA PROCESELOR DE SCHIMB DE CĂLDURĂ ȘI MASĂ

Iurie Boșneaga

Institutul de Fizică Aplicată, MOLDOVA, MD-2028, Str. Academiei, nr.5

E-mail: iubosneaga@gmail.com

Pe globul pământesc peste 90% de energie cu potențial înalt (electrică plus mecanică - pentru transportare) se produce pe calea utilizării a ciclurilor termodinamice. În rezultat, calitatea

vieții civilizației este direct dependentă de calitatea (eficiența) realizării proceselor de transfer de căldură și masă, în special, de performanțele schimbătoarelor de căldură aplicate. Cea mai mică îmbunătățire în acest domeniu strategic este echivalentă cu efecte economice deloc neglijabile.

Evidențierea avantajelor soluției microtermotehnice este scopul acestui material.

Să analizăm funcționarea schimbătorului de căldură de tip tubular care este aplicat în majoritatea cazurilor (v. Fig.1). Cilindrul exterior (de diametru D) în Fig.1 ar putea să fie stratul de gheață (sau condensat, depuneri, stratul limită variabil etc.). Tubul are diametru d , se presupune schimbul de căldură convectiv pe exterior și în interiorul tubului, cu coeficienții, respectiv α și α_0 . Pentru concretizare ne vom referi la procesului de crioconcentrare (cu formarea stratului de gheață în creștere pe exteriorul tubului).

Descrierea analitică a problemei crioconcentrării prevede rezolvarea problemei J.Stefan cu granița de faze mobilă. Problema J.Stefan “plană” (unidimensională) se reduce la determinarea distribuției de temperatură $u(x,t)$ și a legii mișcării suprafeței de separare a fazelor gheață-lichid $\xi = \xi(t)$ din ecuația conductibilității termice (în cazul dat ecuația conductibilității termice - în lipsa surselor de căldură interne ($q_v = 0$) - poartă denumirea ecuației Fourier):

$$c_1 \rho_1 \frac{\partial u_1}{\partial t} = k_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} \quad \text{când } 0 < x < \xi(t) \quad (1)$$

$$c_2 \rho_2 \frac{\partial u_2}{\partial t} = k_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} \quad \text{când } \xi(t) < x < +\infty \quad (2)$$

Condițiile univocității includ:

$$\text{condițiile pe frontieră} \quad u_1(0, t) = u_1 = \text{const} < T, \quad (3)$$

$$\text{condițiile inițiale} \quad u_2(x, 0) = u_2 = \text{const} > T, \quad (4)$$

precum și condițiile la limita congelării:

$$u_1 = u_2 \quad \text{dacă } x = \xi \quad (5)$$

$$\text{și } k_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} \Big|_{x=\xi} - k_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} \Big|_{x=\xi} = \lambda \rho_1 \frac{\partial \xi}{\partial t} \quad (6)$$

Ultima condiție reprezintă legea conservării energiei la granița separării fazelor și poartă denumirea condiției J.Stefan.

În ecuațiile de mai sus c_1, ρ_1, k_1 și c_2, ρ_2, k_2 sunt respectiv capacitățile termice specifice masice, densitățile și coeficienții de conductibilitate termică pentru gheață și lichid, λ – căldura latentă masică de topire a gheții, T – temperatura de înghețare.

Rezolvarea analitică a problemei J.Stefan este posibilă doar în cele mai simple cazuri. Luarea în calcul a dependenței coeficienților față de temperatură sau a altor precizări complică soluționarea problemei și inevitabil impune aplicarea metodelor numerice.

Din cele mai generale considerente reiese, că pentru intensificarea procesului (în cazul dat de crioconcentrare, dar nu numai) este indicată lărgirea suprafeței de contact al fazelor. Constructiv aceasta ar însemna mărirea numărului de tuburi congelatoare odată cu micșorarea diametrului lor. Vom demonstra că de la o rază anumită (suficient de mică) apare un efect pozitiv netrivial.

Pentru optimizarea termotehnică a construcției crioconcentratorului este suficient de a analiza transferul de căldură la grosimea momentană (dată) a gheții, substituind problema nestaționară complexă de mai sus cu una staționară și relativ ușor rezolvabilă analitic.

Ecuația staționară a conductibilității termice în sistemul de coordonate cilindrice va fi:

$$\nabla^2 u = \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \quad (7)$$

În condițiile de simetrie axială și independenței a temperaturii față de coordonata z din ecuația de mai sus vor dispărea derivatele respective ($\frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} = 0$ și $\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0$), aceasta simplificându-se până la o ecuație ușor integrabilă:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} = 0 \quad (8)$$

Transferul de căldură în cazul peretelui cilindric este convenabil de caracterizat prin mărimi,

raportate la unitate de lungime a tubului (densitatea liniară a fluxului termic q_l (W/m), coeficientul liniar de transmisie de căldură k_l (W/m·K) și rezistența liniară de transmisie de căldură $R_l=1/k_l$).

Fie că tubul congelator se răcește din interior prin fluxul de agent termic, coeficientul de transfer de căldură fiind α_0 , iar schimbul de căldură la granița gheață-lichid se caracterizează prin coeficientul integral de transfer de căldură α (Fig. 1).

Se poate de demonstrat (integrând ecuația (7) și aplicând ulterior legea Fourier) că rezistența liniară sumară transmisiei de căldură $R_{l\Sigma}$ va fi:

$$R_{l\Sigma} = \frac{1}{\alpha_0 d_0} + \frac{1}{2k_{tub}} \ln \frac{d}{d_0} + \frac{1}{2k_1} \ln \frac{D}{d} + \frac{1}{\alpha D} \quad (9)$$

Este ușor de observat, că primii doi termeni nu depind de grosimea stratului de gheață D (sunt constante) și au valori numerice mici (datorită coeficienților mari de transfer de căldură α_0 și de conductibilitate termică mare a tubului k_{tub}).

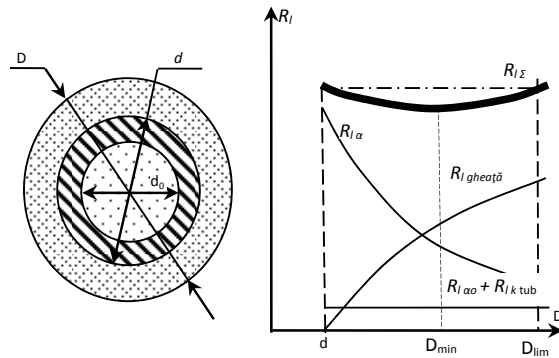


Fig. 1. Rezistența liniară pentru transmisie de căldură în dependență de grosimea stratului (de gheață, etc.).

Din graficul pentru $R_{l\Sigma}$ (prezentat în Fig.1) și din analiza matematică a funcției $R_{l\Sigma} = f(D)$ reiese, că $R_{l\Sigma}$ are minimum la diametru $D_{min} = 2k_1/\alpha$ (fiindcă la acest diametru $f'(D_{min})=0$, $f''(D_{min})>0$). Existența acestui minimum înseamnă că în anumite condiții (anumite limite) creșterea stratului de gheață nu împiedică procesul de congelare, dar din contra, contribuie la intensificarea lui (datorită efectului pozitiv de creștere sporită a suprafeței de contact între faze, care domină efectul negativ de creștere a grosimii gheții). Intensificarea congelării poate fi obținută, dacă diametrul exterior al tubului este suficient de mic, și anume $d < D_{min}$. După depășirea D_{min} intensitatea congelării oricum scade odată cu creșterea grosimii gheții. Convențional drept limita funcționării “rentabile” a congelatorului poate fi primit diametrul maximal al gheții D_{lim} (v. Fig.1), la care rezistența liniară sumară atinge valoarea inițială. Generalizând, putem concluziona, că micșorarea diametrului tubului d este întotdeauna benefică din punctul de vedere al intensificării procesului de congelare. Constructiv, însă, micșorarea diametrului are limite rezonabile. Sunt și anumite limitări în legătură cu necesitatea organizării transferului de căldură în interiorul tubului de diametrul mic.

Așadar, prin alegerea diametrului tubului d suficient de mic ($d < D_{min}$) putem obține efectul pozitiv adăugător de intensificare a schimbului de căldură - chiar și în condițiile de creștere a stratului limită, a gheții etc. Pentru orice material al tubului există diametrul D_{min} (suficient de mic) care asigură doar îmbunătățirea transferului de căldură odată cu creșterea eventualei “rezistențe” la transmisie de căldură (din cauza creșterii stratului limită, a gheții etc.).

Trebuie de luat în vedere că micșorarea diametrului tubului d - în unele cazuri - poate aduce probleme în organizarea transferului de căldură în interiorul tubului - excesiv de mic. (Aceasta, însă, mai puțin se referă la cazul important al reactoarelor nucleare, în care combustibilul nuclear nu se află în mișcare fiind “sigilat” în tuburi de zirconiu).

Este important că calea microtermotehnicii asigură un efect pozitiv dublu - datorită lărgirii suprafețelor de contact al fazelor și “efectului diametrului suficient de mic D_{min} ” descris mai sus.

De notat faptul că din considerente constructive microtermotehnica este mai agreabilă în sensul aplicării câmpurilor electrice și magnetice pentru intensificarea proceselor de transfer în comparație cu termotehnica “tradițională”. Din mai multe cauze, cel mai mare efect la aplicarea soluției microtermotehnice poate fi obținut în cazul reactoarelor nucleare. În special, pentru reactorul cu apă grea (PHWR) în plus se realizează și un grad mai înalt de securizare - datorită îmbunătățirii transferului de căldură în cazul eventualei reduceri a debitului agentului de răcire (a apei “grele”).

ELECTROPHYSICAL WHEY PROCESSING WITH THE EXTRACTION OF LACTIC ACID

I. I. Vutcariova

Institute of Applied Physics, 5 Academiei Str., Kishinev, MD-2028, Moldova

E-mail: irinavutkareva@yahoo.com

The dairy industry waste is getting more attention from the scientists may be considered as a resource of high added value products, such as lactic acid, lactulose, ethanol [1].

Aim to research – development of a novel, wasteless technique for electrophysical processing of secondary milk products, whey being among them. Working out the direction, combining fermentation of the lactic whey and electrophoretic removing of the formed acid, ensuring a high degree of lactose utilization and pure lactic acid production.

The main technological processes of the lactic acid production from whey comprise partial deproteinization of whey, its fermentation by lactic acid bacteria *L. acidophilus*, then separation with the following filtration, and concentration in the electrolyzer with a diaphragm.

For the extraction to be optimal to use should be made of an ionselective membrane MK-40. An experimental prototype of electrolyzer was developed for treatment of process liquids in laboratory conditions, which made it possible modifications of construction, that substitution of membrane and anodic liquid, along with the ruling out non-functional areas of the electrolyzer.

The increasing of ferment quantity, introducing into the whey, promotes also the acid storage process intensification, permitting to decrease fermentation time to 24-36 hours at constant temperature 37°C.

As a result of research found methods for investigations of the process of electroconcentration, for measuring electrical and thermal parameters, for determining physico-chemical and biochemical parameters, optimization of the technological process in the electrolyzer with a diaphragm. Analysis of the initial and fermented whey at various stages of fermentation and electric treatment was carried out by nuclear magnetic resonance.

So according to the lactic acid quality indexes it may be concluded that the lactic acid preparation obtained by electrocontact method has good quality.

Identification and isolation of natural products (lactic acid) from whey, as well as their chemical modification can be used to obtain valuable natural compounds from food industry waste.

The perspective for solving the problems of utilization of lactose and ecology is method of fermentative hydrolysis and electrophysical removing of lactic acid.

[1] M.V. Zalashko. *Biotechnology of the milk serum reprocessing*, Agropromizdat, Moscow, 1990, p. 190.

**FACTOR THAT INFLUENCE TRANSPIRATION IN PLANTS
THE STUDY OF TRANSPIRATION INFLUENCE FACTORS IN PLANTS**

Dimitriu Eugeniu¹, Vizitiv Gleb¹, Calancea Laurentiu¹, Evtodiev Silvia², Evtodiev Igor³, Luchian Efimia³

¹ Liceul Teoretic „Orizont” Durlești, str. Dimo, 22/1, or. Durlesti, Chișinău, Republica Moldova

² Î.M. „Didact Vega” S.R.L., bd. Ștefan cel Mare și Sfânt, 200, MD-2004, Chișinău, Republica Moldova

³ Laboratorul de cercetare științifică „Fotonica și Metrologie Fizică”/Facultatea de Fizică și Inginerie, Universitatea de Stat din Moldova, A. Mateevici, 60, MD-2009, Chișinău, Republica Moldova

In this article the impact of environmental quality indexes, the meteorological and optical phenomena on the growth, distress and recovery rate of the test plants are investigated. It was examined the mechanism of photosynthesis and transpiration in the chlorophyll parts of plants, under normal conditions, changed temperature, the influence of wind, of macronutrients and in conditions without light. It was monitored the dynamics of the absorption-transpiration process of test plants after having been exposed to different conditions. The radiation and light specifically speed up transpiration by warming the leaf and opening the stomata. The macronutrients are substances, which consumed in pretty high quantities affect positively the plants growth, and thus, photosynthesis. The temperature increase is a key factor in raising the water absorption rate of the plant, as is causes transpiration, which triggers water loss. Wind increases the rate of transpiration by carrying away the air near the stomata.

The experimental investigations with regard to the impact of the environmental factors on the transpiration phenomena that commonly happen to the plants, that is the amount of water lost as water vapors from the leaf tissues in the plants ambient air are presented.

Absorption. The efficiency of water absorption depends upon the extent of root branching and the total surface area of the absorptive structures of root hairs. The ramification of the root system and rapid growth of thousands of root tips is essential. In spite of its extensive branches and length, the actual region used for absorption of water is restricted to the terminal region of the roots. However, the leaves have the biggest role of all the plants organs in the water consumption. This is because they don't just absorb water, they influence it's rate by such processes like: photosynthesis and transpiration, which greatly increase the water uptake. This makes the leaves and the root system almost equally important, their importance varying only in specific cases [2].

Transpiration. Transpiration is a process where water is lost as vapor from leaves and other aerial parts of the plant. Water is lost through the opening of the stomata. Furthermore, the opening and closing of the stomata regulates the rate of transpiration in a plant. Water that is lost by transpiration is replaced by water absorption. More than 90% of the water taken in by the roots is lost by transpiration, showing how only 10% of the water is actually used by the plant for photosynthesis [2].

Due to the differences in the structure of the plants tissues and to the physiological processes, the rate of plant transpiration significantly differs from one to another. As a matter of fact, several factors affect the rate of transpiration, such as:

1. The pressure should be lowered
2. The roots should be longer
3. The water should cover the roots totally
4. Wind should be blowing to increase transpiration
5. Macronutrients should be used, they would increase the rate of photosynthesis
6. Temperature should be raised to increase transpiration, and by this, increase water absorption
7. The PH should be neutral, or at least extremely low basic PH

8. Blue radiations should also increase transpiration
9. Decreased humidity
10. Also, the plant should be covered by light

In Figure 1, the bloc diagram of the installation called "POTMETER" is presented. "POTMETER" is the laboratory apparatus used for usually measuring the rate plants transpiration, recording the amount of water consumed by the plant in a definite period of time. In the experiment, "POTMETER", is used to prove the impact of *these factors* on the rate of transpiration of test plant.

POTMETER" consists of a "water reservoir A", made of a capillary connected to a H-shaped glass tub, a funnel with tap and a graded measuring capillary tube - B which is connected to the water reservoir through a rubber stopper. The test plant is connected to the water reservoir through another rubber stopper.

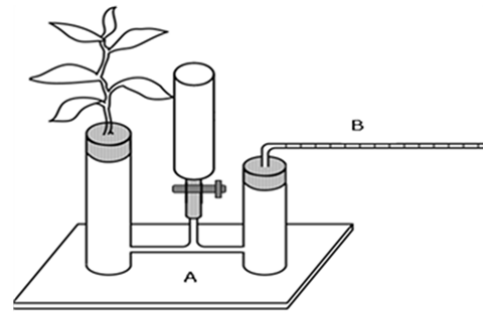


Figure 1 The bloc diagram of the installation called "POTMETER"

EXPERIMENT METHODOLOGY USING THE POTMETRUL

Experiment

1 General instruction

The following experiments measure the rates of transpiration based on different factors. Experimentally, data are collected from measuring the amount of water drawn in the graded measuring capillary tube - B by the transpiration driving forces.

2 Preparatory steps prior to making any experiment

2.1 Fix the graded measuring capillary tube - B in the rubber stopper of the water reservoir A as indicated in the above picture.

2.2 Through the funnel tap of the potmeter water reservoir A, the graded measuring capillary tube - B is fully filled each time with the liquid used.

2.3 The test plant was grown in a pot. The test plant was cut 1 cm above the ground level of the pot. Then the cut plant was fixed in the rubber stopper hole of water tank of the „Potmeter”. We ensured that the cut part of the plant is introduced in the liquid of the tank. We didn't change the plant during the experiment.

2.4 To avoid the leak/drain, it was used a special grease lubricators to greased the graded measuring capillary tube end of the rubber plug, the plant stem from the rubber stopper and the rubber stoppers from the upper ends of the vertical tubes. We ensured that the device/machine was working properly.

EXPERIMENTAL INVESTIGATION USING THE „POTMETER”

Experiment I: *The effect of the light on the speed of transpiration*

I-1 The two stoppers were removed and the tap was opened. Then, we put water in the potmeter to fulfill the shorter vertical tube cap and inserted there the stopper where is installed the graded measuring capillary tube - B. After that, we continued adding water through the other vertical tube of the potmeter to fill it and introduced there the stopper with the test plant. Then, we closed the tap and fulfilled the funnel of the potmeter. After that, we opened slowly the tap and completely fulfilled the graded measuring capillary tube - B and closed the tap. We ensured that there are no air bubbles in the whole system of the potmeter.

I-2 The system was left for some time to acclimatize. Afterwards, the following notes were taken: the division at the initial moment (zero), the changes in water column length from the graded measuring capillary tube - B. Under the light condition in the room it was written the length (mm) of the variable column of liquid (L) from the graded measuring capillary tube after some time of watering/transpiration process. The data were exposed in the graphic.

I-3 Similarly, after we have filled with water the measurement graded measuring capillary tube - B, in the absence of light (the test plant is covered with a black box), we wrote the length of the

variable column of liquid (L) from the graded measuring capillary tube after some time of watering/transpiration process. The data were exposed in the graphic.

Experiment II: *The effect of the macronutrients on the speed of transpiration*

- II-1** Prior to start the experiment a living substrate for the transpiration of the tested plants has to be introduced to the potmeter. To achieve this water contained in the potmeter was removed. According to the methodology used in the experiment, the reservoir of the potmeter was fulfilled with water solution containing macronutrients. The cut test plant was placed again in the liquid solution in the reservoir.
- II-2** By opening the tap the capillary tube- B was completely fulfilled with water with macronutrients. We assured that there were no air bubbles in the whole potmeter system in order to avoid difficulties on observation of the experiment.
- II-3** Under the conditions of normal (room) illumination the measurement on distance (mm) of the variable column of solution (L), located in the graded capillary tube **B** is measured after some time of the transpiration process. The graph on dependency between L (in mm) in function of time – t (in minutes) was created based on the use of experimental data.
- II-4** On the base of the graphs obtained in case I-2 and those obtained in this experiment we made a conclusion referring to the effects/impacts of the environmental conditions of the planet on the intensity of the transpiration processes.

Things we need to consider when doing the experiment

First of all, when using high concentrated amounts of fertilizers or dangerous substances for the plants (such as acids, bases, and other toxic substances) we can destroy some body parts of the plants, and thus, decrease the rate of water absorption.

Also, we considered the fact that when preparing the fertilizers, we must take good care of the proportions of the micronutrients and macronutrients, as we know the micronutrients are needed in very small quantities, and macronutrients vice-versa.

Experiment III: *The effect of the temperature on the speed of transpiration*

III-1 Prior to start the experiment a living substrate for the transpiration of the tested plants has to be introduced to the potmeter. To achieve this water contained in the potmeter was removed. According to the methodology used in the experiment the reservoir of the potmeter was fulfilled with water. The cut test plant was placed again in the liquid solution in the reservoir.

III-2 By opening the tap the capillary tube- B was completely fulfilled with water. We assured that there were no air bubbles in the whole potmeter system in order to avoid difficulties on observation of the experiment.

III-3 Under the conditions of normal (room) illumination and increased temperature the measurement on distance (mm) of the variable column of solution (L), located in the graded capillary tube **B** is measured after some time of the transpiration process. The graph on dependency between L (in mm) in function of time – t (in minutes) was created based on the use of experimental data.

III-4 On the base of the graphs obtained in case I-2 and those obtained in this experiment we made a conclusion referring to the effects/impacts of the environmental conditions of the planet on the intensity of the transpiration processes.

Experiment IV: *The effect of the Wind on the speed of transpiration*

IV-1 This experiment is a continuation of the experiment I. It was used the fan as wind. First, it was taken the black box from the test plant. Then, the fan was plugged at 12 V. The fan was put at a distance of approximately 50 cm from the test plant from the potmeter, so that the airflow was directed towards the leaves. The same as in the previous experiment, the funnel tap was slowly opened until the graded measuring capillary tube - B was completely filled. We ensured that there are no air bubbles in the whole system of potmeter.

IV-2 Under the effect of the wind produced by the fan and the light from the room, we wrote the length of the variable column of liquid (L) from the graded capillary tube after some time of watering/transpiration process. The data were exposed in the graphic.

EXPERIMENT RESULTS AND DISCUSSIONS

1. The following data are observed in the experiment on transpiration.

Time (minute)	Position of the water level in the capillary tube (mm)	Distance of the fluctuation of the surface of the water level in the capillary tube (mm)
t = 0	10	
t1	11	L1 = 11 – 10
t2	12	L2 = 12 – 10
t3	13	L3 = 13 – 10

2. Taking into account interior diameter d (mm) of the capillary tube the volume of water captured by plant in the interval from t2 and t3 will be $0,25 \pi d^2 (L3-L2)$

3. Considering that movement of the water column in the capillary tube was linear reporting to the time of transpiration, the speed of plant transpiration, calculated on the base of data obtained from the above postulate are $0,25 \pi d^2 (L3-L2)/(t3-t2)$

4. Experiment- I

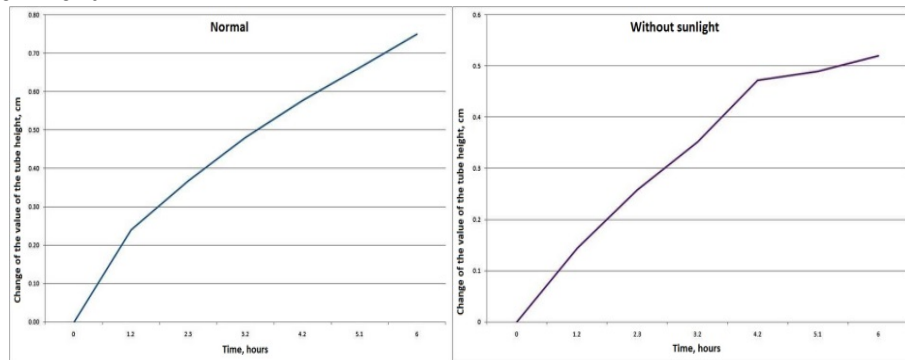


Figure 2 Tube height decrease graphic on time: withlight (left) and without light (right)

The radiation and light specifically speed up transpiration by warming the leaf and opening the stomata. The warming of the leaf leads to transpiration because water is needed to cool the leaf so that it doesn't dry out. Also the water is necessary to maintain the shape and hydrostatic pressure of the plant's cells.

In addition, light triggers the activity of ATP-powered proton pumps in the plasma membrane of guard cells. This triggers the active transport of potassium into the cell.

5. Experiment-II

Tube height decrease graphic on time (macronutrients' effect)

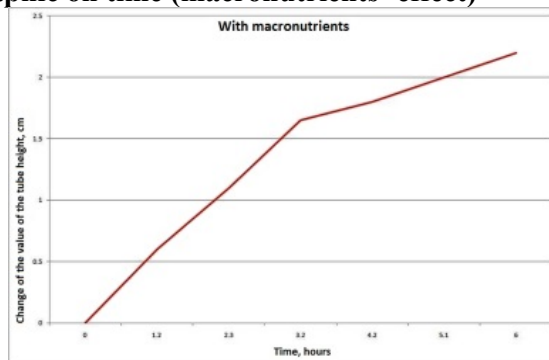


Figure 3

We found which substances can help us increase the rate of water absorption. First of all, absorption is increased, when the plant keeps photosynthesizing and when it keeps transpiration. These are the phenomena which we try to catalyze. The macronutrients are substances, which consumed in pretty high quantities affect positively the plants growth, and thus, photosynthesis. Here are the plant's macronutrients: C, O, H derived from air, and P, K, N, S, Ca, Mg, Si form soil. We used solutions of substances which contain these elements to increase water absorption.

6. Experiment-III

Tube height decrease graphic on time (temperature's effect)

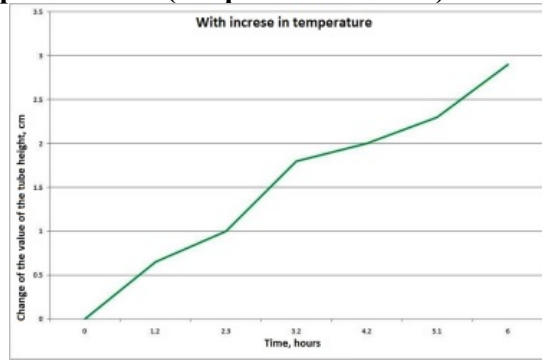


Figure 4

The temperature increase is a key factor in raising the water absorption rate of the plant, as it causes transpiration, which triggers water loss. High temperature increases the rate of evaporation of water from the spongy cells, and reduces air humidity, so transpiration increases.

As temperature increases, the rate of evapotranspiration increases. Evaporation increases because there is a higher amount of energy available to convert the liquid water to water vapor. Transpiration increases because at warmer temperatures plants open up their stomata and release more water vapor.

7. Experiment-IV

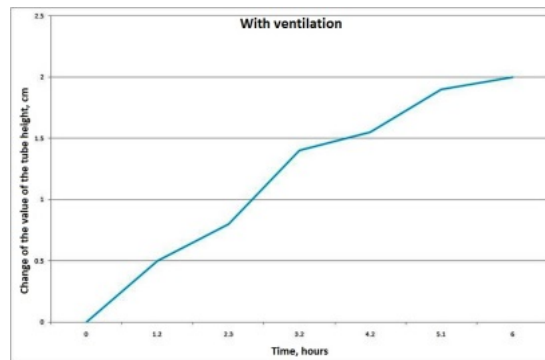


Figure 5

Wind catalyzes water absorption because it causes transpiration. It increases the rate of transpiration because humid air near the stomata is carried away.

Wind speed – If the air is moving, the rate of evaporation will increase. The wind will also clear the air of any humidity produced by the plant's transpiration, so the plant will increase its rate of transpiration.

CONCLUSIONS

The experiment data confirmed that those factors really catalyzed the plant's water absorption, but we also should not forget about other factors, which would theoretically also increase water absorption; those are the atmospheric pressure, the root length and other types of radiation then visible light. Other factors, which may possibly increase the rate of water absorption is sound, as some experiments proved. The most important factors which influence water uptake are the roots, as organs, the leaves, and the temperature, macronutrients, sunlight, ventilation.

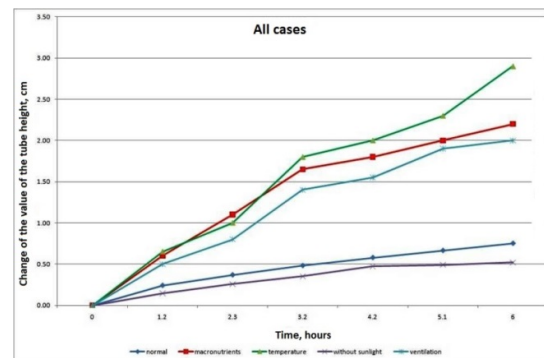


Figure 6

Factors comparison

From the graph we can see that macronutrients and temperature increase the level of transpiration at a same level in first 3 hours, after what we can observe that macronutrients path take a look like the path at normal conditions, from which we can conclude that the plant is saturated in P, K, N, S, Ca, Mg, S.

References

- 1) A. Alexeiciuc ‘Biology Compendium’
- 2) [Jane B. Reece](#), [Lisa A. Urry](#), [Michael L. Cain](#), ‘Campbell’
- 3) Biological sciences, 1993
- 4) Costîșina S. a. II^B, Influence of the atmosphere on the phenomena of the plant transpiration. //Scientific Students Annuals of the USM. Seria „Students works” Natural Science. Chișinău, 2006, pag. 178;

**REFERINȚE LA DEPENDENȚA COEFICIENTULUI DE MOBILITATE
A IONILOR DE PRESIUNE LA DESCĂRCAREA CORONĂ**

Teodor Grosu, Mircea Bologa, Oleg Motorin

Institutul de Fizică Aplicată AȘM,

str. Academiei, 5, Chișinău, MD-2028, Republica Moldova, e-mail: mbologa@phys.asm.md

Caracteristica ampervoltaică (CAV) la descărcarea electrică în gaze gen “coronă” are aspectul:

$$I = AU(U - U_c), \tag{1}$$

unde I – este intensitatea curentului; U – tensiunea; U_c – tensiunea critică de apariție a descărcării. Coeficientul de proporționalitate A este direct proporțional, la rândul său, cu coeficientul de mobilitate k a ionilor de semnul electric al coronei, adică $A \sim k$. De aici rezultă că prin cunoașterea CAV, deci, și al parametrului A , putem determina coeficientul de mobilitate a ionilor, dar și dependența lui de presiune. *Asupra parametrului A influențează și permitivitatea dielectrică, care în continuare va fi considerată constantă.*

Referitor la dependența mobilității electrice a ionilor de presiune $A \sim k(p)$, conform concepțiilor clasice, pentru temperaturi moderate ea, de regulă, este invers proporțională

$$A \sim k \sim 1/p \Rightarrow k = (k_0 \cdot p_0)/p = k_0/p_*, \tag{2}$$

unde indicele «0» înseamnă “la presiune și condiții normale” și s-a introdus notația

$$p_* \equiv p/p_0. \tag{3}$$

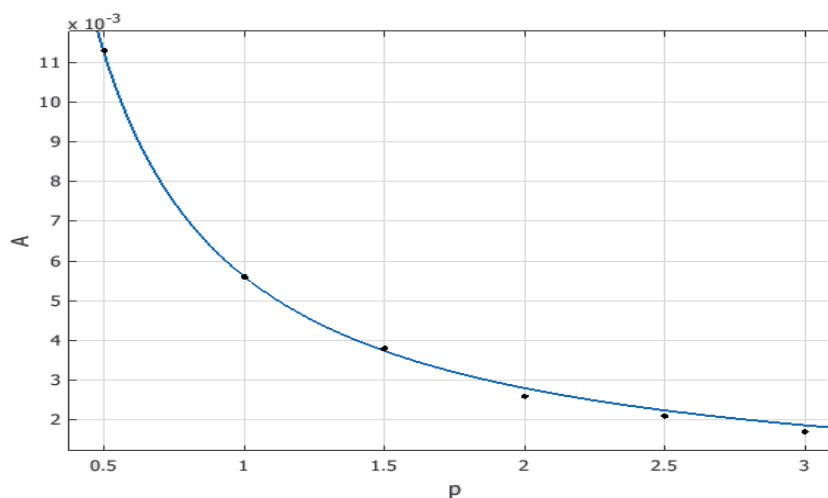


Fig. 1. Dependența parametrului A de presiune p : puncte – date experimentale; linie – calcul după formula (4).

Dependența (2) a fost verificată în baza datelor experimentale. În Fig. 1 este prezentată linia de regresie trasată conform datelor experimentale pentru heliu, având aspectul următoarei relații ($T = 293^\circ\text{C}$):

$$A = 0,0056/p. \quad (4)$$

După cum se vede, deja formula cea mai simplă de dependență hiperbolică (4) satisfăcător reflectă datele experimentale.

Pentru azot dependența $A(p)$ posedă minimum (natura căruia nu e cunoscută) ceea ce demonstrează Fig. 2a. Ecuația de regresie polinomială are aspectul de parabolă pătratică:

$$A(p) = 0,6724 p^2 - 0,6559 p + 0,1926, \quad (5)$$

ceea ce diferă de hiperbolă. La prima vedere, parametrul A , deci și k , nu se determină printr-o unică dependență matematică. Deoarece, cea clasică (4) este hiperbolică e de așteptat, ca și cea a azotului, să fie hiperbolică, ceea ce și se confirmă. Cu mult mai adecvată decât dependența parabolică s-a dovedit a fi cea hiperbolică cu aspectul unui polinom de gradul doi raportat la altul de gradul întâi:

$$A(p) = P_2(p)/P_1(p) \equiv (a \cdot p^2 + b \cdot p + c)/(d \cdot p + e), \quad (6)$$

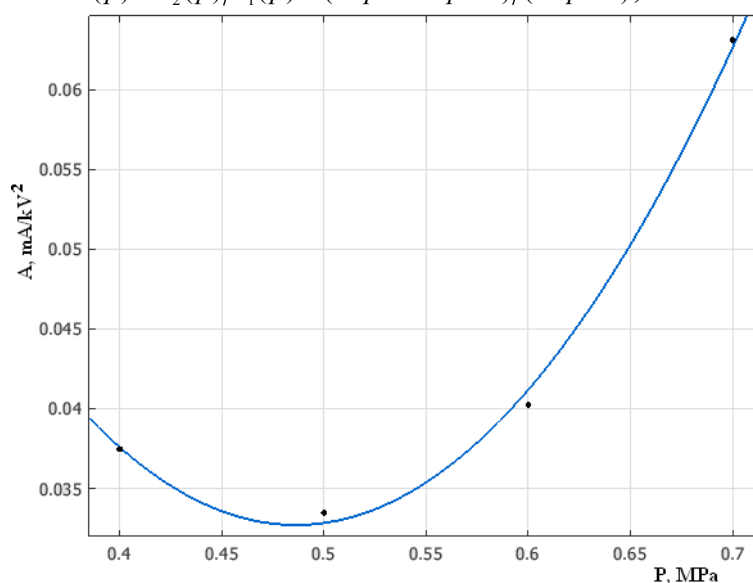


Fig. 2a. Dependența parametrului A de presiune p (conform legii parabolice): puncte – date experimentale; linie – calcul prin formula (5).

ce prezintă o hiperbolă de tip mai general (cazul (6): $a = b = e = 0$). Pentru cazul azotului N_2 din (6) obținem următoarea ecuație de regresie ($T = 293^\circ\text{C}$):

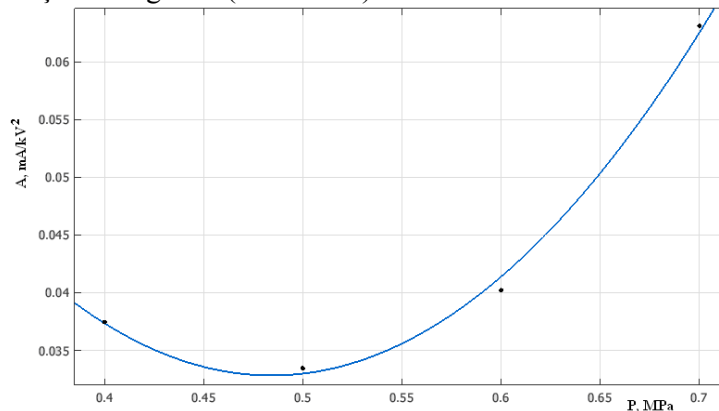


Fig. 2b. Dependența parametrului A de presiune p (conform legii hiperbolice): puncte – date experimentale; linie – calcul prin formula (7).

În cazul heliului la fel în loc de hiperbola de cea mai simplă formă (4) poate fi obținută alta, mai generală, de tip (6). O astfel de abordare a problemei conduce la o formulă mai complicată, dar considerabil mai exactă decât (4):

$$A = (-5,286 \cdot 10^{-5} p^2 - 0,0001091 p + 0,005864) / (p + 0,01193). \quad (8)$$

Toate acestea demonstrează că cea mai adecvată dependență a parametrului A de presiune, deci și a coeficientului k de mobilitate a ionilor, este cea hiperbolică de tip general (6).

Considerațiile aduse poartă un caracter principal, deoarece se referă atât la continuitatea unui proces fizic, cât și la continuitatea matematică la trecerea de la un gen de dependență la altul. *Lucrarea este efectuată în cadrul proiectului bilateral Nr. 13.820.15.09/GA, «Institutul de Fizică Aplicată AȘM – Institutul Tehnologic Karlsruhe, Germania, 2013 – 2014 z.».*

ASPECTE ELECTROTEHNOLOGICE LA TRATAREA PRODUSELOR LACTATE SECUNDARE

Elvira Vrabie, Mircea Bologna

Institutul de Fizică Aplicată AȘM,

str. Academiei, 5, Chișinău, MD-2028, Republica Moldova, e-mail: mbologa@phys.asm.md

Procesarea produselor lactate secundare prezintă o necesitate vitală și primordială, dictată în primul rând de conținutul valoros, ce nu se menține în produsele lactate primare și de aspectul ecologic, pe de altă parte, fiind condiționat de gradul major de poluare a mediului ambiant.

Laptele degresat, zara și zerul sunt atribuite la produsele lactate secundare cu proprietăți biologice valoroase, care necesită utilizarea completă și rațională. Conținutul solid al fiecărui tip de produs lactat secundar diferă, însă în mare parte constituie 50–70% din cel al laptelui inițial și este de 7–8%. În zer din lapte trece aproape toată lactoza – 70%, cele mai prețioase fracții proteice 14% – proteinele serice (lactalbuminele, lactoglobulinele, imunoglobulinele), care nu sunt reținute în produsele lactate primare, concentrația substanțelor saline (9%) este asemănătoare cu cea a laptelui integral, laptele degresat fiind o sursă importantă de potasiu și calciu pentru alimentație, precum și o serie de macroelemente, microelemente și vitamine.

Progresele atinse în cercetare au făcut posibilă reevaluarea valorii nutritive a acestor produse secundare, care, adesea, nu a fost apreciată adecvat. Procedeele tehnologice moderne, neconvenționale, au permis o separare mai riguroasă și eficientă a componentelor produselor secundare și, în consecință, o mai bună prelucrare, conservare și prezentare a lor. Preocupările recente sunt direcționate spre perfecționarea procedeelelor de obținere a proteinelor cu un grad redus de denaturare și într-o formă cât mai pură. De asemenea, se constată sporirea interesului consumatorilor față de produsele lactate cu un conținut redus de lipide și, în consecință, cu o valoare energetică redusă, în care proteinele și lactoza din lapte sunt componentele de bază. Există numeroase produse alimentare obținute din substanța uscată nelipidică a produselor secundare ale laptelui și din grăsimi vegetale, destinate unei alimentații dietetice sau speciale.

Problema argumentării direcției de utilizare a produselor lactate secundare în anumite cazuri este determinată de mai mulți factori, cum ar fi costul și volumul de producere, cheltuielile pentru prelucrare; estimarea eficacității economice a produsului și a termenului de răscumpărare; utilizarea produsului, securitatea ecologică a tehnologiei; accesibilitatea procurării utilajului, materiei prime, materialelor și a posibilităților de realizare a produselor finale.

Procesarea electrofizică a produselor lactate secundare are ca obiectiv principal elaborarea tehnologiei non-reziduale de procesare ce va permite fracționarea lor: obținerea concentratelor proteice minerale cu conținut proteic și mineral predeterminat și izomerizarea simultană a lactozei în lactuloză în instalații cu funcționare în regim continuu și consum redus de energie. Facilitatea procesării electrofizice se evidențiază prin faptul că acest procedeu permite nu numai extragerea predeterminată a proteinelor serice și combinarea lor gestionată cu mineralele, dar și izomerizarea simultană a lactozei în lactuloză, care datorită acțiunii curentului electric și a prezenței multor

substanțe minore permit transformarea glucidului principal din lapte – lactoza, în glucidul benefic pentru bifidoflora organismului uman – lactuloza.

Procesarea electrofizică este un procedeu complex și condiționat de mai mulți factori. Scopul principal al procesării electrofizice este motivat de necesitatea extragerii fracțiilor proteice cât mai pure, fără utilizarea reagenților chimici și a temperaturilor ridicate cu valorificarea tuturor fracțiilor prețioase din produse lactate secundare. Densitatea curentului electric este parametrul de bază, ce se menține constant și se stabilește corelația între valoarea ei și gradul de extragere a proteinelor serice în concentratele proteice minerale.

Multitudinea parametrilor variabili și a celor determinați după tratare a electrotehnologiei propuse (tensiunea curentului electric, temperatura; aciditatea activă a mediului studiat imediat după procesare și pe durata de stocare; gradul de extragere a proteinelor; gradul de extragere a substanțelor saline; gradul de izomerizare a lactozei în lactuloză; determinarea calitativă și cantitativă a proteinelor; gradul de extragere a aminoacizilor; conținutul lipidelor și a produselor de oxidare) și stabilirea parametrilor constructivi/geometrici ai electrolizorului propus prin gestionarea parametrilor de intensificare preventivă și a modului de refulare a lichidului de lucru, la fel ca și a celui secundar și compoziția lui permit: stabilirea regimurilor optime ale electrotehnologiei propuse pentru extragerea concentratelor proteice minerale cu conținut reglementat de proteine, aminoacizi și minerale; excluderea denaturării termice a proteinelor extrase în concentrate; izomerizarea simultană și sporită a lactozei în lactuloză; identificarea fenomenului de activare electrochimică prin studierea și explicarea stărilor metastabile pe parcursul și după finisarea procesului și a mecanismelor ce influențează procesul de extragere a proteinelor serice în concentrate la procesarea electrofizică; elaborarea ciclului non-rezidual de tratare electrofizică a produselor lactate secundare la temperaturi joase și consum redus de energie.

Produsele finale pot fi cu succes utilizate în industria farmaceutică și alimentară în calitate de adaosuri biologice active, aditivi alimentari și dietetici.

VARIAȚII ALE UNOR PARAMETRI AI IONOSFEREI

Valeriu ABRAMCIUC

Universitatea de Stat "Alec Russo" din Bălți

Facultatea de Științe Reale, Economice și ale Mediului

valeriuabramciuc@gmail.com

Abstract. In this paper is presented the temporal variations, filtered, of some fields at ionospheric altitudes, during the crepuscular periods, near the winter solstice, for the middle geomagnetic latitudes: a) probability PE_S of formation sporadic E irregularities in the ionosphere; b) probability PF of F-spread phenomena; c) critical frequency (mean) f_0F_{2med} layer F2.

Ionosfera reprezintă un ecran activ pe care se proiectează rezultatele acțiunilor din partea de jos (litosfera și atmosfera), din partea de sus (magnetosfera, soarele, spațiul cosmic) și din interiorul acesteia. Consecințele acestor acțiuni, care sunt extrem de diverse (funcție de intensitate, mod de propagare, formă, durată, timp ș. a.), se manifestă prin perturbarea desfășurării temporale a valorilor medii ale diferitelor câmpuri – de concentrații a particulelor neutre și/sau încărcate electric, de radiații luminoase în diferite domenii ale spectrului, electrice, magnetice, termice, gravitaționale, dinamice (de viteze și accelerații, liniare și unghiulare) și altele.

Folosind echipamente și tehnici speciale, se înregistrează, direct sau indirect, perturbațiile câmpurilor, iar interpretarea acestora scoate în evidență procesele fizice, chimice, optice, etc. și mecanismele de transmitere a semnalelor dintr-o regiune în alta/altele.

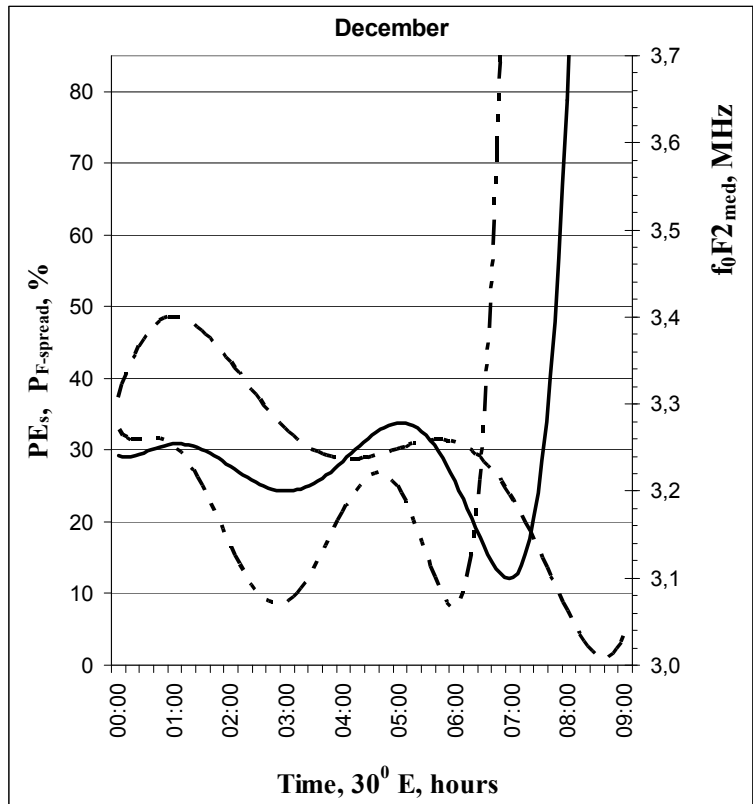
În figură sunt prezentate variațiile temporale, filtrate, ale unor câmpuri de la altitudinile ionosferei, în perioade crepusculare, în apropierea solstițiului de iarnă, pentru latitudini geomagnetice medii:

- probabilitatea PE_S de formare în regiunea E a ionosferei a neomogenităților sporadice (linie continuă);

- probabilitatea $P_{F\text{-spread}}$ apariției fenomenului F-spread (linie întreruptă);
- variațiile în timp a frecvenței critice (valoarea medie) f_0F2_{med} a stratului F2 (linie întrerupt-punctată).

S-a constatat, pentru perioade precrepusculare, o corelație înaltă între mărimile PE_s și f_0F2_{med} , deplasate între ele în timp cu aproximativ o oră, chiar dacă acești parametri se referă la regiuni distincte ale ionosferei, poziționate una față de alta pe verticală la aproximativ 200 km. Deasemenea, au fost evidențiate variații cuasisimilare în timp a celor trei mărimi, defazate temporal între ele, în intervalul de timp 0 ÷ 6 ore, urmate de comportament în cuadratură a acestora.

Interpretarea fizică ale acestor variații se poate face în baza mecanismului de generare a perturbațiilor ionosferice în emisfera conjugată magnetic, ca urmare a deplasării terminatorului solar, și propagarea interemisferică a undelor Alfven [1, 2].



— PE_s (%); - - - $P_{F\text{-spread}}$ (%);
 - · - f_0F2 (MHz)

Literatura

1. Abramciuc V. The terminator-exited Alfven waves as a generator of magnetically-conjugate sporadic-layers. *Revista Fizica si tehnologiile moderne*, 2011, vol. 9, nr. 1-2, pp. 65 – 71.
2. Afraimovich E.L., Edemskiy I.K., Voeykov S.V., Yasyukevich Yu.V., Zhivetiev I.V. Spatio-temporal structure of the wave packets generated by the solar terminator. *Advances in Space Research*, 2009, vol. 44, no. 7, pp. 824 – 835. **Doi:** 10.1016/j.asr.2009.05.017

WATER SALINITY EXPERIMENTAL ANALYSIS

Gleb Vizitiv¹, Laurentiu Calancea¹ Dolgopol Romina², Eugeniu Dimitriu¹, Igor Evtodiev³, Silvia Evtodiev⁴, Untila Dumitru³

¹Liceul Teoretic „Orizont” Durlleşti ,str. Dimo,22/1 ,or.Durlesti ,Chişinău, Republica Moldova

²Liceul Teoretic „Orizont” Buiucani, str.Ion Pelivan,13A, MD-2064 ,Chişinău, Republica Moldova

³Laboratorul de cercetare ştiinţifică „Fotonica şi Metrologie Fizică ”/ Facultatea de Fizică şi Inginerie, Universitatea de Stat din Moldova , A.Mateevici ,60 , MD-2009, Chişinău, Republica Moldova

⁴Î.M.,„Didact Vega” S.R.L. ,bd. Ştefan cel Mare şi Sfînt,200, MD-2004, Chişinău, Republica Moldova

The main purpose of this article is to explain and show how to effectively measure the electro-conductivity of water and use the theoretical knowledge to explain the principle of salts dissociation.

As long as water is one of the most crucial compounds for human beings, all our activities depend on the water quality. We already know that not all the water is “healthy”, it’s quality really depends on the amount of salts that it contains. Big amounts of salt in water can generate a harmful disease and also lack of salts can do the same, here an obvious conclusion appears water salinity must fit a well defined interval, so that it can be called “potable”.

In our article we answer questions like “why water is salted?” and “how can we measure its amount of salts?”. Also we present some theoretical principles which completely describe all physical phenomenon including water resistivity and electricity flow through water.

At first we must realize that water is salted because of amount of salt dissolved in it. We can’t measure directly them as of the salts, so we apply a physical method which determines electro-conductivity of water, and then converts it in the amount of salt. Electro-conductivity of water depends on the concentration of cations and anions. Electrical stream is nothing else than a lot of electrons moving. While moving, they meet some obstacles, and in order to measure how powerful electrons are being stopped, we measure Resistivity. But Conductivity is the inverse of Resistivity, and if we want to measure the Resistivity of a water solution we put 2 metal plates in water, and pass some electricity between them, while electricity passes, we measure the Resistance, and in order to determine Conductivity of the solution we apply the formula:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{l}{R \cdot S}$$

Where R -resistance measured like U/I , S – over lapping plates area, l -distance between plates.

Conductivity of pure water is very small, because electrons pass very hard through the molecules of H_2O , but every thing changes when we put some salts in the solution. Different anions and cations like: Na^+ , K^+ , SO_4^- immediately appear. The electrons can easily pass through the ions, and it’s logical that when ions persist, conductivity essentially grows. The conductivity also depends on the amount of ions which are dissolved and their nature. Different ions have different conductivities.

Table1 Limiting ion conductivity in water at 298K

Cations	$\lambda_+^0 / mSm^2 mol^{-1}$	Anions	$\lambda_-^0 / mSm^2 mol^{-1}$
H^+	34.96	OH^-	19.91
Li^+	3.869	Cl^-	7.634
Na^+	5.011	Br^-	7.84
K^+	7.350	I^-	7.68
Mg^{2+}	10.612	SO_4^{2-}	15.96
Ca^{2+}	11.900	NO_3^-	7.14

By looking at this table, you would think that it doesn’t seem logical, as the H^+ cations and the OH^- anions have the highest values. But we should not forget the fact that the number of dissolved anions and cations make a big difference. To understand the principle of ion dissociation, we have to understand what a Dissociation constant is.

In chemistry and biochemistry a dissociation constant is a specific type of equilibrium constant that measures the propensity of a larger object to separate (dissociate) reversibly into smaller components, as when a complex falls a part in to its component molecules, or when a salt splits up into its components, ions. The dissociation constant is the inverse of the association constant. In the special case of salts, the dissociation constant can also be called ionization constant.

For a general reaction



In which a complex breaks down in to xA subunits and yB subunits, the dissociation constant is defined

$$K_d = \frac{[A]^x [B]^y}{[A_x B_y]} \quad (2)$$

Where $[A]$, $[B]$, and $[A_x B_y]$ are the concentrations of A , B , and the complex $A_x B_y$, respectively [1].

The dissociation constant of water. As a frequently used special case, the dissociation constant of water is often expressed as K_w . The concentration of water is not included in the definition of K_w . The value of K_w varies with temperature, as shown in the table below. This variation must be taken into account when making precise measurements of quantities such as pH .

Table 2 The dissociation constant of water at different temperatures [1]

Water temperature, °C	$K_w / 10^{-14}$	pK_w
0	0,1	14,92
25	1,2	13,92
50	8,0	13,10
70	21,2	12,67
90	53	12,28
100	73	12,14

Table 3 The common conductivities

Source	Conductivity, $\mu S/cm$
Black Sea	45600
Dead Sea	228000
Baltic Sea at Neva estuary	4580
Lake Baikal	125
Peatbog lake	10

So now we understand how water salinity is linked to water resistivity. The main purpose of is to measure experimentally the electrical resistivity. Here we represent the way we did that experiment, using Pasco and metal plates. After measuring the resistivity we can easily decide if the water is considered well enough for human use.

Experiment: How to determine electroconductivity of different samples of water?

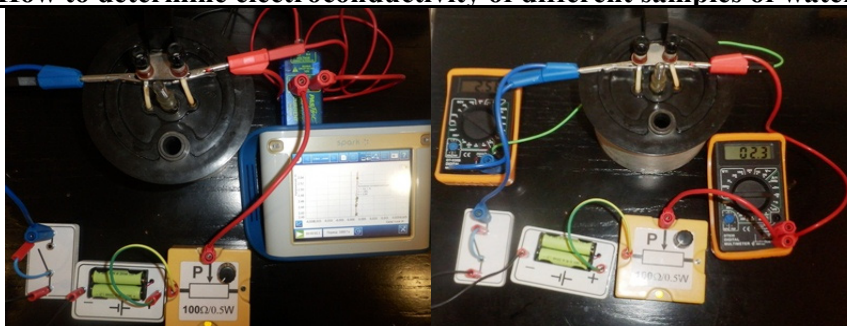


Figure 1 Image of used experimental installation [2].

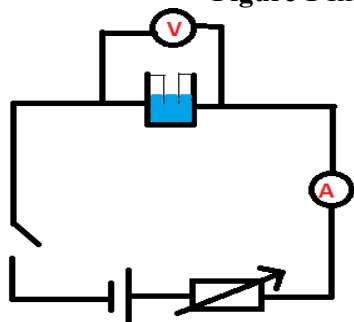


Figure 2 Electrical Circuit.

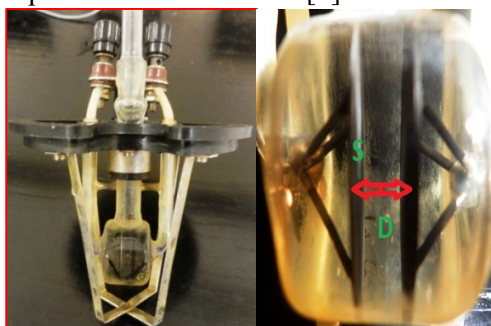


Figure 3 Image of the used cell.

In this experiment we analysed 3 types of water: Distilled water, Tap water and Mineral

water. We made the experiment with two plates, and calculated electro-conductivity of water by the formula

Table 4 Experimental values for different water types measured conductivity [1]

Water type	Conductivity, $\mu\text{S/cm}$
Distilled water	6,1
Tap water	378,5
Mineral water	102,0

Conclusions:

Some different types of water have different conductivity, because a different amount of different salts are dissolved in water. In our country, Moldova, water has a very high amount of CO_3^- and HCO_3^- ions, however a very small amount of I-(iodine) ions. This method of water salinity determination is a basic process in food industry, so that's why knowing the secrets really helps people to avoid wrong statements.

References

- 1) http://en.wikipedia.org/wiki/Dissociation_constant
- 2) <http://www.pasco.com/products/probeware/index.cfm>
- 3) Hamilton P. Cady, Inorganic Chemistry, [McGraw-Hill](#), 1992.

ATMOSPHERE AND SOLAR RADIATION MONITORING AT THE IAP GROUND-BASED STATION, KISHINEV(MOLDOVA)

A. Aculinin, V. Smicov

Atmospheric Research Group (ARG), Institute of Applied Physics(IAP), 5 Academiei Str., Kishinev, MD-2028, Moldova; phone: 738187, fax: 738149; e-mail: akulinin@phys.asm.md

Results of long-term measurements of aerosol optical and microphysical properties, total ozone content (TOC) in column of atmosphere, and solar radiation at the IAP's ground-based solar radiation monitoring station for the period of observations from 2004 to 2013 are presented. In 2003 IAP's ground-based station (47.0013°N, 28.8156°E; 205 m a.s.l.) was created and registered in the Global Atmosphere Watch Station Information System (GAW SIS) as a Regional fixed station in WMO RA VI–Europe (<http://gaw.empa.ch/gawsis/reports.asp?StationID=-739518802>). Since 1999 observations of aerosol characteristics have been carried out within the international Aerosol Robotic Network (AERONET) project managed by NASA/GSFC (http://aeronet.gsfc.nasa.gov/new_web/photo_d

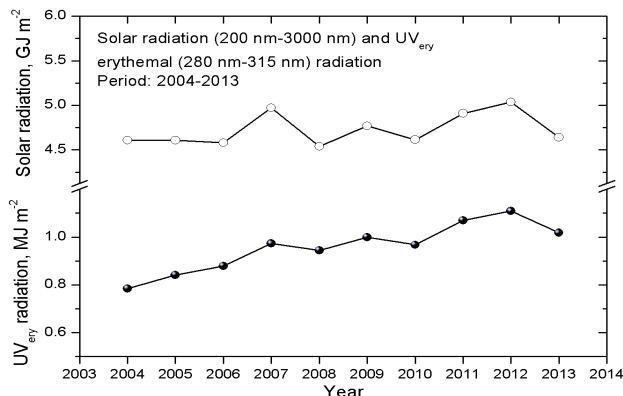


Figure 1. Time-series of global solar (200nm-3000nm) and ultraviolet erythemal UV_{ery} (280 nm-315 nm) radiation measured at the ground-based station placed at the IAP ASM.

[b/Moldova.html](http://aeronet.gsfc.nasa.gov/new_web/photo_d_b/Moldova.html)). Solar radiation and TOC data are submitted on regular basis to the World Radiation Data Center (WRDC) and World Ozone and Ultraviolet Radiation Data Centre (WOUDC) within Global Atmosphere Watch (GAW) programme, WMO since 2003.

The IAP's ground-based station was also registered at these Data Centers as continuously operating solar monitoring station at the territory of Moldova. Yearly totals of global broadband solar radiation (200 nm - 3000 nm) and UV_{ery} erythemal (280 nm- 315 nm) radiation onto the horizontal plane for the period of observations from 2004 to 2013 are shown on Fig. 1. Multiyear mean values of yearly totals of the solar and erythemal radiation are $\langle Q_{\text{gl}} \rangle_{\text{MY}} = 4.728 \text{ GJ m}^{-2}$ ($1313.34 \text{ kWh m}^{-2}$)

and $\langle Q_{UVery} \rangle_{MY} = 0.959 \text{ MJ m}^{-2}$ (0.266 kWh m^{-2}).

Aerosol optical and microphysical characteristics in the column of atmosphere are retrieved from direct solar and sky diffuse spectral radiance measurements using a multi-wavelength sun-photometer Cimel CE-318 in seven spectral channels. Spectral aerosol optical depth (AOD) at set of wavelengths from 340 nm to 1024 nm is used to characterize the turbidity of atmosphere due to presence of the aerosol only. Time-series of monthly means of AOD at 500 nm, $\langle \tau_a(500) \rangle_m$ measured at the ground-based station in the course of period from 1999 to 2014 is shown in Fig. 2. Multiyear mean value of AOD is equal to $\langle \tau_a(500) \rangle_{MY} = 0.20 \pm 0.05$, indicating that the atmosphere is relatively clear (by taking into account only the aerosol component). For comparison here are also presented AOD values $\langle \tau_a(500) \rangle_M$ for some analogous sites within the globally distributed AERONET: ~ 0.06 - Canberra, Australia; ~ 0.15 - London, UK; ~ 0.20 - NASA/GSFC, US; ~ 0.24 - Bucharest, Romania; ~ 0.34 - Osaka, Japan; ~ 0.73 - Beijing, China. High peaks of AOD involved in the course of 2001-2003 (see Fig. 1) are attributed to influence of aerosols (smoke, dust) in air masses transported from outer regions. Appearance of the largest peak among others taking place in September 2002 with $\langle \tau_a(500) \rangle_m = 0.57$ is attributed to influence of highly polluted air masses loaded with smoke particulates and long-range transported from some regions of Russia, Belarus, and Ukraine: in these regions numerous loci with intensive biomass burning (forest and peat fires) were observed. Peak in AOD observed in April 2003 was due to Sahara dust outbreaks transported in Moldova. The highest ever measured point $\tau_a(500)$ and daily mean $\langle \tau_a(500) \rangle_d$ values of AOD at the Kishinev site were observed on September 11, 2002 and were equal to $\tau_a(500) = 2.75$ and $\langle \tau_a(500) \rangle_d = 2.15$, respectively.

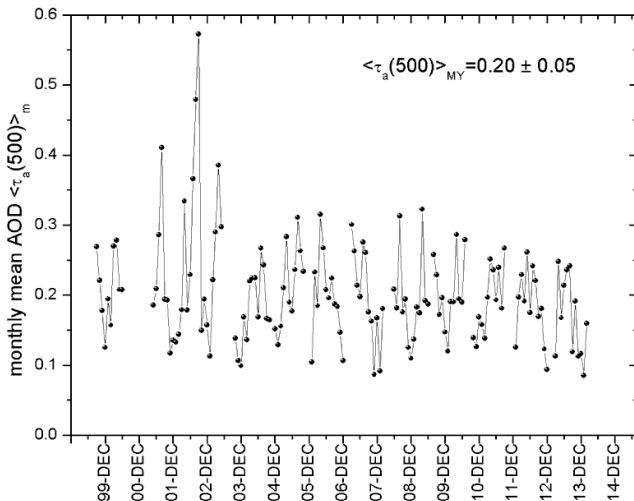


Figure 2. Time-series of monthly means of AOD $\langle \tau_a(500) \rangle_m$ measured at the ground-based station at the Kishinev site in the course of period from 1999 to 2014.

in the course of period from 1979 to 2013 is shown in Fig. 4. For creation of composed time-series it was used ozone data retrieved from the following satellite platform observations: Nimbus 7 (1979-1992), EP TOMS (1997-2004) and OMI AURA (2005-2013). Climatic norm of TOC for Moldova derived from satellite observations is equal to $\langle X \rangle_{clima} = 334 \pm 9 \text{ DU}$. Trend analysis of time-series from satellite observations reveals the following estimation of ozone variation: it is observed TOC decreasing at the rate of $\partial X / \partial Y \approx -5.5 \text{ DU per decade}$ or -1.6% per decade.

Measurements of TOC were fulfilled at the IAP ground-based station using a hand-held microprocessor controlled MICROTOPS II ozonometer. Seasonal variation of monthly means of TOC $\langle X \rangle_m$ measured at the ground-based station at the Kishinev site in the course of period from 2004 to 2013 is shown in Fig. 3. It is clearly seen seasonal variation with maximum of TOC $\langle X \rangle_m$ with 380 DU in April and minimum with $\langle X \rangle_m = 289 \text{ DU}$ in October. The highest and lowest ever measured point values of TOC at the Kishinev site were $X_{max} = 489 \text{ DU}$ (February 12, 2008) and $X_{min} = 240 \text{ DU}$ (November 16, 2008). Time series of yearly means of TOC $\langle X \rangle_Y$ retrieved from satellite observations and measured at the ground-based station at the Kishinev site

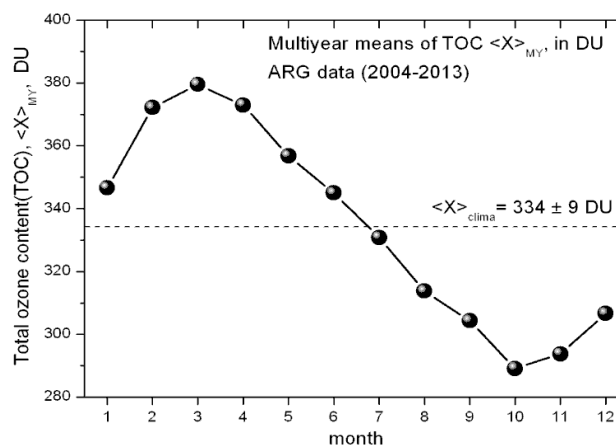


Figure 3. Seasonal variation of monthly means of TOC $\langle X \rangle_m$ measured at the ground-based station at the Kishinev site in the course of period from 2004 to 2013.

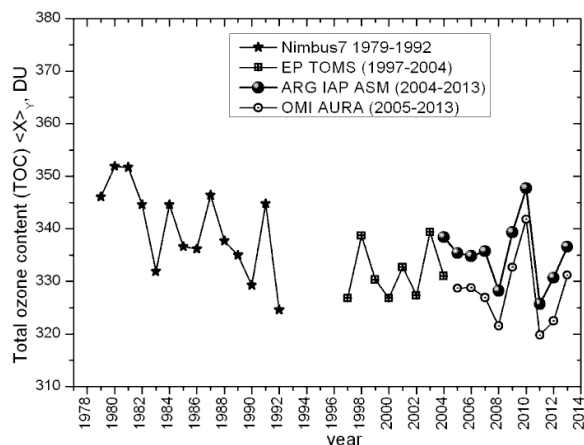


Figure 4. Time series of yearly means of TOC $\langle X \rangle_Y$ retrieved from satellite observations and measured at the ground-based station at the Kishinev site in the course of period from 1979 to 2014.

REALIZAREA INDEPENDENȚEI ENERGETICE - CONDIȚIA *SINE QUA NON* PENTRU DEZVOLTAREA DURABILĂ A REPUBLICII MOLDOVA

Iurie Boșneaga

Institute of Applied Physics, MOLDOVA, MD-2028, Str. Academiei, nr.5

E-mail: iubosneaga@gmail.com

Asigurarea dezvoltării durabile este un imperativ global fără alternativă. Dezvoltarea este total dependentă (condiționată, dirijată) de transformările de energie. Respectiv, Strategia Energetică reprezintă miezul și esența Strategiei Dezvoltării Durabile.

Transformările de energie care au loc (sunt operate) în economie se supun legilor Termodinamicii, mai exact Termodinamicii sistemelor neechilibrate. După cum se știe, fundamentul Termodinamicii este Legea Universală de Conservare a Energiei (care nu are excepții). Acest fapt incontestabil garantează veridicitatea concluziilor expuse mai jos.

Noi considerăm că din punct de vedere termodinamic dezvoltarea (progresul) a fiecărui organism (sistem) aparține și a civilizației în întregime poate fi numeric caracterizat prin creșterea (increment) a energiei libere ΔG (energii lui Gibbs). Adaosul cumulativ a acestei energii libere poate fi prezentat ca suma a doi termeni:

$$\Delta G = \Delta G_{\text{fossil}} + \Delta G_{\text{renewable}} \quad (1)$$

Primul termen ΔG_{fossil} reflectă sporul energiei libere a sistemului termodinamic datorită consumului de energie din surse fosile (tradiționale, nerenovabile) și poate fi definit ca unul “extensiv” (nesustenabil, care nu corespunde dezvoltării durabile). Al doilea termen $\Delta G_{\text{renewable}}$ corespunde creșterii “intensive” (sustenabile, care asigură dezvoltarea durabilă) a energiei libere - din surse renovabile, numite netradiționale (radiația solară directă și derivatele ei principale - energia hidro, eoliană, bio). Energia nucleară, de asemenea, se clasifică ca una sustenabilă - datorită rezervelor enorme a acesteia.

Combustibilele fosile nu pot asigura dezvoltarea durabilă - ele sunt epuizabile, plus folosirea lor este indispensabilă de imanente efecte negative de mediu. Gradul de sustenabilitate poate fi caracterizat numeric de “indice sustenabilității” S :

$$S = \Delta G_{\text{renewable}} / (\Delta G_{\text{fossil}} + \Delta G_{\text{renewable}}) \quad (2)$$

Evoluția în timp a acestui indice este prezentat în Fig.1.

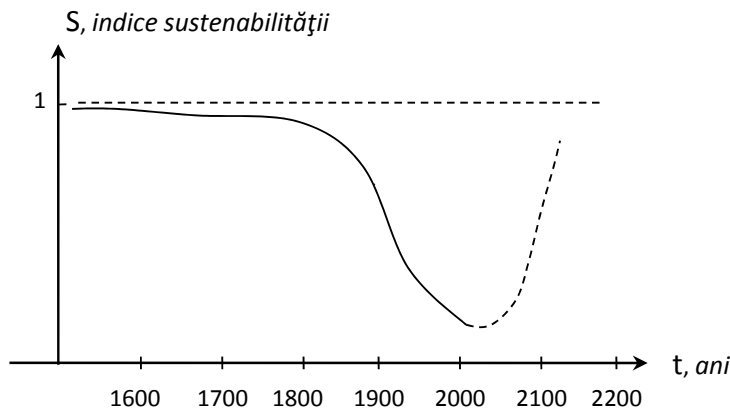


Fig.1. Indice sustenabilității pentru dezvoltarea civilizației - trend în timp (linia întreruptă punctată arată trendul dorit, dar nu și asigurat)

Indice sustenabilității dramatic scade în decurs de ultimele două secole. Prăbușirea civilizației în această “groapă”, fără nici o

îndoială, ar fi fatală. Respectiv, schimbarea trendului din negativ în unul pozitiv (revenirea la dezvoltarea durabilă) reprezintă o provocare (challenge) pentru întreaga omenire, o problemă cu trei aspecte de importanță vitală - asigurarea cu energie, alimente și stabilizarea climatului.

Folosirea variației energiei libere ca criteriu sustenabilității deschide calea pentru aprecierea numerică a dezvoltării (progresului). Dacă derivata totală a energiei libere G este negativă sau egală cu zero - economia este în regres (chiar dacă indicii tradiționali - PIB etc. sunt în creștere); respectiv când derivata totală a energiei libere este pozitivă ($dG/dt > 0$) - avem creștere sustenabilă.

Așadar, revenirea la dezvoltarea durabilă înseamnă stoparea schimbărilor climaterice - în primul rând, prin reducerea bruscă a emisiilor de bioxid de carbon și implementarea tehnologiilor de captare a bioxidului de carbon deja emis.

Strategia dezvoltării durabile a Republicii Moldova, pe lângă obiectivele generale care definesc sustenabilitatea, are particularități “regionale”, cum sunt asigurarea democrației și economiei de piață veritabile, combaterea sărăciei și corupției, restabilirea integrității teritoriale, asigurarea securității ecologice și independenței energetice (prin adoptarea și implementarea respectivei Strategii Energetice pentru Republicii Moldova). Ultima sarcină de fapt este prima ca importanță fiindcă dezvoltarea economică și socială este actualmente subminată, în primul rând, de “sărăcia energetică”.

În urma analizei minuțioase a stării în sfera energetică, cu implicarea factorilor interni și externi (celor regionale și globale), a fost elaborată **Strategia Energetică a Republicii Moldova de alternativă**, care, în opinia noastră, ar putea asigura o ieșire din impas. Această *Strategie* este bazată pe “Concepția 3D” - trei principii fundamentale (v. Fig.2), respectarea cărora este obligatorie pentru atingerea scopului suprem (asigurarea dezvoltării durabile).

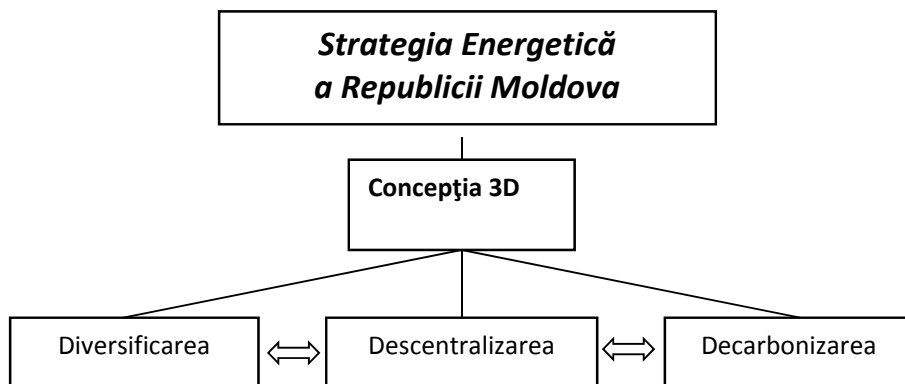


Fig.2. Pilonii Strategiei Energetice a Republicii Moldova

Asemenea algoritmizare a pașilor în domeniul energetic va permite să fie evitate gravele greșeli de sistemă (care se atestă pe parcursul a mai multor ani și au adus ramura în starea prezentă precară). Evident, că înaintarea fiecărui din aceste 3 principii interdependențe (diversificarea,

descentralizarea, decarbonizarea) are o argumentare (fondare) substanțială.

Diversificarea - înseamnă diversificarea resurselor energetice, a furnizorilor, a procedurilor de producere și stocare a energiei, a căilor de livrare etc. la toate nivelele (începând cu cel național și terminând cu unitățile de generare concrete). Acest principiu presupune și demonopolizarea fermă și eficientă, lichidarea condițiilor de corupție și asigurarea concurenței loiale, crearea pieții energetice veritabile. Instalațiile energetice, la fel, trebuie să fie multifuncționale, flexibile (spre exemplu, instalațiile solare combinate cu cele eoliene; instalațiile cu posibilitățile de alimentare, la alegere - în dependență de situația curentă pe piețele energetice - cu combustibil lichid sau gazos etc.). Este evident, că orice sistem este mai stabil și sigur (fiabil), dacă are mai multe puncte de sprijin, mai multe variante de rezervă pentru îndeplinirea sarcinii. Diversificarea înseamnă luarea în calcul a tuturor surse de energie, care ar putea asigura o perspectivă durabilă pentru Republica Moldova (inclusiv energia nucleară). La capitolul “diversificarea” Republica Moldova este deocamdată “repetentă”, aproape total depinzând de o singură sursă de alimentare cu energie.

Descentralizarea presupune desfășurarea unităților de generare în locul consumului, puterea lor fiind ajustată la necesitățile consumatorului. Descentralizarea asigură reducerea cheltuielilor aferente transportării, totodată garantând satisfacerea cererii crescânde - chiar și în limitele infrastructurii prezente. (Cererea la energie electrică va crește substanțial odată cu extinderea transportului electric). Există 3 argumente majore în favoarea descentralizării:

- energia alternativă (solară și derivatele ei) sunt distribuite - chiar prin natura sa
- consumatorii, la fel, sunt distribuiți
- energia secundară, inerentă oricărui sistem de generare, nu poate fi rentabil transportată la distanțe mari - ea mai ușor (rațional) poate fi folosită local, ceea ce asigură eficiența energetică sumară maximă

Descentralizarea producerii energiei sporește fiabilitatea (siguranța) sistemului energetic și reduce substanțial pericolul terorismului.

De menționat faptul, că descentralizarea este indispensabilă de baza sa logistică modernă - *Smart Grid* (rețeaua inteligentă activă, cu capacitățile de analiză în timp real a necesităților de consum-generare și controlul multifactorial optim a acestora). Nivelul dezvoltării ICT-tehnologiilor moderne este deja suficient pentru asigurarea funcționalității rețelelor inteligente active (colectarea și transmiterea volumului mare de informație, dirijarea optimă on-line).

Decarbonizarea energeticii înseamnă nu numai folosirea ciclurilor de generare a energiei non-carbon (fără emisie de CO₂), dar și limitarea emisiilor de CO₂ de către industria cimentului, metalurgia și alte surse. O problemă aparte reprezintă crearea capacităților de captare și utilizare (stocare) a carbonului emis anterior. În contextul decarbonizării pentru Republica Moldova este foarte actuală “electrificarea” transportului (care actualmente reprezintă sursa principală de bioxid de carbon) și dezvoltarea tehnologiilor pure, durabile de producere a energiei electrice.

Pe baza Strategiei Energetice propuse este elaborată “foaia de parcurs” pentru Republica Moldova în perioada de tranziție la dezvoltarea durabilă.

ПРОБЛЕМА ПЕРЕРАСЧЕТА ТОКОВ ЦЕПИ

Александр Пенин, Анатолий Сидоренко

Институт Электронной Инженерии и Нанотехнологий имени «Д. Гицу»

Академии Наук Молдовы

aapenin@mail.ru, anatoli.sidorenko@kit.edu

Методы теории электрических цепей широко используются в различных областях техники. Свидетельством универсальности этих методов могут служить расчет с их помощью тепловых сетей, гидравлических контуров и т.д. Одной из задач анализа электрической цепи является перерасчет токов при изменении параметров нагрузки или цепи. Недостатки традиционного метода перерасчета при изменении нагрузки и предложенный метод приведены в [1]. Дадим более подробное изложение недостатков традиционного метода. Для

этого рассмотрим активную цепь или активный четырехполюсник, приведенный на Рис.1. Цепь содержит первые значения сопротивлений нагрузок R_{L1}^1, R_{L2}^1 и задается матрицей проводимостей или Y параметрами.

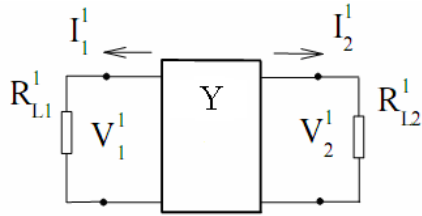


Рис.1. Активная цепь с двумя нагрузками R_{L1}^1, R_{L2}^1

Уравнение цепи имеет вид

$$\begin{bmatrix} I_1^1 \\ I_2^1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{12} & -Y_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_1^1 \\ V_2^1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} I_1^{SC} \\ I_2^{SC} \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Токи короткого замыкания I_1^{SC}, I_2^{SC} полагаются исходными значения токов нагрузок I_1^0, I_2^0 для исходных нулевых значений сопротивления нагрузок $R_{L1}^0 = 0, R_{L2}^0 = 0$. Первые значения сопротивлений R_{L1}^1, R_{L2}^1 будем рассматривать как первые приращения $\Delta R_{L1}^{10}, \Delta R_{L2}^{10}$ относительно начальных нулевых значений, т.е.

$R_{L1}^1 = \Delta R_{L1}^{10} + R_{L1}^0 = \Delta R_{L1}^{10}, R_{L2}^1 = \Delta R_{L2}^{10} + R_{L2}^0 = \Delta R_{L2}^{10}$. Тогда получаем первые значения токов и напряжений $V_1^1 = \Delta R_{L1}^{10} \cdot I_1^1, V_2^1 = \Delta R_{L2}^{10} \cdot I_2^1$. Перепишем (1) следующим образом

$$\begin{cases} (1 + Y_{11}\Delta R_{L1}^{10})I_1^1 - Y_{12}\Delta R_{L2}^{10}I_2^1 = I_1^0 \\ -Y_{12}\Delta R_{L1}^{10}I_1^1 + (1 + Y_{22}\Delta R_{L2}^{10})I_2^1 = I_2^0. \end{cases} \quad (2)$$

Решение (2) дает первые значения токов

$$I_1^1 = \frac{I_1^0 + \Delta R_{L2}^{10}(Y_{22}I_1^0 + Y_{12}I_2^0)}{D^{10}}, \quad I_2^1 = \frac{I_2^0 + \Delta R_{L1}^{10}(Y_{11}I_2^0 + Y_{12}I_1^0)}{D^{10}}.$$

Определитель $D^{10} = (1 + Y_{11}\Delta R_{L1}^{10})(1 + Y_{22}\Delta R_{L2}^{10}) - (Y_{12})^2 \Delta R_{L1}^{10}\Delta R_{L2}^{10}$.

Проведем анализ этих выражений. Выражения вида

$$I_1^1 = (\Delta R_{L1}^{10}, \Delta R_{L2}^{10}, I_1^0, I_2^0), \quad I_2^1 = (\Delta R_{L1}^{10}, \Delta R_{L2}^{10}, I_1^0, I_2^0), \quad (3)$$

позволяют найти последующие значения токов через исходные и приращения сопротивления нагрузок.

Пусть теперь вторые значения сопротивлений R_{L1}^2, R_{L2}^2 даны как вторые приращения $\Delta R_{L1}^{20}, \Delta R_{L2}^{20}$ относительно начальных нулевых значений, т.е., $R_{L1}^2 = \Delta R_{L1}^{20} + R_{L1}^0 = \Delta R_{L1}^{20}, R_{L2}^2 = \Delta R_{L2}^{20} + R_{L2}^0 = \Delta R_{L2}^{20}$.

Тогда получим аналогичные выражения

$$I_1^2 = \frac{I_1^0 + \Delta R_{L2}^{20}(Y_{22}I_1^0 + Y_{12}I_2^0)}{D^{20}}, \quad I_2^2 = \frac{I_2^0 + \Delta R_{L1}^{20}(Y_{11}I_2^0 + Y_{12}I_1^0)}{D^{20}},$$

$$D^{20} = (1 + Y_{11}\Delta R_{L1}^{20})(1 + Y_{22}\Delta R_{L2}^{20}) - (Y_{12})^2 \Delta R_{L1}^{20}\Delta R_{L2}^{20}.$$

Эти выражения также позволяют найти последующие значения токов через исходные значения и приращения сопротивления нагрузок

$$I_1^2 = (\Delta R_{L1}^{20}, \Delta R_{L2}^{20}, I_1^0, I_2^0), \quad I_2^2 = (\Delta R_{L1}^{20}, \Delta R_{L2}^{20}, I_1^0, I_2^0). \quad (4)$$

Теперь попробуем ввести промежуточные изменения $\Delta R_{L1}^{21}, \Delta R_{L2}^{21}$ так, чтобы $R_{L1}^2 = \Delta R_{L1}^{21} + R_{L1}^1 = \Delta R_{L1}^{21} + \Delta R_{L1}^{10} = \Delta R_{L1}^{20}, R_{L2}^2 = \Delta R_{L2}^{21} + R_{L2}^1 = \Delta R_{L2}^{21} + \Delta R_{L2}^{10} = \Delta R_{L2}^{20}$.

Тогда определитель D^{20} будет содержать взаимные произведения промежуточных изменений $\Delta R_{L1}^{21}, \Delta R_{L2}^{21}$ и первых значений сопротивлений нагрузок R_{L1}^1, R_{L2}^1 . Это говорит о том, что групповые свойства для промежуточных изменений не выполняются - поэтому не получаются выражения типа (4)

$$I_1^2 \neq (\Delta R_{L1}^{21}, \Delta R_{L2}^{21}, I_1^1, I_2^1), I_2^2 \neq (\Delta R_{L1}^{21}, \Delta R_{L2}^{21}, I_1^1, I_2^1)$$

для первых и вторых значений токов.

Если мы перейдем к другой схеме нашей активной цепи, приведенной на Рис.2, тогда получаются выражения (4)

$$I_1^2 = (\Delta R_{L1}^{21}, \Delta R_{L2}^{21}, I_1^1, I_2^1), I_2^2 = (\Delta R_{L1}^{21}, \Delta R_{L2}^{21}, I_1^1, I_2^1).$$

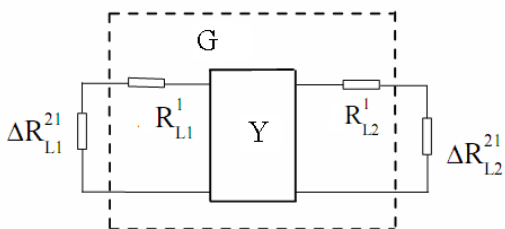


Рис.2. Первые значения сопротивлений нагрузок входят в активную цепь

Но в этом случае необходимо рассчитать новую матрицу проводимостей G . Тогда уравнение цепи (1) примет вид

$$\begin{bmatrix} I_1^2 \\ I_2^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -G_{11} & G_{12} \\ G_{12} & -G_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_1^2 \\ V_2^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} I_1^1 \\ I_2^1 \end{bmatrix}. \quad (5)$$

Токи короткого замыкания I_1^1, I_2^1 являются исходными значениями.

Чтобы групповые свойства выполнялись, необходимо изменения сопротивлений нагрузок задать иным образом, а не через приращения (что характерно для математического анализа функций). Использование проективных координат для сопротивлений нагрузок приводит к заданию изменения этих сопротивлений в виде сложного отношения четырех значений (точек). Два из этих значений соответствуют исходным и последующим значениям, а другие два значения являются характерными значениями и зависят только от параметров цепи. Такой подход позволяет получить формулы перерасчета в виде проективных преобразований

$$I_1^2 = \frac{a_1 I_1^1 + a_2 I_2^1 + a_3}{c_1 I_1^1 + c_2 I_2^1 + c_3}, I_2^2 = \frac{b_1 I_1^1 + b_2 I_2^1 + b_3}{c_1 I_1^1 + c_2 I_2^1 + c_3}. \quad (6)$$

В этих формулах коэффициенты a_i, b_i, c_i выражаются простыми соотношениями через предложенные изменения сопротивления нагрузок и через характерные значения токов нагрузок. Характерные значения токов также зависят только от самой цепи.

Формулы (6) обобщаются формальным образом для специального класса цепей с общим узлом для любого числа нагрузок [2]. Аналогичные формулы перерасчета токов получены при изменении параметров цепи (изменяются сопротивления цепи, входящие в общий узел) [3].

Проективные преобразования типа (6) выполняются для токов на входе и выходе каскадной цепи в виде трех - проводной линии связи. Если предварительно тестировать такую цепь, определить характерные значения токов на входе и выходе, а потом передать информационную составляющую тока или сопротивления, то можно восстановить и разделить два измерительных сигнала на входах цепи [4].

[1]. A. Penin, About the definition of parameters and regimes of active two- port networks with variable loads on the basis of projective geometry. WSEAS Transactions on Circuits and Systems, 2011, 10, 5, pp. 157-172

<http://www.wseas.us/e-library/transactions/circuits/2011/53-346.pdf>.

[2]. A. Penin, Recalculation of the loads current of active multi-port networks on the basis of projective geometry, *Journal of Circuits, Systems and Computers*, 2013, Vol. 22, No. 05, pages 13.

<http://www.worldscientific.com/worldscinet/jcsc>.

[3]. Пенин А. А. Перерасчет токов нагрузок активного многополюсника с изменяемыми параметрами на основе проективной геометрии, *Электричество*, 2012, № 10. с. 66-73.

[4]. A. Penin, A. Sidorenko, Transmission of measuring signals and power supply of remote sensors. Proceedings of NATO ARW “ NANOTECHNOLOGY IN THE SECURITY SYSTEMS“, edited by J. Bonca and S. Kruchinin, Springer, 2014, pp.261-275.

UNELE ASPECTE DE GRUPARE A SURSELOR DE CURENT ELECTRIC CONTINUU

E. Gheorghită, L. Guțuleac, V. Spînu*, P. Untilă

Universitatea de Stat din Tiraspol, Moldova; *Liceul Teoretic „Ion Vatamanu”, Strășeni, Moldova
e.gheorghita@mail.ru

Problema grupării surselor de curent electric continuu este actuală în sistemul de predare-învățare a fizicii. Manualele utilizate în mod diferit tratează rezolvarea problemelor de grupare a surselor.

În lucrarea dată se prezintă diferite modalități de rezolvare a problemei grupării surselor de curent continuu pentru cazul conectării în paralel a surselor cu caracteristici diferite.

Analizăm cazul conectării surselor identice grupate în paralel. Schema conectării este reprezentată în figura 1. Avem n surse identice cu tensiunile electromotoare ε și rezistența interioară r .

În manualele liceale această problemă, la cazul general, nu este rezolvată. Analizăm cazul grupării a n surse de curent cu aceleași t.e.m. și rezistențe interioare egale. Evident că intensitățile curenților prin ele, deci:

$$I_1 = I_2 = I_3 = \dots = I_n, \tag{1}$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \dots = \varepsilon_n = \varepsilon. \tag{2}$$

În conformitate cu teorema I-a Kirchhoff, avem:

$$I = I_1 + I_2 + \dots + I_n. \tag{3}$$

Coform teoremei a II-a Kirchhoff pentru un ochi de rețea ce conține rezistorul de rezistența R , de exemplu pentru ochiul A ε_n BRA, avem: $I_n \cdot r + I \cdot R = \varepsilon_n$, de unde

$$I_n = \frac{\varepsilon_n - I \cdot R}{r}. \tag{4}$$

Ținând cont de relația (2) și substituind (4) în (3),

obținem: $I = \frac{n \cdot \varepsilon - n \cdot I \cdot R}{r}$. (5). Rezolvând această ecuație:

$$I \cdot r = n \cdot \varepsilon - n \cdot I \cdot R; I \cdot (n \cdot R + r) = n \cdot \varepsilon, I = \frac{n \cdot \varepsilon}{n \cdot R + r} = \frac{n \cdot \varepsilon}{n \left(R + \frac{r}{n} \right)}, \text{ de unde } I = \frac{\varepsilon}{R + \frac{r}{n}}. \tag{6}$$

Astfel am ajuns la concluzia că la gruparea în paralel a n surse identice, tensiunile electromotoare rămân aceleași, iar rezistența interioară se micșorează de n ori, după cum se vede din relația (6).

În cazul surselor de curent continuu diferite, problema este mai complicată. În manualul respectiv [1] cazul surselor diferite nu este analizat. Vom analiza trei cazuri de conectare a surselor cu caracteristici diferite, și anume:

- 1) Sursele au aceeași t.e.m., dar rezistența interioară diferită: $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon$ și $r_1 \neq r_2 \neq r_3$;
- 2) Sursele au aceeași rezistențe interioare, iar t.e.m. diferită: $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2 \neq \varepsilon_3$ și $r_1 = r_2 = r_3$;
- 3) Sursele au diferite t.e.m. și diferite rezistențe interioare: $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2 \neq \varepsilon_3$ și $r_1 \neq r_2 \neq r_3$.

În figura 2 este prezentată schema grupării în paralel a trei surse cu aceleași t.e.m. și cu

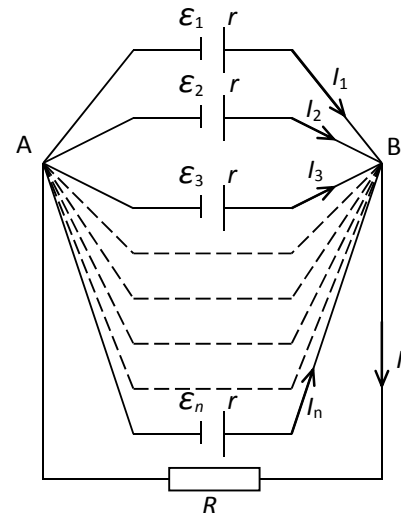


Fig. 1. Gruparea a n surse identice de curent electric continuu

rezistențe interioare diferite. Prezentăm rezolvarea acestei probleme: $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon$ și $r_1 \neq r_2 \neq r_3$

În conformitate cu teorema I Kirchoff: $I = I_1 + I_2 + I_3$ (7)

Scriem teorema a doua Kirchoff pentru trei ochiuri: ochiul AI_1BRA , obținem:

$$I_1 \cdot r_1 + I \cdot R = \varepsilon_1 \quad (8)$$

Pentru ochiul AI_2BRA , obținem: $I_2 \cdot r_2 + I \cdot R = \varepsilon_2$ (9)

Pentru ochiul AI_3BRA , obținem $I_3 \cdot r_3 + I \cdot R = \varepsilon_3$ (10)

Din (8), (9) și (10), găsim $I_1; I_2; I_3$: $I_1 = \frac{\varepsilon - I \cdot R}{r_1}$ (11); $I_2 = \frac{\varepsilon - I \cdot R}{r_2}$ (12); $I_3 = \frac{\varepsilon - I \cdot R}{r_3}$ (13)

Substituind (11), (12) și (8) în (7), aflăm: $I = \frac{\varepsilon - I \cdot R}{r_1} + \frac{\varepsilon - I \cdot R}{r_2} + \frac{\varepsilon - I \cdot R}{r_3}$. (14)

Rezolvând această ecuație, găsim intensitatea curentului în circuit (fig.2):

$$\begin{aligned} I \cdot r_1 \cdot r_2 \cdot r_3 &= r_2 \cdot r_3 \cdot \varepsilon - r_2 \cdot r_3 \cdot R \cdot I + r_1 \cdot r_3 \cdot \varepsilon - r_1 \cdot r_3 \cdot R \cdot I + r_2 \cdot r_1 \cdot \varepsilon - r_1 \cdot r_3 \cdot R \cdot I \\ (r_1 \cdot r_2 \cdot r_3 + r_2 \cdot r_3 \cdot R + r_1 \cdot r_3 \cdot R + r_1 \cdot r_3 \cdot R + r_1 \cdot r_2 \cdot R) \cdot I &= \varepsilon \cdot (r_2 \cdot r_3 + r_1 \cdot r_3 + r_1 \cdot r_2) \\ I &= \frac{\varepsilon \cdot (r_2 \cdot r_3 + r_1 \cdot r_3 + r_1 \cdot r_2)}{r_1 \cdot r_2 \cdot r_3 + r_2 \cdot r_3 \cdot R + r_1 \cdot r_3 \cdot R + r_1 \cdot r_3 \cdot R + r_1 \cdot r_2 \cdot R} = \frac{\varepsilon \cdot \left(\frac{r_1 \cdot r_2 \cdot r_3}{r_1} + \frac{r_1 \cdot r_2 \cdot r_3}{r_2} + \frac{r_1 \cdot r_2 \cdot r_3}{r_3} \right)}{R \cdot \left(\frac{r_1 \cdot r_2 \cdot r_3}{r_1} + \frac{r_1 \cdot r_2 \cdot r_3}{r_2} + \frac{r_1 \cdot r_2 \cdot r_3}{r_3} \right) + r_1 \cdot r_2 \cdot r_3} \\ &= \frac{r_1 \cdot r_2 \cdot r_3 \cdot \varepsilon \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_3} \right)}{r_1 \cdot r_2 \cdot r_3 \cdot \left(\frac{R}{r_1} + \frac{R}{r_2} + \frac{R}{r_3} + 1 \right)} = \frac{\varepsilon \cdot \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_3} \right)}{R \cdot \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_3} \right) + 1} = \frac{\varepsilon \cdot \sum_{i=1}^3 \frac{1}{r_i}}{R \cdot \sum_{i=1}^3 \frac{1}{r_i} + 1} \end{aligned}$$

Pentru n surse cu tensiuni electromotoare identice și cu

rezistențe interioare diferite, obținem: $I = \frac{\varepsilon \cdot \sum_{i=1}^n \frac{1}{r_i}}{R \cdot \sum_{i=1}^n \frac{1}{r_i} + 1}$ (15)

Prin urmare, gruparea de n surse de curent legate în paralel, unde t.e.m sunt egale, iar rezistențele lor interioare sunt diferite, din (15) observăm că tensiunea electromotoare rămîne aceeași, însă rezistența lor interioară se micșorează.

Analizăm cazul doi: pentru ε diferite, iar rezistența lor interioară egală, atunci: $r_1 = r_2 = r_3 = r$.

Pentru nodul B (Fig.3), în conformitate cu teorema lui Kirchoff, $I = I_1 + I_2 + I_3$ (16)

Scriem teorema a doua a lui Kirchoff pentru trei ochiuri: ochiul AI_1BRA , obținem:

a) Pentru ochiul $A\varepsilon_1BRA$, obținem: $I_1 \cdot r + I \cdot R = \varepsilon_1$, de unde $I_1 = \frac{\varepsilon_1 - I \cdot R}{r}$ (17)

b) Pentru ochiul $A\varepsilon_2BRA$, obținem: $I_2 \cdot r + I \cdot R = \varepsilon_2$ de unde $I_2 = \frac{\varepsilon_2 - I \cdot R}{r}$ (18)

c) Pentru ochiul $A\varepsilon_3BRA$, obținem $I_3 \cdot r + I \cdot R = \varepsilon_3$ de unde $I_3 = \frac{\varepsilon_3 - I \cdot R}{r}$ (19)

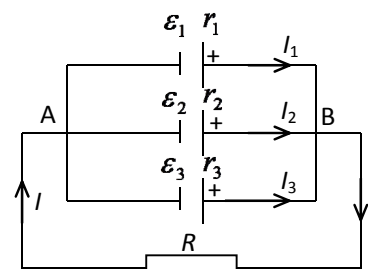


Fig. 2. Gruparea surselor de curent electric continuu de aceeași t.e.m. cu rezistențe interioare diferite.

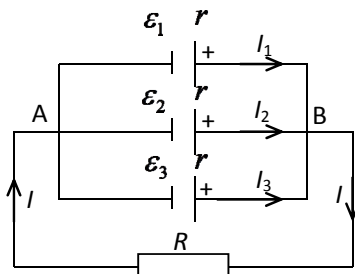


Fig. 3. Gruparea surselor de curent electric continuu cu aceeași rezistență interioară cu t.e.m. diferite

Substituind (17), (18) și (19) în (16), obținem:

$$I = \frac{\varepsilon_1 - I \cdot R}{r} + \frac{\varepsilon_2 - I \cdot R}{r} + \frac{\varepsilon_3 - I \cdot R}{r} \quad (20)$$

Rezolvând această ecuație, obținem:

$$I \cdot r = \varepsilon_1 - I \cdot R - I \cdot R + \varepsilon_2 + \varepsilon_2 - I \cdot R = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 - 3 \cdot I \cdot R$$

$$I \cdot (3 \cdot R + r) = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3$$

$$I = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3}{3 \cdot R + r} = \frac{\sum_{i=1}^3 \varepsilon_i}{\sum_{i=1}^3 R_i + r} \quad (21)$$

Pentru n surse cu t.e.m. (ε) diferite și rezistențele interioare identice, obținem:

$$I = \frac{\sum_{i=1}^n \varepsilon_i}{\sum_{i=1}^n R_i + r} \quad (22)$$

Din (22) observăm, că pentru n t.e.m. diferite, iar în rezistențele lor interioare identice grupate în paralel avem t.e.m. rezultantă este egală cu suma lor, iar rezistența lor rezultantă este aceeași. Precăutăm cazul grupării, când $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2 \neq \varepsilon_3$ diferite și rezistențele lor interioare sunt diferite, adică $r_1 \neq r_2 \neq r_3$. Pentru nodul B (fig. 4), în conformitate cu I teoremă a lui Kirchoff (fig. 4), avem:

$$I = I_1 + I_2 + I_3 \quad (23)$$

Scriem teorema a doua a lui Kirchoff pentru trei ochiuri: ochiul AI_1BRA , obținem:

a) Pentru ochiul $A\varepsilon_1BRA$, obținem: $I_1 \cdot r_1 + I \cdot R = \varepsilon_1$, de unde

$$I_1 = \frac{\varepsilon_1 - I \cdot R}{r_1} \quad (24)$$

b) Pentru ochiul $A\varepsilon_2BRA$, obținem: $I_2 \cdot r_2 + I \cdot R = \varepsilon_2$ de unde

$$I_2 = \frac{\varepsilon_2 - I \cdot R}{r_2} \quad (25)$$

c) Pentru ochiul $A\varepsilon_3BRA$, obținem $I_3 \cdot r_3 + I \cdot R = \varepsilon_3$ de unde $I_3 = \frac{\varepsilon_3 - I \cdot R}{r_3}$ (26)

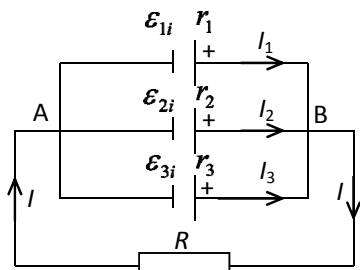


Fig. 4. Gruparea surselor de curent electric continuu cu t.e.m. și rezistențe interioare diferite

Substituind (24), (25) și (26) în (23), obținem:

$$I = \frac{\varepsilon_1 - I \cdot R}{r_1} + \frac{\varepsilon_2 - I \cdot R}{r_2} + \frac{\varepsilon_3 - I \cdot R}{r_3} = \frac{r_2 \cdot r_3 \cdot \varepsilon_1 - r_2 \cdot r_3 \cdot R \cdot I + r_2 \cdot r_3 \cdot \varepsilon_2 - r_1 \cdot r_3 \cdot R \cdot I + r_1 \cdot r_3 \cdot \varepsilon_3 - r_1 \cdot r_2 \cdot R \cdot I}{r_1 \cdot r_2 \cdot r_3}$$

Rezolvând această ecuație, obținem:

$$I \cdot r_1 \cdot r_2 \cdot r_3 = r_2 \cdot r_3 \cdot \varepsilon_1 - r_2 \cdot r_3 \cdot R \cdot I + r_1 \cdot r_3 \cdot \varepsilon_2 - r_1 \cdot r_3 \cdot R \cdot I + r_2 \cdot r_1 \cdot \varepsilon_3 - r_1 \cdot r_3 \cdot R \cdot I$$

$$(r_1 \cdot r_2 \cdot r_3 + r_2 \cdot r_3 \cdot R + r_1 \cdot r_3 \cdot R + r_1 \cdot r_3 \cdot R + r_1 \cdot r_2 \cdot R) \cdot I = \varepsilon_1 \cdot r_2 \cdot r_3 + r_1 \cdot r_3 \cdot \varepsilon_2 + r_1 \cdot r_2 \cdot \varepsilon_3$$

$$I = \frac{\varepsilon_1 \cdot r_2 \cdot r_3 + r_1 \cdot r_3 \cdot \varepsilon_2 + r_1 \cdot r_2 \cdot \varepsilon_3}{R(r_2 \cdot r_3 + r_1 \cdot r_3 + r_1 \cdot r_2)} = \frac{r_1 \cdot r_2 \cdot r_3 \cdot \frac{\varepsilon_1}{r_1} + r_1 \cdot r_2 \cdot r_3 \cdot \frac{\varepsilon_2}{r_2} + r_1 \cdot r_2 \cdot r_3 \cdot \frac{\varepsilon_3}{r_3}}{R \cdot \left(\frac{r_1 \cdot r_2 \cdot r_3}{r_1} + \frac{r_1 \cdot r_2 \cdot r_3}{r_2} + \frac{r_1 \cdot r_2 \cdot r_3}{r_3} \right) + r_1 \cdot r_2 \cdot r_3}$$

$$= \frac{r_1 \cdot r_2 \cdot r_3 \cdot \left(\frac{\varepsilon_1}{r_1} + \frac{\varepsilon_2}{r_2} + \frac{\varepsilon_3}{r_3} \right)}{r_1 \cdot r_2 \cdot r_3 \cdot \left(\frac{R}{r_1} + \frac{R}{r_2} + \frac{R}{r_3} + 1 \right)} = \frac{\frac{\varepsilon_1}{r_1} + \frac{\varepsilon_2}{r_2} + \frac{\varepsilon_3}{r_3}}{\frac{R}{r_1} + \frac{R}{r_2} + \frac{R}{r_3} + 1} = \frac{\sum_{i=1}^3 \frac{\varepsilon_i}{r_i}}{R \cdot \sum_{i=1}^3 \frac{1}{r_i} + 1}; \quad I = \frac{\sum_{i=1}^3 \frac{\varepsilon_i}{r_i}}{R \cdot \sum_{i=1}^3 \frac{1}{r_i} + 1} \quad (27)$$

Pentru n t.e.m. și n rezistențe interioare, obținem:

$$I = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{\varepsilon_i}{r_i}}{R \cdot \sum_{i=1}^n \frac{1}{r_i} + 1} \quad (28)$$

Din relația (28) observăm, că pentru acest caz tensiunea electromotoare rezultantă este egală cu suma tuturor tensiunilor electromotoare grupate în paralel, iar rezistența lor internă se micșorează.

În baza celor discutate mai sus, conchidem:

1. Gruparea în paralel a n surse identice tensiunile electromotoare rămân aceleași, iar rezistența interioară se micșorează de n ori;
2. Gruparea de n surse de curent legate în paralel, unde t.e.m. sunt egale, iar rezistențele lor interioare sunt diferite, tensiunea electromotoare rămîne aceeași, însă rezistența lor interioară se micșorează;
3. Pentru n t.e.m. diferite, iar rezistențele lor interioare identice grupate în paralel, avem t.e.m. rezultantă este egală cu suma lor, iar rezistența lor rezultantă este aceeași;
4. Pentru acest caz, tensiunea electromotoare rezultantă este egală cu suma tuturor tensiunilor electromotoare grupate în paralel, iar rezistența lor internă se micșorează.
5. Aceste rezultate pot servi ca un suport didactic pentru elevi și profesori ce utilizează teoremele Kirchhoff la rezolvarea diferitor probleme.

Bibliografie:

1. Mihai Marinciuc, Spiridon Rusu, "Fizica. Manual pentru clasa a 11-a, profil real umanist", Univers Pedagogic, 2006.

DIALECTICA ÎN VIAȚA ȘI CREAȚIA ASTROFIZICIANULUI NICOLAE DONICI

Veaceslav Ursachi, Ion Tighineanu

Academia de Științe a Moldovei, Chișinău, bd. Ștefan cel Mare 1, ursaki@yahoo.com

În lucrare se face o analiză a creației științifice a marelui savant basarabean Nicolae Donici, dar și a vieții sale, din punctul de vedere al principiului opoziției și unității contrariilor. Se arată, că creația lui științifică se află la interfața dintre astronomie și astrofizică, dintre cercetarea fundamentală și inginerie. Investigațiile sale astronomice de mare valoare au vizat eclipsele de Soare și de Lună (a studiat 8 eclipse totale de Soare în decursul vieții sale), trecerea planetei Mercur prin discul Soarelui în noiembrie 1907 și octombrie 1914, precum și măsurarea precisă a diametrului planetei Mercur, dar și descoperirea pentru prima dată a lipsei atmosferei în jurul acestei planete, observarea cometei Halley în 1910 și a cometei Ponce-Winneke în 1927, monitorizarea planetei Saturn în 1931-1933 și determinarea perioadei de rotire a acestei planete, urmărirea fenomenului creșterii umbrei Pământului pe Lună în timpul eclipselor de Lună s. a. Pentru studiul eclipselor de Soare și altor fenomene astronomice, Nicolae Donici a cutreierat pământul în lung și-n lat, efectuând numeroase expediții în America, Africa, Asia, Europa, a ajuns în Indochina, Siberia, golful Mexic și chiar pe Mont Blanc. De o mare importanță științifică sunt și imaginile fotografice ale cerului stelar obținute la observatorul lui Nicolae Donici la solicitarea renumitului astronom american Harlow Shapley, care a folosit stelele PR Lyrae pentru a estima corect dimensiunile Galaxiei Calea Lactee și poziția soarelui în galaxie. Cea mai importantă

activitate a lui N. Donici este legată, totuși, de astrofizică și, în special, de fizica Soarelui și lumina zodiacală care l-au făcut celebru în lumea întreagă, cercetările sale fiind axate pe studiul cromosferei și al coroanei solare. Au fost obținute fotografii unice ale protuberanțelor solare, a fost determinată componența chimică și starea fizică a atmosferei solare, starea dinamică a coroanei în comparație cu cozile cometelor. N. Donici a propus metode noi de investigare a cromosferei, inclusiv studii în afara eclipselor solare. Una dintre metode, numită „ring vision slot”, a fost utilizată încă în 1902 la Odesa. S-a propus de asemenea de a schimba prisma Rutherford cu grila Roland, utilizând această metodă la altitudine înaltă în Haute Savoy și la Observatorul Janssen pe Mont Blanc în 1903. O serie de metode noi pentru studiul cromosferei a fost propusă în raportul prezentat de N. Donici la Congresul V al Uniunii Astronomice Internaționale din 2-9 septembrie 1932, care a avut loc la Cambridge (Massachusetts) după expediția de observare a eclipsei solare din 31 august într-un sat de pe litoralul Oceanului Atlantic din apropierea Cap Porpoise (Maine). Printre alte cercetări astrofizice se remarcă fotografierea spectrului stelelor, inclusiv Tauri Orions. T-Tauri sunt cele mai tinere din univers (între 10 mii și 10 mil. de ani) stele vizibile de tip spectral F, G, K, M (<2 Mase Solare). Spectrul lor arată o abundență a litiului comparativ cu Soarele și alte stele din Secvența Principală, deoarece litiul este distrus la temperaturi mai mari de 2 500 000 K. În ultima perioadă a vieții sale, aflându-se la Observatorul din Meudon, Franța, N. Donici s-a concentrat pe studiul luminii zodiacale efectuând numeroase expediții la Tamanrasset, în Algeria de Sud. Donici a obținut 43 de plăci fotografice cu înregistrările luminii zodiacale, care i-au permis să identifice poziția spațială a luminii zodiacale. A demonstrat că înclinația eclipticii rămâne egală cu $+1^{\circ}45',2$, iar nodul ascendent suferă oscilații de 33° .

Dar grandioasele realizări fundamentale ale savantului erau imposibile fără punerea în funcțiune a observatorului de la baștina savantului la Dubăsarii Vechi, Basarabia și înzestrarea lui cu instrumente unice de construcție proprie, așa ca spectroheliograful performant, coelostatul, refractorul-ecuatorial de cinci inch cu numeroase instrumente pentru variate observații, așa-numitul instrument „comet-triplet” format dintr-un refractor de ghidare, o cameră fotografică și un spectrograf cu prismă obiectiv.

O componentă valoroasă în dialectica activităților lui N. Donici este îmbinarea cercetărilor științifice cu o imensă activitate organizatorică. Fiind unul dintre cofondatorii Uniunii Astronomice Internaționale, N. Donici a participat la organizarea a 6 congrese ale UAI, care au avut loc pe durata vieții marelui savant.

După cum în creație Fortuna nu era mereu de partea marelui savant (de exemplu, compromiterea expediției bine organizate pentru studiul eclipsei de Soare din Ineboli, Turcia, din cauza condițiilor meteorologice nefavorabile, sau distrugerea instrumentului „comet-triplet” și a telescopului Reinfelder-Hertel chiar înainte de importantele evenimente astronomice legate de planeta Saturn), dialectica vieții marelui savant oscila între nenorociri și provocări pe de o parte și împrejurări fericite și succese pe de altă parte. Tot din domeniul dialecticii sunt și confruntările dintre bunăstare și sărăcie, dintre loviturile destinului și voința de confruntare a provocărilor în viața marelui savant. Așa cum viața marelui savant este marcată de contraste și contrarii, tot astfel și atitudinea față de dânsul este între admirație și dispreț pe parcursul vieții, și între recunoștință și uitare după moarte. Fiind o personalitate de primă mărime a timpului său în cercetarea internațională, astrofizicianul Nicolae Donici merită ca poporul pe care-l reprezintă să se mândrească și să-i eternizeze numele în istoria științei și a culturii sale. Spre regretul nostru, acest lucru n-a fost posibil de realizat în perioada sovietică atât în RSS Moldovenească, cât și în România socialistă.

PE URMELE ASTRONOMULUI NICOLAE DONICI, CTITORUL UNEI CITADELE ȘTIINȚIFICE LA NISTRU

Ion Holban, doctor în științe fizico-matematice, *Consiliul Național pentru Acreditare și Atestare din Republica Moldova, Institutul de Inginerie Electronică și Nanotehnologii „Dumitru Ghițu” al AȘRM, Institutul de Dezvoltare a Societății Informaționale al AȘRM;*
Mugur Ioan Grigoriță, elev, Liceul teoretic „Mircea Eliade”

S-a întreprins o călătorie de documentare prin câteva locuri din Republica Moldova legate de viața și activitatea reputatului astronom român Nicolae Donici și de neamul donicesc din care se trage: Petricani, Dubăsarii Vechi, Miclești, Bezen și Chișinău. Sunt aduse câteva date de arhivă inedite și mărturii ale unor persoane care au cunoscut oameni apropiați astronomului, care vin să întregescă datele biografice despre astronom. Au fost realizate și comentate mai multe fotografii, unele comparate cu fotografiile de epocă. S-a constatat la fața locului ce cunosc contemporanii noștri despre vestitul astronom și cum îl omagiază, rezultatele contrapunându-se cu locul pe care astronomul Donici (savantul care prin prisma categoriei parte – întreg a făcut studii spectrale complexe asupra Soarelui în timpul a 10 eclipse solare în perioada 1900 – 1936 (o performanță) și asupra Lunii în timpul a 8 eclipse selenare, de asemenea, asupra unor stele de primă mărime, planetelor Mercur (stabilind că aceasta n-are atmosferă) și Saturn, unor sateliți ai planetelor și comete, asupra luminii zodiacale, determinând coordonatele spațiale ale acesteia) îl ocupă în știința mondială. Punerea în valoare a vieții acestei mari personalități a științei românești și universale, ctitor al unei adevărate citadele științifice la Nistru Observator Astrofizic cu echipament științific de performanță pentru acele timpuri, acreditat de mari astronomi ai lumii și inclus în Registrul Observatoarelor Astronomice ale lumii, cu cercetări pe potrivea unor instituții de cercetare academice în domeniul astronomiei de poziție, astrofizicii (fizicii și chimiei corpurilor cerești) și meteorologiei (în contextul heliobiologiei de azi - influența activității Soarelui asupra vieții pe Pământ) și activității de popularizare a științei) și a operei sale, aflate atunci pe prima linie de dezvoltare a astrofizicii mondiale, se face în contextul spațiului și timpului în care a trăit astrofizicianul, a preocupărilor de vârf ale astrofizicii de atunci și a interacțiunii sale cu marile personalități ale științei, precum și prin prisma vieții înaintașilor neamului donicesc, oameni dornici de adevăr și de lumina cărții. Se încearcă a da o dimensiune reală a staturii științifice și umane a astrofizicianului de talie mondială Nicolae Donici pe care l-a dat pământul Basarabiei.

CANTITATE SI CALITATE IN INVATAMANT

Iulia Malcoci,
Institutul de Studii Enciclopedice
Academia de Științe a Moldovei
 iumalcoci@yahoo.com

Sunt vechi, domnule
 (I. L. Caragiale)

Noțiunile „calitate” și „cantitate” reprezintă de fapt niște noțiuni filozofice, fiind aplicabile în toate domeniile activității umane. O dilemă mai veche spune „Mai bine mai puțin, dar mai bine!”. Prin aceasta înțelegându-se că pierzând în cantitate, obținem câștig în calitate. În acest an, în agricultură, se impune o altă expresie „Recoltă mai mică, dar calitate mai mare”. Deci interdependența noțiunilor nu trebuie demonstrată.

O importanță deosebită au aceste noțiuni în domeniul educației. Calitatea desemnează totalitatea însușirilor unor obiecte, fenomene, procese din natură și societate, având o mare importanță și în procesul educațional. Mai ținem minte expresia „are 4 clase”. Se spunea despre persoanele care au absolvit 4 clase până în 1940. Cu regret, astăzi despre mulți tineri absolvenți cu studii superioare nu poți spune că „are facultate”. Care este cauza? În opinia noastră este necorespunderea dintre calitate și cantitate. Acest fapt a fost confirmat cu prisosință la sesiunea de BAC-2014.

Repercusiunile au rădăcini adânci. Ani în șir s-a tot cântat „кто был никем, тот станет всем”. La admitere la facultăți, fiind respinși cei mai buni, iar în învățământul preuniversitar – trimiși, în principal, cei mai slabi studenți. Unde s-a dorit să se ajungă? Voi da doar două exemple pentru a confirma eliberarea certificatelor de studii celor care nu au însușit programa corespunzătoare sau notarea unora cu un punctaj mai mare decât cel meritat. În anii 1980, fiind lector, am fost obligată de la decanat să admit la examene o persoana care absentase cca 80 la suta din orele de curs și care nu avea idee de materia predată. Neconformându-mă, treptat am fost înlăturată din învățământ, iar persoana în cauză a fost admisă de un alt cadru didactic. În 1990 fiul mai mare a absolvit 11 clase (de fapt doar 10). La adunarea părinților unul dintre diriginții de clasă a zis că pe lângă alte sume de bani colectate de la părinți în diferite scopuri să mai adăugăm 10 ruble pentru profesorii examinatori, căci „vedeți, o mică atenție și o notă mai bună”.

Am luat cunoștință de proiectul standardelor de calitate din perspectiva școlii prietenoase copilului. Dar oare când școala nu a fost prietenoasă copilului, adică a fost dușmanul copilului? Cât nu te-ai juca cu cuvintele, mai ales acum, când avem acces la literatura de specialitate din diferite țări, fără a ridica nivelul pregătirii profesorului cu o remunerare adecvată nu vom obține rezultatele scontate. La fel, umanizarea învățământului a fost înțeleasă prin mărirea numărului de ore la disciplinele umaniste și micșorarea lor la disciplinele reale. O altă eroare de netăgăduit. A fi șofer, jurnalist sau specialist în criminalistică nici de cum nu înseamnă că nu trebuie să cunoști fizică, chimie etc., la fel, cum a fi lăcătuș, inginer sau medic nu înseamnă că nu ai nevoie de cunoașterea limbii române sau a unei limbi străine.

Admiterea la instituții de învățământ superior nu trebuie efectuată pentru candidații cu diplomă de BAC, ci pentru cei care la examene au obținut cel puțin media mai mare de nota 6 și dacă au susținut un examen la disciplina de profil. La Universitatea Tehnică a Moldovei, dar și la facultățile de fizică și matematică, studiază și cei care nu au susținut examenul de BAC la fizică. Puțin își aleg fizica printre disciplinele de BAC. O mare vină o au și profesorii care în loc să încurajeze elevii, îi „sfātuiesc” să nu aleagă fizica, ca fiind o disciplină „greă”.

Pentru a avea un învățământ competitiv este necesar de a dispune de programe echilibrate, ce ar oferi elevilor o cultură generală și o pregătire pentru îmbrățișarea oricărei profesii pe viitor, să fie învățați să cunoască, oferindu-le anumite aptitudini și cunoștințe, conform obiectivelor și finalităților enunțate (indiferent de sinonimele împrumutate din alte limbi).

Învățământul obligatoriu până la vârsta de 18 ani nu poate fi înțeles ca învățământ liceal obligatoriu. La învățământul liceal ar fi rezonabil să fie admiși cei care au o medie la absolvirea gimnaziului nu mai mică de nota șapte. Obligatoriu este să se păstreze învățământul profesional. Absolvenții școlilor profesionale, colegiilor care vor susține examenele de BAC (nota medie > 6) pot continua studiile în învățământul superior. În caz contrar aceștia vor obține cel puțin o profesie. Preferabil ar fi cantitatea să se regăsească în calitate. Să se poată aprecia în baza nivelului de cultură, inteligență și cunoștințe că persoana are studii liceale sau a absolvit o anumită instituție de învățământ.

O mare importanță o au metodele de instruire. Rămâne de menționat și utilizarea computerului, cea mai mare descoperire a sec. XX. Însă experiențele virtuale nu le pot substitui pe cele reale, învățământul clasic având priorități majore. Computerul nu ne va coace pâine și nici nu va executa anumite piese, instrumente. La rândul său fiind utilizat ca instrument de o valoare incontestabilă pentru funcțiile pe care le poate îndeplini.

CERCETAREA ȘTIINȚIFICĂ ÎN CADRUL LECȚIEI DE FIZICĂ ÎN LICEU

Cârlig Sergiu

Liceul Academiei de Științe, AȘM

Construirea unei societăți bazată pe cunoaștere dincolo de un imperativ sau moft al timpului este și o condiție necesară de prosperare și supraviețuire a civilizației [1]. În sistemele de învățământ ale țărilor Uniunii Europene se observă o tendință de a forma individul astfel încât acesta să devină producător de cunoștințe la o vârstă cât mai tânără. Acest deziderat impune

necesitatea abordării paradigmelor cercetării încă în învățământul liceal, astfel ca viitorul student să fie familiarizat cu metodele și metodologiile de cercetare. Una dintre modalitățile eficiente de instruire prin cercetare o reprezintă elaborarea proiectului de cercetare [2]. Acesta poate fi executat în grup sau individual, se prezintă în cadrul unei lecții curriculare sau la vreo activitate extracurriculară, e.g. conferință locală, raională, municipală etc. Proiectul de cercetare într-o formă voalată se poate distinge în unele manuale sau ghiduri [3, 4] sub forma unor lucrări de laborator cu grad de dificultate ridicat.

Structura unui proiect de cercetare este:

Rezumat

Cuprins

Introducere

 Studiu bibliografic

 Metode de cercetare

Studiu teoretic sau experimental

Rezultate și discuții

Concluzii

Bibliografie

Anexe

În cadrul unui proiect se va încerca: verificarea unor teorii sau ipoteze; proiectarea și confecționarea unor modele sau dispozitive; studiul unui fenomen sau elaborarea unor recomandări sau indicații.

Avantajele executării unui proiect față de o lucrare de laborator sunt:

- Stimulează creativitatea;
- Duce la înțelegerea profundă a unui fenomen, domeniu etc;
- Creează deprinderi de cercetare;
- Dezvoltă capacitatea de a rezolva probleme;
- Crește încrederea în propriile forțe;
- Contează la înscrierea în universități.

Deși proiectul de cercetare are o serie de avantaje față de lucrările de laborator, ultimele nu pot fi neglijate sau substituite, deoarece în cadrul acestora are loc formarea unor deprinderi de cercetare: lecturarea a documentației tehnice, executare explicită a experimentului, care constituie o treaptă intermediară pentru elaborarea unui proiect.

De-a lungul activității didactice în cadrul Liceului Academiei de Științe (LAȘM) am ghidat mai mulți elevi în elaborarea unor proiecte. Dintre acestea putem menționa:

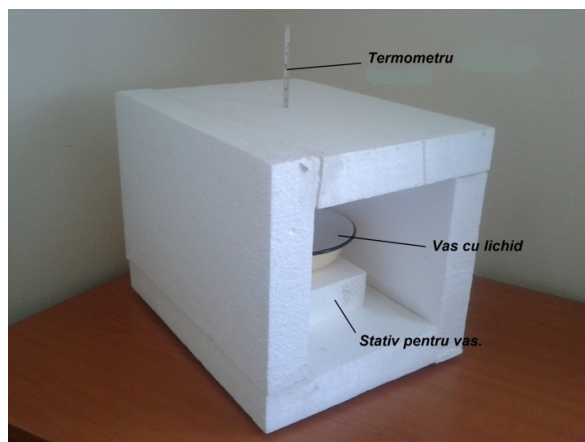
Eco Masă, Bricicaru V, Burlacu P. (loc 2 la concursul Cel mai bun elev inovator 2014, loc 1, concurs internațional SPARE, 2014)

Studiul tuburilor termice. Sasu D., (loc 3, Conferința municipală Muncă, talent și cutezanță 2013, mențiune Cel mai bun elev inovator)

Studiul fenomenului de transfer termic, Rusu A., Oboroc A., (mențiune, Conferința municipală Muncă, talent și cutezanță 2012)

Un stimul aparte îl reprezintă concursurile organizate atât în cadrul AȘM cum ar fi „Cel mai bun elev inovator”, cât și în cadrul structurilor municipale – conferința „Muncă, talent și cutezanță” la care constant elevii LAȘM au prezentat proiecte și obținut premii, inclusiv pe filiera fizicii.

Putem menționa că elaborarea unui proiect de cercetare dincolo obiective educativ instructive,



Dispozitiv realizat în cadrul proiectului Studiul fenomenului de transfer termic, Rusu A., Oboroc A., LAȘM, 2012

are un rol personalizat prin prisma elevului și creează premise pentru o carieră de succes în domeniul tehnicii și cercetării.

Bibliografie

- [1] http://en.wikipedia.org/wiki/Knowledge_society, vizitat la 10 aug. 2014
- [2] C. Vrejoiu, Metodica predării fizicii, Chișinău, 1998
- [3] Colpajiu M., Țurcanu Gh., Cârliș S., Fizica, manual pentru cl. 11., Chisinau, 2011, 214 pg.
- [4] M. Colpajiu, Ghid de predare a lucrărilor practice la fizică, Chișinău, 2012
http://www.universcience.asm.md/go_userfiles/file/Manual_Colpajiu_final2.pdf

DEMONSTRAREA SURSELOR „VERZI” DE ENERGIE ELECTRICĂ

Mihail Popa

Universitatea de Stat „Alec Russo” din Bălți, R. Moldova, MD 3121, Bălți, str. A. Pușchin, 38

Practic în orice fruct sau legumă există energie electrică. Foarte puțini însă știu că dacă vom introduce în orice fruct doi electrozi din diferite metale, datorită reacțiilor chimice care au loc, între suc fructului și metalele de pe electrozi va apărea o diferență de potențial, adică o tensiune electrică.

În lucrarea dată se analizează diferite metode de creare a surselor de energie electrică. Cele mai multe experiențe sunt efectuate cu ajutorul fructelor și legumelor. Întrucât procesele chimice decurg încet, curentul electric obținut nu va avea tensiune și intensitate mare. Totuși este posibil de creat o rezervă de energie prin conectarea în sistemul dat a unui condensator.

Tensiune electrică produsă o singură lămâie este de circa 0,86V. Două lămâi conectate în serie ne dau tensiunea de 1,75V, trei – 2,62V, iar patru lămâi – 3,69V.

S-a depistat că patru cartoful fierți generează o tensiune puțin mai mare decât patru cartofi cruzi (3,5V față de 3,3V). Diferența dintre tensiunea furnizată de cartoful fiert și cel crud este foarte mică.

Peretele furnizează o tensiune mai mică decât lămâile și cartofii.

S-a depistat că aciditatea sucului diferă de la un fruct la altul. Pentru diferite fructe s-a obținut valori diferite ale tensiunii electrice.

A fost asamblată o pilă voltaică prin punerea între două monede din cupru și aluminiu a unor cercuri din hârtie cufundate în apă cu sare de bucătărie. Tensiunea furnizată a fost de 0,4V. S-a repetat această procedură, punând una peste alta alte 44 monede. Pila voltaică asamblată ne-a indicat o tensiune de 10,85 V. Diodele semiconductoare conectate în circuit au iluminat, indicând prezența curentului electric.

S-a depistat că prin șinele de cale ferată trece un curent electric variabil, cu tensiunea maximă de 3,5 V, care poate fi utilizat cu ajutorul unor circuite speciale la încărcarea telefonului mobil. Tensiunea electrică măsurată dintre șinele de cale ferată poate fi utilizată pentru a determina la ce distanță se află trenul de la locul dat

Folosind multimetrul am observat că o baterie solară de la calculatorul de buzunar generează o tensiune electrică de 1,5 V, iar dacă se utilizează două baterii solare se generează o tensiune electrică de circa 2,88 V.

În concluzie, un bun experimentator poate obține și folosi util energia electrică în diverse scopuri.

CERCETAREA PROPRIETĂȚILOR OPTICE ALE STRATURILOR DE ZnS_xSe_{1-x} .

Mihail Popa

Universitatea de Stat „Alec Russo” din Bălți, R. Moldova, MD 3121, Bălți, str. A. Pușchin, 38

Au fost studiate spectrele de transmisie optică ale straturilor subțiri de ZnS_xSe_{1-x} în domeniul spectral 330 – 1400nm. Prezența maximelor și minimelor de interferență în spectrele de transmisie sunt datorate reflexiilor multiple de pe suprafața stratului și reprezintă un indiciu că probele sunt uniforme și că suprafețele straturilor sunt plane.

Odată cu creșterea grosimii straturilor, crește și numărul maximelor și minimelor, iar pentru grosimi $d > 0.77\mu m$ diferența dintre transmisia maximă și minimă se micșorează.

Transmisia straturilor subțiri de ZnS_xSe_{1-x} depuse pe suporturi încălzite de sticlă se micșorează (se observă dispariția unor maxime și minime de interferență). În cazul straturilor cu grosimi mici ($d < 0.6\mu m$) are loc o compactizare a structurii straturilor și o creștere a coeficientului de reflexie la suprafața liberă a stratului, iar pentru straturile cu grosimi mai mari ($d > 0.6\mu m$) are loc o creștere a coeficientului de absorbție datorită formării unor straturi cu structuri specifice.

Influența tratamentului termic asupra spectrelor de transmisie ne evidențiază două moduri de comportare a transmisiei:

- pentru straturile cu $d < 0.6\mu m$ tratamentul termic conduce la creșterea numărului de maxime și minime din spectrul de transmisie;
- pentru straturile cu $d > 0.6\mu m$ tratamentul termic, practic, nu modifică spectrul de transmisie.

S-a constatat, că reflexia straturilor subțiri policristaline de $ZnSe$ pe domeniul de lungimi de undă 300-950nm nu depășește 10%.

Spectrele de absorbție au fost determinate din spectrele de transmisie. Influența tratamentului termic și a temperaturii suportului asupra spectrelor de absorbție este analoagă ca în cazul spectrelor de transmisie.

Din dependențele de tip $\alpha^2(h\nu)^2 = f(h\nu)$ pentru $(\alpha h\nu) \rightarrow 0$ au fost determinate valorile lărgimii benzii interzise a straturilor subțiri de ZnS_xSe_{1-x} . Acestea variază de la $E_g = 2,68 eV$ pentru $x = 0$ până la $E_g = 3,55 eV$ pentru $x = 1$.

Creșterea grosimii straturilor, creșterea temperaturii suporturilor, precum și efectul tratamentului termic asupra straturilor subțiri policristaline de ZnS_xSe_{1-x} determină o scădere a valorilor E_g , determinate din dependențele de tip $\alpha^2(h\nu)^2 = f(h\nu)$.

Din spectrele de transmisie, folosind metoda “anvelopei” propusă de Swanepoel, a fost determinat indicele de refracție al straturilor subțiri policristaline de ZnS_xSe_{1-x} . Acesta scade odată cu creșterea grosimii și crește în urma tratamentului termic. Pentru explicarea dispersiei normale a indicelui de refracție a fost folosit modelul unui singur oscilator.

**PARTICULARITĂȚILE EFECTELOR GALVANOMAGNETICE ÎN CÂMPURI
ULTRACUANTICE ÎN BICRISTALE ALE IZOLATORULUI TOPOLOGIC 3D $Bi_{1-x}Sb_x$
($0.07 < x < 0.22$)**

F. M. Muntyanu, V. Bejan, V. Chistol

*Institutul de Inginerie Electronică și Nanotehnologii „D.Ghițu”, Academia de științe a
Moldovei, Chișinău, 2028, str.Academiei 3/2*

Se prezintă rezultatele cercetărilor efectelor galvanomagnetice (magnetorezistența și efectul Hall) în bicristale ale izolatorului topologic $Bi_{1-x}Sb_x$ ($0.07 < x < 0.22$) în câmpuri magnetice de până la 40T și la temperaturi joase. În special s-a pus accentul pe datele obținute la orientarea câmpului magnetic paralelă planului interfeței cristaline. Anume în acest caz în specimene pure se produc tranziții semiconductor-semimetal în câmp magnetic, care suscită un interes deosebit, luându-se în considerație noile realizări în domeniul investigațiilor izolatorilor topologici, în care închiderea

benzii interzise de-a lungul anumitor direcții face ca suprafețele să devină conductori intrinseci. Înlocuirea unor porțiuni din aceste suprafețe cu interfețe cristaline supraconductoare, precum e în cazul bicristalelor, conduce la evidențierea aspectelor dispersiei energetice Dirac, conexe cu protecția topologică. Au fost studiate două tipuri de bicristale: cu unghi mare ($\geq 12^\circ$) și cu unghi mic ($< 9^\circ$) de dezorientare a cristalitelor.

Specificăm două dintre cele mai importante particularități caracteristice ale investigațiilor efectelor galvanomagnetice. La bicristalele cu unghi mic de dezorientare în câmpuri ultracuantice de după tranziția semiconductor-semimetal a cristalitelor se produc alte două tranziții la intensități mult mai mari, conexe cu straturile nanometrice adiacente și cel central ale interfețelor cristaline, cea ce denotă o creștere semnificativă a benzii interzise de excitație, intensificarea interacțiunii spin-orbită la interfață, precum și prezența stărilor electronice fără spațiu liber la granița bicristalelor. În bicristale cu unghi mare de dezorientare a cristalitelor tranziții semiconductor-semimetal la interfață nu se observă, dar se manifestă oscilații cuantice ale efectelor galvanomagnetice în regiunea ultracuantică a câmpului, sugerând prezența stărilor cu densitate sporită și purtători de sarcină grei la interfețele cristaline.

UNDE ELECTROMAGNETICE DE INTERFAȚĂ ÎN HETEROSTRUCTURI CU METAMATERIALE

V.Canțer, T.Marin

Institutul de Inginerie Electronică și Nanotehnologii „D.Ghițu” ASM, str.Academiei 3/3, Chișinău, R.Moldova, kantser@nano.asm.md

Structurile stratificate prin combinare de metamateriale (LHM) și materiale optice tradiționale (RHM) oferă posibilități noi în modificarea tabloului de propagare a undelor electromagnetice și generează chiar aspecte noi în fenomenele optice de transmitere a luminii.

În baza ecuațiilor Maxwell și a matricei de transfer s-a analizat propagarea undelor electromagnetice într-o structură stratificată, ce constă dintr-un „sandwich” RHM/LHM/RHM cu strat de metamaterial între două straturi tradiționale cu variația continuă a indicilor de refracție ai straturilor RHM și LHM. S-a determinat evoluția propagării pentru cazurile cu dependențele spațiale ale indicelui de refracție liniară, exponențială și tangent hiperpolică în regiunile de interfață. Rezultatele arată că structura tristrat gradală posedă o transmitanță relativ scăzută față de ceea ce are structuri cu interfețe abrupte (variație prin salt la interfață a indicelui de refracție). Rezultatul este similar situației cu structurile tradiționale cu indici de refracție pozitivi.

S-a studiat propagarea undelor electromagnetice într-o suprafață fonică unidimensională cu una din componentele constitutive din metamaterial. În baza ecuațiilor Maxwell și a matricei de transfer s-au obținut ecuații transcendente de analiză a dispersiei și a modurilor undelor de propagare pentru polarizările TE și TM. Prin modelarea permisivității dielectrice cu dependențe de modurile plasmonice și polaritonice de oscilații ale sistemului electronic s-a stabilit condițiile de realizare a materialului suprafață cu indice de refracție mediu nul $\langle n \rangle = 0$. În condițiile date s-a analizat structura benzilor fononice pentru suprafețele de metamateriale fononice unidimensionale în dependență de unghiul de incidență. S-au stabilit condițiile de cuplaj ale unde cu modurile plasmonice și polaritonice de oscilații în sistemul electronic. S-au stabilit condițiile de formare a gap-ului omnidirecțional $\langle n \rangle = 0$ pentru ambele tipuri de polarizarea TE și TM. S-a stabilit că valoarea gap-ului TE $\langle n \rangle = 0$ nu variază după unghiul de incidență, adică există o omni-reflectanță în tot diapazonul de frecvențe în cadrul gap-ului TE $\langle n \rangle = 0$. Pentru polarizarea TM, pe de altă parte, se notează o descreștere a gap-ului $\langle n \rangle = 0$ cu creșterea θ . S-a identificat că nu există o singură valoare a raportului grosimilor straturilor a/b pentru care gap-ul $\langle n \rangle = 0$ este strict omnidirecțional atât pentru polarizarea TE, cât și pentru cea TM.

Considerând un metamaterial nanostructurat, format din straturi metalice și dielectrice de grosimi diferite s-au analizat modurile de propagare a undelor la interfață. Evaluând componentele tangențiale ale câmpului electric și magnetic la interfață s-a obținut relația de dispersie pentru

modurile de propagare la interfața între cele două medii. S-a stabilit că dispersia în modul unei singuri interfețe nu depinde de grosimea straturilor, și aceasta coincide cu dispersia plasmonului suprafeței convenționale la interfața metal – dielectric. Funcția de dispersie are un pol la frecvența proprie a plasmonilor. S-au calculat curbele de dispersie a stărilor de suprafață pentru diferite valori a factorului de umplere, adică $d_1/d_2 = d_4/d_3 = \eta$ și perioade egale, adică $d_1 + d_2 + d_3 + d_4 = D = 62.5\text{nm}$. Sunt evidențiate două cazuri limită. În primul rând, acesta este cazul când factorul de umplere se dispare – în acest caz, noi avem rezonanța plasmonilor suprafețelor convenționale la interfața între două medii izotrope, și plasmonii sunt limitați pentru toate frecvențele. Celălalt caz are loc, când factorul de umplere este unitar, adică noi nu avem legături între structurile metal – dielectric și există doar o infinitate de structuri periodice. În acest caz, stările de suprafață pot doar fi limitate exact la frecvențele proprii a plasmonilor. S-a ilustrat că prin metoda matricei de transfer se poate obține soluția exactă pentru modurile de interfață într-un așa fel de sistem. Calculele arată că una din soluții întotdeauna coincide cu dispersia plasmonului suprafeței convenționale dictată de metoda mediului efectiv, și aceasta nu depinde de perioada structurii. Însă, intervalul existenței acestui mod de suprafață este diferită de cea dictată de teoria mediului efectiv. În același timp, există două moduri de suprafață suplimentare, și despicierea lor crește cu descreșterea perioadei.

MAGNETOELECTRIC COUPLING, ANOMALOUS HALL EFFECT AND QUANTUM CUBITS IN TOPOLOGICAL INSULATORS

M. Dragutsan, V. Kantser, N.Sava

D. Gitsu Institute of Electronic Engineering and Nanotechnologies, ASM, Academiei str. 3/3, MD2028, Chisinau, Moldova, kantser@nano.asm.md

A 3D topological insulator (TI) are characterized by two fundamental attributes: i) a gapped bulk band structure, and a gapless dispersion of surface states, with low-energy excitations described by the Dirac equation; ii) magnetoelectric coupling with axion electrodynamic behavior. The strong spin-orbit interaction (SOI), responsible for such topological surface states, together with magnetoelectric makes TIs interesting for spintronics applications. We explore potentials that break time-reversal symmetry to connect the surface states of 3D topological insulators into quantum wires and quantum dots. A magnetic domain wall on a ferromagnet insulator cap layer provides interfacial states predicted to show the quantum anomalous Hall effect (QAHE). Here we show that confinement can also occur at magnetic domain heterostructures, with states extended in the inner domain, as well as interfacial QAHE states at the surrounding domain walls. The proposed geometry allows the isolation of the wire and dot from spurious circumventing surface states. For the quantum dots we find that highly spin-polarized quantized QAHE states at the dot edge constitute a promising candidate for quantum computing qubits.

REFLECTOMETRIA NEUTRONICĂ ȘI STRUCTURA MAGNETICĂ A MANGANITILOR PELICULARI

A.Belenciuc, V.Canțer, M.Draguțan, S.Nikitenko, O.Șapoval

Institutul de Inginerie Electronică și Nanotehnologii „D.Ghițu” ASM, str.Academiei 3/3, Chișinău, R.Moldova, kantser@nano.asm.md

Compuții oxidici ai metalelor de tranziție sunt printre cele mai intens studiate materiale datorită proprietăților unice. Printre ei manganitii, care au formula chimică $\text{Re}_{1-x}\text{Ae}_x\text{MnO}_3$ (unde Re- elementele din grupa pământurilor rare (La, Na, Pr) și Ae- elementele din grupa metalelor alcaline (Ca, Sr, Ba)) manifestă un șir de proprietăți neobișnuite, cum sunt: efectul de magnetorezistență colosală, tranziția izolator paramagnetic - metal feromagnetic. Acestea sunt printre cele mai promițătoare materiale injectoare de purtători de sarcină cu polarizare după spin.

Demonstrând o sensibilitate ridicată a proprietăților fizice la cele mai mici modificări structurale, manganitele sunt niște candidați buni pentru combinarea lor cu alți oxizi pentru generarea tensiunilor având ca scop modificarea parametrilor lor și sporirea funcționalității.

Lucrarea prezentă include rezultatele legate de obținerea și caracterizarea (structurală și magnetică) a manganitelor peliculari sub formă de straturi subțiri și suprarețele de tip: $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3\text{-BaTiO}_3$; $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3\text{-La}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CoO}_3$; $\text{LaMnO}_3\text{-SrTiO}_3$.

Peliuculele de manganiti s-au obținut pe suport de MgO prin tehnologia de depunere epitaxială MOCVD din aerosoli. Studiul structurilor date cu microscopul de forță atomică a demonstrat că creșterea este destul de perfectă și chiar la grosimea de numai 2 straturi monoatomice începe să se observe structuri perfecte fără defecte. Magnetorezistența acestei structuri în câmpuri slabe poate atinge valor de 25% la temperaturi de 10K ce se aseamănă cu proprietățile compusului $(\text{LSMO})_{1-x}(\text{MgO})_x$ cu $x=0.1$.

S-a studiat structura magnetice a manganitelor prin reflectometrie neutronică. Aceste investigații s-au efectuat la Institutul Unificat de Cercetări Nucleare de la Dubna (Rusia). S-au analizat aspectele de interacțiune a fluxurilor neutronice cu materialele, s-a analizat metodologia de măsurare a spectrelor de reflectometrie și procesare a lor în vederea identificării structurii magnetice.

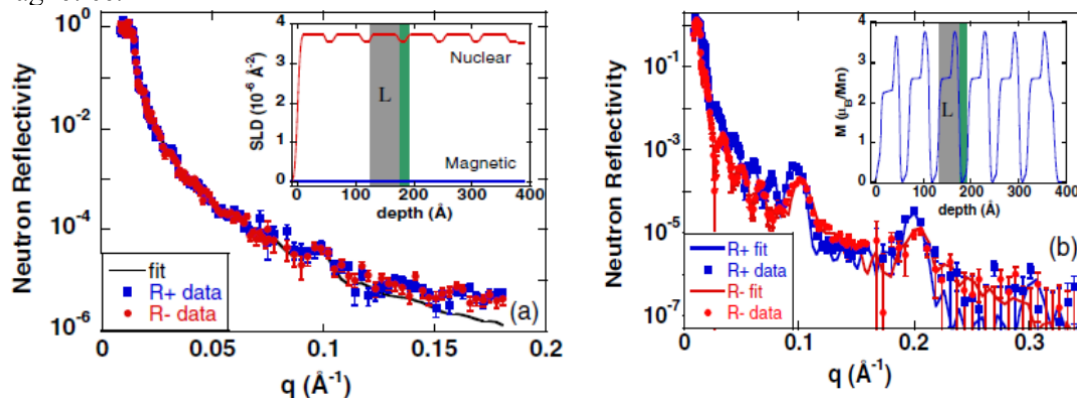


Fig.1. Dependența coeficientului de reflexie în funcție de vectorul de undă q pentru structura $(\text{LaMnO}_3)_{2n}/(\text{SrMnO}_3)_n$ pentru $n=5$ câmp magnetic zero și $T=300\text{K}$ (în stânga) și câmp magnetic 5.5kOe și $T=10\text{K}$ (în dreapta)

S-a stabilit dependența coeficientului de reflexie a neutronilor (Fig 1) în funcție de vectorul de undă q la temperatura camerei și temperaturi joase, din care s-a obținut coeficientul de magnetizare, valoarea căruia maximă este pentru LaMnO_3 de $3.8 \mu_B/\text{Mn}$ și minimă pentru SrMnO_3 de $0.1 \mu_B/\text{Mn}$. S-a arătat că proprietățile magnetice ale manganitelor se evidențiază la temperaturi joase de 10K , iar la temperatura camerei valoarea magnetizării acestora tinde la zero.

CONDIȚIILE DE FORMARE A VÂRTEJURILOR ÎN LICHIDUL SUPRAFLUID NUCLEONIC AL PULSARILOR

L. Calalb, M. Calalb

Universitatea de Stat Tiraspol, st. Iablicichin 5, Chișinău, mcalalb@hotmail.com

În lucrarea de față sunt analizate deosebirile și asemănările între condițiile de formare a sistemului de vârtejuri în lichidul neutronic și protonic condiționat de rotația pulsarului. S-ar părea că lichidul protonic suprafluid electricizat nu influențează comportamentul sistemului de protoni și neutroni, deoarece cuplarea se efectuează pe contul interacției nucleare, iar interacția electromagnetică este mult mai slabă decât cea nucleară. Acest tablou fizic este perfect pentru procese care au loc la distanțe de ordinul lungimii de coerență ζ_0 . Într-adevăr, putem neglija cu interacția electromagnetică la calcularea gapului energetic între perechile de nucleoni

supraconductibili. Însă atunci când studiem efectele macroscopice în regiuni cu dimensiuni $R_0 \gg \zeta_0$ sarcina protonilor devine importantă. În acest caz folosim hidrodinamica magnetică a lichidului suprafluid care leagă curenții suprafluizi și câmpul electromagnetic. Vârtejurile lichidului suprafluid sunt formațiuni macroscopice și, pe contul rotației pulsarului, pot apărea deosebiri esențiale în condițiile de formare a vârtejurilor în lichidul de neutroni și protoni.

Conform formulei Vinen [1, 2], viteza unghiulară critică a lichidului suprafluid neutru din punct de vedere electric în care apare primul vârtej este $\Omega_c \sim 10^{14} s^{-1}$. Acest rezultat e obținut reieșind din considerente termodinamice și hidrodinamice și poate fi aplicat în cazul heliului suprafluid și în cazul lichidului neutronic suprafluid din regiunea pulsarului, unde condensatul s-a format din perechi neutronice în starea 1s . La cuplarea neutronilor în pulsar în starea 3p_2 starea de suprafluiditate apare în două cazuri: faza A – când densitățile componente normale și a celei suprafluide sunt mărimi tenzoriale, iar rotorul vitezei suprafluide este nenul în tot volumul lichidului; faza B – densitatea normală și cea suprafluidă sunt mărimi scalare, parametrul de ordine este izotrop. Așa cum vitezele de rotație a pulsarilor sunt de ordinul $\Omega \sim 10^2 s^{-1}$, adică mult mai mari decât Ω_c , se presupune că vârtejurile de lichid neutronic se întâlnesc la toți pulsarii. Afirmația nu este valabilă pentru vârtejurile protonice, deoarece în cazul lor adâncimea de pătrundere λ_L coincide cu axa vârtejurii. Adică în modele cu dimensiuni $R_0 \gg \lambda_L$ apariția vârtejurilor în lichid suprafluid electricizat e mai puțin probabilă decât în lichid neutru.

La determinarea mărimii Ω_c în cazul lichidului protonic suprafluid al pulsarului se folosesc rezultatele teoriei Ginzburg – Landau pentru supraconductori în rotație [3]. Viteza unghiulară critică a lichidului protonic suprafluid al pulsarului, obținută de Abrikosov [4] este

$$\Omega_c = \frac{\Phi_0}{2\pi\zeta^2(T)} \frac{e}{2mc}$$

Astfel, apariția sistemului de vârtejuri în componenta protonică suprafluidă a pulsarilor la $T \ll T_c$ numai pe contul rotației este imposibilă [5]. De asemenea, este imposibilă apariția vârtejurilor protonice pe contul câmpului magnetic la $T \ll T_c$ deoarece câmpurile magnetice observabile $H \sim 10^{12} Gs$ sunt mult mai mici decât câmpul magnetic critic $H_c \sim 10^{15} Gs$.

1. Arhipov R., Comportarea particulelor cu masă efectivă mică în heliul suprafluid. JETP 33, 397, 1957.
2. Vinen W., Nature, 181, 1524, 1958.
3. Verkin B., Kulik I., Câmpurile magnetice ale supraconductorilor, JETP 61, 2067, 1971.
4. Abrikosov A., Despre proprietățile magnetice ale supraconductorilor de speța II, JETP 32, 1442, 1957.
5. Liliana Calalb, Vasile Cernobai, The Conditions and the Mechanism of Appearance of Vortex State in the Superconducting Component of Pulsar Cores, ANALELE ȘTIINȚIFICE ALE UNIVERSITĂȚII "AL.I.CUZA" IASI Tomul XLV -XLVI, s. Fizica Stării Condensate, 1999 - 2000, p.298 – 301.

METODA NODURILOR ECHIPOTENȚIALE UTILIZATĂ LA CALCULUL CIRCUITELOR ELECTRICE DE CURENT CONTINUU

Mihail Popa

Universitatea de Stat „Alec Russo” din Bălți, R. Moldova, MD 3121, Bălți, str. A. Pușchin, 38

Prin rezolvarea problemelor de fizică se dezvoltă gândirea logică și reflexia abstractă. Cunoștințele teoretice se consideră însușite numai atunci, când ele se aplică rezultativ în practică. De cele mai multe ori problemele de fizică descriu situațiile din viață și producție, care pot fi rezolvare cu ajutorul legilor fizicii. Dacă elevul (studentul) rezolvă bine probleme, se poate afirma că el cunoaște bine fizica.

În categoria problemelor netradiționale de calcul a circuitelor electrice de curent continuu pot fi incluse probleme, schemele cărora conțin un număr mare de elemente (rezistori și condensatori), care sunt echivalente și conțin un număr mare de conexiuni mixte și complexe ale elementelor.

În caz general, orice circuit poate fi calculat folosind legile lui Kirchhoff. În cazul conexiunilor mixte și complexe ale elementelor este necesar de scris un număr mare de ecuații cu multe necunoscute, iar rezolvarea acestora necesită mult timp și nu este în puterea tuturor elevilor. De aceea, trebuie folosite metode ce ar permite determinarea rapidă a rezistenței electrice și capacității electrice ale conturilor.

Una din metodele folosite este metoda schemelor echivalente, care constă în faptul că schema inițială a circuitului poate fi redusă la contururi conectate în serie, iar fiecare contur să conțină conexiuni în serie și/ sau în paralel a elementelor. Pentru aceasta este necesar de simplificat schema inițială a circuitului, iar aceasta se poate face prin unirea sau dezunirea unor noduri oarecare ale schemei echivalente, eliminarea sau adăugarea rezistorilor, condensatorilor, obținându-se astfel, ca noua schemă formată din elemente conectate în serie și paralel să fie echivalentă celei inițiale.

Schema echivalentă este o astfel de schemă, care fiind alimentată cu aceeași tensiune, ne dă aceeași curenți pe fiecare porțiune ca și în schema inițială. În prezentarea mea mă voi referi doar la metoda nodurilor echivalente. Această metodă constă în faptul că în schemele simetrice se caută nodurile cu potențiale egale, care se unesc între ele. Dacă inițial între aceste puncte era conectată o porțiune de circuit, aceasta se înlătură din cauza egalității potențialelor la capete și curentul nu trece prin porțiune. Aceasta modificare nicidecum nu influențează asupra rezistenței totale a circuitului electric. Astfel, înlocuirea mai multor noduri echipotențiale conduce la o schemă echivalentă mult mai simplă.

Uneori este rentabil de făcut și înlocuirea inversă, a unui nod prin mai multe noduri cu potențiale egale, ceea ce nu încalcă condițiile inițiale din schemele electrice.

În lucrare se prezintă rezolvarea mai multor probleme de fizică prin metoda nodurilor echivalente

DETERMINAREA MOMENTULUI DE INERȚIE AL BILELOR DE RAZĂ MICĂ (LUCRARE DE LABORATOR)

Mihail Popa

Universitatea de Stat „Alecu Russo” din Bălți, R. Moldova, MD 3121, Bălți, str. A. Pușchin, 38

Accesorii și materiale: stativ cu 2 mufe și 2 clește, două tuburi metalice unul cu trambulină, iar altul îndoit la 90^0 , cinci bile de diferite diametre, riglă metalică, șubler, balanță

Schema instalației experimentale elaborate este reprezentată în Fig. 1. Într-un stativ sunt fixate două uluce AB și $A'B'C'$. Ulucul $A'B'C'$ este îndoit sub un unghi de $\pi/2$. Porțiunea $A'B'$ este fixată sub același unghi ca și ulucul AB .

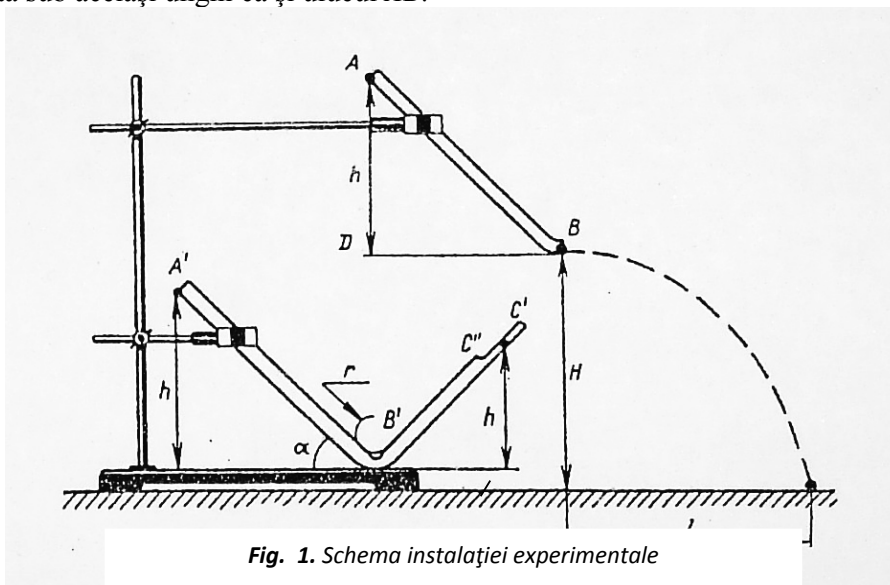


Fig. 1. Schema instalației experimentale

O bilă de masă m și rază R , fixată în punctul A (Fig. 1.), posedă față de nivelul orizontal BD un surplus de energie potențială mgh .

La alunecarea bilei pe ulucul AB energia potențială a bilei se transformă în energie cinetică a mișcării de translație $\frac{mv^2}{2}$ (v reprezintă viteza liniară a centrului maselor față de uluc), în energie cinetică a mișcării de rotație $\frac{I\omega^2}{2}$ (ω reprezintă viteza unghiulară de rotație) și parțial se cheltuie pentru lucrul forțelor de frecare L_f . Astfel, în punctul B variația energiei interne a bilei este egală cu lucrul forțelor de frecare, adică

$$L_f = \frac{mv^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2} - mgh. \quad (1)$$

Aici pătratele vitezei liniare și a vitezei unghiulare se pot determina din relațiile:

$$v^2 = \frac{gl^2}{2H}. \quad (2)$$

și

$$\omega^2 = \frac{v^2}{R^2} = \frac{gl^2}{2HR^2}, \quad (3)$$

unde H este înălțimea punctului B al ulucului față de suprafața mesei, iar l este bătaia bilei (distanța parcursă pe orizontală pînă la suprafața mesei).

Pentru determinarea lucrului forțelor de frecare L_f se dă drumul la bilă din punctul A' pe ulucul $A'B'C'$, care alunecînd de la înălțimea h pe partea dreaptă a ulucului, se ridică la înălțimea $h' < h$ pe partea dreaptă a ulucului.

Este evident că după efectuarea experimentului bila se scoate prin punctul B' . Variația energiei potențiale a bilei este egală cu lucrul forței de frecare, adică

$$L_f = mg(h' - h). \quad (4)$$

Lucrul L' se efectuează pe drumul $(h' + h)/\sin\alpha$, unde unghiul α reprezintă unghiul de înclinare a ulucului. Rezultă că pe o unitate de drum revine lucrul forțelor de frecare egal cu

$$mg \frac{h' - h}{h' + h} \sin\alpha. \quad (5)$$

Înmulțind această mărime la $A'B' = h/\sin\alpha$ obținem lucrul efectuat de forțele de frecare la rostogolirea bilei pe porțiunea $A'B'$ a ulucului și ea este egală cu lucrul forțelor de frecare L_f , care intră în relația (1), deoarece partea dreaptă a ulucului $A'B'C'$ este identică cu ulucul AB . Astfel

$$L_f = mgh \frac{h' - h}{h' + h}. \quad (6)$$

Înlocuind relațiile (2)-(6) în relația (1) și făcînd unele transformări, obținem:

$$I = mR^2 \left(\frac{8Hhh'}{l^2(h' + h)} - 1 \right). \quad (7)$$

Datele se completează în următorul tabel:

Nr. /ord	m, kg	R, m	$I = \frac{2}{5}mR^2$	H, m	l, m	$v, m/s$	$\omega, rot/s$	h, m	h', m	$I, kg*m^2$	$I_{med}, kg*m^2$	ΔI	$\frac{\Delta I}{I}$
Bila Nr.1													
Bila Nr.2													
Bila Nr.3													
Bila Nr.4													
Bila Nr.5													

THE STUDY OF MAGNETIC ARROWS INTERACTION

Romina Dolgopol¹, Vladlena Horneț¹, Igor Evtodiev², Silvia Evtodiev³, Rotaru Irina², Luchian Efimia²

¹ Liceul Teoretic „Orizont” Buiucani, str. Ion Pelivan, 13A, MD-2064, Chișinău, Republica Moldova

² Laboratorul de cercetare științifică „Fotonica și Metrologie Fizică”/Facultatea de Fizică și Inginerie, Universitatea de Stat din Moldova, A. Mateevici, 60, MD-2009, Chișinău, Republica Moldova

³ Î.M. „Didact Vega” S.R.L., bd. Ștefan cel Mare și Sfânt, 200, MD-2004, Chișinău, Republica Moldova

The main purpose of this paper is to explain and show what happens if we deflect one of 2 arrows standing close to each other by some small angle and release it and explain the character of their movement.

We are using Pasco-Spark technologies every time we need precise results in accurate experiments, but we are not performing our skills as good and qualified experimenter. Also it's hard to process and perform experimental data, because theory is different from practice, and a good theoretician doesn't mean every time a good experimenter. We propose a wonderful method, containing graphics and detailed explanations of a thorough experiment, sharing our experiences and remarks.

In this paper we answer questions like “how can estimate the period and do this experiment without Pasco-Spark, making it effective and precise?” and “how to explain the character of this damped oscillations?” Also we present some theoretical principles which completely describe all physical phenomena including the magnetic torque and damped oscillations.

First we are going to explain the oscillations of a single magnetic arrow. A single magnetic arrow is just a compass, which is very light, and has a low friction.

We may assume that the magnetic arrow is a current conductor with the transversal section's area S and let I be the intensity of the current. So we have the magnetic moment of this conductor equal to the vector product of the area and intensity.

$$m = I \cdot S$$

At the same time we have the torque equal to the vector product of the magnetic moment and the induction of an exterior magnetic field (this case the Earth magnetic field).

$$\tau = m \cdot B \cdot \sin \varphi \quad [1]$$

So the torque rotates the arrow to its initial position.

$$-\tau = I \cdot \alpha \text{ and } I \cdot \alpha = -m \cdot B \cdot \sin \varphi$$

And we'll observe harmonically oscillations with a period

$$T = 2 \cdot \pi \cdot [I / (m \cdot B)]^{1/2} \quad [2]$$

Notes:

m -magnetic moment; I - inertia moment; S -section's transversal area; τ -torque; B - the Earth's magnetic field induction; α -angular acceleration; φ -angle of deviation of the arrow



Figure 1 A compass image.

In this experiment we used: 2 magnetic arrows, a chronometer, and a protractor to measure the amplitude of the oscillations.

In this case for a higher precision we'll align the arrows according to the Earth's magnetic field. It's also important to mention that the distance between them has to be big enough to warn their contact and small enough to ensure their interaction.

We deflect one of the arrows by a small angle trying to maintain the equilibrium of the second one. After that we release both arrows which will start oscillating. The first thing we observe is the asymmetrical character of the oscillations. For a detailed describing of this process we need a graphic of the dependence of the angle on time.

Why are the arrows oscillating?

We may assume that the arrows, that form a stable system, are magnetic dipoles. Let's show how they are interacting. We have 2 types of forces acting on one pole of each arrow:

1) Attraction force between north of one arrow and south of another arrow (the force moving the arrow toward each other)

2) Rejection force between south of one arrow and south of another one or north of one arrow and north of another one (the force rotating the arrow in opposite directions). We add the forces using the parallelogram's law and we obtain the resulting forces [3].

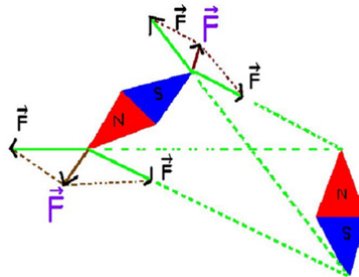


Figure 2 The graphic of those oscillations.

The resulting force rotates the arrow. In this case the oscillations aren't harmonic and have

different period. A complex oscillation is formed of one with big amplitude and one with small amplitude.

The oscillations aren't harmonic and have a different period. A complex oscillation is formed of one with big amplitude and one with small amplitude. We observe the exponential character of the graphic ($f(t) = a \cdot e^{(-t)}$), so the experimental data confirms the theory. But why aren't they oscillating forever? Because there is a friction force present in the axis. We may minimize it by using a lubricant, but it still remains.

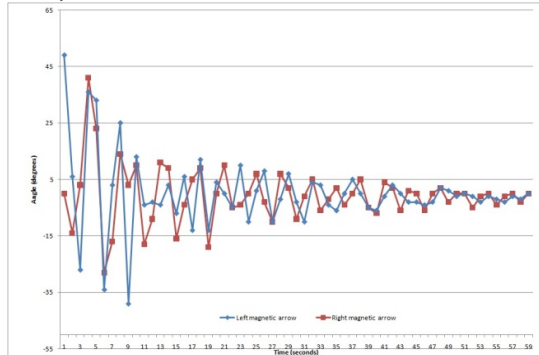


Figure3 The oscillations time dependence.

Conclusions

During the experiment we verify that the oscillations of the arrow depend of the number of interacting arrows (we observed symmetrical amortized oscillations of one arrow and asymmetrical amortized oscillations of 2 arrows). For a higher precision the arrows must be arranged according to earth magnetic field lines. Our experiment confirmed the theory of oscillations and magnetically interaction, the exponential character of the graphic being a good proof.

References

- 1) <http://en.wikipedia.org/wiki/Torque>;
- 2) Савельев И. В., Курс общей физики, Том 2, 1982, Из. Наука, стр.126);
- 3) Feynman R., Feynman Lectures on Physics, volume II, chapter 14 (14.7), ed. California Institute of Technology.

O POSIBILITATE PRACTICĂ DE MAJORARE A COEFICIENTULUI DE FRECARÉ

Valeriu ABRAMCIUC, Anatolie POPERCNÎI
 Universitatea de Stat "Alecu Russo" din Bălți
valeriuabramciuc@gmail.com

Abstract. In this article is presented and demonstrated the possibility of increasing the coefficient of friction in braking and coupling devices. The desired effect is achieved by changing the contact surfaces by doping with electric spark method.

În tehnică, frecarea apare atât ca fenomen nedorit (în lagăre, ghidaje, etanșări, transmisii prin roți dințate, lanțuri, came etc.), cât și ca fenomen dorit, ca, de exemplu, în cazul dispozitivelor de frânare, cuplajelor, transmisiilor prin curele, transmisiilor prin fricțiune, asamblărilor prin frecare, etc.

Frecarea de alunecare este una dintre cele mai vechi probleme ale fizicii/tribologiei și, cu siguranță, una dintre cele mai importante din punct de vedere practic. Legea frecării uscate de alunecare se exprimă prin relația Amontons – Coulomb:

$$F_{fr} = \mu F_n,$$

în care F_n este forța normală la suprafața de contact, iar μ - coeficientul de frecare.

Mărirea coeficientului de frecare este funcție de materialele din care sunt confecționate cele

două elemente ale cuplei cinematice și de gradul de prelucrare a celor două suprafețe în contact (rugozitatea suprafețelor). În anumite condiții, coeficientul de frecare se consideră independent de mărimea suprafeței de frecare, deci de presiunea de contact, precum și de mărimea vitezei relative a celor două elemente ale cuplei cinematice. În aceste situații, în cazurile în care frecarea are efect benefic, se întreprind diferite măsuri pentru majorarea coeficientului de frecare – folosirea de materiale speciale, prelucrarea suprafețelor de contact, inclusiv acoperirea acestora cu pelicule, și altele.

În dispozitivele de frânare se folosesc garnituri de frână (plăcuțe de frână), iar în ambreiaje se folosesc straturi de ambreiaj (discuri de ambreiaj). Materialele de fricțiune utilizate sunt caracterizate de coeficient de frecare de valoare ridicată și rezistență bună la uzură, dar au, de asemenea, un anumit grad de rezistență la căldură și rezistență mecanică. Materialele de fricțiune, de obicei, sunt în contact cu suprafețe metalice, cum ar fi, de exemplu, în mașini, trenuri, avioane, platforme petroliere și alte tipuri de utilaje de construcții, sau în bunuri civile, cum ar fi motocicletele, biciclete, mașini de spălat, etc.

Considerând, în primă aproximație, constante caracteristicile materialului de fricțiune, rezultă că, pentru majorarea coeficientului de frecare, trebuie modificate însușirile suprafeței metalice. În acest scop, s-a propus realizarea alierii cu scânteii electrice a suprafeței metalice a dispozitivelor în cauză. În consecință, pe suprafața metalului aliat se formează o structură de aspirități, cu caracteristici fizice și dimensionale controlabile, funcție de regimurile procesului de aliere și de materialele folosite.

În final, se modifică suprafața de contact dintre materialul de fricțiune și metalul aliat, dar se schimbă substanțial și interacțiunea dintre acestea. În aceste condiții, forța de frecare se datorează următoarelor fenomene:

- deformarea elastică a rugozităților în contact;
- deformarea plastică a rugozităților în contact;
- forfecarea rugozităților în contact, la nivelul ariei reale de contact, unde s-au produs microsuduri sau în alte secțiuni;
- zgârierea suprafeței materialului de fricțiune (considerat ca fiind mai moale) de către rugozitățile metalului aliat;
- „ruperea” câmpului de forțe de interacțiune moleculară dintre cele două suprafețe.

În consecință, coeficientul de frecare dintre materialul de fricțiune și metal înregistrează o creștere. De menționat că alierea prin scânteii electrice se realizează fără încălzirea semnificativă a piesei, deci nu se produc schimbări structurale în adâncul metalului. În același timp, sporește rezistența la uzare, pot fi restabilite dimensiunile suprafețelor uzate și, prin modificarea regimurilor de aliere, se asigură formarea grosimii și rugozității necesare ale stratului de acoperire.

În concluzie, menționăm că alierea prin scânteii electrice a suprafețelor metalice din dispozitivele de frânare și din ambreiaje conduce la majorarea coeficientului de frecare, ceea ce îmbunătățește performanțele tehnice ale echipamentelor.

Literatura

3. Persson Bo N. J. Sliding Friction. Physical Principles and Applications. Springer, 2002.
4. Браун Э. Д., Буяновский И. А., Воронин Н. А. Современная трибология: Итоги и перспективы. Издательство ЛКИ, 2014.

WUNDERKINDS OF THE 21ST CENTURY. THINKING OUT OF THE BOX

Raischi Mihaela Lana¹, Dimitriu Eugeniu², Calancea Laurentiu², Vizitiv Gleb¹, Evtodiev Silvia³,
Rotaru Irina⁴, Evtodiev Igor⁴

¹ *Liceul Teoretic „Orizont” Buiucani, str. Ion Pelivan, 13A, MD-2064, Chișinău, Republica Moldova*

² *Liceul Teoretic „Orizont” Durllești, str. Dimo, 22/1, or. Durllesti, Chișinău, Republica Moldova*

³ *Î.M. „Didact Vega” S.R.L., bd. Ștefan cel Mare și Sfânt, 200, MD-2004, Chișinău, Republica Moldova*

⁴ *Laboratorul de cercetare științifică „Fotonica și Metrologie Fizică”/Facultatea de Fizică și Inginerie, Universitatea de Stat din Moldova, A. Mateevici, 60, MD-2009, Chișinău, Republica Moldova*

In today's world, science and technology are increasingly interwoven into daily life. The drive to learn new information or perform some action is often initiated by the anticipation of reward. In this way, the concepts of motivation and reward are intrinsically tied to the phenomenon of curiosity. Creative individuals seem to have a need to seek novelty and an ability to pose unique questions.

When we are learning hands-on-seeing, perceiving, analyzing, reflecting and constructing new knowledge for ourselves- we develop strong problem-solving and critical thinking skills. When we do science, not just read about science, we directly interact with the material world in a collaborative way. We learn to think like scientists, and we retain more.

Psychologist William McDougall was one of the first to write about the instinct theory of motivation. He suggested that instinctive behavior was composed of three key elements: perception, behavior, and emotion. He also outlined 18 different instincts and one of the most important according to his theory was curiosity.

Creative individuals have some very special qualities including fluency, or the ability to think of many ideas rapidly; flexibility, the capacity to use ideas and tools in unusual ways; and originality, the capacity to think of novel ideas and products.

HOW CAN WE IMPROVE OUR THINKING SKILLS?

There are a lot of opportunities which help us to develop as creative personalities. All the students that are interested in advanced learning level are free to come and join the Center of Excellence for Modern Education, besides this, they can get involved in different Olympiads, Tournaments, Science Conferences and Science Debates. The Center of Excellence for Modern Education is equipped with the most advanced developing and supporting innovative education technology solutions for primary, secondary, and university level science, for example: the Interactive whiteboards and the PASCO products, which include the sensors to collect real-time data, software for data visualization and analysis, interactive lab activities, and lab equipment—all designed to work together for an effective learning experience.

In order to present a few possibilities offered by the high technology lab equipment of this Center I am going to present an experiment, which was done using the Pasco products.

Fruit and Vegetable's Thermal Conductivity.**Materials:**

- Potato
- Carrot
- Lemon
- Onion
- Weighing scales
- Ice
- Hot water
- Two bowls
- A sharp thin object
- PASCO Quad Temperature Sensor (including 1 Stainless Steel Temperature Probe and 4 Fast Response Probes)
- SPARK Science Learning System

Methods:

1. Make assumptions about what result will you get.
2. Use the Weighing scales to find a potato, a carrot, a lemon and an onion of the same mass.
3. Put the ice in the bowl
4. Use the sharp thin object to introduce the Fast Response Probes directly in the center of each fruit/vegetable.
5. Connect the Fast Response Probes to the PASCO Quad Temperature Sensor.
6. Connect the PASCO Quad Temperature Sensor and the Stainless Steel Temperature Probe to the SPARK Science Learning System.
7. Plot a Temperature vs Time Graph using the SPARK Science Learning System.
8. Introduce the fruit, vegetables and the Stainless Steel Temperature Probe into the bowl so that the study objects would be completely surrounded with ice.
9. Begin the measurements.
10. Wait until the temperature will be between 0-5 Celsius degrees.
11. Pour the hot water in the second bowl.
12. Move the fruit, vegetables and the Stainless Steel Temperature Probe from the first into the second bowl.
13. 40 minutes later after you switched the bowls stop the measurements.
14. Analyse the results and explain the processes of cooling & warming scientifically, by giving physical arguments.

The Experiment and the Results:

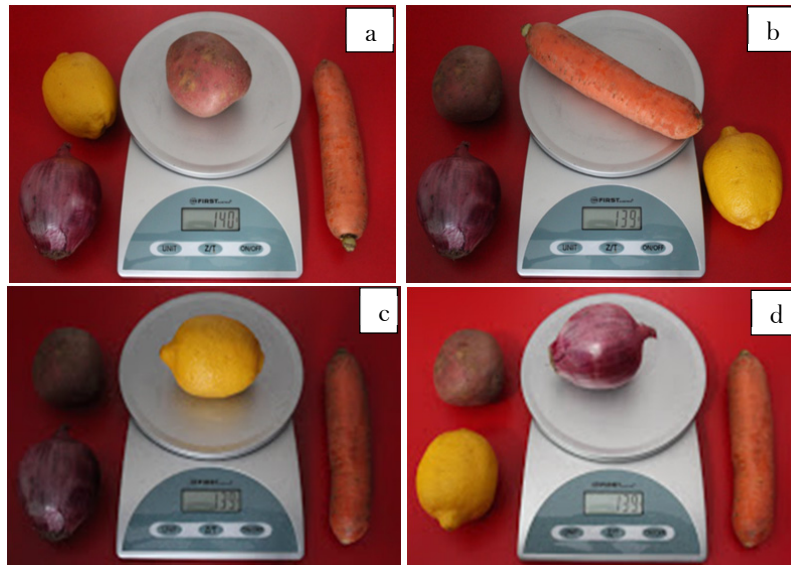


Figure 1: a- a potato; b- a carrot; c- a lemon; d- an onion;
Mass average 139 ± 1 g.

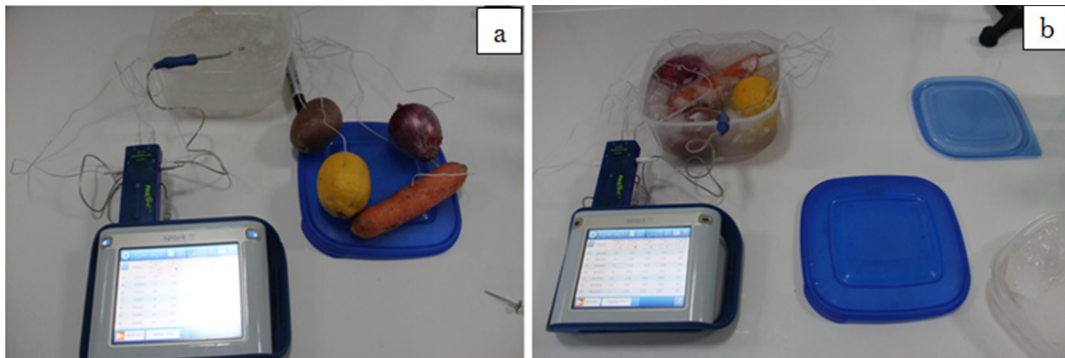


Figure 2 a- steps number 3,4 and 5; b- step number 7.

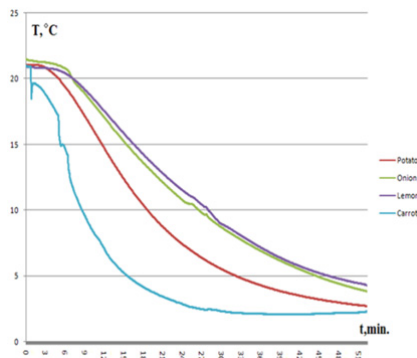


Figure 3 The cooling process graph.

Thermal conduction is the transfer of internal energy by microscopic diffusion and collisions of particles or quasi-particles within a body due to a temperature gradient. The fruits and vegetables' mass is almost the same, but the liquid's mass percentage is different for each fruit and vegetable. The proportion between the internal structure's mass and the liquid's mass could be considered a quality parameter for the heat conduction which also depends on the degree of anisotropy and on the structure's shape. We distinguish more shapes: onion - structures with spherical coating, the carrot – structures with quasi-cylindrical shape, lemon – a mixed structure (containing pulps, which are divides into more similar isosceles triangles which contains spindle-shaped structures), and the potato which is almost totally isotropic.

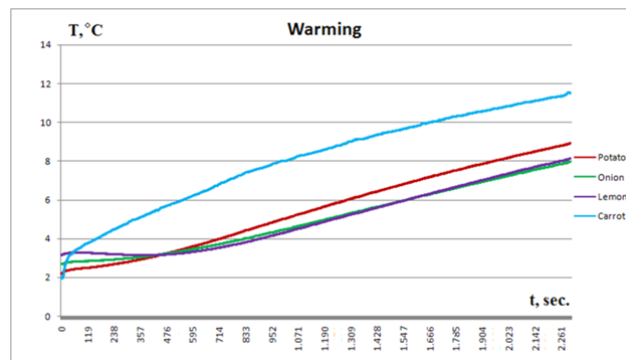


Figure 4 The warming process graph.

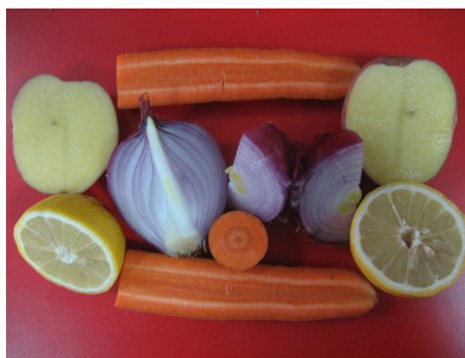


Figure 5 Fruit and Vegetables' form and structure.

As the potato is isotropic, it's graph has the lowest amount of aberrations from a single function graph. By this, making potato's thermal conductivity graph describable by only one function. (the red line on the graph)

The lateral surface, which provides water contact, is big for the carrot, but the diameter is small which means that it has the biggest thermal conductivity. (the light blue line on the graph)

Lemon's coating has a lower thermal conductivity than the first coating of the onion, that's why through lemon's coating the temperature decreases slower, but as the chill passes from the coat in

the interior liquid sphere the thermal conductivity increases, while in the onion it rests the same because the structure of the border coating is almost identical to the inner coatings'.

In conclusion to the experiment I would like to mention that even if the initial task of supposing which fruit/vegetable has a greater thermal conductivity seemed to be very easy, the thermal conductivity depends on the mass, density, exterior surface, anisotropy/isotropy, diameter and percentage of liquid content in the analyzed fruit/vegetable. We were capable to realise this experiment because of the high performance lab equipment: Stainless Steel Probe's Range is from -35 to +135°C at ± 0.5 °C , but the Fast Response Probe's range is from -10 to +70 °C ± 0.5 °C and they have a resolution of 0.0025 °C.

The modern world depends on science and technology; not merely on their existence, but on their never ceasing advancement. This requires ever growing rows of inventive thinkers and qualified specialists, customarily produced by universities around the globe. It is never too early to start. Reaching results in modern world requires accurate, diligent and efficient work, concise and contentful discussions, persistence, experimentation, critical thinking, collaborative learning, independent research, and a whole new level of cooperation between teachers and their students.

Dear teachers and students I appeal to you with the request to think out of the box and to get involved in all possible projects, to improve ourselves and enjoy the opportunity to create something new, something unique and not be afraid to seem strange , fear of being ordinary.

References

www.pasco.com

<http://www.britannica.com/>

INDEX

- Abramaciuc V. 109 80
 Aculinin A. 84
 Alexandrov S. 46
 Baca S. G. 58
 Bajireanu V. M. 36
 Baracu A. 47 59
 Bejan V. 100 57
 Bejenaru A. 42
 Belenchuk A. 65 51 102
 Belousov I. V. 56 19
 Bodiul P. P. 63
 Bologa M. 67 77 79
 Bologa O. 45
 Bordian O. 39
 Boșneaga Iu. 67 68 86
 Botnary O. 62
 Bouroș P. 45
 Bruc L. 52
 Bulhac I. 45
 Calalb L. 103
 Calalb M. 35 103
 Calancea L. 111 72 81
 Canțer V. 10 40 101 102
 102
 Caraman Iu. 40 43
 Caraman M. 40 43
 Casian A. 18
 Cârlig S 36 97
 Cebotari I. D. 26 27
 CHIRITA A. 51
 Chistol V. 57 100
 Condrea E. 58 66
 Croitor L. 58
 Culeac I. 39
 Curmei N. 52
 Danila M. 47
 Digor D. F. 26 28
 Dimitriu E. 72 81 111
 Dmitroglo L. 43
 Dobinda I. 56
 Dohotaru L.A. 26 28 30
 Dolgopol R. 81 107
 Draguțan M. 102 102
 Dumanov E. V. 36
 Evtodiev Ig. 40 49 72 81
 107 111
 Evtodiev S. 43 72 81
 Gheorghită E. 49 91
 Ghimpu L. 60
 Gilewski A. 57 58
 Goncharov I. 52
 Grabco D. 46
 Grosu T. 77
 Gubceac Gh. 32
 Gutul T. 61
 Guțuleac L. 91
 Harea E. 46
 Holban I. 96
 Horneț V. 107
 Huber T.E. 62 64
 I. Radu 58
 Jooss C. 65
 Khadzhi P.I. 22
 Kharchenko V. 52
 Konopko L. A. 62 63 64
 Korovai O.V. 23
 Kravtsov V. Ch. 11 58
 Leporda N. 42
 Liberman M. A. 36
 Luchian E. 43 72 107
 Malcoci Iu. 96
 Marin T.101
 Markov D.A. 22
 Mihălache A 49
 Mirzac A. 39
 Moloshnik E. F. 63
 Moscalenco V.A. 26 28
 Moshnyaga V. 65
 Moskalenko S.A. 36
 Motorin O. 77
 Muller R. 47 59 60
 Munteanu V. 57
 Muntyanu F. M. 57 100
 Nenkov K. 57
 Nicorici A. 38 42 58 66
 Nikitenko S. 102
 Nikolaeva A. A. 62 63 64
 Paladi F. 32
 Palistrant M.E. 34 35
 Pavlenko V. I. 56
 Piliuk E. 52
 Podlesny I. V. 36
 Popa M. 54 99 100 104 105
 POPERECNÎ A. 109
 Popov I. A. 63
 Prodan L. 55
 Racu A. 61
 Raischi M. 111
 Rogacki K. 57
 Rotaru I. 43 107 111
 Rusu M. 52
 Rusu S. S. 36
 Sanduleac I. 18
 Sava N.
 Shapoval O. 51 65
 Sherban D. 52
 Shikimaka O. 46
 Simashkevich A. 52
 Sirbu L. 47 59 60 61
 Smicov V. 84
 Spînu V. 91
 Stich I. 63
 Șapoval O. 102
 Tighineanu I.94
 Todosiciuc A. 38 61 66
 Tsurcan A.K. 62 64
 Untila D. 40
 Untila D. 43 81
 Untilă P. 91
 Ursachi V. 94
 Ursu V.A. 34 35
 Ursu V.A. 35
 Vatavu E. 40
 Verlan V.39
 Vizitiv G. 72 81 111
 Vrabie E. 79
 Vutcariova I. I. 71
 Warchulska J. 66
 Wiedigen S. A. 65
 Zakhvalinskii V. 52
 Zaleski A. J. 57
 ZASAVITSKY E. A. 51
 Болога М. 11
 Гуцул Т. Д. 48
 Димогло А.С. 48
 Зинган А.П. 21
 Пенин А. 88
 Петренко П. А. 48
 Сидоренко А. 88
 Хаджи П.И. 21

