

ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ  
НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК УКРАЇНИ



**ЩОРІЧНИК - 2012**

---

**ANNUAL REPORT - 2012**

INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH  
NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF UKRAINE

ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ  
НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК УКРАЇНИ

INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH  
NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF UKRAINE

**ЩОРІЧНИК - 2012**

---

**ANNUAL REPORT - 2012**

Київ - 2013

У Щорічнику подається інформація про фундаментальні, науково-технічні та прикладні роботи, що виконувались в Інституті ядерних досліджень НАН України в 2012 р. До Щорічника увійшли анотації робіт за напрямками: ядерна фізика, атомна енергетика, радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство, фізика плазми, радіоекологія та радіобіологія; наводиться перелік структурних підрозділів інституту, список публікацій у реферованих журналах, перелік доповідей співробітників інституту на міжнародних конференціях, надається інформація про конференції, наради, проведені інститутом у 2012 р., дані про міжнародне співробітництво інституту.

Annual report contains information on the fundamental, scientific and applied investigations carried out in the Institute for Nuclear Research of the National Academy of Sciences of Ukraine in the year 2012. The report contains abstracts of research works in the fields of nuclear physics, atomic energy, radiation physics and radiation material science, physics of plasma, radiation ecology and biology. Besides, the characteristics of the institute departments and experimental installations, the list of publications in the refereed journals, the talks at International conferences, the information on the conferences and workshops, held by the institute in 2012, and international co-operation are given.

Друкується за постановою вченої ради інституту

Директор ІЯД НАН України  
І.М. Вишневський

Director of the Institute for Nuclear Research  
I. M. Vyshnevskiy

Редакційна колегія:  
Ф.О. Іванюк (голова), С.М. Федоткін (заступник голови), А.К. Гримало, Г.В. Верцімаха, П.В. Порицький, І.П. Дрозд, О.Д. Григоренко, Л.М. Троян

Editorial board:  
F.O. Ivanyuk (head), S.M. Fedotkin (deputy), A.K. Grymalo, G.A. Vertsimakha, P.V. Porytski, I.P. Drozd, O.D. Grygorenko, L.M. Troyan

---

Інститут ядерних досліджень НАН України  
Проспект Науки, 47, м. Київ, 03680  
Тел.: (380-44) 525-23-49;  
Факс: (380-44) 525-44-63;  
E-mail: kinr@kinr.kiev.ua

Institute for Nuclear Research  
National Academy of Sciences of Ukraine  
Prospekt Nauky, 47, Kyiv, 03680, Ukraine  
Tel.: (380-44) 525-23-49  
Fax: (380-44) 525-4463  
E-mail: kinr@kinr.kiev.ua

## Передмова

Протягом 2012 р. інститут продовжував дослідження за фундаментальними та прикладними аспектами ядерної фізики, атомної енергетики, радіаційної фізики та радіаційного матеріалознавства, фізики плазми, радіобіології та радіоекології.

Роботи в галузі ядерної фізики стосувалися динаміки процесів поділу важких ядер. Була розроблена процедура розрахунку поверхневого натягу важких ядер та відповідних поправок на кривизну (довжини Толмана); виміряно ізомерні відношення виходів ізомерних пар ядер  $^{90}\text{Rb}$ ,  $^{133}\text{Te}$ ,  $^{134}\text{I}$  і  $^{135}\text{Xe}$ , утворених у результаті фотоподілу  $^{233}\text{U}$  гальмівними  $\gamma$ -квантами; на тандем-генераторі ЕПП-10К досліджено тричастинкову реакцію  $^{11}\text{B}(p, \alpha\alpha)\alpha$  при енергії протонів  $E_p = 2,65$  МеВ; вперше досліджено реакції  $^6\text{Li}(^{18}\text{O}, X)$  та  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, X)$  з виходом стабільних і нестабільних ядер; встановлено нове обмеження на масу аксіонів, пов'язаних з адронами ( $m_a < 8,6$  кеВ), які можуть випромінюватись на Сонці у протон-протонному циклі та ін.

В області радіаційної фізики досліджено утворення та рух екситонного імпульсу в неоднорідному зовнішньому потенціалі; вивчено можливість прискорення розпаду ізомеру  $^{178}\text{Hf}^{m2}$  при опроміненні рентгенівськими променями; досліджено спектри поглинання опроміненого швидкими нейтронами реактора кремнію одного типу провідності, вирощеного методами Чохральського та зонної плавки (Cz і Fz); показано, що підвищена швидкість радіаційного окрихчування на перших стадіях експлуатації пов'язана з суттєвим вкладом термічного старіння.

Здійснено конверсію високозбагаченого палива дослідницького ядерного реактора ВВР-М ІЯД НАН України. Активна зона реактора повністю завантажена низькозбагаченим ядерним паливом (ТВЗ типу ВВР-М2 зі збагаченням 19,75 % по  $^{235}\text{U}$ ). Завершено розробку робочої програми модернізації однорядних контейнерних збірок зі зразками-свідками металу корпусу; розроблено програму моделювання проходження випромінювання через різноманітні захисні системи.

У галузі фізики плазми та термоядерного синтезу встановлено, що властивості спектра альфавенових коливань у токамаках докорінно змінюються при підвищенні тиску плазми та коефіцієнта безпеки токамака; запропоновано новий механізм прискорення геліконної плазми пондеромоторними силами в електромагнітних полях гібридних мод, локалізованих у периферійній області плазмового стовпа; розроблено методику безпосереднього вимірювання височастотних електричних полів в плазмі геліконного розряду.

У галузі радіоекології та радіобіології розроблено нову методику прямого вимірювання коефіцієнта радіоактивної рівноваги між  $^{238}\text{U}$  та  $^{226}\text{Ra}$ ; розроблено і впроваджено нерадіохімічну методику одночасного визначення вмісту радіонуклідів  $^{90}\text{Sr}$  та  $^{137}\text{Cs}$  у зразках навколишнього середовища; досліджено рівні цитогенетичних ефектів у клітинах крові жителів міст Києва і Чернігова.

У 2012 р. науковцями інституту захищено 1 докторську та 3 кандидатських дисертацій за спеціальностями фізика атомного ядра, елементарних частинок і високих енергій, теплові та ядерні енергоустановки, підготовлено до захисту 1 кандидатську дисертацію, видано 4 монографії.

Протягом року інститут успішно провів IV Міжнародну конференцію «Актуальні проблеми ядерної фізики та атомної енергетики», X Українську конференцію з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу, нараду учасників цільової комплексної програми НАН України «Астрофізичні і космологічні проблеми прихованої маси і темної енергії Всесвіту», щорічну наукову конференцію ІЯД НАН України.

Більш детальна інформація про найважливіші наукові здобутки співробітників інституту за 2012 р. наводиться в даному Щорічнику. Сподіваюсь, що читачі зможуть знайти в ньому цікаву та корисну для себе інформацію.

Директор Інституту ядерних досліджень НАН України,  
академік НАН України



І. М. Вишневський



## Зміст

Підрозділи інституту. . . . .	стор. 5
Анотації робіт за напрямками	
Ядерна фізика. . . . .	7
Атомна енергетика. . . . .	86
Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство. . . . .	96
Фізика плазми. . . . .	105
Радіоекологія та радіобіологія. . . . .	124
Публікації в реферованих журналах. . . . .	144
Доповіді на міжнародних конференціях. . . . .	155
Конференції, наради, проведені інститутом у 2012 р. . . . .	161
Міжнародне співробітництво . . . . .	168
Персоналії. . . . .	172
Авторський покажчик. . . . .	175

## Contents

Divisions of the institute. . . . .	page 5
Abstracts of works in the field of	
Nuclear physics. . . . .	7
Atomic energy. . . . .	86
Radiation physics and radiation material science. . . . .	96
Physics of plasma. . . . .	105
Radiation ecology and biology. . . . .	124
Publications in the refereed journals. . . . .	144
The talks at the international conferences. . . . .	155
The conferences and workshops, organized by the institute in 2012 . . . . .	161
International cooperation . . . . .	168
Personalities . . . . .	172
Author index . . . . .	175

**Ядерно-фізичні установки / Experimental installations****Циклотрон У-120**

Завідувач – канд. фіз.-мат. наук,  
А.Є. Борзаковський

**Дослідницький реактор ВВР-М**

Головний інженер В.М. Макаровський

**Ізохронний циклотрон У-240**

Завідувач – канд. фіз.-мат. наук,  
О.Є. Вальков

**Електростатичний перезарядний прискорювач (тандем) ЕГП-10К**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук, В.В. Осташко

**Cyclotron U-120**

Head - Candidate of Phys.-math. Sciences  
A.E. Borsakovsky

**Research Reactor WWR-M**

Chief engineer - V.M. Makarovsky

**Isochronous Cyclotron U-240**

Head - Candidate of Phys.-math. Sciences  
O.E. Valkov

**10 MV Electrostatic Tandem Accelerator**

Head - Doctor of Phys.-math. Sciences  
V.V. Ostashko

**Відділи та лабораторії / Departments and laboratories****Секція ядерної фізики / Nuclear physics section****Відділ теорії ядра**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук, член-кор. НАН  
України, професор В.М. Коломієць

**Відділ ядерної фізики**

Завідувач – кандидат техн. наук,  
с. н. с. М.Ф. Коломієць

**Відділ ядерної спектроскопії**

Завідувач - доктор фіз.-мат. наук,  
с.н. с. В.Т. Купряшкін

**Відділ структури ядра**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук, академік НАН  
України, професор І.М. Вишневський

**Відділ ядерних реакцій**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
с. н. с. Ю.М. Павленко

**Відділ фізики лептонів**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
с. н. с. Ф.А. Даневич

**Відділ фізики важких іонів**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор А.Т. Рудчик

**Відділ ядерно-атомних процесів**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор О.І. Левон

**Відділ фізики високих енергій**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор В.М. Пугач

**Відділ ядерної електроніки та засобів автоматизації.** Завідувач – доктор техн. наук,  
с. н. с. А.П. Войтер

**Відділ часового аналізу ядерних процесів.** Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор В.С. Ольховський

**Лабораторія теорії ядерних взаємодій та процесів.** Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
с. н. с. В.Ю. Денисов

**Nuclear Theory Department**

Head – Corresponding Member of National Academy of Sciences of Ukraine, Prof. V.M. Kolomietz

**Department of Nuclear Physics**

Head – Candidate of Techn. Sciences  
M. F. Kolomietz

**Nuclear Spectroscopy Department**

Head - Doctor of Phys.-math. Sciences  
V.T.Kupryashkin

**Nuclear Structure Department**

Head – Member of National Academy of Sciences of Ukraine, Prof. I.M. Vishnevsky

**Department of Nuclear Reactions**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences  
Yu.M. Pavlenko

**Lepton Physics Department**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences  
F.A. Danevich

**Department of Heavy-Ion Physics**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. A.T. Rudchik

**Department of Nuclear-Atomic Processes**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. A.I. Levon

**High Energy Physics Department**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. V.M. Pugatch

**Nuclear Electronics and Automatic Means Department.** Head - Doctor of Techn. Sciences  
A.P. Voiter

**The Time Analysis of Nuclear Processes Department.** Head - Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. V.S. Olkhovsky

**Laboratory of Theory of the Nuclear Interactions and Processes.** Head - Doctor of Phys.-math. Sciences, V. Yu. Denisov

**Секція атомної енергетики / Atomic energy section**

**Відділ теорії ядерних реакторів**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор В.М. Павлович

**Відділ дослідницького ядерного реактора**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
член-кор. НАН України В.І. Слісенко

**Відділ нейтронної фізики**

Завідувач – канд. фіз.-мат. наук,  
с. н. с. О.О. Грицай

**Відділ проблем дозиметрії ядерних реакторів**

Завідувач – кандидат фіз.-мат. наук  
В.М. Буканов

**Відділ радіаційної і загальної безпеки**

Завідувач – доктор техн. наук,  
с. н. с. С.І. Азаров

**Навчальний центр з фізичного захисту,  
обліку та контролю ядерного матеріалу**

Завідувач – канд. фіз.-мат. наук  
В.І. Гаврилюк

**Department of the Nuclear Reactor Theory**

Head - Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. V.M. Pavlovych

**Department for Nuclear Research Reactor**

Head – Corresponding Member of National Academy of Sciences of Ukraine V.I. Slisenko

**Neutron Physics Department**

Head – Candidate of Phys.-math. Sciences  
O.O. Gritzay

**Department of the Nuclear Reactor Dosimetry Problems**

Head – Candidate of Phys.-math. Sciences  
V.M. Bukanov

**Radiation and General Protection Department**

Head – Doctor of Techn. Sciences S.I. Azarov

**George Kuzmycz Training Center for Physical Protection, Control and Accounting of Nuclear Material**

Head – Candidate of Phys.-math. Sciences  
V.I. Gavryliuk

**Секція радіаційної фізики та радіаційного матеріалознавства / Radiation physics and radiation material science section**

**Відділ теоретичної фізики**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук, член-кор. НАН України, професор В.Й. Сугаков

**Відділ радіаційної фізики**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор П.Г. Литовченко

**Відділ радіаційного матеріалознавства**

Завідувач – кандидат фіз.-мат. наук  
Л.І. Чирко

**Department of Theoretical Physics**

Head - Corresponding Member of National Academy of Sciences of Ukraine, Prof. V.I. Sugakov

**Department of Radiation Physics**

Head - Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. P.G. Litovchenko

**Department for Radiation Material Science**

Head - Candidate of Phys.-math. Sciences  
L.I. Chyrko

**Секція фізики плазми / Plasma physics section**

**Відділ теорії ядерного синтезу**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор Я.І. Колесниченко

**Відділ теорії плазми**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
с. н. с. К.П. Шамрай

**Відділ фізики плазми**

Завідувач – канд. фіз.-мат. наук  
А.Г. Борисенко

**Fusion Theory Department**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. Ya.I. Kolesnichenko

**Plasma Theory Department**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences  
K.P. Shamrai

**Plasma Physics Department**

Head - Candidate of Phys.-math. Sciences  
A.G. Borisenko

**Секція радіоекології та радіобіології / Radioecology and radiobiology section**

**Центр екологічних проблем атомної енергетики**

Завідувач – канд. фіз.-мат. наук,  
с. н. с. В.В. Тришин

**Відділ радіобіології і радіоекології**

Завідувач – докт. біол. наук,  
с. н. с. А.І. Липська

**Center for Ecological Problems of Atomic Energy**

Head – Candidate of Phys.-math. Sciences,  
V.V. Tryshyn

**Radiobiology and Radioecology Department**

Head – Doctor of Biol. Sciences,  
A.I. Lypska

# АНОТАЦІЇ РОБІТ З ЯДЕРНОЇ ФІЗИКИ

## DIFFUSION ON THE DISTORTED FERMI SURFACE

V. M. Kolomietz, S. V. Lukyanov

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

An important aspect of the dynamics of a Fermi liquid is the presence of Fermi motion of particles and the related effects of the dynamic Fermi-surface distortions. Both can be considered in the fluid dynamic approximation, where the initial quantum mechanical equations of motion are converted into equations of motion for local quantities such as nucleon density, current density, pressure, etc. Usually, this is done by means of the Fermi-surface distortions. The allowance of Fermi surface distortion leads to some features of Fermi-liquid dynamics, for example, excitation of transverse waves, effect which do not occur in the non-viscous classical hydrodynamics. The extension to time-dependent mean-field theory which incorporates interparticle collisions into the kinetic equation for the many-body Fermi system leads to the necessity to take into account the dynamical Fermi-surface distortion in the collision integral. In our work, we apply the diffusion approximation to the relaxation on the deformed Fermi surface [1]. This approach gives a simple result for the dependence of the relaxation time as function of the Fermi surface deformation multipolarity.

We restrict ourselves to the Born collision approximation in the kinetic equation for the Wigner distribution function  $f(\vec{r}, \vec{p}; t)$ . Assuming that the main contribution to the nucleon-nucleon scattering amplitude is given by the transitions which correspond to a small momentum transfer, we reduce the kinetic equation to the diffuse equation in momentum space.

$$St\{f\} = -K_p \nabla_{p,v} \tilde{f} \nabla_{p,v} E + D_p \nabla_{p,v}^2 f, \quad (1)$$

where  $D_p$  is the diffusion coefficient and  $K_p$  is the drift term.

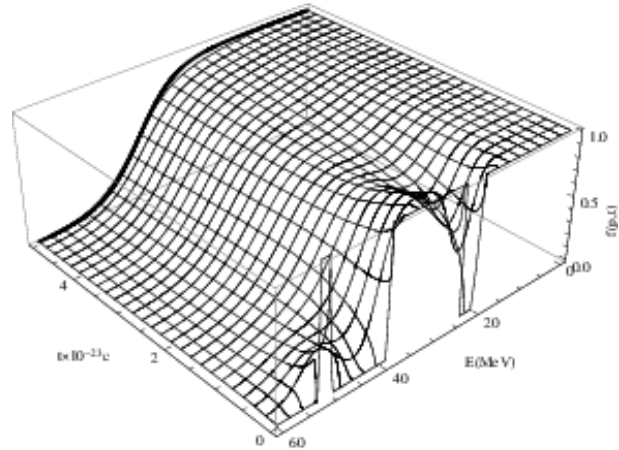
Considering the sound excitations and the small deviations of the distribution function  $\delta f$  from the equilibrium, the function  $\delta f$  can be expanded in a series of spherical harmonics of multipolarity  $l$ . Using the collision integral  $St\{f\}$  of Eq. (1) and assuming a spherical Fermi surface of radius  $p_F$ , we have evaluated the dependence of the relaxation time  $\tau_{r,l}$  on the multipolarity  $l$  the Fermi surface deformation.

The final result reads

$$1/\tau_{r,l} = D_p(p_F)/p_F^2 l(l+1), \quad \text{for } l \geq 2. \quad (2)$$

This result means that the relaxation time  $\tau_{r,l}$  decreases rapidly with the growing multipolarity  $l$  of the Fermi-surface distortion.

Another possibility for the distortion of Fermi surface is the initial non-equilibrium particle-hole excitation. We have considered a homogeneous nuclear matter. Solving numerically the diffusion transport equation and using the collision integral of Eq. (1) with  $D_p = 2.6 \cdot 10^{-22} \text{ MeV}^2 \cdot \text{fm}^{-2} \cdot \text{s}$  and  $K_p = -6.5 \cdot 10^{-23} \text{ MeV} \cdot \text{fm}^{-2} \cdot \text{s}$ , we have evaluated the time evolution of the distribution function  $f(p, t)$ . The results of calculation are shown in the Figure.



Time evolution of the Wigner distribution function  $f(p, t)$  in case of the initial particle-hole excitation. Thick curve is the Fermi-type equilibrium limit.

As seen from the Figure, the momentum distribution  $f(p, t)$  evolves to the Fermi-type equilibrium limit

$f_{eq}(p) = \left\{ \left[ 1 + \exp\left[ (p - p_F)/T \right] \right] \right\}^{-1}$ . The corresponding equilibrium temperature can be estimated as  $T = -D_p / K_p$ .

1. V.M. Kolomietz, *Nuclear Fermi-liquid* (Naukova Dumka, Kyiv, 2009).

## GAMMA-RADIATION IN NON-MARKOVIAN FERMİ SYSTEMS

 V. M. Kolomietz<sup>1</sup>, S. V. Radionov<sup>1</sup>, B. V. Reznichenko<sup>2</sup>
<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Taras Shevchenko National University, Kyiv

Relaxation of collective motion implies fluctuations in the corresponding collective variables, as follows from the fluctuation-dissipation theorem. Furthermore, the fluctuations in a particle density produce an accelerated motion of charges inside the charged system like a nucleus and lead, therefore, to radiation. The spectral distribution of this fluctuational radiation depends on the relaxation (dissipation) properties of the collective motion, in particular, on the dynamical distortion of the Fermi surface. We therefore suggest that a study of the shape of the radiation spectrum emitted from the heated charged systems provides an opportunity to obtain information on the dissipative properties and on the transition from the low-temperature (quantum) to the high-temperature (classical) regime in a finite many body system like a nucleus.

To derive the macroscopic equations of motion for the collective variables in a finite nuclei we start from the collisional kinetic equation (CKE) for the phase-space distribution function  $f \equiv f(\vec{r}, \vec{p}; t)$ . Evaluating the zero's and first moments of the CKE in  $\vec{p}$ -space, the kinetic equation is reduced to the non-Markovian Langevin equation for the collective variables of nuclear shape  $Q = \{Q_1, Q_2, \dots, Q_N\}$ . To justify microscopically the Langevin equation, we have used the Caldeira-Leggett approach assuming that our Brownian  $Q$ -particle is moving in the heat reservoir formed by infinite number of harmonic oscillators. The final Langevin-like equation takes the following non-Markovian form

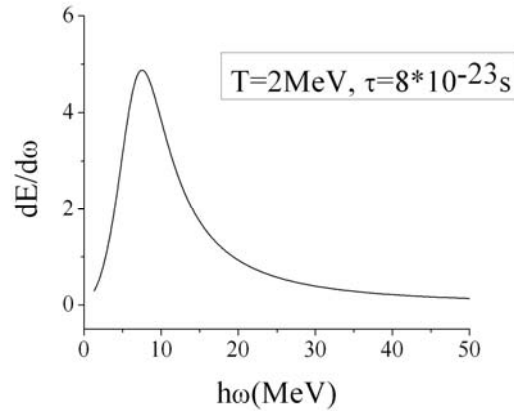
$$B\ddot{Q} = -\frac{\partial E_{pot}(Q)}{\partial Q} - B \int_0^t dt' \gamma(t-t') \dot{Q}(t') + B\xi(t), \quad (1)$$

where  $B$  is the collective mass,  $E_{pot}(Q)$  is the potential energy,  $\gamma(t-t')$  is the memory kernel and  $\xi(t)$  is the random force.

Using Eq. (1), we have performed the analysis of the spectral density  $dE/d\omega$  of  $\gamma$ -radiation for the descent of the nucleus from the fission barrier to the scission point. The obtained spectral density,  $dE/d\omega$  is given by

$$\frac{dE}{d\omega} = \frac{e^2 B^2}{3\pi^2 c^3} \left[ \frac{(\omega_B^2 - \omega\gamma_{\omega,Im})^2 + \omega^2 \gamma_{\omega,Re}^2}{(\omega^2 + \omega_B^2 - \omega\gamma_{\omega,Im})^2 + \omega^2 \gamma_{\omega,Re}^2} \dot{Q}_0^2 + \frac{\hbar\omega^5 \gamma_{\omega,Re}}{(\omega^2 + \omega_B^2 - \omega\gamma_{\omega,Im})^2 + \omega^2 \gamma_{\omega,Re}^2} \frac{1}{\exp[\hbar\omega/T] - 1} \right],$$

where  $T$  is a temperature of the nucleus,  $\dot{Q}_0 \equiv \dot{Q}(t_0)$  is the initial velocity,  $\gamma_{\omega,Re}$  and  $\gamma_{\omega,Im}$  are the real and imaginary parts of the Fourier transform of a memory kernel, respectively. The first term in  $dE/d\omega$  represents the contribution to the emitted energy caused by the mechanical motion of the nucleus while the second one is due to the fluctuations of the collective variable.



Energy dependence of spectral density of  $\gamma$ -radiation for the descent of the nucleus from the fission barrier.

In the Figure we show the spectrum of the emitted electromagnetic energy for the memory kernel of the form  $\gamma(t) = \kappa_0 \exp[-t/\tau]$ , where  $\tau$  is a memory time. The prominent peak in the spectrum is caused by an essentially non-Markovian character of the considered collective dynamics and exists at any temperature of the nucleus.

**CURVATURE AND ISOTOPIC ASYMMETRY EFFECTS IN THE SURFACE ENERGY FOR NEUTRON RICH NUCLEI**

**V. M. Kolomietz, A. I. Sanzhur**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The presence of the finite diffuse layer in nuclei creates the problem of the correct definition of the radius and the surface of tension for a small drop with a diffuse interface. Below we will address this problem to the case of two-component nuclear drop. The curvature correction is usually negligible in heavy nuclei. However, this correction can be important in some nuclear processes. For example, the yield of fragments at the nuclear multifragmentation or the probability of clusterization of nuclei from the freeze-out volume in heavy ion collisions. In both above mentioned processes, small nuclei necessarily occur and the exponential dependence of the yield on the surface tension should cause a sensitivity of both processes to the curvature correction. Moreover the dependency of the curvature interface effects on the isotopic asymmetry of small fragments can significantly enhance (or suppress) the yields of neutron rich isotopes.

We consider the uncharged droplet at zero temperature, having the mass number  $A_0 = N + Z$  and the neutron excess  $A_1 = N - Z$ , the corresponding isoscalar  $\lambda_0$  and isovector  $\lambda_1$  chemical potentials and the Helmholtz free energy  $F$ . Let  $R$  is the dividing radius, then  $V = 4\pi R^3 / 3$  is the volume and  $S = 4\pi R^2$  is the surface area. The free energy of a nucleus  $F$ , as well as the mass number  $A_0$  and the neutron excess  $A_1$ , are splitted into the volume and surface parts. To obtain the physical size quantities an additional condition should be imposed on the location of dividing surface. In general, the surface free energy includes the contribution from the surface tension and from the binding energy of particles within the surface layer. The latter contribution can be excluded for the special choice of dividing (equimolar) radius  $R = R_e$  which satisfy the condition

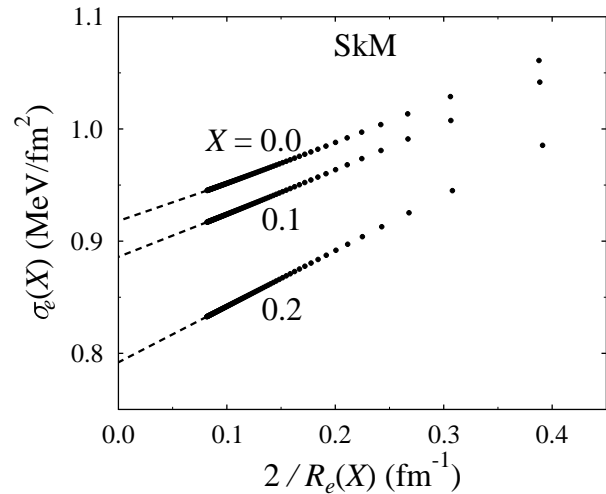
$$(\rho_{0,S}\lambda_0 + \rho_{1,S}\lambda_1)_{R=R_e} = 0,$$

where  $\rho_{0,S}$  and  $\rho_{1,S}$  are, respectively, the total (isoscalar) and the neutron excess (isovector) surface densities. Following Gibbs and Tolman we assume that the physical (measurable) value of the surface tension is taken at the equimolar dividing surface

and that the surface tension  $\sigma_e = \sigma(R_e)$  approaches the planar limit  $\sigma_\infty$  as

$$\sigma_e = \sigma_\infty (1 - 2\xi / R_e),$$

where  $\xi$  is the Tolman's length.



Surface tension as a function of the surface curvature for different values of the asymmetry parameter  $X$ . Calculation was performed for SkM force within the mass number interval  $10^2 - 10^4$ . Dashed lines show the extrapolation to planar limit at zero curvature.

Considering a non-charged droplet, the calculation is possible up to very high values of particle number  $A_0 \sim 10^6$ . We have carried out calculations using extended Thomas - Fermi approximation with Skyrme-like forces. To minimize the energy functional the direct variation method has been applied [1]. Figure shows the result of calculations for the surface tension as a function of doubled droplet curvature for different values of isotopic asymmetry parameter  $X = A_1 / A_0$ . As seen from the Figure, the value of  $\sigma_\infty$  goes down as  $X$  increases. Tolman length  $\xi$ , associated with data slopes in the Figure, is also sensitive to the neutron excess, its absolute value grows significantly with growing the isotopic asymmetry parameter as  $\sim X^2$ .

1. V.M. Kolomietz and A.I. Sanzhur, Eur. Phys. J. A **38**, 345 (2008).

**MONOPOLE PAIRING VIBRATIONS IN SUPERFLUID NUCLEI:  
A SEMICLASSICAL APPROACH**
**V. I. Abrosimov<sup>1</sup>, D. M. Brink<sup>2</sup>, F. Matera<sup>3</sup>**
<sup>1</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*
<sup>2</sup> *Oxford University, Oxford, United Kingdom*
<sup>3</sup> *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare and Universita di Firenze, Firenze, Italy*

To study collective pairing modes in superfluid nuclei we get the anomalous density response function within a semiclassical approach [1]. Our approach is based on the semiclassical time-dependent Hartree - Fock - Bogoliubov equations of motion for small amplitudes. The complex pairing -field fluctuations are derived from the self-consistent relation (the gap equation of the BCS type) [2], while the static pairing field is approximated with a phenomenological constant  $\Delta$ .

The monopole anomalous density response function is defined as

$$R_{pV}(\omega) = \frac{1}{\beta} \int d\mathbf{r} \frac{4}{h^3} \int d\mathbf{p} \delta\kappa_r(\mathbf{r}, \mathbf{p}, \omega) = \frac{1}{\beta} \int d\mathbf{r} \delta\kappa_r(r, \omega), \quad (1)$$

where  $\delta\kappa_r(r, \omega)$  is the time Fourier transform of the anomalous density fluctuation induced by the monopole external field of the kind

$$\delta U^{ext}(r, t) = \beta \delta(t) \Theta(r - R), \quad (2)$$

where  $\beta$  is a small parameter specifying the strength of the external field. We assume that external field acting on the correlated particles causes the extra fluctuations of the real part of the pairing field  $\delta\Delta_r(\mathbf{r}, t)$ . Thus the fluctuations  $\delta\Delta_r(\mathbf{r}, t)$  are treated as

$$\delta\Delta_r(\mathbf{r}, t) = \delta\Delta_r^{int}(\mathbf{r}, t) + \delta U^{ext}(r, t), \quad (3)$$

where  $\delta\Delta_r^{int}(\mathbf{r}, t)$  are the self-consistent fluctuations due to the residual pairing interaction. We consider the zero-order approximation for the normal mean-field.

The analytical expression for the anomalous density response function  $\delta\kappa_r(r, \omega)$  has been derived in a simple model, in which nuclei are represented as a system of  $A$  nucleons enclosed in a spherical cavity characterized by parameters (size, density, pairing gap) typical of superfluid heavy nuclei. It reads

$$\delta\kappa_r(r, \omega) = \frac{\alpha R_r^0(\omega)}{\alpha + R_r^0(\omega)} \delta U^{ext}(r, t) \quad (4)$$

with

$$R_r^0(\omega) = I_1(\omega) - \frac{[I_2(\omega)]^2}{I_3(\omega)}, \quad \alpha = \int_0^\infty deg(e) \frac{1}{E(e)},$$

$$I_i(\omega) = \int_0^\infty deg(e) \frac{f_i(e)}{E^2(e)} \times$$

$$\times \left[ \frac{1}{\hbar\omega - 2E(e) + i\eta} - \frac{1}{\hbar\omega + 2E(e) + i\eta} \right],$$

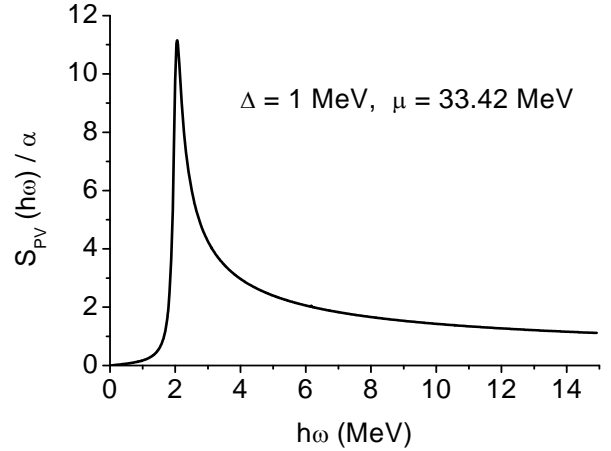
$$f_1(e) = (e - \mu)^2, \quad f_2(e) = e - \mu, \quad f_3(e) = 1,$$

where  $g(e)$  is the single-particle density and  $E(e)$  is the quasiparticle energy.

The results of numerical calculations of the strength function associated with the monopole anomalous density response function (1) as

$$S_{pV}(\hbar\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} R_{pV}(\hbar\omega) \quad (5)$$

are shown in the Figure. The strength function has a resonance structure with a sharp peak around  $2\Delta$  that displays the monopole collective pairing mode. The width of this mode is due to the Landau damping.



The monopole collective pairing strength function for the system  $A = 208$  nucleons.

In superfluid nuclei the monopole collective pairing mode will be fragmented over several  $0^+$ -states with significant strength around  $2\Delta$ . Found semiclassical (macroscopic) collective pairing mode reproduces the average behavior of these discrete quantum states.

1. V.I. Abrosimov, D.M. Brink, A. Dellafiore, and F. Matera, Nucl. Phys. **A864**, 38 (2011).
2. V.I. Abrosimov, D.M. Brink, A. Dellafiore, and F. Matera, Eur. Phys. J. Web of Conferences, **38**, 04003 (2012).



SEMICLASSICAL SHELL STRUCTURE IN 2D RADIAL POWER-LAW POTENTIALS

A. G. Magner<sup>1</sup>, A. A. Vlasenko<sup>1,2</sup>, K. Arita<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

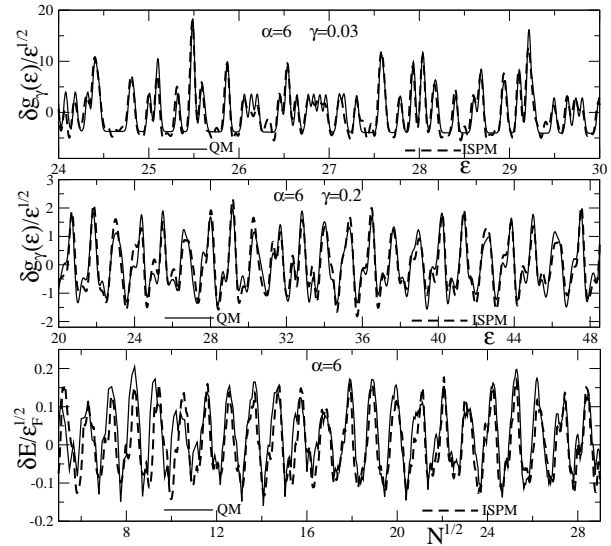
<sup>2</sup>Institute of Physics and Technology, The National Technical University of Ukraine "Kyiv Polytechnic Institute", Kyiv

<sup>3</sup>Department of Physics, Nagoya Institute of Technology, Nagoya, Japan

The periodic orbit theory (POT) semiclassically relates shell oscillations in the level density and the energy shell correction of a fermionic quantum system to a sum over the periodic orbits (p.o.s) of the corresponding classical system; bifurcations of the p.o.s hereby can play a significant role [1]. The POT is a powerful tool for the study of gross and finer shell structures in finite Fermi systems like nuclei, metallic clusters and quantum dots. Such systems are often well described phenomenologically by mean fields with a diffuse surface region.

In this report, we study a general class of radial power-law potentials  $V(r) = U + W r^\alpha$  with three constants  $U$ ,  $W$  and  $\alpha$  which approximate well the shape of a Woods - Saxon potential in the bound region. The advantage of this approach is a far-reaching analytical POT derivation of trace formulae using scaling transformations of the phase space variables. The actions  $S = \hbar \varepsilon \tau$  (with period  $\tau$ ), and the curvatures  $K \propto 1/\varepsilon$  are easily found at  $\varepsilon = 1$  at the stationary points of  $L \propto \varepsilon$  (angular momentum) for the particle motion along the p.o. as functions of the scaled dimensionless energy  $\varepsilon \propto E^{1/(\alpha+1/2)}$  ( $E$  is the energy of the particle). Their exact analytical solutions were derived for  $\alpha = 4$  and  $6$ . They are close to the bifurcations at  $\alpha = 4.25$  for the birth of the star-like orbit from the twice repeated circle orbit, and at  $7$  for the triangular-like orbit arising from the primitive circle. An enhancement of the shell structure at the order of the large semiclassical parameter  $(\varepsilon \tau)^{1/2}$  near these bifurcation points is found in nice agreement with peaks in the Fourier transform of the quantum level density, which exhibit the quantum predictions of the semiclassical amplitudes of contributions of periodic orbits to the trace formula. Various limits (including the harmonic oscillator potential and the spherical box) have also been given analytically.

In the Figure, as an example in two dimensions, we show a nice agreement of semiclassical and quantum shell-corrections for the coarse-grained level density  $\delta g_\gamma$  (averaged over the energy with two small Gaussian widths  $\gamma$ ) and for the energy shell correction  $\delta E$  at  $\alpha = 6$ . The comparison in the bottom and center panels for  $\gamma = 0.2$  shows the ba-



Coarse-grained level density  $\delta g_\gamma$  and energy shell correction  $\delta E$  vs. scaled energy  $\varepsilon$  and particle number variable  $N^{1/2}$  for  $\alpha = 6$ .  $N = 2 \int_0^{\varepsilon_F} d\varepsilon g_\gamma(\varepsilon)$  with  $g_\gamma(\varepsilon) = g_{TF} + \delta g_\gamma$ ,  $g_{TF}$  is the Thomas - Fermi component. QM: quantum results using Strutinsky's shell-correction method; ISPM: semiclassical results using the improved stationary-phase method [1].

sic gross-shell structure with a convergence of the p.o. sum mainly at the dominating shortest one-parametric families of diameters and star-like orbits. The top panel demonstrates a nice agreement even for a finer shell structure for which interferences of contributions from these p.o.s with longer diameters and several polygonal one-parametric orbit families become important. The circular p.o.s are significant too near the symmetry breaking (bifurcation) values of  $\alpha$  like  $2$ ,  $4.25$  and  $7.0$ , or in the case of three dimensional radial power-law potentials (see also [2]).

1. A.G. Magner, I.S. Yatsyshyn, K. Arita, and M. Brack, Phys. Atom. Nucl, **74**, 1445 (2011).
2. M. Brack, M. Ögren, A. Yu, and S.M. Reimann, J. Phys. A: Math. Gen. **38**, 9941 (2005).

**SEMICLASSICAL TRANSPORT THEORY  
FOR A SLOW COLLECTIVE MOTION IN NUCLEI**

**J. P. Blocki<sup>1</sup>, A. G. Magner<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *National Centre for Nuclear Research, Otwock, Poland*

<sup>2</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The nuclear collective dynamics can be described mainly in terms of the motion of independent Fermi-particles in a mean effective potential with sharp time-dependent edges. The general Swiatecki&Strutinsky macroscopic-microscopic theory is simplified greatly to the analytical version by using the semiclassical trajectory approach by Gutzwiller (the periodic orbit theory, POT). Applying also the theory of the nuclear response on the periodic external field of the frequency  $\omega$ , one may semiclassically find the transport coefficients of the collective dynamics, such as the inertia  $B$  and friction  $\gamma$  coefficients. They determine the mean time-dependent energy rate  $\langle dE/dt \rangle = B\dot{\alpha}\ddot{\alpha} + \gamma\dot{\alpha}^2 + C\dot{\alpha}\alpha$  for the deformation parameter  $\alpha(t) = \alpha \cos(\omega t)$  [1]. Small-amplitude slow vibrations of the nuclear radius  $\delta R(t, \theta) \propto R\alpha(t)P_n[\cos(\theta)]$  near the surface shape of the equilibrium radius  $R$  can be considered in terms of the Legendre polynomial  $P_n$  ( $\omega/\Omega \ll 1$  with  $\Omega = p_F/mR$ ,  $p_F$  is the Fermi momentum and  $m$  is the nucleon mass). In this report, the smooth semiclassical transport coefficients were obtained analytically within the framework of the POT [2, 3]. The smooth semiclassical friction  $\gamma$  and inertia  $B$  are derived by using the Gutzwiller's expansion of the Green's function over classical trajectories and solving the symmetry breaking problem due to their

end disclosing. Finally, for the inertia one obtains [3],

$$B = \int d\psi B(\psi)P_n(\psi),$$

where  $B(\psi) = B_{ETF} + B_{ct}(\psi)$ ,  $B_{ETF}$  is the consistent extended Thomas - Fermi inertia kernel,  $B_{ct}(\psi) = (mR^2(kR)^3/8\pi^2) \sum_{v,w} (\sin^3 \phi \cos \phi |\sin \phi| / \sin \psi) M(\Delta S/\hbar)$ ,

$k = p_F/\hbar$ . The sum is taken over the number of sides  $v \geq 2$  and nonzero integer winding number  $|w| \leq [v/2]$  of classical trajectories in the equilibrium spherical billiard. They connect the initial point  $r_1$  to the final point  $r_2$  of the spherical surface,  $\phi = \phi_{PO} - \psi/2v$ ,  $\phi_{PO} = \pi w/v$ ,  $0 \leq \psi \leq \pi$  is the angle between vectors  $r_1$  and  $r_2$ . The symmetry breaking problem is solved through the modulation factor of the uniform approximation  $M(z) = 1 - J_0(\sqrt{z})$  with the argument  $z = \Delta S/\hbar = kR \cos(\phi_{PO}) \sin \psi$ ,  $J_0$  is the Bessel function. For the friction coefficient kernel [2] one finds

$$\gamma_{ct}(\psi) = \gamma_{wf} \sum_{v,w} \sin^3 \phi \cos \phi M(\Delta S/\hbar) / 2v \sin \psi,$$

where  $\gamma_{wf}$  is the wall formula.

**Inertia parameter  $B$  in units of the irrotational flow inertia  $B_{irr}$**

kR \ n	2	3	4	5	6	7	8	9	10
5	1.43	1.98	2.54	3.62	3.90	5.00	5.26	6.37	6.63
6	1.09	1.49	1.90	2.76	2.93	3.80	3.96	4.83	4.99
7	0.88	1.20	1.53	2.24	2.36	3.08	3.19	3.92	4.02
8	0.75	1.01	1.27	1.90	1.97	2.27	2.67	3.31	3.37
9	0.65	0.87	1.09	1.66	1.70	2.02	2.30	2.88	2.91
10	0.41	0.77	0.96	1.47	1.49	2.02	2.03	2.55	2.56
[1]		0.050		0.025		0.020		0.015	

Table shows the inertia parameters  $B$  [3]. They become much larger than the hydrodynamical irrotational-flow inertia  $B_{irr}$  for smaller  $kR \sim A^{1/3}$  and larger multipolarity  $n$  ( $A$  is the number of nucleons). Other differences of the inertia parameters from those of [1] are seen for the vibrations of the even  $n$ : the finite  $kR$  dependence was obtained without redefinitions of the divergent expressions. For odd  $n$

one obtains much larger values without redefinitions of [1].

1. E. Koonin and J.S. Randrup, Nucl. Phys. **A289**, 475 (1977).
2. J.P. Blocki, A.G. Magner, and I.S. Yatsyshyn, Int. J. Mod. Phys. E **21**, 1250034 (2012).
3. J.P. Blocki and A.G. Magner, Physica Scripta T, accepted for the publication, 2013.

NUCLEAR ASYMMETRY ENERGY AND ISOVECTOR GIANT DIPOLE RESONANCES

J. P. Blocki<sup>1</sup>, A. G. Magner<sup>2</sup>, P. Ring<sup>3</sup>, A. A. Vlasenko<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup> National Centre for Nuclear Research, Otwock, Poland

<sup>2</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>3</sup> Technical Munich University, Garching, Germany

<sup>4</sup> Institute of Physics and Technology, The National Technical University of Ukraine "Kyiv Polytechnic Institute", Kyiv

The properties of exotic nuclei with a large neutron excess can be studied analytically by using the effective surface approximation (ES) [1 - 4] within the energy density functional approach. The nuclear energy is determined by the energy density  $\mathcal{E}(\rho_+, \rho_-)$  as a functional of the isoscalar and isovector densities  $\rho_{\pm} = \rho_n \pm \rho_p$ , where  $\rho_n$  and  $\rho_p$  are the neutron and proton densities,

$$\mathcal{E}_{sym}(\rho_+, \rho_-) \approx -b_V \rho_+ + J I^2 \rho_+ + \rho_+ (\varepsilon_+ - \varepsilon_-) + (C_+ + D_+ \rho_+) (\nabla \rho_+)^2 + (C_- + D_- \rho_+) (\nabla \rho_-)^2. \quad (1)$$

Here,  $b_V \approx 16$  MeV is the energy per particle,  $J = 30$  MeV is the volume symmetry energy constant,  $\varepsilon_{\pm} \approx K(\rho_{\pm} - \bar{\rho})^2 / 18\bar{\rho}^2$ ,  $K \approx 220 - 260$  MeV

the incompressibility and  $\bar{\rho} = 3 / 4\pi r_0^3 \approx 0.16 \text{ fm}^{-3}$  is the density of the nuclear matter,  $\varepsilon_{\pm} = J(I^2 - \rho_{\pm}^2 / \rho_+^2)$ ,  $I = (N - Z) / A$  with  $A = N + Z$  nucleons in the nucleus. For the nuclear surface symmetry energy one obtains  $E_S^{(-)} = k_S I^2 \mathcal{S} / (4\pi r_0^2)$ , where  $k_S \propto \bar{\rho} C_- / (r_0 a)$  is the surface symmetry energy constant,  $a = [C_+ \bar{\rho} K / (30b_V^2)]^{1/2} \approx 0.5 - 0.6$  fm is the diffuseness parameter much smaller than the ES radius  $R$  and  $\mathcal{S}$  the surface area. In this report we present [3, 4] the results of calculations of the symmetry energy coefficients  $k_S$  as functions of the key isovector Skyrme force constant  $C_-$  and spin-orbit one  $\beta = D_+ \bar{\rho} / C_+$  in the gradient terms of (1) within the ES approximation [1 - 4] (see Table).

The isovector energy  $k_S$  and IVGDR energies and sum rules for several Skyrme forces

	SkM*	SGII	RATP	T6	SkI3	SkI5	SLy5	SLy7
$C_- \text{ MeVfm}^5$	-4.79	-0.94	13.9	0	12.6	20.8	-22.8	-13.4
$\beta$	-0.64	-0.54	-0.52	-0.45	-0.65	-0.65	-0.58	-0.65
$k_S, \text{ MeV}$	-0.77	-0.21	1.42	0	4.88	14.6	-6.96	-6.32
$E_1, \text{ MeV}$	18; 15; 15	18; 15; 13	21; 17; 15	21; 17; 15	26; 21; 18	17; 16; 19	22; 18; 15	22; 18; 15
$S_1, \%$	99; 99; 99	99; 99; 99	93; 94; 90	100	96; 96; 94	89; 94; 85	78; 81; 77	80; 89; 88
$E_2, \text{ MeV}$	12; 16; 14	12; 16; 14	13; 11; 15	14; 11; 10	19; 15; 13	18; 9; 13	15; 13; 11	16; 13; 12
$S_2, \%$	1; 1; 1	1; 1; 1	7; 6; 10	0	4; 4; 6	11; 6; 15	22; 19; 23	20; 11; 12
$D, \text{ MeV}$	74; 75; 88	75; 76; 77	83; 84; 87	86; 88; 88	104; 105; 106	69; 77; 107	85; 86; 84	86; 89; 89

The coefficients  $k_S$  depend much on  $C_-$  for different Skyrme forces. We show also the isovector giant dipole resonance (IVGDR) energies  $E_n$  and sum rules  $S_n$  with  $n = 1$  for the major peak of the strength function and  $n = 2$  for the satellite IVGDR one within the Fermi-liquid droplet model (FLDM) [5]. The macroscopic boundary conditions to the kinetic Landau - Vlasov equation in the FLDM depend on  $k_S$  through the isovector capillary pressure  $\delta P_S \propto k_S I^2 \bar{\rho} A^{1/3} \cos \theta$  for the ES radius IVGDR vibrations  $\delta R \propto R \cos \theta$ . The three numbers divided by semicolon correspond to the results for isotopes  $^{68}Ni$ ;  $^{132}Sn$ ;  $^{208}Pb$ . The mean IVGDR energies  $E = D/A^{1/3}$  are in fair agreement with the experimental data. For some Skyrme forces one finds the

satellites with smaller EWSRs  $S_2$  and energies  $E_2$  with respect to the main IVGDR peaks, for instance for the resonances  $E_1 = 18$  and  $E_2 = 10$  MeV in  $^{132}Sn$ . We found the satellite IVGDR energies and energy weighted sum rules to depend in a more sensitive way on the value of  $k_S$  as compared to the averaged characteristics of the main peaks.

1. V.M. Strutinsky, A.G. Magner, and V.Yu. Denisov, Z. Phys. A322, 149 (1985).
2. A.G. Magner, A.I. Sanzhur, and A.M. Gzhebinsky, Int. J. Mod. Phys. E18, 885 (2009).
3. J.P. Blocki, A.G. Magner, and A.A. Vlasenko, Nucl. Phys. At. Energy, 13, 333 (2012).
4. J.P. Blocki, A.G. Magner, P. Ring, and A.A. Vlasenko, arXiv : 1301.5749v1 [nucl-th] (2013).
5. V.M. Kolomietz, A.G. Magner, and S. Shlomo, Phys. Rev. C73, 024312 (2006).

## ON THE POINCARÉ INSTABILITY OF ROTATING NUCLEI

 F.A. Ivanyuk<sup>1</sup>, K. Pomorski<sup>2</sup>
<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Theoretical Physics Division, Maria Curie-Skłodowska University in Lublin, Poland

We define the shape of rotating nuclei using Strutinsky's prescription developed in [1]. Like in [2] and our earlier works [3-5] we consider a deformed rotating liquid-drop (RLD) with uniform mass and charge distribution. For a given shape the energy of a rotating charged drop is the sum of the surface, Coulomb and rotational energies,  $E_{RLD} = E_{surf} + E_{Coul} + E_{rot}$ .

The rotational energy is taken here as the square of the angular momentum divided by twice the rigid-body moment of inertia. The energy of the rotating liquid-drop  $B_{RLD}$  measured with respect to the energy of the corresponding sphere and expressed in units of the surface energy of the spherical system, is then [2]:

$$B_{RLD} = (B_{surf} - 1) + 2x_{LD}(B_{Coul} - 1) + y_{LD}(B_{rot} - 1), \quad (1)$$

where  $x_{LD}$  is the fissility parameter of the liquid-drop and the parameter  $y_{LD}$  is the ratio of rotational energy to the surface energy at the spherical shape.

The quantities  $B_{surf}$ ,  $B_{Coul}$  and  $B_{rot}$  are the ratios of the surface, Coulomb and rotational energies relative to their value at a sphere.

For axially symmetric nuclei the shape can be obtained by the rotation of some profile function  $\rho(z)$  around the  $z$ -axis. Following [1] define  $\rho(z)$  by the minimization of the energy (2) with respect to the variation of the profile function  $\rho(z)$  under constraint that the volume of the drop is fixed,

$$\delta(B_{RLD} - \lambda V)/\delta\rho = 0. \quad (2)$$

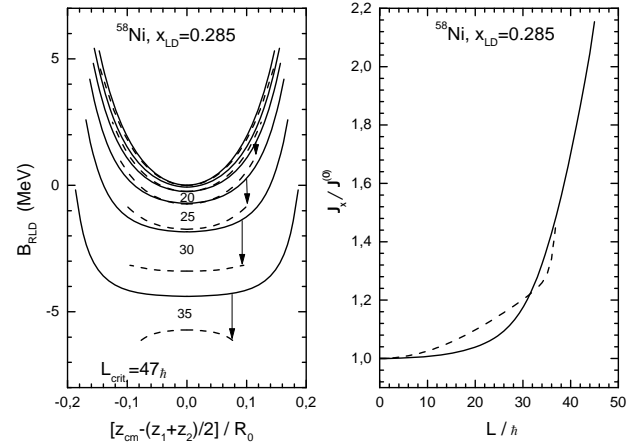
In order to take into account the axial symmetry of the nuclear shape it was suggested in [5] to factorize  $z$ - and  $\varphi$ -dependence of the profile function by the following Ansatz:

$$\rho^2(z, \varphi) = \zeta(z) \sqrt{1 - \eta^2(z)} / [1 + \eta(z) \cos(2\varphi)]. \quad (3)$$

In [6] it was demonstrated that axially symmetric light nuclei become unstable with respect to mass asymmetric deformations at the angular velocity comparable with the critical value at which the fission barrier disappears.

The nonaxial nuclei become unstable with respect to mass asymmetric deformations at smaller velocities,  $y_{LD} \approx 0.15$  for  $0.25 \leq x_{LD} \leq 0.4$ .

In the Figure we show the deformation energy (1) for the nucleus  $^{58}\text{Ni}$ . As one can see, the account of axial asymmetry changes considerably the moment of inertia and, consequently, the calculated rotational spectra.



The energy (1) of the axially symmetric (solid) and asymmetric (dash) rotating nucleus  $^{58}\text{Ni}$  as function of mass asymmetry (the displacement of the center of mass  $z_{cm}$  from the centre of the nucleus  $(z_1 + z_2)/2$ ) for few values of the angular momentum indicated in the Figure. The lines corresponding to the same angular momentum are joint by the arrows (Left). Rigid-body moment of inertia  $J_x$  (in units of the moment of inertia at spherical shape) of  $^{58}\text{Ni}$  as function of the angular momentum for the axially symmetric (solid) and asymmetric (dash) shape of equilibrium (Right).

One should note that at the critical value of the angular momentum, at which the rotating drop becomes unstable with respect to left-right asymmetry, the deformation energy is very flat as a function of the mass asymmetry. In such cases the equilibrium shape will be very sensitive to the shell correction to the deformation energy.

1. V.M. Strutinsky, N.Ya. Lyashchenko, and N.A. Popov, Nucl. Phys. **46**, 659 (1963).
2. S. Cohen, F. Plasil, and W. J. Swiatecki, Ann. Phys. (N.Y.) **82**, 557 (1974).
3. F. Ivanyuk, Int. J. Mod. Phys. **E18**, 130 (2009).
4. F. Ivanyuk and K. Pomorski, Phys. Rev. **C79**, 054327 (2009).
5. F. Ivanyuk, K. Pomorski and J. Bartel, Int. J. Mod. Phys. **E21**, 1250032 (2012).
6. F. Ivanyuk and K. Pomorski, Physica Scripta, in print.

**ВЛИЯНИЕ ЭКРАНИРОВАНИЯ НА ВЕРОЯТНОСТЬ ИОНИЗАЦИИ АТОМА ПРИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ, ИСПУЩЕННЫХ В ПРОЦЕССЕ  $\beta^+$ -РАСПАДА**

**С. Н. Федоткин**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

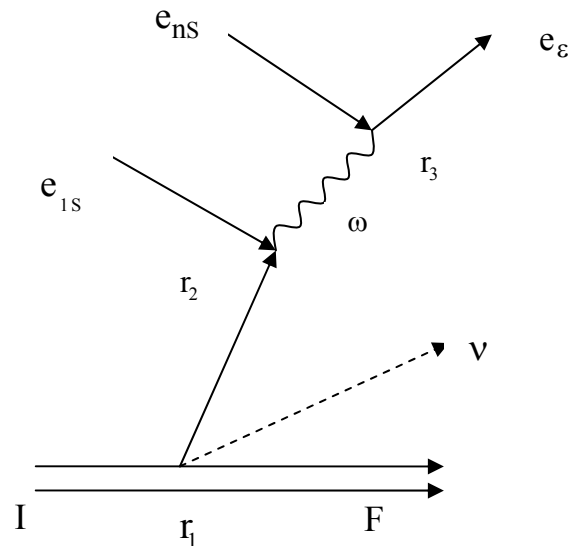
В работе [1] был рассмотрен процесс аннигиляции позитрона, испущенного при  $\beta^+$ -распаде, с К-электроном дочернего атома, с передачей части энергии другому s-электрону из К, L, M или N оболочек (соответствующие квантовые числа  $n = 1, 2, 3, 4$ ), в результате чего он покидает атом. Для волновых функций атомных электронов использовались водородоподобные функции. Однако для достаточно удаленных оболочек существенную роль играет взаимодействие между электронами в атоме, которое в настоящей работе учитывается путем введения эффективных зарядов с помощью приближенного метода, предложенного Слетером [2]. Кроме того, более корректно описывается конечное состояние электрона, покинувшего атом, которое ранее рассматривалось в борновском приближении. С этой целью при вычислении полной вероятности процесса использован фактор Зоммерфельда  $\Phi_n(\varepsilon)$ , приближенно корректирующий поведение волновой функции при малых энергиях  $\varepsilon$  вылетающего электрона.

На рисунке представлена соответствующая диаграмма Фейнмана. Здесь  $I$  и  $F$  - начальное и конечное состояния ядра;  $e_{1s}$  и  $e_{ns}$  - атомные электроны;  $\nu$  - нейтрино;  $\omega$  - энергия, передаваемая в результате аннигиляции позитрона и 1S-электрона электрону n-оболочки;  $e_\varepsilon$  - электрон, вылетающий в непрерывный спектр. Отметим, что волновые функции всех участвующих в процессе электронов  $e_{ns}$  в отличие от работы [1] рассчитывались в поле с соответствующим эффективным зарядом  $Z_n$ . В этом подходе получены выражения для вероятности  $W_{\beta^+K,n}$  аннигиляции испущенного при  $\beta^+$ -распаде позитрона с К-электроном дочернего атома и выбивании из атомной оболочки с квантовым числом  $n$  s-электрона. В случае  $\beta^+$ -распада  $^{45}\text{Ti}$  отношения вероятностей  $R_n = \frac{W_{\beta^+K,n}}{W_{\beta^+K,1}}$  равны:

$$R_2 \approx 0,324, \quad R_3 \approx 0,114, \quad R_4 \approx 0,012.$$

В случае, когда не учитывается экранирующее действие атомных электронов и используется

приближение плоских волн для волновой функции выбитого из атома электрона для соответствующих отношений  $R_n$  ( $n = 2, 3, 4$ ) ранее были получены такие оценки: 0,17; 0,057; 0,025 [1].



Диаграмма, описывающая аннигиляцию позитрона с электроном 1s с передачей энергии  $\omega$  другому электрону ns.

Если же учитывать только экранирование, но использовать борновское приближение, то получаются следующие результаты: 0,18; 0,059; 0,01. Следовательно, учет экранирующего влияния электронов на отношения вероятностей очень слабо заметен для оболочек с  $n = 2, 3$  и становится существенным лишь для  $n = 4$ . Если учитывать также и поправки к борновскому приближению, то отношения вероятностей для  $n = 2, 3$  сильно увеличиваются, а для  $n = 4$  заметно уменьшаются. Таким образом, для рассмотренных процессов учет экранирования важен только для N оболочки, а выход за рамки борновского приближения играет существенную роль для всех оболочек.

1. С.Н. Федоткин, Ядерна фізика та енергетика **12**, 335 (2011).
2. С.Э. Фриш, *Оптические спектры атомов* (Физматгиз, Москва, 1963), с. 197.

## NUCLEAR EXCITATION BY ELECTRON TRANSITION

A. Ya. Dzyublik

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

We considered all stages of the nuclear excitation at electron transition (NEET), induced by x-ray photons. The x-ray photons first ionize the inner atomic shell, then an electron from an upper shell fills the vacancy and transfers its energy via virtual photons to the nucleus, afterwards there occurs quick relaxation of the atomic electrons accompanied by much more slow nuclear deexcitation. This resonant effect is realized if the atomic and nuclear transitions are well matched and have the same multipolarity. NEET has been already observed in a number of nuclei. The most precise NEET measurements have been performed by Kishimoto et al. [1] on the nucleus  $^{197}\text{Au}$ , by scanning the energy of incident x-ray photons near the K-absorption edge. They found that the NEET edge is shifted with respect to the K-absorption edge by  $40 \pm 2$  eV and is much steeper. Besides, they observed small oscillations of the NEET curve with increasing energy of the x-ray photons.

Previously the NEET process was only treated in the second order of the quantum electrodynamics [2]. For its description near the NEET edge such approach has been modified in [3]. However, this theory had some inconsistencies. Therefore more strict approach to the NEET, based on the collision theory, has been done in [4].

And now for analysis of all NEET stages we developed a modified version of the collision theory, combining equations of standard collision theory and quantum electrodynamics, which employs a concept of the expanded Hilbert space, developed in [5]. We took into account that the system (nucleus + atomic electrons) has two overlapping resonant levels. Namely, the first, corresponding to the atom with a hole in the K-orbit, and the second, corresponding to the hole in the upper atomic level together with the excited nucleus. Such approach allowed us to explain all findings of Kishimoto et al. [1]. In particular, we found that the NEET edge is shifted by  $40 \pm 2$  eV with respect to the K-absorption edge if the mismatch of the nuclear and atomic transition energies  $\delta = 44.5 \pm 2$  eV. This number better correlates with last measurements of the excitation energy of  $^{197}\text{Au}$  [6], according to

which  $\delta = 39.5 \pm 3$  eV, than with the value  $\delta = 51$  eV, which follows from standard tables.

General expression for the NEET cross section has been represented as an integral, depending on the ionization cross section. Neglecting dependence of the ionization cross section on the energy of the emitted photoelectron, we calculated the widths of the NEET and the K-absorption edges  $\Gamma_{\text{NEET}} = 17.8$  eV and  $\Gamma_{\text{abs}} = 55.5$  eV. These results agree with the corresponding experimental data 14.9 eV and 58.3 eV [1]. Moreover, we took into account the EXAFS oscillations of the ionization cross section, caused by the interference of coherently scattered photo-electron waves inside the crystal. Doing so, we reproduced small oscillations of the NEET curve observed in [1].

We analyzed also the NEET in  $^{178}\text{Hf}^{m2}$  as possible explanation of photo-induced triggering of this 31-year isomer  $16^+$ , observed by Collins et al. [7]. We assumed that the incident x-ray photon ionizes the  $L_3$  shell, and then the electron from the  $M_5$  orbit fills this vacancy transferring its energy by E1 transition to the nucleus  $^{178}\text{Hf}^{m2}$ , which makes then transition from the  $16^+$  isomeric level to an intermediate level  $15^-$ . The NEET probability in this case occurs to be lower than the experimental data by one order. If the nucleus in the intermediate state attributes a triaxial shape and there exists yet a lower-lying  $13^-$  level of the rotational band with  $K < 8$ , spaced from the  $15^-$  level by 400 keV, then the de-excitation of the  $15^-$  is shown to be possible bypassing the isomeric states  $16^+$  and  $8^-$  of the hafnium. Therefore there are no principle objections against findings of Collins et al.

1. S. Kishimoto *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 031301(R) (2006).
2. E.V. Tkalya, Phys. Rev. A **75**, 022509 (2007).
3. E.V. Tkalya, Phys. Rev. C **68**, 064611 (2003).
4. A.Ya. Dzyublik, JETP Letters **93**, 489 (2011).
5. A.Ya. Dzyublik, Teor. Mat. Fyz. **102**, 120 (1992).
6. V. Kirischuk *et al.*, EPL **97**, 32001 (2012).
7. C.B. Collins *et al.*, Rad. Phys. and Chem. **71**, 619 (2004).

## ABOUT THE RENORMALIZATION OF WEAK INTERACTION CONSTANTS IN NUCLEI

A. A. Kurteva

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The beta-transitions to the ground and excited states of nuclei were considered as one-particle in various models, including the deformed atomic nucleus [1], nonaxial deformed nucleus [2], one-particle and many-particle shell models [3, 4]. Only the contributions of one-phonon configurations to the wave functions were taken into account in quasiparticle-phonon [5] and microscopic quasiparticle-phonon models [6]. The probabilities of intensive beta-transitions for some nuclei calculated in these models differed from the experimental one about two orders of magnitude.

On the basis of dynamic collective model (DCM) we have elaborated the method for calculation of the reduced probabilities of beta transitions to the excited states of odd nuclei with the account of quasiparticle and multi-phonon (up to 10 phonons) states, Pauli's principle and vacuum fluctuations between collective and one-quasiparticle freedom degrees [7]. Renormalization of weak interaction constants for nuclei from area  $A = 100$ , defined in work [7] from systematization of experimental data, have been taken as a base of studying of the role of structural effects on  $\beta$  decay of odd nuclei:

$$\left[ \frac{g_A}{g_V} \right] = 0.343 \left[ \frac{g_A}{g_V} \right]_{free} .$$

About 30 years it was supposed that renormalization of weak interaction constants in nuclei is caused by influence of Fermi and Gamow - Teller resonances. Therefore it can be different for various nuclei due to strong difference of Fermi surfaces in them.

The calculations carried out in DCM for nuclei with  $31 < A < 231$  have shown, that in cases of satis-

factory description of spectrum and spectroscopic characteristics of daughter nuclei a good description of nuclei  $\beta$  decay with the same renormalization of weak interaction constants turns out. The calculated probabilities with intensity  $> 10\%$  differed from experimental one by 0,02 - 0,4 order of magnitude. Modern experimental data on the  $^{111}\text{Sb} \rightarrow ^{111}\text{Sn}$   $\beta$  decay, received by means of the detector of full absorption, differ from older one. Therefore divergences of results of calculations with experiment in some nuclei can be caused inaccurate experimental data.

Hence, the renormalization of weak interaction constants does not depend of Fermi surface of nuclei, so and from Fermi and Gamow - Teller resonances. This fact leads us to the conclusion that the reason of renormalization of weak interaction constants in nuclei is necessary to search in non nucleon degrees of freedom which, probably, are opened since some value of mass number and further do not depend on it.

1. A. Bohr and B.R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. 1 (Benjamin, New York, 1969).
2. I.E. Kashuba and V.I. Ovcharenko, *Ukr. Fiz. Zh.* **17**, No. 2, 315 (1972).
3. K. Takahashi, G.J. Mathews, and S.D. Bloom, *Phys. Rev.* **C33**, 296 (1986).
4. L. Weissman, A. Andreyev, B. Bruyneel *et al.*, *Phys. Rev.* **C59**, 2004 (1999).
5. V.A. Kuzmin and V. Soloviev, *Nucl. Phys.* **A486**, 118 (1988).
6. J. Toivanen and J. Suhonen, *Phys. Rev.* **C57**, No. 3, 1237 (1998).
7. I.N. Vishnevskii, A.A. Kurteva, V.E. Mitroshin *et al.*, *Yad. Fiz.* **57**, No. 1, 17 (1994).



THE MULTI-DIMENSIONAL MODEL OF CLUSTER DECAY  $^{242}\text{Cm} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{34}\text{Si}$ 

V. Yu. Denisov

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The cluster decay  $^{242}\text{Cm} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{34}\text{Si}$  is considered in the framework of the multi-dimensional cluster preformation model.

The macroscopic potential energy surface related to interaction between the cluster and the residue nucleus is evaluated in the framework of the non-local  $\hbar^4$  extended Thomas - Fermi approach with Skyrme and Coulomb forces (Fig. 1).

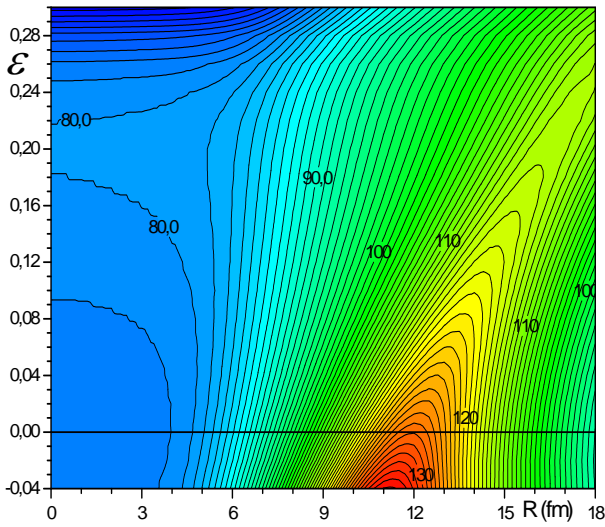


Fig. 1. The macroscopic potential energy surface for system  $^{208}\text{Pb} + ^{34}\text{Si}$ . Here  $R$  is the distance between nuclei and  $\varepsilon$  is the parameter described the ellipsoidal deformation of each nucleus. For spherical nuclei  $\varepsilon = 0$ .

The shell-corrections to the macroscopic potential energy are also taken into account. The micro-macro potential energy surface for this system is presented in Fig. 2.

Comparing the maps for macroscopic and total (macro-micro) potentials in Figs. 1 and 2 we see drastic changes induced mainly by the shell-correction of  $^{208}\text{Pb}$  on the potential landscape.

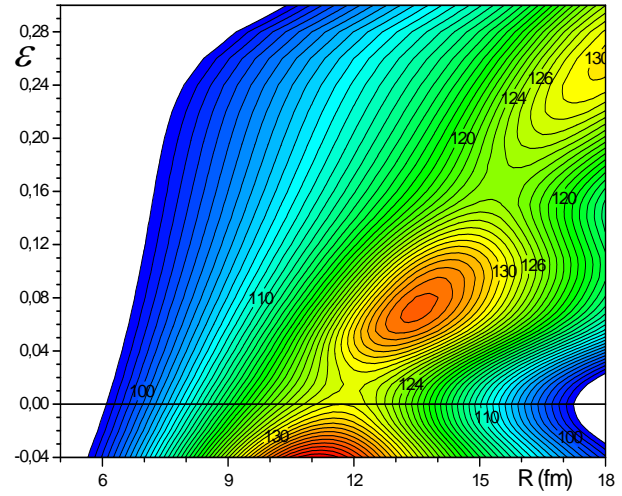


Fig. 2. The micro-macro potential energy surface for system  $^{208}\text{Pb} + ^{34}\text{Si}$ . The notations are the same as in Fig. 1.

The heights of saddle points related to deformed nuclei are lower than the height of barrier between the spherical cluster and residue nucleus, see Fig. 2. Therefore the dynamical deformations of nuclei increase the barrier penetrability and reduce the half-life of cluster decay. The dynamical surface deformations of both the cluster and the residue nucleus are taken into account at the barrier penetration process in the framework of the multi-dimensional cluster preformation model.

The shell correction contribution into the potential between cluster and residue nucleus is important for both the potential landscape and the half-life evaluation.

The experimental value of cluster decay half-life is described in the model.

**CAPTURE CROSS SECTIONS FOR HEAVY-ION REACTIONS  
PRODUCING COMPOUND SYSTEM WITH Z = 120**

V. Yu. Denisov, N. A. Pilipenko

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Superheavy elements with  $Z = 112 - 118$  have been synthesized in Dubna by using hot fusion reactions  $^{48}\text{Ca} + X$ , where  $X$  is the transuranium element. However, it is impossible to use  $^{48}\text{Ca}$  beam for the synthesis of more heavy elements, because the elements with  $Z > 98$  are not available for experiments. So, it is necessary to search other reactions for the synthesis of elements with  $Z > 118$ .

Taking into account the long time and complexity of experiment on the synthesis of superheavy elements it is very useful to estimate the capture cross sections for various collision systems leading to superheavy elements with  $Z > 118$ . The capture is the first stage of superheavy element production reaction and, therefore, has strong impact on the total reaction cross section.

In previous papers [1, 2], we have proposed a relatively simple and accurate method of calculating the potential interaction between arbitrary oriented, deformed nuclei and their capture cross sections.

Using proposed method we evaluate the fusion cross section  $\sigma(E)$  values for reaction  $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf}$ ,  $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$ ,  $^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu}$  and  $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$ . These reactions are considered as potential candidates for the synthesis of element  $Z = 120$ .

We use reaction  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$  to determine coefficient  $\eta$  in the nucleus-nucleus potential

$$V(R, l, \Theta_1, \Theta_2, \Phi) = V_C(R, \Theta_1, \Theta_2, \Phi) + \eta V_N(R, \Theta_1, \Theta_2, \Phi) + V_l(R).$$

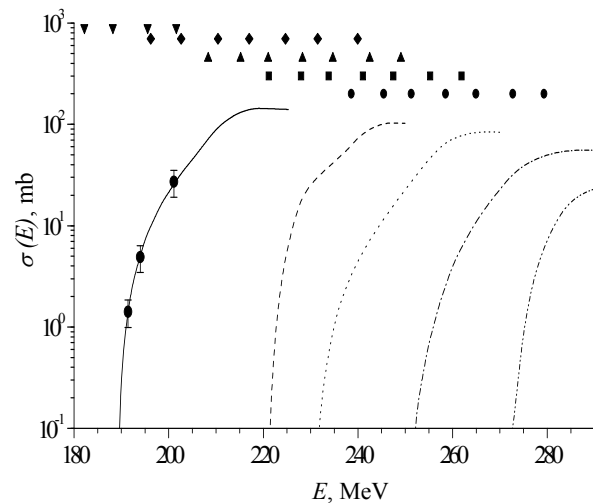
This parameter is used for adjusting the potential at energies higher than the barrier height. The experimental data for this reaction take from Ref. [3].

The cross sections calculated with allowance for the second-order terms in the quadrupole and hexadecapole deformations of the  $^{244}\text{Pu}$  and  $\eta = 0.896$  agree well with experimental data, see solid line in the Figure.

The capture cross section for heavy systems is strongly depends from hexadecapole deformation at sub-barrier energies [2]. Deformations of nuclei presented in table, and were taken from [4] for quadrupole and [5] for hexadecapole deformations.

During formation the superheavy nuclei the neutrons are evaporated from formed excited compound-nucleus in competition to the fission of the

compound nucleus. If the capture cross-section values are reasonably high for the small excitation energies of the compound nucleus, or corresponding collision energies, than the formation of the superheavy nuclei is probable. Therefore the value of capture cross-section should be relatively high around the thresholds of 3 - 5 neutrons for expectable formation of superheavy elements.



Fusion cross-section, Q reaction (the most left sign) and thresholds for evaporation of 1 – 6 neutrons (dots) for reactions: —  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ ; - - -  $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf}$ ; ·····  $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$ ; - · - ·  $^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu}$ ; - - - ·  $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$ .

Comparing the values of capture cross-section around thresholds of 3 - 5 neutrons in the Figure we conclude that the most promising reactions for synthesis element with  $Z = 120$  are  $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf}$  and  $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$ . These reactions are similar to reaction  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$  and they have reasonably high capture cross section at energies close to emissions 3 - 5 neutrons from the compound nucleus, see Figure.

1. V.Yu. Denisov, N.A. Pilipenko, Phys. Rev. C76, 014602 (2007).
2. V.Yu. Denisov, N.A. Pilipenko, Phys. of At. Nucl. 73, 1152 (2010).
3. M.G. Itkis et al., in Proc. Int. Workshop on Fusion Dynamics at the Extremes (Dubna, 2000).
4. <http://cdfe.sinp.msu.ru/services/radchart/radmain.htm>
5. P. Moller and J.R. Nix, Atomic Data and Nuclear Data Tables 59, 185 (1995).

INFLUENCE OF ANTISYMMETRIZATION AND POLARIZATION  
 ON NUCLEUS-NUCLEUS INTERACTION POTENTIAL

V. A. Nesterov

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Knowledge of nuclear interaction potential is very important for calculation of various nuclear reaction characteristics. Nuclear interaction energy consists of the Coulomb repulsion and much less known nuclear interaction of the nucleons in nuclei. The interaction potential can be presented in the form

$$V(R) = V_{COUL}(R) + V_N(R) + V_{ROT}(R),$$

where  $V_{COUL}(R)$ ,  $V_N(R)$  and  $V_{ROT}(R)$  are, respectively, the Coulomb, nuclear and rotational contributions to the potential,  $R$  is the distance between centers of nuclei.

The essential problem of the nuclear part of interaction is the accounting of Pauli principle for nucleons located in interacting nuclei. Assessing the influence of antisymmetrization for nucleus-nucleus potential is carried out for  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  or  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  systems using the density-dependent Skyrme forces [1] in the two-center shell model [2]. The nuclear part of interaction potential in the framework of the energy density approach is determined as the difference between the binding energies of two nuclei at finite ( $E_{12}(R)$ ) and infinite ( $E_1 + E_2$ ) distances between them, i.e.

$$V_N(R) = E_{12}(R) - E_1 - E_2.$$

The binding energy of nuclear system is related to the energy density functional  $\varepsilon[\rho_p(r), \rho_n(r)]$ , where  $\rho_{1(2)n}(\bar{r})$  and  $\rho_{1(2)p}(\bar{r})$  are the radial dependencies of neutron and proton densities in the corresponding nuclei.

Nucleon density is considered by two various ways, with and without taking into account antisymmetrization between nucleons of two interacting nuclei.

The potentials for  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  or  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  systems for various versions of calculations are presented in Figs. 1 and 2. Comparing results in Fig. 1 we conclude that the exact accounting of a Pauli principle drastically changes the behavior of nucleus-nucleus interaction potential leading to strong repulsion at small distances, when the densities of interacting nuclei are well overlapped. Polarization phenomena have very significant impact on nuclear-nuclear interaction potential (see Fig. 2). Therefore both phenomena are important for realistic

evaluation of interaction potential between two nuclei especially at low energy.

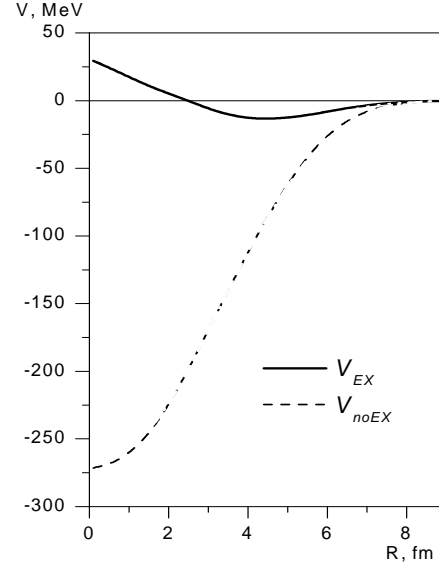


Fig. 1. Interaction potentials of  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  nuclei calculated within the framework of two-center shell model without taking into account antisymmetrization ( $V_{noEX}$ ) and with full antisymmetrization ( $V_{EX}$ ) of nucleons.

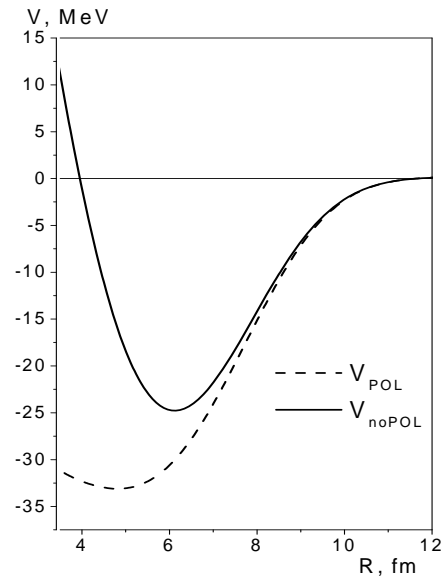


Fig. 2. Interaction potential for  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  system with ( $V_{POL}$ ) and without ( $V_{noPOL}$ ) taking into account monopole polarization.

1. M. Brack, C. Guet, H.-B. Hakanson, Phys. Rep. **123**, 275 (1985).
2. D.L. Brink, FL., Nucl. Phys. A**243**, 175 (1975).

INTERACTION OF DEUTERONS WITH LIGHT  $\alpha$ -CLUSTER NUCLEIYu. A. Berezhnoy<sup>1</sup>, D. V. Fedorchenko<sup>2</sup>, V. P. Mikhailiuk<sup>3</sup>, V. V. Pilipenko<sup>2</sup><sup>1</sup> V.N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv<sup>2</sup> National Science Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology", Kharkiv<sup>3</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

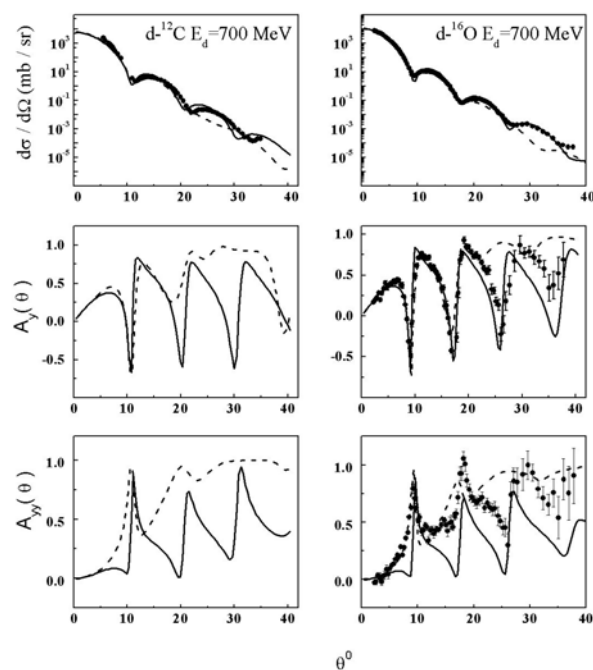
Deuteron being the simplest composite nucleus is a subject of numerous theoretical investigations. The deuteron-nucleus interaction leads to a greater variety of final channels than in point-particle scattering and is an important source of information about the mechanisms of various nuclear reactions, which can serve for studying both the internal structure of loosely bound particles and the interaction of these particles with nuclei.

Here the differential cross-sections and analyzing powers for the elastic scattering of 400 and 700 MeV deuterons by  $^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}$  nuclei are calculated. Calculations are based on  $\alpha$ -cluster model with dispersion for the target nuclei in conjunction with the multiple diffraction scattering theory in the "point like deuteron" approximation. Within this approach deuteron scattering amplitude is constructed from individual  $d$ - $\alpha$  scattering amplitudes. Individual amplitude parameters result from fitting the experimental  $d$ - $^{16}\text{O}$  scattering data.

Also the same observables are calculated within the three-cluster  $n + p + A$  diffraction approximation with account for the internal deuteron structure. Here we use the individual nucleon scattering amplitudes for  $^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}$  nuclei obtained earlier within the same  $\alpha$ -cluster model with dispersion. This approach requires no parameter fitting.

The results of these calculations at 700 MeV are given on the Figure. Here solid curves are calculated within the three-cluster  $n + p + A$  diffraction approximation [1], and dashed curves – in the "point like deuteron" approximation.

As can be seen from Figure, the calculated observables are in agreement with existing experimental data for both approaches.



Differential cross-sections  $d\sigma/d\Omega$  (mb/sr) and analyzing powers  $A_y$ ,  $A_{yy}$  for the elastic deuteron scattering from  $^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}$  nuclei at 700 MeV. The experimental data are taken from [2].

1. Yu.A. Berezhnoy, D.V. Fedorchenko, V.P. Mikhailiuk, and V.V. Pilipenko, Eur. Phys. J. A **484** (2012).
2. Nguyen Van Sen, Ye Yanlin, J. Arvieux *et al.*, Nucl. Phys. A **464**, 717 (1987).

REACTION  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{pn})^{12}\text{C}$  AT 56 MeV IN THE DIFFRACTION APPROXIMATION

V. V. Davydovskyy, A. D. Foursat

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

Investigation of the deuteron breakup reaction on nuclei gives information on the mechanism of the reaction as well as the nature of the interaction of complex particles with nuclei. Theoretical studies of the reaction developed in two ways: using the method of distorted waves and in the diffraction model. Taking the Coulomb interaction into account is essential.

The diffraction theory of the interaction of complex particles with nuclei suggests that each nucleon, which forms the deuteron, being scattered by a force center, leads to a phase shift associated only with the transfer of transverse momentum. This assumption is valid for deuteron elastic scattering at small angles. In the inelastic breakup process, the longitudinal momentum is transferred to the deuteron's nucleon as well. This fact leads to the incoherence of the breakup process and as a consequence it cannot be described by a profile function corresponding to the elastic scattering [1]. Therefore, it is interesting to consider the process of the deuteron breakup in the diffraction approximation taking into account both the longitudinal  $Q_z$  and transverse  $\mathbf{Q}_\perp$  components of the transferred momentum, which is the main purpose of the work.

momentum of the deuteron, allow a detailed comparison between theory and experiment. Numerical calculations are carried out for the carbon nucleus at 56 MeV.

Following the technique described in [1], we get the amplitude of (d, np) reaction as a sum of two terms, responsible for the Coulomb and nuclear-Coulomb breakups:

$$F(\mathbf{Q}, \mathbf{p}) = \frac{ik_d}{2\pi} \int d^2B \exp(i\mathbf{Q}_\perp \mathbf{B}) \times \int d^3r \varphi_p^*(\mathbf{r}) \Omega(\mathbf{B}, \mathbf{r}) \varphi_0(\mathbf{r}) = F_c + F_{Nc}. \quad (1)$$

After some considerations, it is possible to represent the Coulomb breakup amplitude, introduced in (1), as a product of three terms:

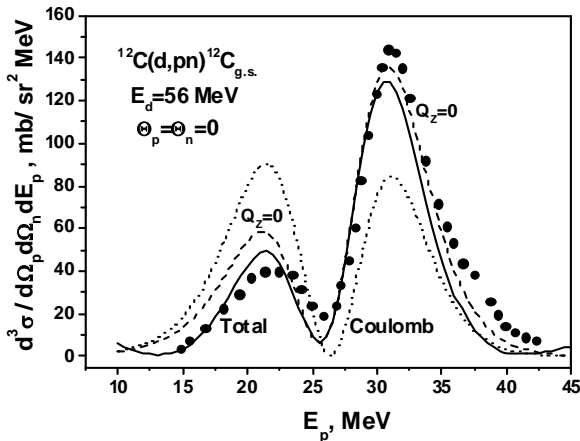
$$F_c(\mathbf{Q}, \mathbf{p}) = 2f_c(Q, \frac{k_d}{2})F(Q)G(\mathbf{Q}, \mathbf{p}). \quad (2)$$

For the amplitude of the nuclear-Coulomb breakup, we take three first terms of its expansion into series in the small parameter, which in this case is a ratio of the deuteron and target nucleus radii:

$$F_{Nc}(\mathbf{Q}, \mathbf{p}) = \sum_{\lambda=0}^2 F_{Nc}^{(\lambda)}(\mathbf{Q}, \mathbf{p}). \quad (3)$$

The integration in the amplitudes is carried out numerically with the profile function chosen in the Fermi form with the real volume and the imaginary surface parts.

The Figure shows the results of our calculations of the energy spectrum of protons. The effect of  $Q_z$  is noticeable, although small. In the region of the spectrum  $E_p \sim E_n$ , the curves coincide and the effect disappears, which is clearly explained by the specifics of the experiment kinematics. At the wings of the spectrum, the energies of the nucleons are significantly different and the effect is considerable. At higher energies, the role of the effects related to the  $Q_z$  transfer, especially in the asymmetric geometry, should increase.



Energy spectrum of protons in  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{pn})^{12}\text{C}$  reaction at 56 MeV. Filled circles represent the experiment [2]; dotted line shows contribution of the Coulomb amplitude (2) only; solid line is our full calculation; dashed line is full calculation with longitudinal momentum transfer effects neglected.

The available experimental data [2] on the deuteron breakup by nuclei, when the deuteron breakup products are emitted at zero angles relatively to the

1. Е.В. Левшин, А.Д. Фурса, ЯФ **24**, 1115 (1976).
2. Н. Okamura, S. Hatori, N. Matsuoka *et al.*, Phys. Lett. **B325**, 308 (1994).

**BREMSSTRAHLUNG EMISSION OF HIGH ENERGY ACCOMPANYING SPONTANEOUS FISSION OF THE  $^{252}\text{Cf}$  NUCLEUS**

S. P. Maydanyuk, V. S. Olkhovsky

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The new model of the bremsstrahlung emission which accompanies proton decay and collisions of protons off nuclei in the energy region from the lowest up to intermediate has been developed [1]. This model includes spin formalism, potential approach for description of interaction between protons and nuclei, and operator of emission includes the component of magnetic emission (defined on the basis of Pauli equation). In the problem of the bremsstrahlung during the proton decay in the first time a role of the magnetic emission is studied using such a model. For such investigations the  $^{146}\text{Tm}$  nucleus is chosen. We obtain the following:

1. Inside energy region from 50 up to 300 keV the magnetic emission gives contribution about 28 percents into the full spectrum. The magnetic component suppresses full emission probability (inclusion of the magnetic component into calculations is determined by  $P_{el}/P_{full} = 1.14$ ). This effect is explained by presence of not small destructive interference between the electric and magnetic components.

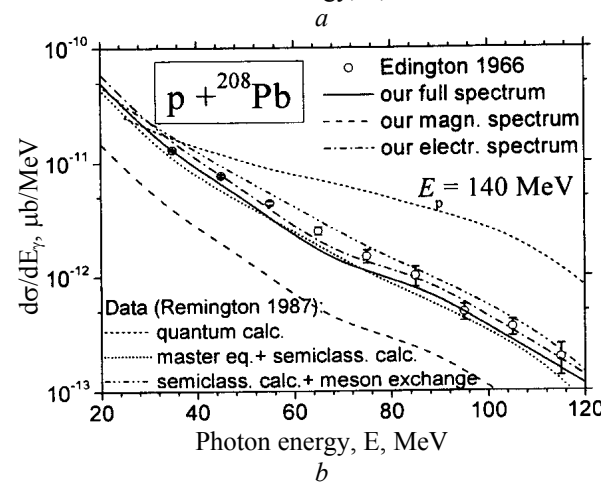
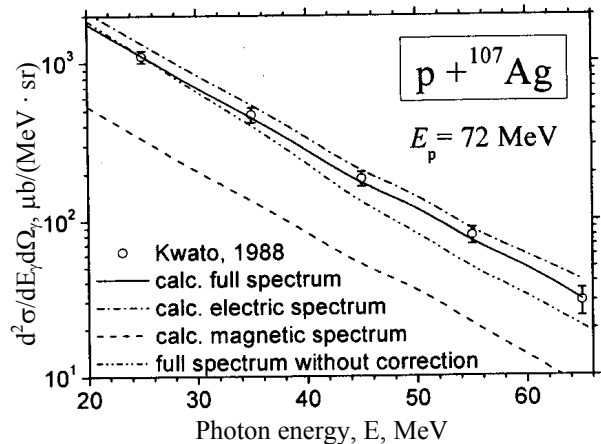
2. With increasing of angle between the outgoing proton and emitted photon the electric and magnetic components increase proportionally.

3. The magnetic component  $dP_{mag,1}(r)$  is dependent on distance  $r$  between centers-of-masses of the proton and daughter nucleus similarly as the electric component  $dP_{el}(r)$ . In the external region both components oscillate, in the tunneling region they have monotonous shapes. The magnetic emission suppresses the full emission. The emission from the internal region up to the barrier is the smallest, from the external region – the strongest.

4. At decreasing of the photon energy up to zero, the probability increases slowly up to finite maximum (at photon energy less 1.5 keV), then it monotonously decreases to zero.

5. We show that there is no the infrared catastrophe in our approach.

The model describes enough well experimental data of the bremsstrahlung emission which accompanies collisions of protons off the  $^9\text{C}$ ,  $^{64}\text{Cu}$  and  $^{107}\text{Ag}$  nuclei at the incident energy  $T_{lab} = 72$  MeV, the  $^9\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}$  and  $^{208}\text{Pb}$  nuclei at the incident energy  $T_{lab} = 140$  MeV (Figure).



The proton nucleus bremsstrahlung probability rate (in the laboratory system at photon emission angle  $\theta = 90^\circ$ ): (a) Comparison for  $p + ^{107}\text{Ag}$  at incident energy  $T_{lab} = 72$  MeV between our full cross-section (wine dash double-dotted line), the corrected cross-section with division on  $k_f$  (blue solid line) and experimental data (Kwato, 1988 [2]). (b) Comparison for  $p + ^{208}\text{Pb}$  at incident energy  $T_{lab} = 140$  MeV between the calculations by our model (blue solid line), calculations by Remington, Blann and Bertsch in (Remington, 1987 [3]), wine dash double-dotted line is for calculations by master equation using the semiclassical bremsstrahlung cross sections, orange short dotted line for semiclassical cross sections multiplied by 2 for meson exchange, and navy short dashed line for quantum bremsstrahlung cross sections), and experimental data (Edington, 1966 [4]). We add the electric component (green dash-dotted line) and magnetic component (red dashed line) to all Figures.

1. S.P. Maydanyuk, Phys. Rev. **C86**, 014618 (2012).
2. M. Kwato Njock, M. Maurel, H. Nifenecker *et al.*, Phys. Lett. **B207**, 269 (1988).
3. B.A. Remington, M. Blann, and G.F. Bertsch, Phys. Rev. **C35**, 1720 (1987).
4. J. Edington and B. Rose, Nucl. Phys. **89**, 523 (1966).

**GENERALIZATION OF TIME AS A QUANTUM OBSERVABLE  
FOR RELATIVISTIC QUANTUM MECHANICS**

**V. S. Olkhovsky**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Firstly in the history of relativistic quantum mechanics it was shown that time is a quantum observable and the uncertainty relation of time-energy has exactly the same sense as the uncertainty relation of coordinate-impulse, and there was generalized the generalization of time as a quantum observable from systems having continuous energy spectra for systems having discrete energy spectra earlier [OR]. And now in [book] there was studied the properties of time for the Klein - Gordon and Dirac Eqs.

In particular, it was shown that the continuity eq. for moving particle has the same form  $\partial\rho(x,t)/\partial t + div j(x,t) = 0$ , as for non-relativistic particles.

The mean time  $t$ , in which a particle passes through point  $x$ , is  $\langle t(x) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} tW(x,t)dt$ , the mean duration of unidimensional particle passing from point  $x_i$  till point  $x_f > x_i$  is

$$\langle \tau(x_i, x_f) \rangle = \langle t(x_f) \rangle - \langle t(x_i) \rangle.$$

For the Klein - Gordon Eq. after the passage into the impulse space for the probability particle density we have  $\rho = |\Psi(x,t)|^2 = \int \frac{d^3k}{k_0} |\Phi(k)|^2$ , and  $\frac{d^3k}{k_0}$  is an element of the Lorentz-invariant measure on the hyperboloid  $k^2 = \mu_0^2$ ,  $k_0 = [\mathbf{k}^2 + m_0^2]^{1/2}$ ,  $\Phi(k)$  is defined by relation

$$\Psi(x, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \frac{d^3k}{\sqrt{2k_0}} \Phi(k) e^{ikx - ik_0ct}.$$

For the Dirak Eq.  $j_k = c\Psi^\bullet(x,t)\alpha_k\Psi(x,t)$ , where

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

1. V.S. Olkhovsky and E. Recami, Nuovo Cim. **A53**, 610 (1968).
2. V.S. Olkhovsky, *Time as a quantum observable canonically conjugate to energy* (Lambert Academic Publishing, Germany, 2012), 177 p.



**ПРО ПОПЕРЕЧНИЙ ПЕРЕРІЗ І ТРИВАЛІСТЬ НЕЙТРОН-ЯДЕРНОГО РОЗСІЯННЯ НА ДВОХ РЕЗОНАНСАХ, ЩО ПЕРЕКРИВАЮТЬСЯ В СИСТЕМІ ЦЕНТРА МАС ТА ЛАБОРАТОРНІЙ СИСТЕМІ**

**В. С. Ольховський<sup>1</sup>, Н. Л. Дорошко<sup>1</sup>, Т. І. Локотько<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

У даній роботі вивчається переріз та час розсіяння нейтронів на ядрі в області двох резонансів, що перекриваються в лабораторній системі та системі центра мас. Під час виконання даної роботи показано, що феномен випередження зникає в лабораторній системі та спостерігається лише час затримки. Також проаналізовано перерізи реакцій у лабораторній системі з урахуванням руху компаунд-ядра.

У випадку двох резонансів, що перекриваються, амплітуду розсіяння можна записати як

$$F^C(E, \theta) = f(E, \theta) + f_{l,res}(E, \theta),$$

де

$$f(E, \theta) = f_{coul}(E, \theta) + (2ik)^{-1} \sum_{l=0}^{l_{max}} (2l+1)P_l(\cos\theta) [\exp(2i\delta_l^b) - 1] \times f_{l,res}(E, \theta)$$

враховує наявність двох резонансів, що перекриваються. Час розсіяння можна розрахувати для квазі-монохроматичних частинок таким чином:

$$\tau^C(E, \theta) = 2R/v + \hbar \partial \arg F / \partial E \approx 2R/v + \Delta \tau^C(E, \theta).$$

Для того щоб вивчити енергетичну залежність часу розсіяння, побудуємо графік  $\Delta \tau^C(E)$  (рис. 1).

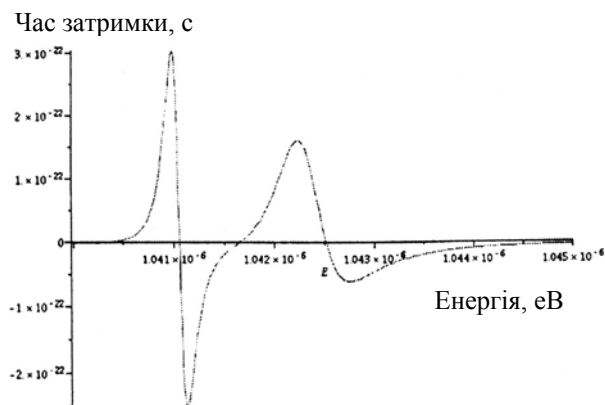


Рис. 1. Енергетична залежність  $\tau^C(E, \theta)$  біля двох резонансів  $^{58}\text{Ni}$ ,  $E_1 = 649,8$  кеВ,  $\Gamma_1 = 0,168$  кеВ та  $E_2 = 650,6$  кеВ,  $\Gamma_2 = 0,521$  кеВ.

Як видно з графіка час реакції приймає від'ємне значення, а отже, і загальний час взаємодії може бути від'ємним. Для вирішення цього парадоксу, треба врахувати рух компаунд-ядра. Після обрахунків отримуємо, що  $\langle \phi_{general} \rangle \approx \hbar / 4DE$ , отже парадокс випередження зникає в лабораторній системі координат.

При наявності компаунд-ядра ми не можемо використовувати відому формулу  $\sigma = |f(E, \theta)|^2$ . Опустивши розрахунки, можна показати, що  $y(i) = y_{0(incoh)} + y_{1(interf)}$ , де другий доданок враховує рух компаунд-ядра. Для опису експериментальних даних також апроксимуються фази розсіяння  $\delta_l$ . На рис. 2 показано експериментальні дані та теоретичну криву.

Перерізи, б

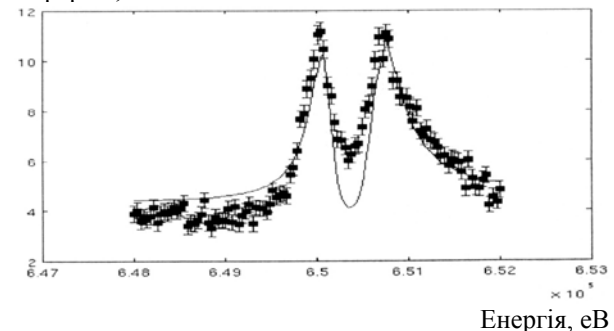


Рис. 2. Теоретична крива біля двох резонансів  $^{58}\text{Ni}$ ,  $E_1 = 649,8$  кеВ,  $\Gamma_1 = 0,168$  кеВ та  $E_2 = 650,6$  кеВ,  $\Gamma_2 = 0,521$  кеВ.

1. V.S. Olkhovsky and N.L. Doroshko, *Europhys. Lett.* **18**, 483 (1992).
2. G.A. Prokopets, *Phys. At. Nucl.* **74**, 714 (2011).
3. A. Brusegan, G. Rohr, R. Shelley *et al.*, in *Very high resolution transmission measurements and resonance parameters of Ni<sup>58</sup> and Ni<sup>60</sup>*, Conf. on Nucl. Data for Sci. and Techn. (Gatlinburg, USA, 1994), p. 224.

## DERIVED CATEGORY AND NEW PHYSICS AT THE LHC

T. V. Obikhod

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Recently physicists have become concerned about the discovery of the Higgs boson or any superpartner at the LHC. A large amount of theoretical effort has been spent trying to understand the mechanism for soft supersymmetry breaking that produces the desired properties in the superpartner masses and interactions in the Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) - the minimal extension to the Standard Model that realizes supersymmetry. The three most extensively studied mechanisms are: Gravity-Mediated Supersymmetry Breaking (SUGRA), Gauge Mediated Supersymmetry Breaking (GMSB) and Anomaly Mediated Supersymmetry Breaking (AMSB). mSUGRA stands for minimal supergravity where supersymmetry breaking is communicated through the supergravity interactions. mSUGRA is one of the most widely investigated models of particle physics due to its predictive power requiring only four input parameters and a sign, to determine the low energy phenomenology from the scale of Grand Unification. If the superparticles are found, MSSM could provide evidence for grand unification and might even in principle provide hints as to whether string theory describes nature [1].

To construct the MSSM model from superstring theory we must use the notion of derived category [2]. From the moduli space of an open superstring we can determine the particle content of the MSSM. Then the gauge invariant MSSM superpotential takes the form

$$W_{SU(5)} = \lambda_{ij}^d \cdot \bar{5}_H \cdot \bar{5}_M^{(i)} \cdot 10_M^{(j)} + \\ + \lambda_{ij}^u \cdot 5_H \cdot 10_M^{(i)} \cdot 10_M^{(j)} + \mu \cdot 5_H \cdot \bar{5}_M,$$

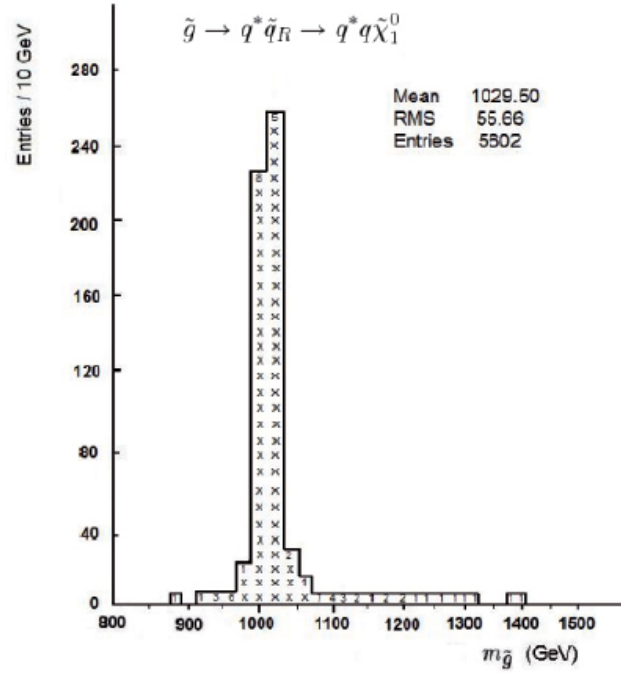
where  $5_H$  and  $\bar{5}_H$  are Higgs multiplets,  $\bar{5}_M^{(i)}$  and  $10_M^{(j)}$  are multiplets of quark and lepton superpartners,  $\lambda_{ij}^d$ ,  $\lambda_{ij}^u$  are Yukawa coupling constants and  $\mu$  is the Higgs mixing parameter. The analysis of Yukawa coupling constants, based on observational hints and theoretical considerations, allows to restrict the parameter space to five free parameters [3]:

$$M_0 = 450 \text{ GeV}, M_{1/2} = 425 \text{ GeV},$$

$$A_0 = 0, \tan\beta = 10, \text{sgn}(\mu) = +1.$$

Using this restricted parameter set for mSUGRA-model it is possible to calculate the mass spectrum of superpartners by application of the computer program SOFTSUSY [4], partial widths of superpartners by application of the computer program SDECAY [5] and cross sections of superpartners by application of the computer program PYTHIA [6].

To construct histograms describing mass distributions for superpartners  $\tilde{q}_R$  and  $\tilde{g}$  we choose the same set of parameters. Using this parameter set it is possible to construct histograms of mass distributions for superpartners by application of the computer program PYTHIA [6]. One of these histograms is shown in the Figure.


 Histogram of mass distribution for  $\tilde{g}$ .

1. C. Beasley, J.J. Heckman, and C. Vafa, arXiv: 0802.3391 [hep-th].
2. P.S. Aspinwall, arXiv: hep-th/0403166.
3. J.J. Heckman and C. Vafa, arXiv:0809.1098 [hep-th].
4. B.C. Allanach, Comput. Phys. Commun. **143**, 305 (2002).
5. M. Muhlleitner, A. Djouadi, and Y. Mambrini, Comput. Phys. Commun. **168**, 46 (2005).
6. T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, JHEP **05**, 1 (2006).

SEARCHING FOR PHYSICS BEYOND THE STANDARD MODEL AT THE LHC

T. V. Obikhod

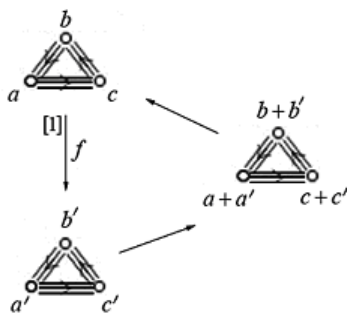
*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The searches for new physics at the LHC motivated the necessary tools for building Grand Unification Theory (GUT) models in F-theory [1]. It is known that Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) [2] through its connection to string theory improves the Standard Model (SM). There are several problems of SM, connected with our experimental knowledge and with some theoretical aspects:

- 1) there is the neutrino mass problem - the SM predicts neutrinos having zero mass, whereas we have experimental evidence for massive neutrinos;
- 2) SM field theory which includes gravity ends up being non-renormalizable without predictions below the Planck scale;
- 3) SM has 19 free parameters to be determined experimentally;
- 4) the hierarchy problem;
- 5) the unification problem.

These problems can be decided with the help of MSSM model. In this model each particle, for example fermion, has its superpartner – boson with appropriate masses and couplings. MSSM includes new symmetry called R-parity. This gives us some useful phenomenological results:

- the lightest sparticle, LSP must be stable and then it would be an excellent candidate for dark matter;
- the LSP interacts very weakly with matter;
- supersymmetric particles are produced in pairs;
- all supersymmetric particles are unstable and decay.



To construct the MSSM model from superstring theory we must use the notion of derived category of distinguished triangles over the abelian category of McKay quivers [3]. Objects of this category are distinguished triangles (Figure) (numbers  $a, b, c$  and

McKay quivers); morphisms of this category are morphisms of distinguished triangles. Substituting in the moduli space of an open superstring orbifold charges

$$a = b = c = a' = b' = c' = 4$$

and using the Langlands hypothesis [4], we obtain the realization of moduli space in terms of  $SU(5)$  multiplets

$$3 \cdot (24 + 5_H + \bar{5}_H + 5_M + \bar{5}_M + 10_M + \bar{10}_M),$$

where  $5_H$  and  $\bar{5}_H$  are Higgs multiplets,  $\bar{5}_M$  and  $10_M$  are multiplets of quark and lepton superpartners. This result determines the particle content of the MSSM and the gauge invariant MSSM superpotential. The analysis of recent experimental data received from LHC (CMS) restricts the range of MSSM parameters to the new five parameters. Using computer programs SOFTSUSY [5], SDECAY [6] and PYTHIA [7] the mass spectrum, partial width and production cross sections of superpartners are calculated. These cross sections at center-of-mass energy  $\sqrt{s} = 14$  TeV are shown in the Table.

Cross sections of superpartners

Channel	Cross section, pb
$g g \rightarrow \tilde{g} \tilde{g}$	$\sigma_{\tilde{g}\tilde{g}} = 0.323$
$q g \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{g}$	$\sigma_{\tilde{d}_R \tilde{g}} = 0.260$
$q g \rightarrow \tilde{u}_R \tilde{g}$	$\sigma_{\tilde{u}_R \tilde{g}} = 0.489$
$q q' \rightarrow \tilde{u}_R \tilde{d}_R$	$\sigma_{\tilde{u}_R \tilde{d}_R} = 0.132$

1. C. Beasley, J.J. Heckman, and C. Vafa, arXiv: 0802.3391 [hep-th].
2. H.E. Haber, arXiv: hep-ph/9306207.
3. P.S. Aspinwall, arXiv: hep-th/0403166.
4. J.J. Heckman and C. Vafa, arXiv: 0809.1098 [hep-th].
5. W. Schmid, Proc. Nat. Acad. Sci. USA **69**, 56 (1968).
6. B.C. Allanach, Comput. Phys. Commun. **143**, 305 (2002).
7. M. Muhlleitner, A. Djouadi, and Y. Mambrini, Comput. Phys. Commun. **168**, 46 (2005).
8. T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, JHEP, **05**, 1 (2006).

## ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ЕФЕКТУ ЗМІШУВАННЯ СТАНІВ У НЕПАРНИХ ЯДРАХ НА ПЕРЕРІЗИ ПРЯМОГО НЕПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ НУКЛОНІВ

І. О. Корж, А. Д. Фурса

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

При розрахунках перерізів непружного розсіяння зі збудженням мультиплетів станів непарних ядер  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{25}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{41}\text{K}$ ,  $^{51}\text{V}$ ,  $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{65}\text{Cu}$ ,  $^{93}\text{Nb}$  в рамках моделі збудженого остова [1] необхідно враховувати ефект змішування основного й збудженого станів ядер з однаковими значеннями  $J^\pi$ . У мультиплетях збуджених станів цих ядер є стани з такими ж квантовими числами, що і в основному стані, які і змішуються залишковою взаємодією, що мовою хвильових функцій цих станів виглядає як

$$E^{(1)}, \psi_1 = \sqrt{1-\eta^2} \psi_1 - \eta \psi_2,$$

$$E^{(2)}, \psi_2 = \sqrt{1-\eta^2} \psi_2 + \eta \psi_1,$$

де  $\eta$  – амплітуда, яка характеризує величину змішування базових станів у моделі із взаємодією “частинка - остов” через фонон;  $\psi_1$  – одночастинковий стан за відсутності будь-яких фононів;  $\psi_2$  – стан, що складається з невзаємодіючої частинки або дірки з кутовим моментом  $J$  і одного квадрупольного фонона  $2^+$ , які зв’язані в стан з повним спіном  $J^\pi$ .

Для дослідження впливу змішування станів на перерізи непружного розсіяння нуклонів необхідно визначити амплітуду змішування станів. Методика визначення амплітуди змішування станів базується на теоретичному визначенні відстані між збудженим і основним станом з однаковими значеннями  $J^\pi$  [2]. У роботі показано, що амплітуда змішування таких станів визначається тільки енергетичними характеристиками непарного ядра та ядра кора:

$$\eta = \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_\lambda}{\Delta}\right)},$$

де  $\Delta$  - відстань між рівнями в непарному ядрі з однаковими величинами  $J^\pi$ ;  $\omega_\lambda$  - енергія квадрупольного фонона з мультипольністю  $\lambda$ .

З виразу для амплітуди змішування станів випливає, що повинна виконуватись нерівність  $\omega_\lambda < \Delta$ . Це означає, що взаємодія  $H_{\text{int}}$ , розщеплюючи мультиплет вироджених рівнів, зсуває збуджений стан  $(J^\pi)_2$  з квантовими числами основного стану в бік більш високих за  $\omega_\lambda$  енергій, тобто рівні з однаковими квантовими числами відштовхуються.

У роботі проаналізовано наслідки змішування станів. Показано, що врахування змішування станів у хвильових функціях компонент мультиплетів призводить до істотного зменшення прямої компоненти перерізів непружного розсіяння нуклонів, розрахованих у рамках моделі збудженого остова, на фактор  $(1 - \eta^2)$  для станів  $J^\pi_{\text{зб. ст.}} \neq J^\pi_{\text{осн. ст.}}$  і на фактор  $(1 - 2\eta^2)^2$  для станів  $J^\pi_{\text{зб. ст.}} = J^\pi_{\text{осн. ст.}}$ . У роботі наведено значення цих факторів.

1. P.E. Hodgson. *Nuclear reaction and nuclear structure*. (Claredon Press, London, 1971).
2. І.О. Корж, М.Т. Скляр та А.Д. Фурса, Ядерна фізика та енергетика **10**, 134 (2009).

**СЕРЕДНІ РЕЗОНАНСНІ ПАРАМЕТРИ ЯДЕР РУТЕНІЮ І ПАЛАДІЮ**

**М. М. Правдивий, І. О. Корж**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Дана робота присвячена визначенню повних наборів середніх резонансних параметрів  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $R'_0$ ,  $R'_1$ ,  $S_{1,3/2}$  ядер рутенію і паладію з природним складом ізотопів за допомогою розробленого авторами методу з аналізу середніх експериментальних диференціальних перерізів пружного розсіяння нейтронів низьких енергій. Метод виявився плідним як для отримання нових даних, так і для перевірки наявних у літературі параметрів на їхню відповідність експериментальним перерізам. Така перевірка була здійснена щодо рекомендованих параметрів  $S_0$  і  $S_1$  Брукхейвенської національної лабораторії та МАГАТЕ. Деякі параметри цих робіт мають значні роз-

біжності між собою, що послужило додатковим стимулом для проведення наших досліджень.

Отримані нами для обох ядер резонансні параметри наведено в табл. 1. Загалом вони задовільно описують експериментальні дані й при цьому узгоджуються із залежністю параметрів від масового числа  $A$ , розрахованою за оптичною моделлю. Проведеним аналізом встановлено, що рекомендовані для обох ядер величини параметрів  $S_0$ ,  $S_1$ , наведені в табл. 2, завищені. Унаслідок цього отримані з підгонки величини параметра  $R'_0$  є заниженими й не узгоджуються з рекомендованою залежністю від масового числа  $A$  ( $R'_0 \sim 6,5 - 7$ ).

*Таблиця 1. Середні резонансні параметри ядер рутенію й паладію*

Ru	0,72*	5,62*	5,88	7,37	7,44	4,71
Pd	0,56*	5,26*	5,61	8,70	8,46	3,66

\* Рекомендовані параметри, фіксовані при здійсненні підгонки.

*Таблиця 2. Середні резонансні параметри, рекомендовані Брукхейвенською національною лабораторією*

Ядро	$S_0 \cdot 10^4$	$S_1 \cdot 10^4$	$R'_0$ , ФМ	$R'_1$ , ФМ	$S_{1,1/2} \cdot 10^4$	$S_{1,3/2} \cdot 10^4$
Ru	0,35(10)	4,67(30)	6,66(25)	6,59(45)	4,09(1,20)	4,96(40)
Pd	0,37(15)	4,40(40)	6,43(30)	7,52(50)	5,34(1,20)	3,93(40)

## ЗАЛЕЖНІСТЬ РЕЗОНАНСНИХ ПАРАМЕТРІВ ВІД МАСОВОГО ЧИСЛА

М. М. Правдивий, І. О. Корж

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У роботі підведено підсумки проведених раніше досліджень із визначення повних наборів середніх резонансних параметрів  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $R'_0$ ,  $R'_1$ ,  $S_{1,1/2}$ ,  $S_{1,3/2}$  для ядер  $^{47,9}\text{Ti}$ ,  $^{55,8}\text{Fe}$ ,  $^{58,7}\text{Ni}$ ,  $^{65,4}\text{Zn}$ ,  $^{72,6}\text{Ge}$ ,  $^{79}\text{Se}$ ,  $^{91,2}\text{Zr}$ ,  $^{95,9}\text{Mo}$ ,  $^{101,1}\text{Ru}$ ,  $^{106,4}\text{Pd}$ ,  $^{106}\text{Cd}$ ,  $^{108}\text{Cd}$ ,  $^{110}\text{Cd}$ ,  $^{112}\text{Cd}$ ,  $^{116}\text{Cd}$ ,  $^{116}\text{Sn}$ ,  $^{118}\text{Sn}$ ,  $^{120}\text{Sn}$ ,  $^{122}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ ,  $^{127,6}\text{Te}$ ,  $^{144,2}\text{Nd}$ . Параметри визначено розробленим авторами методом з аналізу експериментальних середніх диференціальних перерізів пружного розсіяння нейтронів низьких енергій. Проведено оцінку отриманих результатів і їхнє місце в існуючій системі рекомендованих параметрів.

Проведено також побіжний аналіз існуючих методів визначення середніх резонансних параметрів та їхніх переваг і недоліків. Підкреслено роль залежності параметрів від масового числа  $A$  як основного критерію надійності резонансних параметрів. На сьогодні такі залежності встанов-

лено лише для параметрів  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $R'_0$ , для яких і створено рекомендовані параметри. Для решти параметрів такі залежності існують лише в стадії досліджень, а відтак рекомендовані параметри відсутні.

Розроблений авторами метод дає змогу здійснювати перевірку наявних у літературі резонансних параметрів на їхню відповідність експериментальним перерізам пружного розсіяння. Оскільки рекомендовані параметри  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $R'_0$  визначаються розрізнено, то така перевірка дала змогу встановити, які з них не відповідають експериментальним перерізам. Зокрема було встановлено, що рекомендовані для ядер  $^{106,108}\text{Cd}$  величини параметра  $S_0$  не відповідають експериментальним перерізам. Як приклад такої невідповідності в таблиці наведено параметри даної роботи і рекомендовані параметри з BNL325.

Ядро $^{106}\text{Cd}$	$S_0 \cdot 10^4$	$S_1 \cdot 10^4$	$R'_0$ , ФМ	$R'_1$ , ФМ	$S_{1,1/2} \cdot 10^4$	$S_{1,3/2} \cdot 10^4$
Дана роб.	0,25	3,80	6,29	12,20	4,60	3,40
BNL325	1,20*	4,70*	6,33*	10,54	8,20	2,95

\* Рекомендовані параметри, фіксовані при здійсненні підгонки.

## СИСТЕМА ФОРМУВАННЯ ТА ЕЛЕКТРОННОГО КОНТРОЛЮ ПРОХОДЖЕННЯ ПУЧКА ІОНІВ В УСТАНОВЦІ «КАНІОН»

М. В. Арцимович, В. І. Сорока, А. Ф. Шаров

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Ряд експериментів з ядерної фізики, що виконуються на прискорювачах, потребують високої кутової роздільної здатності. У цьому плані особливо виділяються експерименти, пов'язані з дослідженням і використанням орієнтаційних ефектів (каналування й блокування) при проходженні прискорених частинок через монокристали. На установці «Каніон» тандемного прискорювача ЕПГ-10 оптимальний емітанс пучка на мішені вибирається на рівні  $\sim 0,3$  мм мрад. У кінцевому підсумку якість пучка, що проникає в реакційну камеру, залежить від коліматора, тобто, від розміру, взаємного розміщення, матеріалу, товщини та форми діафрагм. Базовими елементами коліматора є дві основні діафрагми. Кожна з діафрагм складається з чотирьох незалежних ножів з мікрометричним регулюванням. Ножі ізольовані та охолоджуються дистильованою водою. Межі регулювання дозволяють отримувати щілини з точністю 0,01 мм. Відстань між діафрагмами 2335 мм. Між основними діафрагмами й перед мішенню розміщуються антирозсіючі діафрагми (круглі, необхідних розмірів).

На рисунку показано блок-схему системи електронного контролю проходження пучка з прискорювача на мішень. До індикатора датчиків коліматора (ІДК) надходять сигнали заряду від восьми датчиків (ножів) та від мішені (М) або, якщо мішень тонка й прострілюється прискореними частинками, від циліндра Фарадея (ЦФ). Розроблений нами блок ІДК [1] у початковому варіанті включав у себе комплект з дев'яти підсилювачів постійного струму, приладів індикації

та перемикачів діапазону вимірювань (від 0,1 нА до 100 мкА). У 2012 р. блок суттєво модернізовано. У схемі підсилювача замість застарілої елементної бази використовуються нові надійні мікросхеми типу TLC27M4AIN, кожна з яких може обслуговувати чотири тракти підсилення.

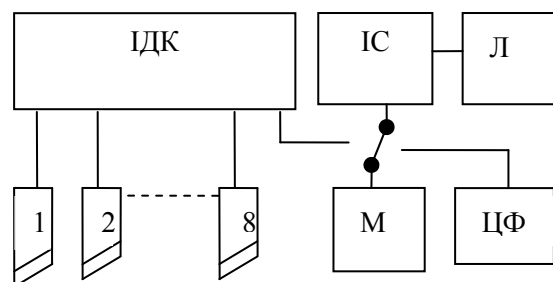


Схема системи електронного контролю пучка: ІДК – індикатор датчиків коліматора; 1 – 8 – датчики, М – мішень; ІС – інтегратор струму; ЦФ – циліндр Фарадея; Л – лічильник.

Під час вимірювання блок ІДК знаходиться на пульті прискорювача. Значимо також, що з нього дистанційно можуть подаватися команди на введення перед основними діафрагмами екранів із кварцу для візуального телеконтролю форми й положення пучка. Усе це, у сукупності з розробленою системою юстування установки в цілому, дає змогу досить ефективно проводити на мішень пучок розміром у десятки долі міліметра та з кутовим розходженням, меншим 1 мінути.

1. M.V. Artsimovich, I.F. Mogilnik, and V.I. Soroka, *Preprint KINR-97-8* (Institute for Nuclear Research, Academy of Sciences of Ukraine, 1997).



STUDY OF  $^{228}\text{Th}$  BY THE (p, t) REACTION

A. I. Levon<sup>1</sup>, G. Graw<sup>2</sup>, R. Hertenberger<sup>2</sup>, P. G. Thirolf<sup>2</sup>, H.-F. Wirth<sup>2</sup>

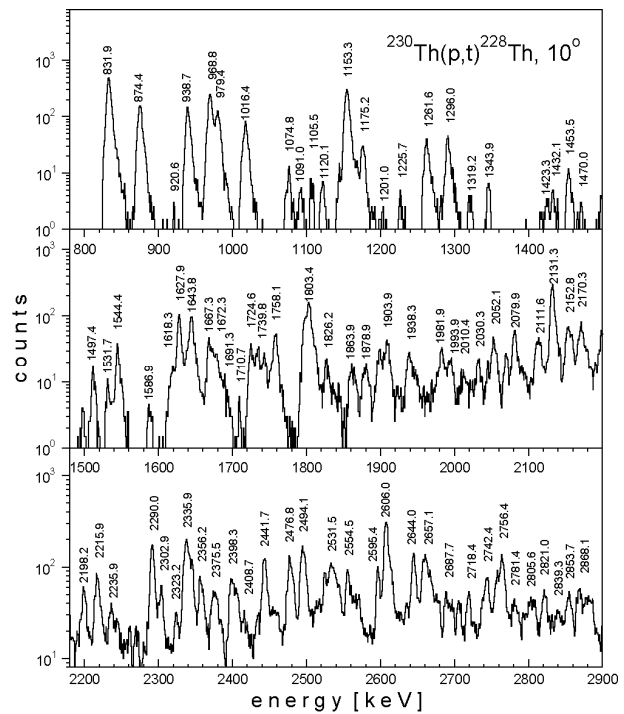
<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität München, Garching, Germany

The nucleus  $^{228}\text{Th}$  is located in a region where strong octupole correlations are important in the properties already of the low-lying excitations. Besides the interplay of collective and single-particle excitations, which takes place in deformed rare earth nuclei, the reflection asymmetry additionally complicates the picture of excitations. Because of octupole degrees of freedom, in the actinide region one has to expect a complicated picture at higher excitations: residual interactions could mix the one-phonon and multiphonon vibrations of quadrupole and octupole character with each other and with quasiparticle excitations. Detailed experimental information on the properties of such excitations is needed. On the experimental side, two-neutron transfer reactions were very useful. On the theoretical side, a test of the advanced interacting boson model (IBM) and a microscopic approach, such as the quasiparticle-phonon model (QPM), was very interesting.

A radioactive target of  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$   $^{230}\text{Th}$  with half-life  $T_{1/2} = 8 \cdot 10^4$  years, evaporated on a  $22 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  thick carbon backing, was bombarded with 25 MeV protons at an intensity of 1 - 2  $\mu\text{A}$  from the Tandem accelerator of the Maier - Leibnitz - Labor of the Ludwig - Maximilians - Universität and the Technische Universität München. The isotope purity of the target was about 99 %.

The tritons were analyzed with the Q3D magnetic spectrograph and then detected in a focal plane detector. The focal plane detector is a multiwire proportional chamber with readout of a cathode foil structure for position determination and  $dE/E$  particle identification. The acceptance of the spectrograph was 11 msr. The resulting triton spectra have a resolution of 4 - 7 keV (FWHM) and are background-free. The angular distributions of the cross sections were obtained from the triton spectra at ten laboratory angles from 5 to  $40^\circ$  for energies up to 1800 keV, but only at five angles from 7.5 to  $30^\circ$  for energies from 1800 to 2500 keV. The energies and cross sections for the states from 2500 to 3250 keV were measured only for  $10^\circ$ .



Triton energy spectrum from the  $^{230}\text{Th}(p, t)^{228}\text{Th}$  reaction ( $E_p = 25$  MeV) in logarithmic scale for a detection angle of  $10^\circ$ . Some strong lines are labeled with their corresponding level energies in keV.

A triton energy spectrum measured at a detection angle of  $10^\circ$  is shown in the Figure. Present results, derived from the  $^{230}\text{Th}(p, t)^{228}\text{Th}$  reaction, lead to about 163 levels in the energy range up to 3.25 MeV. About 106 levels have been identified in the spectra, 60 of them for all ten angles and 46 levels only for 5 angles. Additionally, 60 levels were seen in the spectrum measured only at  $10^\circ$ . Besides  $0^+$  excitations, where the number of reliable assignments could be increased for five states in comparison with the preliminary analysis in publication [1], information on the spins for many other states was obtained. Some levels are grouped into rotational bands, thus allowing to derive the moment of inertia for some  $0^+$ ,  $2^+$  and  $0^-$ ,  $1^-$ ,  $2^-$ ,  $3^-$  bands. Besides the establishment of the one-phonon octupole-quadruplet with  $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$  states, known earlier, we suggested the two-phonon octupole-quadruplet with  $K^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+$  states.

1. H.-F. Wirth, G. Graw, S. Christen *et al.*, Phys. Rev. C **69**, 044310 (2004).

$0^+$  STATES AND COLLECTIVE BANDS IN  $^{228}\text{Th}$

A. I. Levon<sup>1</sup>, G. Graw<sup>2</sup>, R. Hertenberger<sup>2</sup>, P. G. Thirolf<sup>2</sup>, H.-F. Wirth<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität München, Garching, Germany

After the first observation of a large number of excitations with the  $L = 0$  transfer in the (p, t) reaction seen in the odd nucleus  $^{229}\text{Pa}$  [1], it was logical to investigate such excitations in the even-even nucleus  $^{228}\text{Th}$ , since  $^{229}\text{Pa}$  corresponds to  $^{228}\text{Th} + p$ . In forthcoming paper [2] we present the results of a careful and detailed analysis of the experimental data from the high-resolution study of the  $^{230}\text{Th}(p, t)^{228}\text{Th}$  reaction carried out to obtain deeper insight into all excitations in  $^{228}\text{Th}$ .

Such experiment was carried out, using a radioactive target of  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$   $^{230}\text{Th}$ , evaporated on a  $22 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  thick carbon backing and the 25 MeV proton beam. The tritons were analyzed with the Q3D magnetic spectrograph and then detected in a focal plane detector. The resulting triton spectra have a resolution of 4 - 7 keV and are background-free.

Results of the experiment lead to observation of about 163 states in the energy range up to 3.25 MeV. The identification of these states is possible by fitting the experimental angular distributions with those calculated in the distorted-wave Born approximation (DWBA). A problem arising in such calculations is the lack of prior knowledge of the microscopic structure of these states. We can assume, however, that the overall shape of the angular distribution of the cross section is rather independent of the specific structure of the individual states, since the wave function of the outgoing tritons is restricted to the nuclear exterior and therefore to the tails of the triton form factors. What is confirmed by calculations for known levels.

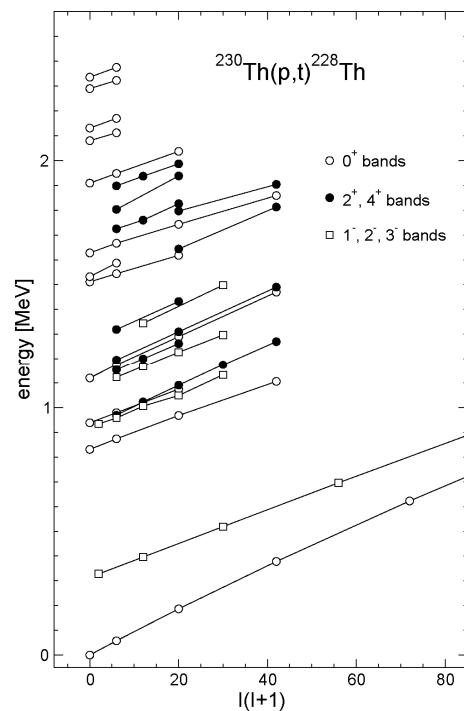
Besides  $0^+$  excitations, information on the spins for many other states was obtained. After the assignment of spins to all excited states, those sequences of states can be identified, which show the characteristics of a rotational band structure. An identification of the states attributed to rotational bands was made on the basis of the following conditions:

a) the angular distribution for a band member candidate state is fitted by DWBA calculations for the spin necessary to put this state in the band;

b) the transfer cross section in the (p, t) reaction to states in the potential band has to decrease with increasing spin;

c) the energies of the states in the band can be fitted approximately by the expression for a rotational band  $E = E_0 + AI(I + 1)$  with a small and smooth variation of the inertial parameter A.

Collective bands identified in such a way are shown in the Figure.



Collective bands based on the  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $1^-$ ,  $2^-$ , and  $3^-$  excited states in  $^{228}\text{Th}$  as assigned from the DWBA analysis.

1. A.I. Levon, J. de Boer, G. Graw *et al.*, Nucl. Phys. **A576**, 267 (1994).
2. A.I. Levon, G. Graw, R. Hertenberger *et al.*, Phys. Rev. In press.

MOMENTS OF INERTIA AT EXCITATIONS IN <sup>228</sup>Th

A. I. Levon

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

The nature of the excited states in the actinide nuclei and especially of the multiple 0<sup>+</sup> states is of great interest. Already in an earlier publication [1], a conclusion was made that the nature of the first excited 0<sup>+</sup> states is different from the quadrupole vibration. Decay modes of the higher lying levels on the first excited 0<sup>+</sup> state in <sup>228</sup>Th have led to the suggestion that this state might predominantly have an octupole two-phonon structure. As for the other excitations, besides the cross section, the moments of inertia are the only information, which can be obtained from the collective bands built on these excitations (see [2]).

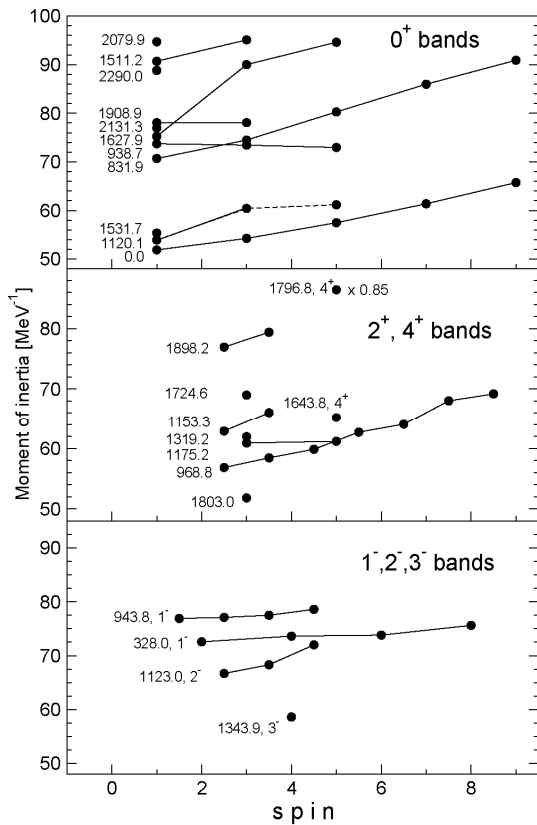
expression  $E = E_0 + AI(I + 1)$  for close-lying levels, i.e. they were determined for band members using the ratio of  $\Delta E$  and  $\Delta[I(I + 1)]$ , thus saving the spin dependence of the MoI. This procedure is valid for all bands except the 943.8 keV, 1<sup>-</sup> band. The usual procedure leads to strongly staggering values. In the case of the  $K^\pi = 0^-$  and  $K^\pi = 1^-$  bands, the Coriolis interaction mixes the band members for  $I$  odd. Since the Coriolis interaction is small we can expand the Coriolis perturbed eigenenergies of the Hamiltonian up to the first order in  $I(I+1)$  and obtain the following expression for the band energies

$$E(I, K^\pi = 1^-) \sim E_1 + (A_1 + B)I(I + 1) \text{ for } I \text{ odd}$$

$$E(I, K^\pi = 1^-) \sim E_1 + A_1I(I+1) \text{ for } I \text{ even,}$$

where  $E_1 = E'_1 - A_1$  and  $B = C^2/(E'_1 - A_1 - E_0)$ . Fitting these expressions to the experimental data gives the smoothly changing values of the moment of inertia between 76.9 and 78.6 as shown in the Figure.

The obtained MoI cover a broad range, from  $\sim 50 \text{ MeV}^{-1}$  to  $\sim 100 \text{ MeV}^{-1}$ . The negative parity bands based on the states with spin 1<sup>-</sup>, interpreted as the octupole-vibrational bands, have high MoI. The 0<sup>+</sup> band at 1120.1 keV, considered as  $\beta$ -vibrational band, has the smallest MoI, close to the one of the ground-state band. At this stage, it is difficult to state a complete correlation between the intrinsic structure of the bands and the magnitude of their MoI. Nevertheless, one can assume for the 0<sup>+</sup> bands that the largest MoI could be related to the two-phonon octupole structure, the smallest MoI could be related to the one-phonon quadrupole structure. The bands with intermediate values of the MoI could be based on the two-phonon quadrupole excitations. If the moments of inertia do indeed carry information on the inner structure of the bands, then the number of excitations with a structure as in the g.s. or  $\beta$ -vibrational states in <sup>228</sup>Th is small.



Moments of inertia for the bands in <sup>228</sup>Th as assigned from the angular distributions from the <sup>230</sup>Th(p, t)<sup>228</sup>Th reaction. Values of  $J/h^2$  are given.

In the Figure we present the moments of inertia (MoI), obtained by fitting the level energies of the bands, displayed in the previous article, by the

1. J.V. Maher, J.R. Erskine, A.M. Friedman *et al.*, Phys. Rev. C **5**, 1380 (1972).
2. A.I. Levon, G. Graw, R. Hertenberger *et al.*, Phys. Rev. In press.

THE FEATURES OF DECAY OF THE FIRST EXCITED STATE OF  ${}^8\text{Be}$   
IN THE REACTION  ${}^{11}\text{B}(p, \alpha\alpha)\alpha$  AT  $E_p = 2.65$  MeV

Yu. N. Pavlenko<sup>1</sup>, V. M. Pugatch<sup>1</sup>, V. L. Shablov<sup>2</sup>, V. V. Ostashko<sup>1</sup>, O. K. Gorpnich<sup>1</sup>,  
A. V. Stepanyuk<sup>1</sup>, V. O. Kyva<sup>1</sup>, Yu. Ya. Karlyshev<sup>1</sup>, I. P. Dryapachenko<sup>1</sup>, E. M. Mozhzhukhin<sup>1</sup>,  
D. V. Kasperovych<sup>1,3</sup>, L. L. Dulger<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Obninsk Institute for Nuclear Power Engineering, Obninsk, Russia

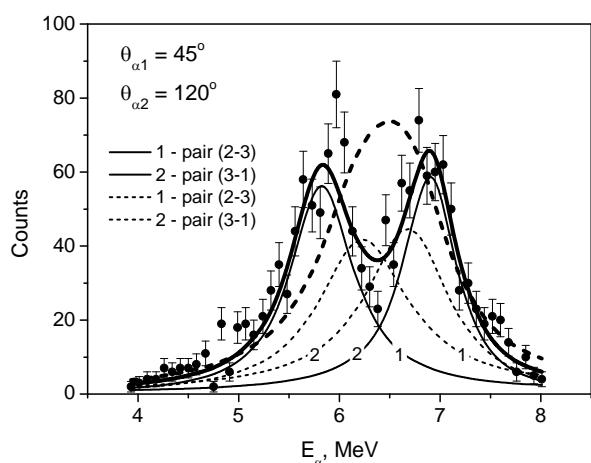
<sup>3</sup> Taras Shevchenko National University, Kyiv

Investigations of the reaction  ${}^{11}\text{B}(p, \alpha\alpha)\alpha$  were started in the 30's of the past century [1]. Interest in the study of this reaction at low energies has not decreased (see e.g. [2, 3]) due to the possibility of using it as an aneutronic energy source in the future fusion reactors.

At energies of protons corresponding to the formation of excited states of the compound nucleus  ${}^{12}\text{C}^*$ , the interference of the resonant interaction of two pairs of  $\alpha$ -particles at the excitation of the first excited state of  ${}^8\text{Be}$  nucleus was observed [4]. A full explanation of this effect has not been obtained to the present time.

In order to make a detailed study of formation and decay of this  ${}^8\text{Be}$  excited state the precision measurements of spatial and energy correlations of  $\alpha$ -particles in the exit channel of reaction  ${}^{11}\text{B}(p, \alpha\alpha)\alpha$  are scheduled to be performed at the Tandem Generator EGP-10K of the Institute for Nuclear Research (Kyiv) using a position-sensitive detectors.

This work shows the results of the kinematically complete experiment performed at the energy  $E_p = 2,65$  MeV using simple Si-detectors.



Energy spectrum of  $\alpha\alpha$ -coincidences in the range of the contributions of the first excited state of  ${}^8\text{Be}$  ( $E_x = 3.03$  MeV,  $\Gamma = 1.513$  MeV [5]) in the exit channel of  ${}^{11}\text{B}(p, \alpha_1\alpha_2)\alpha_3$  reaction. The calculations of the expected resonance contributions in the pairs (2 - 3) and (3 - 1) of final particles are shown by thin dashed curves. Thin solid curves correspond to the result of fitting by Breit-Wigner distributions (see Table). Total contribution of curves 1 and 2 are shown by thick dashed and solid line.

In the measured correlation spectra the positions of the maxima and widths of the resonance curves at the energies corresponding to the expected contribution of the first  ${}^8\text{Be}$  excited state (see Figure and Table) differ significantly from the resonance parameters which were determined in the study of binary process of  $\alpha + \alpha$  scattering ( $E_x = 3.03$  MeV,  $\Gamma = 1.513$  MeV [5]).

Obtained data confirm the results of earlier studies [4]. Description of the observed effect requires consideration of the interference phenomena as well as the influence of the Coulomb field of accompanying  $\alpha$ -particles on the decay of short-lived  ${}^8\text{Be}^*$  resonance [6] and penetrability factor caused by the proximity of this resonance to the decay threshold.

Calculation performed with taking into account the three-particle Coulomb effect predicts the shift of observed resonance curve on the value 0.45 MeV that is in consistence with the position of experimentally observed peaks (see Table).

Parameters of the first excited state of  ${}^8\text{Be}$   
observed in the experimental spectra of  
 $\alpha\alpha$ -coincidences

$\theta_1, \theta_2, ^\circ$	${}^8\text{Be}^*(3 - 1)$		${}^8\text{Be}^*(2 - 3)$	
	$E_x, \text{ MeV}$	$\Gamma, \text{ MeV}$	$E_x, \text{ MeV}$	$\Gamma, \text{ MeV}$
45, 120	$3,39 \pm 0,04$	$1,03 \pm 0,11$	$3,58 \pm 0,04$	$1,03 \pm 0,10$
45, 130	$3,40 \pm 0,06$	$1,00 \pm 0,22$	$3,54 \pm 0,06$	$1,25 \pm 0,24$

1. M. Oliphant and L. Rutherford, Proc. R. Soc. London A **141**, 259 (1933).
2. S. Stave *et al.*, Phys. Lett. B **696**, 26 (2011).
3. C. Aa. Diget *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **381**, 012116 (2012).
4. V.I. Grantsev *et al.*, Izv. AN SSSR, Ser. Fiz. **41**, 147 (1977).
5. D.R. Tilley *et al.*, Nucl. Phys. A **745**, 155 (2004).
6. Yu.N. Pavlenko *et al.*, Int. J. Mod. Phys. E **19**, 1220 (2010).

CORRELATION MEASUREMENTS FOR THE REACTION  ${}^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$   
 AT LOW DEUTERON ENERGY

Yu. N. Pavlenko<sup>1</sup>, O. K. Gorpinich<sup>1</sup>, V. V. Ostashko<sup>1</sup>, V. L. Shablov<sup>2</sup>,  
 A. V. Stepanyuk<sup>1</sup>, Yu. Ya. Karlyshev<sup>1</sup>, O. I. Oliinyk<sup>3</sup>, N. L. Doroshko<sup>1</sup>, T. O. Korzyna<sup>1</sup>,  
 I. P. Dryapachenko<sup>1</sup>, E. M. Mozhzhukhin<sup>1</sup>, L. L. Dulger<sup>4</sup>, D. V. Kasperovych<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

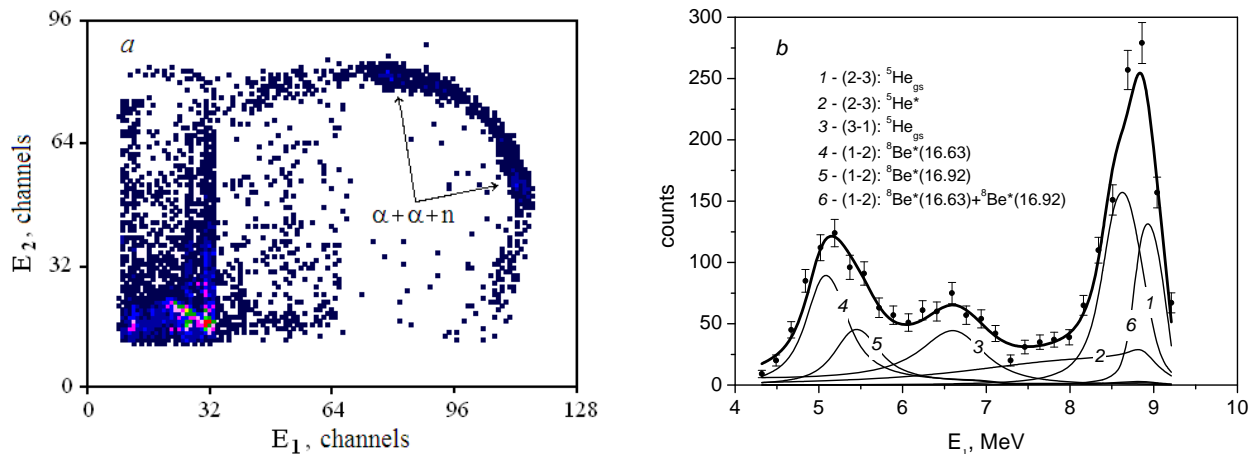
<sup>2</sup> Obninsk Institute for Nuclear Power Engineering, Obninsk, Russia

<sup>3</sup> Bogomolets National Medical University, Kyiv

<sup>4</sup> Taras Shevchenko National University, Kyiv

Energy and angular correlations of two  $\alpha$ -particles from reaction  $d + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + \alpha + n$  have been measured with aim to study the peculiarities of decay of short-lived  ${}^5\text{He}$  and  ${}^8\text{Be}$  resonances at low deuteron energies, where the strong modification of resonance parameters can be observed for  ${}^5\text{He}$  due to the influence of the Coulomb field of accompanying  $\alpha$ -particle [1, 2]. This effect cannot be observed for  ${}^8\text{Be}$  because the accompanying particle is neutron.

The first measurements were performed at the Tandem Generator EGP-10K of the Institute for Nuclear Research (Kyiv) at the beam energies  $E_d = 1.91, 4.2, 6.54$  and  $6.82$  MeV. The main contribution in coincidence spectra measured at all deuteron energies and different angles  $\theta_1, \theta_2$  ( $\varphi_1 - \varphi_2 = 180^\circ$ ) is caused by formation and decay of the ground state of  ${}^5\text{He}$  and excited state of  ${}^8\text{Be}^*(16.6$  and  $16.9$  MeV) (see, for example, Figure).



*a* – two-dimensional plot of coincidence spectrum of  $d + {}^7\text{LiF}$  reaction products, which was measured at the deuteron energy  $E_d = 4.2$  MeV and the angles  $\theta_1 = 45^\circ, \theta_2 = 110^\circ, \varphi_1 - \varphi_2 = 180^\circ$ . Arrows indicate the location of events from the three-particle reaction  $d + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha_1 + \alpha_2 + n_3$ . *b* – the projection of the most intensive part of measured  $\alpha\alpha$ -coincidence spectrum from this reaction (see, *a*) on the energy axis  $E_1$ . The lines correspond to the contributions of formation and decay of  ${}^5\text{He}$  and  ${}^8\text{Be}$  resonances. The pairs of resonance decay products are shown in brackets. Calculations were performed with resonance parameters obtained from data analysis for binary  $\alpha\alpha$ - interaction: ( ${}^5\text{He}_{\text{gs}}$ :  $E_R = 0.80$  MeV,  $\Gamma = 0.65$  MeV;  ${}^5\text{He}^*$ :  $E_R = 2.07$  MeV,  $\Gamma = 5.57$  MeV) [3]. The shape of the contributions of narrow resonances of  ${}^8\text{Be}^*$  with  $E_x = 16.63$  MeV,  $\Gamma = 0,108$  MeV and  $E_x = 16.92$  MeV,  $\Gamma = 0,074$  MeV [4] was estimated by Monte Carlo calculations which results were approximated by Breit - Wigner distributions (see lines 4 – 6). Sum of all resonance contributions is shown by thick line.

The measured spectra can be generally described using the resonance parameters obtained at the study of binary reactions [3, 4]. The parameters of the first excited state of  ${}^5\text{He}$  do not influence essentially on the shape of spectra with dominated contribution of  ${}^5\text{He}_{\text{gs}}$  and  ${}^8\text{Be}^*$ . But at the kinematical conditions, where the observation of  ${}^5\text{He}_{\text{gs}}$  and  ${}^8\text{Be}^*$  is not possible, we obtained the following resonance parameters for  ${}^5\text{He}^*$ :  $E_R = (2.6 \pm 0.3)$  MeV,  $\Gamma = (3.5 \pm$

$\pm 1.3)$  MeV. These values significantly differ from the data for binary reactions [3].

Further and more detailed study of the decay features for  ${}^5\text{He}$  resonances in the experiments with position-sensitive detectors are in progress.

1. N. Arena *et al.*, Phys. Rev. C **40**, 55 (1989).
2. V.L. Shablov *et al.*, Izv. Vuz. Nucl. En. **3**, 2 (2007).
3. D.R. Tilley *et al.*, Nucl. Phys. A **745**, 155 (2004).
4. D. R. Tilley *et al.*, Nucl. Phys. A **708**, 3 (2002).

**ВИМІРЮВАННЯ ЕНЕРГЕТИЧНИХ ТА КУТОВИХ КОРЕЛЯЦІЙ  
У ВИХІДНОМУ КАНАЛІ РЕАКЦІЇ  ${}^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$  З ВИКОРИСТАННЯМ  
ПОЗИЦІЙНО-ЧУТЛИВОГО ДЕТЕКТОРА**

**Ю. М. Павленко<sup>1</sup>, В. В. Осташко<sup>1</sup>, А. П. Войтер<sup>1</sup>, О. К. Горпинич<sup>1</sup>, А. В. Степанюк<sup>1</sup>,  
Ю. Я. Карлишев<sup>1</sup>, Т. О. Корзина<sup>1</sup>, І. П. Дряпаченко<sup>1</sup>, Е. М. Можжухін<sup>1</sup>,  
А. Ф. Шаров<sup>1</sup>, В. Г. Савчук<sup>1</sup>, Л. Л. Дулгер<sup>1,2</sup>, Д. В. Касперович<sup>1,2</sup>**

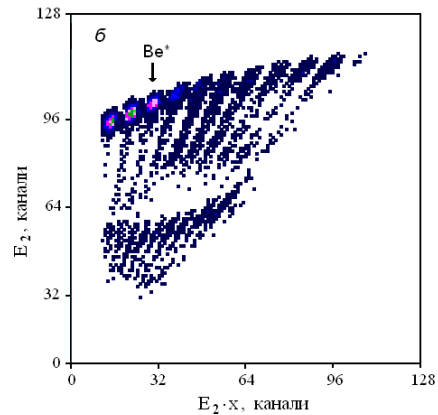
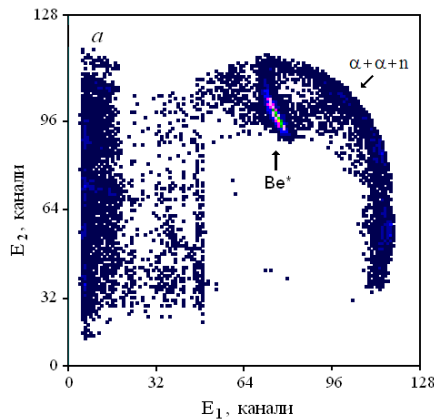
<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

Кінематично повні експерименти дозволяють однозначно ідентифікувати вихідний канал тричастинкової реакції. Але аналіз даних, отриманих у таких експериментах, може бути ускладненим унаслідок спостереження сумарного внеску амплітуд  $T_{12}$ ,  $T_{13}$  та  $T_{23}$ , що визначають переріз реакції  $p + T \rightarrow 1 + 2 + 3$ . У багатьох випадках визначення внеску кожної з указаних амплітуд можливе лише за умови вимірювання кореляцій кінцевих продуктів реакції в широкому діапазоні кутів, що значно збільшує тривалість експерименту. Ефективним інструментом для таких вимірювань є позиційно-чутливі детектори (ПЧД).

У даній роботі з використанням ПЧД вимірювалися енергетичні та кутові кореляції двох  $\alpha$ -частинок у вихідному каналі реакції  ${}^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$ . Експеримент виконано на тандем-генераторі ЕГП-10К ІЯД НАН України при енергії пучка дейтронів  $E_d = 6,0$  МеВ.

На рисунку (а) показано спектр збігів, що вимірювався за допомогою Si-детектора з малим тілесним кутом  $\Omega_1 = 3,6 \cdot 10^{-4}$  ср ( $\theta_1 = 45^\circ$ ,  $\varphi_1 = 0^\circ$ ) та ПЧД, центр якого відповідав куту  $\theta_2 = 110^\circ$ ,  $\varphi_2 = 180^\circ$ . Апертура ПЧД ( $40 \times 6$  мм<sup>2</sup>) охоплювала діапазон кутів  $\Delta\theta_2 = 20^\circ$ ,  $\Delta\varphi_2 = 3,4^\circ$  і забезпечувала великий тілесний кут реєстрації  $\Omega_2 = 2,4 \cdot 10^{-2}$  ср. Домінуючий внесок резонансів  ${}^8\text{Be}^*(16,6$  і  $16,9$  МеВ) ілюструє зміну енергій  $E_1$ ,  $E_2$  зі зміною кута реєстрації другої  $\alpha$ -частинки в діапазоні  $\theta_2 = 100^\circ - 120^\circ$ . Розкид енергій  $E_1$ ,  $E_2$  зумовлює суттєве розширення спектральних ліній, що відповідають внескам резонансів, які збуджуються в парах частинок (1 - 2) та (3 - 1). Роздільна здатність вимірювань енергій  $E_{1-2}$ ,  $E_{3-1}$  значно поліпшується при розділенні сумарного спектра збігів на кілька спектрів, кожний з яких відповідає реєстрації другої  $\alpha$ -частинки в межах малого тілесного кута  $\Omega_2$  (див. рисунок, б).



Двовимірний спектр збігів продуктів реакції  $d + {}^7\text{LiF}$  (а), що вимірювався за допомогою детектора з малим тілесним кутом реєстрації ( $\theta_1 = 45^\circ$ ) та ПЧД ( $\theta_2 = 100^\circ - 120^\circ$ ). Локалізація подій, що відповідають внеску реакції  $d + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha_1 + \alpha_2 + n_3$  та резонансу  ${}^8\text{Be}^*$ , показана стрілками. Двовимірний розподіл подій в площині  $E - E \cdot x$  (б), що реєструвалися ПЧД у збігах з частинками, які реєструвалися іншим детектором під кутом  $\theta_1 = 45^\circ$ .  $x$  – координата реєстрації частинки вздовж детектора ( $L = 40$  мм). Для калібрування по координаті  $x$  (куту  $\theta_2$ ) перед ПЧД установлювалась пластина з діафрагмами (10 шт.) розміром  $2 \times 6$  мм<sup>2</sup>.

Отримані з використанням ПЧД дані будуть використані для аналізу процесів збудження та розпаду резонансів  ${}^5\text{He}$  і  ${}^8\text{Be}$  в реакції  ${}^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$ . Планується також застосувати ПЧД у дослідженнях розподілу гілок розпаду біляпорогових резонансів легких ядер у тричастинкових реакціях

(див. [1]), зокрема “термоядерного” резонансу  ${}^5\text{He}^*(16,75$  МеВ) у реакціях  ${}^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$  та  ${}^7\text{Li}(d, \alpha d)t$ ,  ${}^7\text{Li}(d, \alpha t)d$ .

1. Yu.N. Pavlenko *et al.*, Nucl. Phys. At. Energy **20**, 65 (2007).

**DISTRIBUTION OF DEUTERONS IN THE THREE-BODY BREAK-UP REACTIONS IN D + D COLLISIONS**

**O. O. Belyuskina, V. I. Grantsev, K. K. Kisurin, S. E. Omelchuk, Yu. S. Roznyuk, B. A. Rudenko, V. S. Semenov, L. I. Slusarenko, B. G. Struzhko**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The inclusive spectra of deuterons from reaction  $D + D \rightarrow p + n + d$  in the angular range  $15^\circ < \theta_d \leq 35^\circ$  were measured on cyclotron U-240 INR NAS of Ukraine at energy  $E_D = 36.9$  MeV. The targets from deuterated polyethylene ( $CD_2$ ) and carbonic film were used in the experiment. The typical spectra on the targets  $CD_2$  and C at the angle  $\theta_d = 15^\circ$  are presented in Fig. 1, *a*. The background spectra (on target C) were subtracted from the spectra correspond-

ing to the target  $CD_2$ . The main difficulty at angles  $\theta_d \leq 30^\circ$  consists in the identification of the closely spaced peaks corresponding to the elastic scattering of projectile deuterons on deuterium and hydrogen nuclei in the target. The continuous deuterons spectra after subtraction of the elastic scattering of projectile deuterons on the target deuterium and hydrogen are presented in Fig. 1, *b* for the scattering angle  $\theta_d = 15^\circ$ .

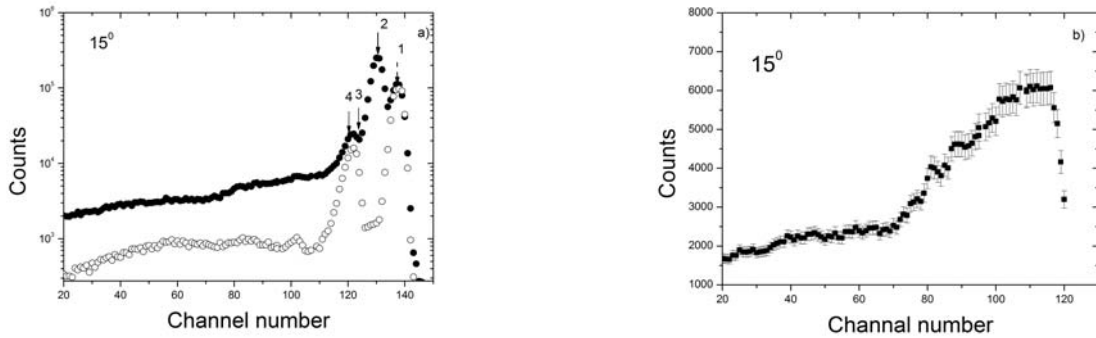


Fig. 1. The inclusive deuterons spectra on target  $CD_2$  (points) and C (circles) at the angle  $\theta_d = 15^\circ$  for deuterons energy  $E_D = 36.9$  MeV. Arrows designate peaks of the elastic and inelastic scattering of projectile deuterons on carbon (1, 3), deuterium (2) and hydrogen (4) (*a*). The spectra corresponding to the dd-scattering (contribution of deuteron elastic scattering on carbon and hydrogen was subtracted from the spectra measured on the target  $CD_2$ ) (*b*).

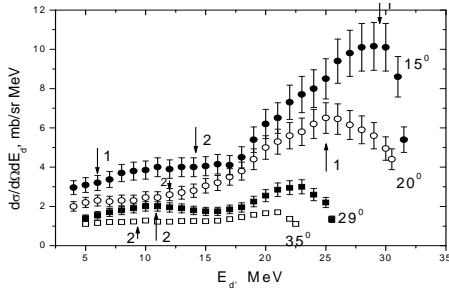


Fig. 2. The energy distribution of deuterons from the reaction  $D + D \rightarrow p + n + d$  at the angles  $\theta_d = 15, 20, 29$  and  $35^\circ$  at the incident energy of deuterons  $E_D = 36.9$  MeV. The arrows show the deuterons energy corresponding to the cross section maximums calculated in the quasi-free scattering model: 1 – the scattering of the incident deuterons on nucleons of the target nucleus; 2 – the scattering of nucleons from the incident deuterons on the nuclei of target.

The energy spectra of deuterons from the break-up three-body reactions  $D + D \rightarrow p + n + d$  at the angles  $\theta_d = 15^\circ, 20^\circ, 29^\circ$  and  $35^\circ$  at deuterons energy  $E_D = 36.9$  MeV are presented in Fig. 2. Spectra have the sharp rise on the high-energy side and a slow decrease on the low-energy side up to the energy  $E_D \sim 15$  MeV. The cross section of higher energy maximum rapidly decreasing with increase of the

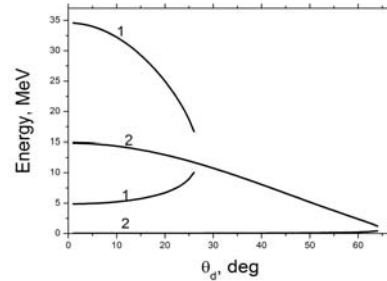


Fig. 3. The angular dependence of the energy of maximum cross section  $E_d$  for deuterons from the reaction  $D + D \rightarrow p + n + d$ . The curves 1 and 2 show the kinematical points corresponding to the target nuclei break-up and projectile break-up due to the quasi-free scattering, respectively.

scattering angle and the enhancement disappears at the angles larger than  $35^\circ$ .

The quasi-free three-body process  $D + D \rightarrow p + n + d$  were examined when one of the colliding deuterons scattered on either proton or neutron of another deuteron. The results of calculation are shown in Fig. 3 as the angular dependences of survived deuteron energy.

**ANALYSIS OF THE ENERGY DISTRIBUTION  
OF DEUTERONS FROM THE REACTION  $D + D \rightarrow p + n + d$**

**O. O. Belyuskina, V. I. Grantsev, K. K. Kisurin, S. E. Omelchuk, Yu. S. Roznyuk,  
B. A. Rudenko, V. S. Semenov, L. I. Slusarenko, B. G. Struzhko**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The deuterons break-up in the three body reaction  $D + D \rightarrow p + n + d$  at energy  $E_D \approx 40$  MeV in the first approximation can be treated as the quasiclassical process as the consequence of deuteron “looseness” and the diffraction model can be used. The application of the diffraction model to the description of  $D + D \rightarrow p + n + d$  reaction was developed by V. K. Tartakovsky.

The cross section of deuterons diffraction splitting in the three-body reaction  $D + D \rightarrow p + n + d$  can be written as

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE_d} = \frac{M^{5/2} \sqrt{E_D E_d}}{4\sqrt{2}\pi^5} \times \int_0^{2E_D} dE_p \sqrt{E_p} \int_0^\pi d\theta_p \sin\theta_p \int_0^{2\pi} d\phi_p |A(\vec{q}, \vec{u})|^2 \delta_\Delta(T),$$

here,  $E_D$  is the incident deuteron energy,  $E_d$  - the energy of deuteron formed in the three-body reaction,  $E_p, \theta_p$  - the energy and angle of the outgoing proton,  $\phi_p$  is the azimuth angle between the vectors  $\vec{k}_{d\perp}$  and  $\vec{k}_{p\perp}$ , which are perpendicular to the  $\vec{k}_D$  component of the vectors  $\vec{k}_d$  and  $\vec{k}_p$ ;  $A(\vec{q}, \vec{u})$  - the

process amplitude that depends on the momentum  $\vec{q}$  transferred to the deuteron in the three-body reaction and  $\vec{u}$  - the relative momentum of  $p$  and  $n$ . The factor  $\delta_\Delta(T)$  takes into account an energy uncertainty.

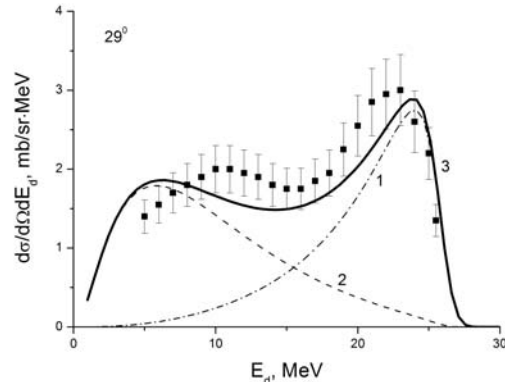
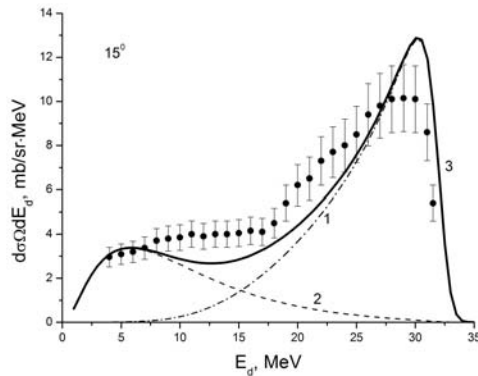
The amplitude  $A(\vec{q}, \vec{u})$  can be obtained in the explicit form by using simple Gaussian expressions for internal wave functions.

Two cases of the three-body reaction were studied: 1) the break-up of the target nucleus with formation of scattered deuteron  $d'$  and 2) the break-up of the incident deuteron with formation of the recoil deuteron  $\bar{d}$ .

The experimental energy distribution of deuterons from the reaction  $D + D \rightarrow p + n + d$  is a sum of cross sections  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{d'} dE_{d'}}$ , corresponding to the break-

up of the target nucleus, and  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\bar{d}} dE_{\bar{d}}}$ , corresponding to the break-up of the incident deuteron. Both components are undistinguished experimentally.

The energy distributions of the deuterons  $d'$  and  $\bar{d}$  for the angles  $\theta = 15$  and  $29^\circ$  are shown in the Figure. The scattered deuterons give the considerable contribution in the high-energy region of the spectrum reaching  $\sim 80\%$  at small angles.



The comparison of the theoretical calculations with the experimental energy distributions for angles  $\theta_d = 15$  and  $29^\circ$  at  $E_D = 36.9$  MeV. 1 – the energy spectra of scattered deuterons  $d'$  from the reaction  $d + D \rightarrow d' + p + n$ ; 2 – the energy spectra of the recoil deuterons from the reaction  $d + D \rightarrow p + n + \bar{d}$ ; 3 – the total contribution of both processes.



## ЯДЕРНА ВЗАЄМОДІЯ ДЕЙТРОНІВ З ЯДРАМИ ПРИ ПІДБАР'ЄРНИХ ЕНЕРГІЯХ У МОДЕЛІ ОДНОКРАТНОЇ ЗГОРТКИ

О. В. Бабак, В. П. Вербицький, О. Д. Григоренко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Дослідження взаємодії дейтронів з важкими атомними ядрами при підбар'єрних енергіях показали суттєвий вплив поляризованості та розвалу цих частинок на формування перерізів пружного розсіювання [1]. Спроби аналізу одержаних експериментальних даних методом підгонки параметрів потенціалу стандартної оптичної моделі приводили до нефізичних значень вказаних параметрів.

У роботі зроблено спробу описати цей процес шляхом конструювання потенціалу взаємодії дейтрона з ядром у моделі однократної згортки. Для цього потенціали взаємодії окремих нуклонів дейтрона з мішенню згорталися разом з густинами розподілу матерії дейтрона, що розраховувалися на основі хвильових функцій його основного стану. Подібний підхід було запропоновано в роботі [2].

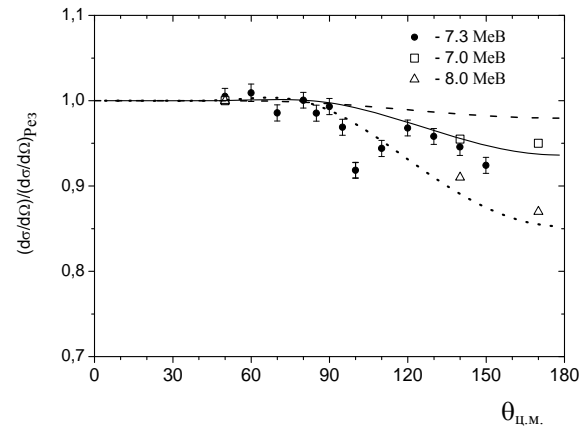
Для розрахунків було використано потенціал

$$\bar{V}(r_p) = \langle \varphi_0(r) | V_n(\vec{r}_p + \vec{r}) | \varphi_0(r) \rangle + V_p(r_p) + V_c(r_p), \quad (1)$$

де  $V_n$ ,  $V_p$  потенціали ядерної взаємодії нейтрона та протона з ядром мішенню;  $V_c$  - потенціал кулонівської взаємодії протона;  $\vec{r}_p$  та  $\vec{r}$  - координата протона та внутрішня координата дейтрона відповідно;  $\varphi_0(r)$  - хвильова функція основного стану дейтрона для міжнуклонного потенціалу нульового радіуса дії.

Потенціал (1), за нашим припущенням, повинен описувати процес розсіювання складеної зарядженої частинки з масою 2. Він враховує скінченність розмірів дейтрона, але не враховує впливу цього потенціалу на внутрішній стан частинки, що налітає. З метою моделювання цього впливу штучно було використано чисельно розраховану в роботі [1] комплексну добавку  $\delta V(r_p)$ , яка враховує можливість вибування дейтронів з пружного каналу в результаті процесів кулонівського розвалу та поляризованості.

Для порівняння розрахунків за вказаним теоретичним підходом з результатами експерименту було використано дані вимірювання перерізів пружного розсіювання дейтронів при енергії 7,3 та 8 МеВ на ядрах  $^{208}\text{Pb}$ , узяті з роботи [3]. Результати розрахунків наведено на рисунку.



Відношення перерізу пружного розсіювання дейтронів ядрами свинцю до резерфордівського.

Розрахунки перерізів пружного розсіювання виконувалися в рамках оптичної моделі з комплексним потенціалом за програмою GENOA. Потенціали  $V_n$ ,  $V_p$  взято з роботи [4]. Обчислення перерізів виконувалося без варіації будь-яких параметрів. З рисунка видно, що поляризація та розвал (штрихова крива) суттєво впливають на формування перерізів пружного розсіювання, але навіть за таких малих енергій значний вклад вносить також і ядерна взаємодія (суцільна крива). Пунктирною лінією представлено результат обчислення перерізів для енергії дейтрона 8 МеВ.

Таким чином, показано, що врахування скінченності розмірів налітаючої частинки, у рамках запропонованої простої моделі, приводить до значного посилення потенціалів ядерної взаємодії в периферійній області, тобто до збільшення поглинання та відбивання, що пояснює збільшення вибування частинок із пружного каналу при вказаних енергіях.

1. В.П. Вербицький та К.О. Теренецький, *Ядер. физ.* **55**, 363(1992).
2. Y. Nishida, *Progr. Theoret. Phys.* **19**, 389 (1958).
3. Yu.N. Pavlenko, K.O. Terenetsky, V.P. Verbitsky *et al.*, *Ядерна фізика та енергетика.* **11**, 400 (2010).
4. С.М. Perey and F.G. Prey, *At. Data and Nucl. Data Tables* **13**, 297(1974).

## ENERGY DEPENDENCE OF THE ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ SCATTERING AND ISOTOPIC DIFFERENCES BETWEEN POTENTIALS OF THE ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ INTERACTIONS

A. T. Rudchik<sup>1</sup>, R. M. Zelinskyi<sup>1</sup>, V. A. Plujko<sup>2</sup>, A. P. Ilyin<sup>1</sup>, Val. M. Pirnak<sup>1</sup>,  
O. A. Ponkratenko<sup>1</sup>, A. A. Rudchik<sup>1</sup>, V. V. Uleschenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Taras Shevchenko National University, Kyiv

The data of the  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  elastic scattering at  $E_{c.m.} = 3.27 - 36.8$  MeV known from literature were analyzed within the optical model and coupled-reaction-channels method (CRC) [1]. The optical potential of Woods – Saxon form with a volume and surface absorptions was used in the calculations. The  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  elastic and inelastic scattering as well as the reorientation of  ${}^6\text{Li}$  and simplest transfer reactions were included in the coupled-channels-scheme.

One example of the  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  elastic scattering data and CRC calculations is shown in Fig. 1. The contributions of the  ${}^6\text{Li}$  potential scattering (curves <pot>),  ${}^6\text{Li}$  reorientation (curves <reor>) and transfer reactions (curves <tr>, <xy>) to the  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  elastic scattering data were estimated at different energies.

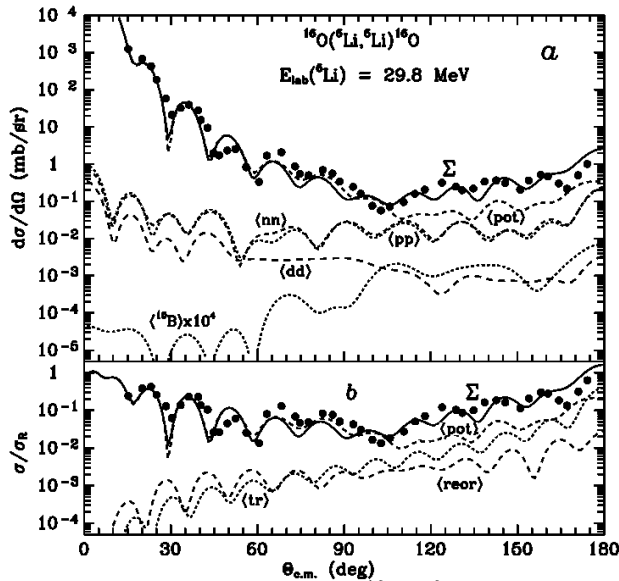


Fig 1. Angular distribution of the  ${}^{16}\text{O} + {}^6\text{Li}$  elastic scattering at  $E_{lab.}({}^6\text{Li}) = 29.8$  MeV [2]. Curves show the CRC calculations. Curves  $\Sigma$  show coherent sum of all processes.

The  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  potential parameters at different energies as well as their energy dependence were deduced accounting dispersion relation between real and imaginary parts of the potential (Fig. 2).

The isotopic differences between the  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  and  ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  were studied (Fig. 3).

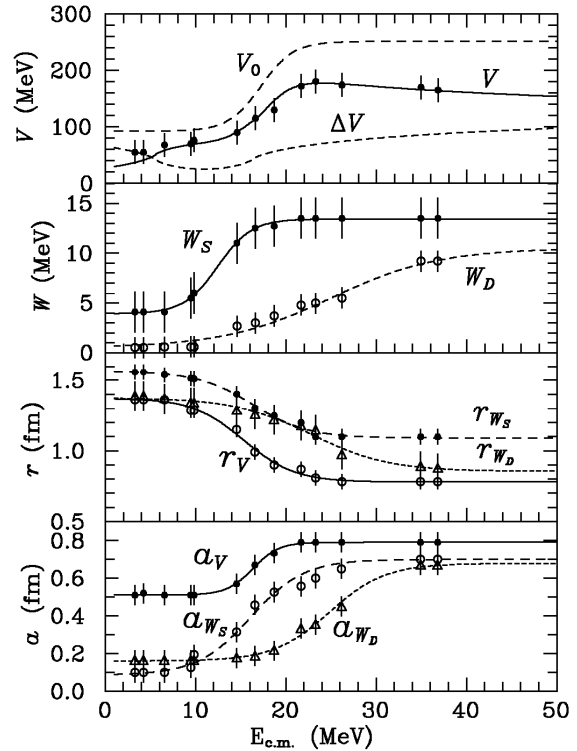


Fig 2. Energy dependences of the  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  potential parameters.

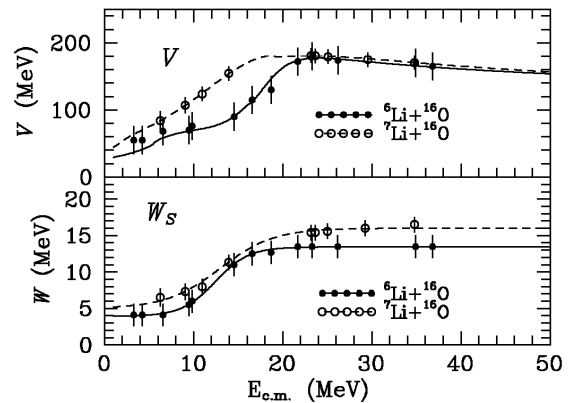


Fig 3. Comparison of the energy dependences for the  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  and  ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  optical potential parameters of  $V$  and  $W_S$ .

1. A.T. Rudchik *et al.*, Nucl. Phys. At. Energy **13**, 361 (2012).
2. V.V. Davydov *et al.*, Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. **35**, 2399 (1971).

THE  ${}^6\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{O}){}^7\text{Li}$  REACTION MECHANISMS AND  ${}^7\text{Li} + {}^{17}\text{O}$  POTENTIAL

A. T. Rudchik<sup>1</sup>, K. A. Chercas<sup>1</sup>, A. A. Rudchik<sup>1</sup>, E. I. Koshchy<sup>2</sup>, S. Kliczewski<sup>3</sup>, K. Rusek<sup>4,5</sup>,  
V. A. Plujko<sup>6</sup>, O. A. Ponkratenko<sup>1</sup>, S. Yu. Mezhevych<sup>1</sup>, Val. M. Pirnak<sup>1</sup>, R. Siudak<sup>3</sup>,  
J. Choiński<sup>5</sup>, B. Czech<sup>3</sup>, A. Szczurek<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv

<sup>3</sup> H. Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland

<sup>4</sup> National Centre for Nuclear Research, Warsaw, Poland

<sup>5</sup> Heavy Ion Laboratory of Warsaw University, Warsaw, Poland

<sup>6</sup> Taras Shevchenko National University, Kyiv

Angular distributions of the  ${}^6\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{O}){}^7\text{Li}$  reaction were measured at  $E_{\text{lab}}({}^{18}\text{O}) = 114$  MeV for ground and excited states of exit nuclei. The data were analyzed within the coupled-reaction-channels method (CRC) [1].

The  ${}^6\text{Li} + {}^{18}\text{O}$  elastic and inelastic scattering channels as well as simplest one- and two-step reactions were included in the coupled-reaction-channels scheme. In CRC calculations, the  ${}^6\text{Li} + {}^{18}\text{O}$  potential with parameters deduced from the elastic scattering data measured with the reaction simultaneously, was used for the entrance reaction channel.

The spectroscopic amplitudes of nucleons and clusters were calculated within the translational-invariant shell model (TIMO). The  ${}^7\text{Li} + {}^{17}\text{O}$  potential parameters were deduced by fitting  ${}^6\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{O}){}^7\text{Li}$  reaction data. It was found that n-transfer dominates in this reaction (Fig. 1).

Isotopic differences of the  ${}^7\text{Li} + {}^{17}\text{O}$ ,  ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$  and  ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  potential were studied (Fig. 2).

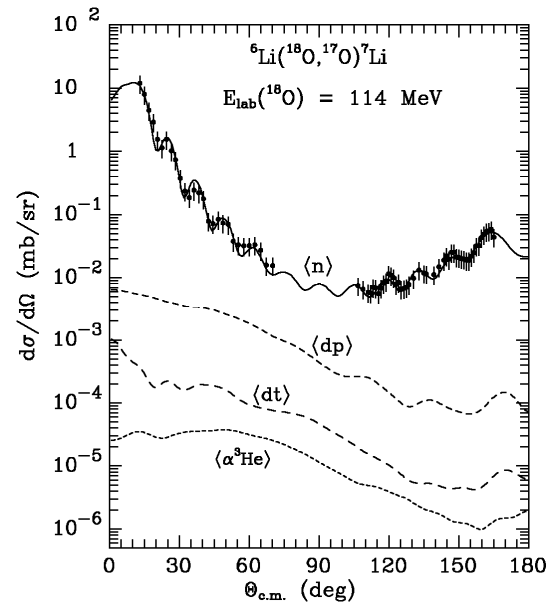


Fig. 1. Differential cross-section of the  ${}^6\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{O}){}^7\text{Li}$  reaction at  $E_{\text{lab}}({}^{18}\text{O}) = 114$  MeV. Curves show CRC calculations for transfers of n, d + p, d + t and  $\alpha + {}^3\text{He}$  (curves  $\langle n \rangle$ ,  $\langle dp \rangle$ ,  $\langle dt \rangle$ ,  $\langle \alpha^3\text{He} \rangle$ ).

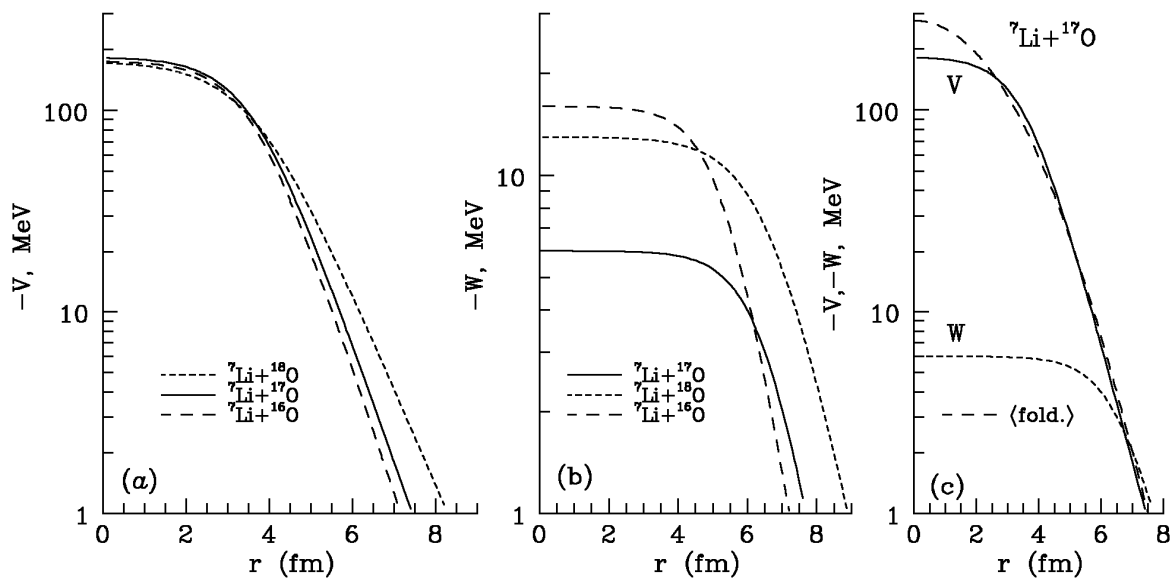


Fig. 2. Comparison of the  ${}^7\text{Li} + {}^{16,17,18}\text{O}$  potentials (a, b) as well as the  ${}^7\text{Li} + {}^{17}\text{O}$  potential with double-folding potential (c).

1. A.T. Rudchik *et al.* Nucl. Phys. At. Energy **13**, 133 (2012).

ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF  $^{11}\text{B}$  IONS BY  $^{14}\text{C}$  AT 45 MeV

S. Yu. Mezhevych<sup>1</sup>, A. T. Rudchik<sup>1</sup>, K. Rusek<sup>2,3</sup>, E. I. Koshchy<sup>4</sup>, S. Kliczewski<sup>5</sup>, V. M. Kiryanchuk<sup>1</sup>,  
A. A. Rudchik<sup>1</sup>, S. B. Sakuta<sup>6</sup>, R. Siudak<sup>5</sup>, B. Czech<sup>5</sup>, J. Choinski<sup>3</sup>, A. Szcurek<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> National Centre for Nuclear Research, Warsaw, Poland

<sup>3</sup> Heavy Ion Laboratory of Warsaw University, Warsaw, Poland

<sup>4</sup> V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv

<sup>5</sup> H. Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland

<sup>6</sup> National Research Centre "Kurchatov Institute" Moscow, Russia

New experimental data for differential cross-sections of  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{B})^{14}\text{C}$  inelastic scattering at the energy  $E_{\text{lab}}(^{11}\text{B}) = 45$  MeV were measured for transitions of  $^{11}\text{B}$  nucleus to the excited states of 2,12 - 8,56 MeV [1].

Experimental data were analyzed within optical model (OM) and coupled-reaction channels method (CRC). Elastic and inelastic scattering of nuclei, reorientation of  $^{11}\text{B}$  spin and simplest transfers of nucleons and clusters were included in the coupling scheme. Woods - Saxon optical model parameters of  $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$  interaction and deformation parameters of  $^{11}\text{B}$  were deduced. Contributions of one- and two-step transfer reactions into the elastic and inelastic channels of  $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$  scattering were defined (Fig. 1).

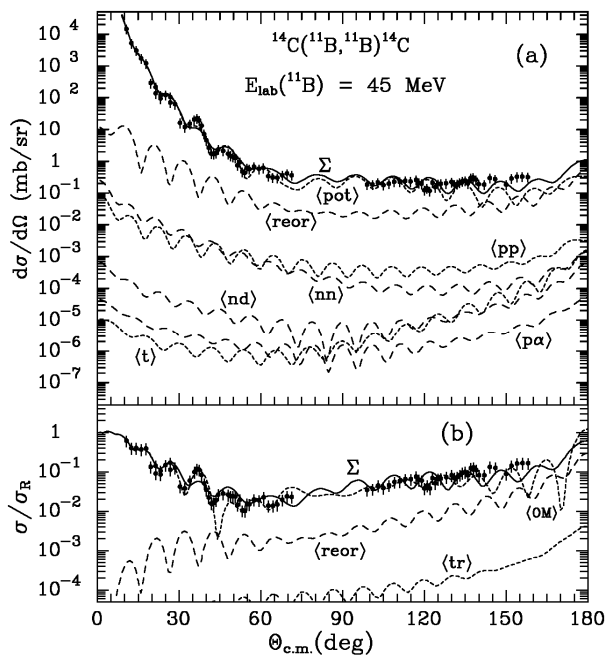


Fig. 1. Differential cross-sections of the  $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$  elastic scattering at  $E_{\text{lab}}(^{11}\text{B}) = 45$  MeV. Curves show the CRC-calculations for potential scattering (<pot>),  $^{11}\text{B}$  reorientation (<reor>) and transfers nucleons and clusters  $x+y$  (curves <x>, <xy>, <tr>).

It was found that the low-energy excited states of  $^{11}\text{B}$  have collective nature (Fig. 2).

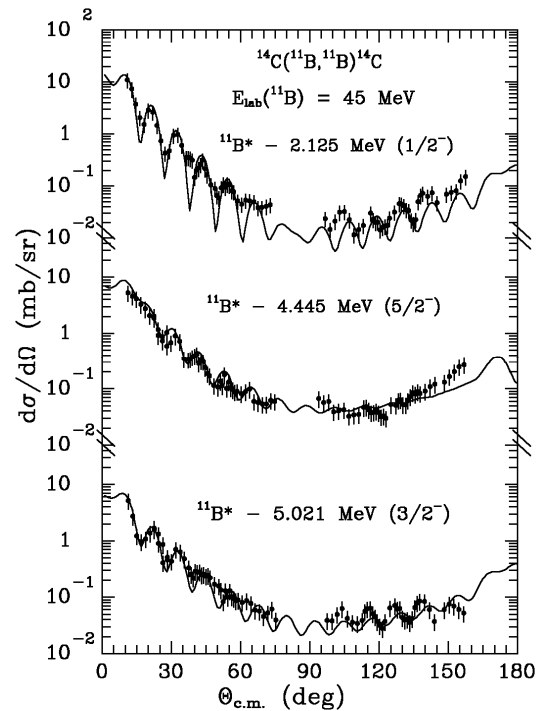


Fig. 2. Differential cross-sections of the  $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$  inelastic scattering at  $E_{\text{lab}}(^{11}\text{B}) = 45$  MeV. Curves show the CRC-calculations for transition to the  $^{11}\text{B}$  excited states of collective nature.

In Fig. 3, the  $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$  optical potential is compared with corresponding double-folding potential.

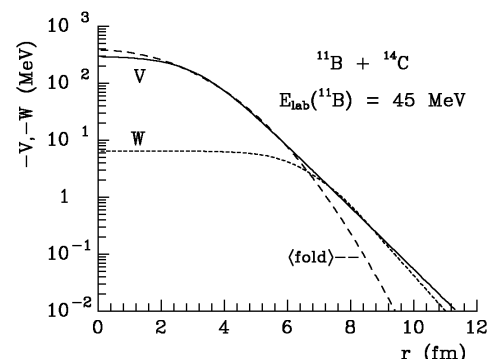


Fig. 3. Comparison of the  $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$  optical potential with double-folding potential.

1. S.Yu. Mezhevych *et al.*, Nucl. Phys. At. Energy **13**, 123 (2012).

ENERGY DEPENDENT OPTICAL POTENTIAL FROM  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  ELASTIC SCATTERING

O. A. Ponkratenko, Yu. O. Shyrma

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Elastic scattering of  $^{16}\text{O}$  ions from  $^{12}\text{C}$  nuclei was studied over the wide energy range of incident ion from 1 up to 100 MeV per nucleon in works [1 - 4]. In spite of numerous investigations of  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  optical potential, it has not been found the energy dependence of OM potential parameters good enough to describe this nuclei system scattering over the wide energy range of incident ion. While such dependences were obtained successfully for light incident particles (p, n,  $\alpha$ ), the problem of finding the dependence for heavy ions is actual. The main difficulties to solve this problem are ambiguity in determination of OM potential parameters for each energy value, the choice of shape of potential parameters energy dependence, and, probably, more complicated radial or  $L$ -dependence of OM potential ( $L$  – orbital angular momentum of relative motion). Thus it is important to build energy dependence of potential parameters in wide energy range. It allows us to minimize the ambiguity in the parameters determination for each energy value and helps to find the energy dependence of OM potential parameters for the interaction of unstable nuclei in output reactions channels.

The choice of  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  system is determined by circumstance that there are rich variety of experimental data from elastic and inelastic scattering for this system in comparison with other pairs of nuclei.

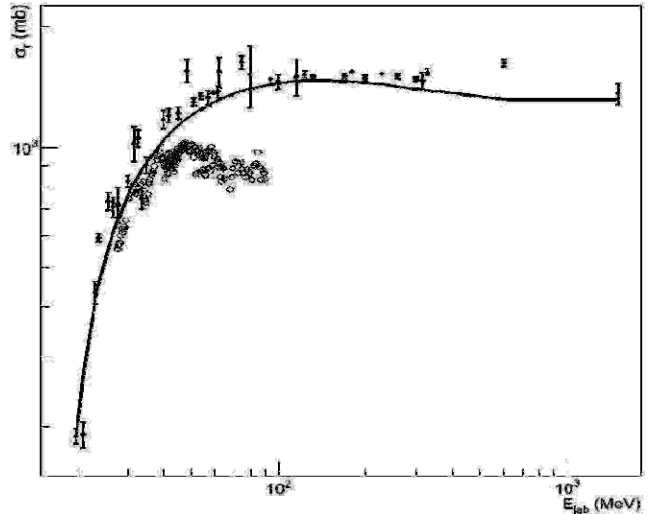
For the purpose of finding corresponding energy dependency of potential parameters, it has been found firstly sets of OM potential

$$U(r) = V(r) + iW(r) \quad (1)$$

for each of the 42 incident ion energies. These sets have described elastic scattering angular distribution satisfactory.

We have investigated the dependences of the reaction cross section obtained by OM on the incident particle energy. These dependences are presented in the Figure.

For comparison, the experimental values of fusion cross sections for  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  collision represented by open circles are also shown at different energies of the incident ion. These experimental data of fusion were taken from the work of [3]. One can observe, the fusion cross sections have peaks in positions, where the reaction cross sections calculated for each energy by OM have peaks too (open circles). The values of these peaks are about:  $\sim 33$ , 40 and 49 MeV.



The dependences of the reaction cross section on the incident ion energy.

Energy dependence of imaginary part of OM potential  $U(r, E) = V(r, E) + iW(r, E)$  was specified by exponential parameterization of  $W(r, E)$  depth, radius and diffuseness parameters. Energy dependence of real part of the potential was taken in the following form

$$V(r, E) = V_f(r, E) + \Delta V(r, E), \quad (2)$$

where  $V_f(r, E)$  is a double folding potential with DDM3Y1 Reid nucleon-nucleon potential [5] (including exchange and density dependent nucleon-nucleon interaction),  $N_r$  – normalization parameter,  $\Delta V(r, E)$  – energy-dependent part of potential, that was derived from  $W(r, E)$  by the dispersion relation.

Parameters of  $U(r, E)$  energy dependence were determined by  $\chi^2$ -minimization of  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  elastic scattering angular distribution (for forward angles  $\theta < 80 - 120^\circ$ ) for each of the 42 incident ion energies. Backward angles scattering has been calculated as elastic  $\alpha$ -transfer in CRC (coupled reaction channel) method [6] by fitting of  $\alpha$ -spectroscopic factor and  $\alpha + ^{12}\text{C}$  potential parameters [4].

1. M.P. Nicoli and F. Haas, Phys. Rev. C **61**, 034609 (2000).
2. A.A. Ogloblin and Yu.A. Glukhov, Phys. Rev. C **62**, 044601 (2000).
3. C. Gao and Y. Kondo, Phys. Lett. B **408**, 7 (1997).
4. M.C. Morais and R. Lichtenthaler, Nucl. Phys. A **857**, 1 (2011).
5. I. Gontchar and M. V. Chushnyakova, Comput. Phys. Comm. **181**, 168 (2010).
6. J. Tompson, Comput. Phys. Rep. **7**, 167 (1988).

**ВОЗМОЖНОСТЬ НАБЛЮДЕНИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ,  
СВЯЗАННОГО С ФОРМИРОВАНИЕМ И ЭМИССИЕЙ ПРЕДРАВНОВЕСНЫХ  
АЛЬФА-ЧАСТИЦ В ЯДЕРНО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ.**

**Л. В. Михайлов**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Принято считать, что предравновесные сложные частицы формируются перед испусканием в нагретом ядре (или горячей) коалесценции при распаде сильно нагретых ядер в настоящее время отсутствуют. Однако в работе [2] в реакции фоторасщепления  ${}^7\text{Li}$  наблюдался  $\gamma$ -пик с энергией 8,5 МэВ, соответствующей энергии связи трития. На основании наблюдения пика  $\gamma$ -квантов и измерения его ширины (150 кэВ) делается заключение, что внутри ядра  ${}^7\text{Li}$  перед испусканием тритона происходит формирование кластера  ${}^3\text{H}$  из квазисвободных нуклонов и длительность этого процесса составляет  $10^{-21}$  с. В работе [2] также отмечается, что аналогичные максимумы в спектре фотонов должны сопровождать всякую реакцию, в которой происходит формирование частицы перед ее испусканием из ядра.

В настоящей работе предлагается эксперимент, основанный на предположении, что при взаимодействии ядра с тяжелыми ионами  $\sim 20$  МэВ/А образование и эмиссия предравновесных частиц из сильно нагретой зоны ядра сопровождается  $\gamma$ -излучением с энергией, равной энергии связи регистрируемой частицы [1].

Например, если предположить, что  $\alpha$ -частица формируется в горячей зоне ядра перед вылетом из квазисвободных нуклонов или других кластеров, то этот процесс должен сопровождаться эмиссией  $\gamma$ -квантов в соответствии с каналом коалесценции:

- 1).  $p + p + n + n = 4\text{He} + \gamma(28,3 \text{ МэВ});$
- 2).  $d + d = 4\text{He} + \gamma(23,85 \text{ МэВ});$
- 3).  $n + 3\text{He} = 4\text{He} + \gamma(20,6 \text{ МэВ});$
- 4).  $p + \text{T} = 4\text{He} + \gamma(19,8 \text{ МэВ}).$

Регистрация  $\gamma$ -пиков соответствующей энергии в совпадениях с испущенными частицами является надежным доказательством того, что детектируемая частица образуется из нуклонов или легких кластеров.

1. W.J. Llope *et al.*, Phys. Rev. C **52**, 2004 (1995).
2. B.S. Ishkhanov *et al.*, Nucl. Phys. **33**, 28 (1981).

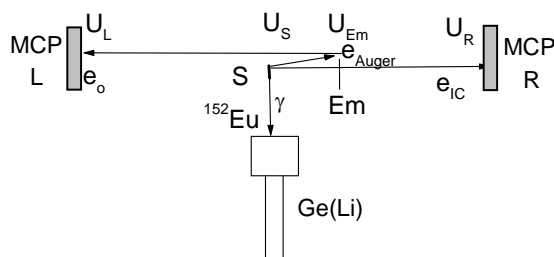
**THE CORRELATION OF DIRECTION OF MOTION OF THE AUGER ELECTRONS WITH THE DIRECTION OF MOTION OF THE ELECTRON OF INTERNAL CONVERSION**

**N. F. Mitrokhovich, V. T. Kupryashkin, L. P. Sidorenko**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Strong correlation direction of electron "shake-off" and primary particles ( $\beta^-$ -electron, electron internal conversion) in the forward direction [1 - 3] and the absence of the same correlation for  $\beta^+$ -decay [4], that explains by the current components of the interaction of charged particles indicates that the same strong correlation should be observed in the direction of motion of Auger electrons and electron of internal conversion. It should be noted in this case that the Auger emission at filling holes in the atomic shell after internal conversion is intense, which further indicates the importance of formulating and solving this important physical correlation problem. It is for correlation motion particles in momentum (pulse) and spin spaces.

The experimental implementation observation of correlations Auger electrons with conversion electron in intensive 122 keV E2 transition in  $^{152}\text{Eu}$  decay is adduced in the Figure.



Technique of definition correlating of motion of Auger electron ( $e_{\text{Auger}}$ ) with conversion electron ( $e_{\text{IC}}$ ) at measurement  $\gamma e_o$ - and  $\gamma e_{\text{IC}} e_o$ -coincidences from a source S  $^{152}\text{Eu}$  at registration of Auger electrons on  $e_o$ -electrons of the secondary electron emission. At potentials  $U_S > U_L$ ,  $U_{\text{Em}} = 0$  it occurs for  $E_{\text{Auger}} > eU_S$  only from emitter Em and only by left MCP- detector of electron. MCP- detectors (L and R) are on basis micro-channel plates. Ge(Li) -  $\gamma$ -detector.

In measurements it is necessary to receive correlation  $\Upsilon$  as relation yield Auger electron per one unit decay in direction forward with conversion electron to yield Auger electron per one unit decay in arbitrary direction it relate conversion electron. It was

determined as  $\Upsilon = \text{Yield}(\Omega = 0)/\text{Yield}(\Omega = 4\pi) = (N\gamma e_{\text{IC}} e_o / N\gamma e_{\text{IC}}) / (N\gamma e_o / N\gamma)$ , because in treble coincidences Auger electron can moves only in direction conversion electron (see Figure) for registering by  $e_o$ -electron from emitter Em.

It was obtained that correlation  $\Upsilon$  for simultaneous (paired) motion Auger electrons M-series (difference measurements at  $U_S$  1000 eV and 1700 eV) and conversion electron in forward direction is large (more 4) and approximately equal to those  $\Upsilon$  for motion electron "shake-off" and primary particle  $\beta^-$ -electron in the forward direction (Table). It is obviously related to Auger electrons of K- and L-series also.

**The correlations  $\Upsilon$  for "shake-off"-electron with  $\beta^-$ -particle and Auger electron with conversion electron at decay  $^{152}\text{Eu}$**

Decay	$\Upsilon(\Omega = 4\pi)$	$\Upsilon(\Omega = 0)$	$\Upsilon$
$\beta$	0.00073(17)	0.00469(92)	6.4(2)
Auger	0.00583(23)	0.0251(19)	4.3(4)

The background correlation of registration electron "shake-off" and electron internal conversion in the forward direction is law, it does not exceed 16 %.

This data gives additional confirmation experimental relation  $\Upsilon \sim E^{0.5}$  from energy (momentum) "shake-off" electrons (in our case Auger electron also) as currents interaction from moving of charge particles [1 - 3].

1. N.F. Mitrokhovich, in *Proc. Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"* (Kyiv, 2006), p. 412.
2. N.F. Mitrokhovich and V.T. Kupryashkin, *Nucl. Phys. At. Energy* **19**, 61(2007).
3. N.F. Mitrokhovich, *Nucl. Phys. At. Energy*. **11**, 136 (2010).
4. N.F. Mitrokhovich, V.T. Kupryashkin, and L.P. Sidorenko, in *Book of Abstracts of the 4th Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"* (Kyiv, 2012), p. 79.

**РОЗПОДІЛ ЕЛЕКТРОНІВ ЗА ЕНЕРГІЄЮ В “ПІКУ НУЛЬОВОЇ ЕНЕРГІЇ”,  
ЩО ВИНИКАЄ ПРИ РАДІОАКТИВНОМУ РОЗПАДІ АБО  
ПРИ БОМБАРДУВАННІ МІШЕНІ ЗАРЯДЖЕНИМИ ЧАСТИНКАМИ**

**В. Т. Купряшкін, В. А. Лашко, Л. П. Сидоренко, О. І. Феоктістов**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

При дослідженні випромінювання, що супроводжує радіоактивний розпад, або при бомбардуванні мішені зарядженими частинками завжди в спектрі електронів спостерігається “пік нульової енергії”, що представляє розподіл електронів з максимальною інтенсивністю в районі  $\leq 1$  еВ, з напівшириною розподілу близько 1 - 2 еВ та падінням інтенсивності в подальшому так швидко, що при енергії близько 15 - 20 еВ нею вже можна знехтувати. Ці електрони ми називаємо електронами близьконульової енергії і позначаємо їх як  $e_0$ -електрони, на противагу до інших швидких електронів, які позначаємо як  $e_{\gamma}$ -електрони.

Проведено дослідження розподілу електронів близьконульової енергії ( $e_0$ -електронів), що вилітають із поверхні джерел при радіоактивному розпаді та при бомбардуванні мішені.  $\alpha$ - і  $\beta$ -частинки, які проходять через поверхню джерела, викликають раптову появу заряду поблизу слабкозв'язаних електронів поверхні, що призводить до струшування їх у вакуум.

Спостереження за випромінюванням  $e_0$ -електронів, що складають пік нульової енергії, відбувалось шляхом вимірювання кривої затримки  $N(eU)$ , коли між поверхнею джерела (мішені) і детектором електронів подається затримуючий потенціал  $U$ , який пропускає на детектор лише електрони з енергією  $E > (eU)$ . Вимірювання кривої затримки  $N(E)$  проводяться в режимі  $(e\alpha)$ -збігів, що дозволяє в часовому спектрі збігів відділити залежність  $N(E)$  для  $e_0$ -електронів від  $N(E)$  для швидких  $e_{\gamma}$ -електронів. Установлено, що у всьому діапазоні затримки пік швидких збігів практично не змінюється і це спрощує проведення вимірювань. З кривої затримки визначався інтегральний спектр  $e_0$ -електронів  $N(E)$  в інтервалі від 0 до 24 еВ. Залежність інтегрального спектра  $e_0$ -електронів від енергії  $N_f(E)$  можна отримати із співвідношення кривої затримки:

$$N_f(E) = \int_0^{E_{\max}} \frac{dN}{dE}(E)dE - \int_E^{E_{\max}} \frac{dN}{dE}(E)dE = \int_0^E \frac{dN}{dE}(E)dE = N(0) - N(E).$$

Потім, прирівнюючи  $N_f(E) = AF(E)$ , за методом найменших квадратів проводилась підгонка для всіх вимірних точок з метою отримати значення  $A$  і  $E_n$ . Тут

$$A = \varepsilon \Omega_{ef} n_{\alpha} B,$$

де  $\varepsilon$  – ефективність реєстрації  $e_0$ -електронів детектором МСР<sub>2</sub>;  $\Omega_{ef}$  – ефективний тілесний кут реєстрації;  $n_{\alpha}$  – кількість зареєстрованих детектором  $\alpha$ -частинок під час вимірювання  $N_f(E)$ ,  $E_n$  – енергія зв'язку  $e_0$ -електрона,  $B$ –та  $F(E)$  – див. [1].

Протягом кількох років ми досліджували виходи  $e_0$ -електронів із різних джерел, що дало змогу отримати для них дані про енергію зв'язку слабкозв'язаних електронів, які знаходяться на поверхні. Для вимірних джерел отримано такі значення  $E_n$ :  $^{46}\text{Sc}$  – 0,41,  $^{60}\text{Co}$  – 0,60,  $^{152}\text{Eu}$  – 0,62,  $^{153}\text{Gd}$  – 0,58,  $^{154}\text{Eu}$  – 0,74,  $^{226}\text{Ra}$  – 0,82,  $^{233}\text{U}$  – 0,79,  $^{238}\text{Pu}$  – 1,0,  $^{239}\text{Pu}$  – 0.86 еВ. Відхилення може в окремих випадках досягати 20 - 30 % від наведених середніх значень. Тим не менш в усіх випадках  $e_0$ -електрони стартують у вакуум зі зв'язаних станів з енергією  $\leq 1$  еВ.

Опис емісії  $e_0$ -електронів унаслідок раптового виникнення електричного заряду поблизу поверхні як ефекту струсу заснований на теоретичних уявленнях, викладених у роботах [2, 3], і впливає з розв'язку нестационарного рівняння Шредінгера в першому порядку наближення теорії збурень. Показано, що отриманий розподіл  $e_0$ -електронів добре узгоджується з теоретичним, який впливає з опису його як ефекту струсу – це раптове збурення електричним зарядом, який виникає поблизу поверхні, що призводить до струшування слабкозв'язаних електронів з поверхні.

1. В.Т. Купряшкін, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктістов и Е.П. Ровенских, ЖЭТФ **139**, 679 (2011).
2. Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика* (Наука, Москва, 1974), с. 179.
3. А.С. Давыдов, *Квантовая механика* (Физматгиз, Москва, 1963), с. 326.



**ANOMALIES IN INTERNAL CONVERSION COEFFICIENT FOR THE K-FORBIDDEN E1-TRANSITION WITH THE ENERGY OF 55 keV IN <sup>177</sup>Hf**

**A. P. Lashko, T. N. Lashko**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The series of works on intranuclear conversion in the K-forbidden electric multipole transitions excited by <sup>177m</sup>Lu decay was continued [1, 2]. Three of these transitions accompany the decay of the 160-day isomeric state in <sup>177</sup>Lu:  $\gamma_{55}$ ,  $\gamma_{116}$ , and  $\gamma_{228}$  keV. All of them are hindered as compared to single-particle estimates. Some anomalies in  $\gamma$ -ray internal-conversion coefficients (ICC), caused by penetration effect, are possible for such transitions. In internal conversion theory, by a penetration effect or intranuclear conversion is implied a correction to ICC arising in passing from transition electromagnetic potentials calculated for point-like nucleus to the potentials calculated for finite-size nucleus.

Earlier, in Ref. [1, 2] was found minor variance between experimental and theoretical values of ICC for  $\gamma_{228}$  and  $\gamma_{116}$  keV transitions, which cannot be explained by admixtures of different multipolarities with the same parity. Such deviation can be eliminated by assuming the presence of intranuclear conversion.

The total ICC of the  $\gamma_{55}$  keV E1-transition can be estimated from the balance of intensities of the 21/2<sup>-</sup> 1260 keV level. Following from the <sup>177m</sup>Hf decay scheme (see Figure), this level is powered by the  $\gamma_{55}$  keV transition and deexcited by two intraband  $\gamma_{242}$  and  $\gamma_{466}$  keV transitions having the M1- and E2-multipolarity respectively. The intensities of the strong  $\gamma$ -rays are known with accuracy of (2 ÷ 5) %, but there is disagreement in evaluation of the intensities of some of the weaker lines, such as  $\gamma_{242}$  keV. Our current research was to clarify all controversial questions in this area and to provide a more accurate estimate of the total ICC of the  $\gamma_{55}$  keV E1-transition.

The radioactive <sup>177m</sup>Lu sources were obtained in the (n,  $\gamma$ ) reaction as a result of enriched <sup>176</sup>Lu target irradiation with neutrons at the research nuclear reactor WWR-M. The measurements of gamma-ray spectra started two months after the end of irradiation so that <sup>177</sup>Lu (T<sub>1/2</sub> = 6,6 days), having much larger activation cross-section, must have decayed en masse.

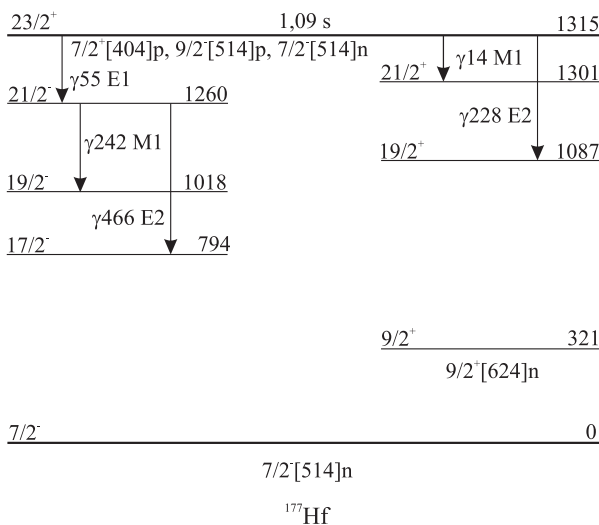
The relative intensities of  $\gamma$ -rays following the decay of <sup>177m</sup>Lu were measured with a gamma-spectrometer that comprises two horizontal coaxial HPGe-detectors: GMX-30190 and GEM-40195, having the resolution of 1,89 and 1,73 keV for the  $\gamma_{1332}$ -line of <sup>60</sup>Co and efficiency of 33 and 43 % respectively. The usage of different types of detectors allowed us to determine the relative intensities of  $\gamma$ -rays for the energy range above 100 keV more precisely.

Using our data on the intensities of the  $\gamma_{242}$  and  $\gamma_{466}$  keV transitions, bringing the experimental value I <sub>$\gamma$</sub> (55) from Ref. [3] and theoretical values of ICC for  $\gamma_{242}$  and  $\gamma_{466}$  keV transitions, we have calculated the total ICC of the  $\gamma_{55}$  keV E1-transition to be  $\alpha(55)_{exp} = 1,08 \pm 0,23$ . The theoretical value of ICC in the hafnium for the  $\gamma_{55}$  keV E1-transition is much lower,  $\alpha(55)_{th} = 0,337$ . To coordinate them the existence of the admixture of M2-multipolarity with magnitude  $(5,2 \pm 1,6) \cdot 10^{-3}$  or the existence of the intranuclear conversion with penetration parameters  $\lambda_1 = 12 \pm 3$  or  $\lambda_1 = -(17 \pm 3)$  should be assumed.

The first hypothesis leads to the Weisskopf forbidding factor  $F_w(\gamma_{55} M2) = (5 \div 9) \cdot 10^6$ , while for other K-forbidden transitions the factors are much higher. The second hypothesis leads to the penetration parameters, which magnitude is in qualitative agreement with the  $\lambda$  values for other known K-forbidden E1-transitions.

This work was published in Nuclear Physics and Atomic Energy **13**, 356 (2012).

1. V.V. Bulgakov *et al.*, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. **54**, 1011 (1990) (in Russian).
2. A.P. Lashko and T.N. Lashko, Nucl. Phys. At. Energy **2(24)**, 18 (2008) (in Russian).
3. P. Alexander, F. Boehm and E. Kankeleit, Phys. Rev. **133**, B284 (1964).



The partial decay scheme of <sup>177m</sup>Hf.

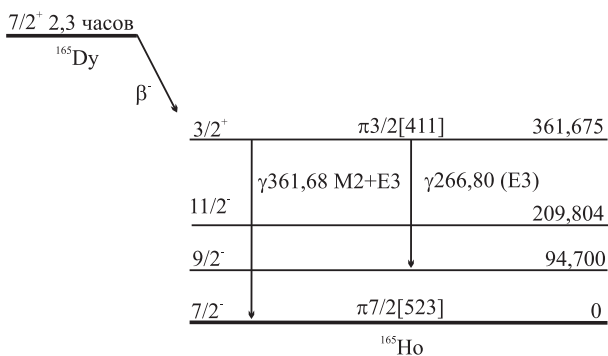
О МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ ГАММА-ПЕРЕХОДА  $3/2^+ \rightarrow 7/2^-$  В  $^{165}\text{Ho}$

Н. Ф. Митрохович, А. П. Лашко, Т. Н. Лашко, Л. П. Сидоренко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Изотопы  $^{159}, ^{161}, ^{163}, ^{165}\text{Ho}$  относятся к ядрам с ярко выраженной квадрупольной деформацией ( $\beta_2 \cong 0,3$ ) и, следовательно, с большим количеством ротационных полос. Поскольку интенсивность  $E2$ -переходов между членами вращательных полос по порядку величины составляет около сотни одночастичных единиц, такая ситуация значительно затрудняет изучение межполосных переходов, особенно тех, мультипольность которых отлична от  $E1$  или  $M1$ . В  $^{165}\text{Ho}$  нижайшее по энергии неротационное состояние с  $K^\pi = 3/2^+$  размещается сразу же над уровнями  $9/2^-$  и  $11/2^-$  ротационной полосы основного состояния с  $K^\pi = 7/2^-$ , предоставляя тем самым возможность исследовать  $M2$ - или  $E3$ -переходы, посредством которых происходит разрядка этого уровня.

При изучении конверсионного спектра  $^{165}\text{Dy}$  ( $T_{1/2} = 2,3$  ч), фрагмент схемы распада которого представлен на рисунке, нами было установлено, что  $\gamma$ -переход с энергией 362 кэВ между протонными состояниями  $K^\pi = 3/2^+ \rightarrow 7/2^-$  в  $^{165}\text{Ho}$  имеет смешанную ( $M2 + E3$ )-мультипольность [1]. По сравнению с теоретическими оценками одночастичной модели Вайскопфа  $M2$ -компонент этого перехода заторможен ( $F_w(M2) \cong 12$ ) и для него возможны аномалии в коэффициентах внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей (КВК), обусловленные эффектом проникновения. Это обстоятельство может существенно повлиять на результаты расчетов величины параметра смешивания  $\delta(E3/M2)$  на основе конверсионных данных и требует дополнительного изучения.



Фрагмент схемы распада  $^{165}\text{Dy}$ .

С целью получить более точные данные об интенсивностях линий электронов внутренней конверсии (ЭВК) этого  $\gamma$ -перехода на К- и

Л-оболочках  $^{165}\text{Ho}$  были проведены тщательные исследования зависимости эффективности регистрации позиционно-чувствительного детектора из микроканальных пластин, расположенного в фокальной плоскости  $\beta$ -спектрометра, от места детектирования. Она оказалась нелинейной, изменяющейся в пределах (10 - 15) % вдоль фокальной плоскости спектрометра. В результате получены новые уточненные значения интенсивностей линий ЭВК (см. таблицу), которые были проанализированы с учетом эффекта внутриядерной конверсии.

Относительные интенсивности линий ЭВК  $\gamma$ -перехода с энергией 362 кэВ на К- и Л-оболочках  $^{165}\text{Ho}$

Оболочка	$I_e$ , отн. ед.	Оболочка	$I_e$ , отн. ед.
К	$643 \pm 8$	L <sub>2</sub>	$17,9 \pm 0,8$
L <sub>1</sub>	100	L <sub>3</sub>	$6,9 \pm 0,8$

Система уравнений для абсолютных и относительных КВК [2] решалась по методу наименьших квадратов. Чтобы избежать локальных минимумов, начальные значения  $\lambda$  и  $\delta$  находились из решения системы уравнений графическим методом. Результаты подгонки следующие:  $-2,7 \leq \lambda \leq 2,5$ ;  $|\delta(E3/M2)| = 0,329 \pm 0,022$ .

Определенная нами величина примеси  $E3$ -мультипольности соответствует вероятности радиационного перехода  $F_w(E3) \cong 0,02$ , что свидетельствует о ее коллективной природе и, возможно, об октупольной деформации ядра  $^{165}\text{Ho}$ .

В [3] были проведены расчеты структуры возбужденных неротационных состояний  $^{159}, ^{161}, ^{163}, ^{165}\text{Ho}$  в рамках сверхтекучей модели ядра с учетом взаимодействия квазичастиц с вибрационными фононами. Было показано, что только нижайшие состояния оказались близкими к одноквазичастичным, возбужденные же состояния содержат примеси многоквазичастичных компонент. Наши экспериментальные результаты о структуре уровня  $3/2^+$  362 кэВ в  $^{165}\text{Ho}$  подтверждают эти выводы.

- Н.Ф. Митрохович, Л.П. Сидоренко и А.И. Феоктистов, Изв. АН СССР. Сер. физ. **55**, 2154 (1991).
- R.S. Hager and E.C. Seltzer, Nucl. Data Tables A **6**, 1 (1969).
- В.Г. Соловьев, П. Фогель и Г. Юнгклауссен, Изв. АН СССР. Сер. физ. **31**, 518 (1967).

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНОГО СОСТОЯНИЯ  $8^-$  В ЯДРАХ  $^{120}\text{Sb}$  В (p, n)-РЕАКЦИИ

И. Н. Вишнеvский, В. А. Желтоножский, А. Н. Саврасов

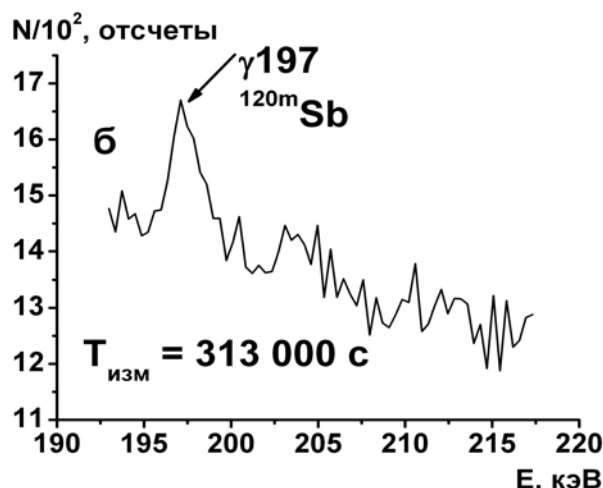
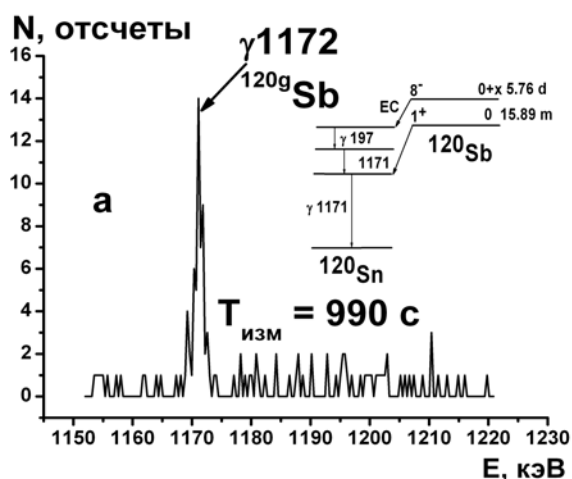
Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Исследование изомерных отношений является одним из методов получения информации как о структуре возбужденных уровней ядер, так и о механизмах протекания ядерных реакций. Выбор (p, n)-реакции в околопороговой области энергии и при большой разнице спинов основного и изомерного состояний позволяет оценить вклад нестатистических механизмов, структуры возбужденных состояний остаточного ядра при заселении изомерного состояния путем сравнения экспериментальных и теоретических значений изомерных отношений сечений. При этом для низкоэнергетических протонов эту оценку можно провести более однозначно. Ранее нами изучалось заселение высокоспинового изомерного состояния  $8^-$  в ядрах  $^{120}\text{Sb}$  в реакциях с протонами и гамма-квантами [1, 2] при значении энергии протонов 6,7 МэВ. При этом изомерное отношение сечений для реакции  $^{120}\text{Sn}(p, n)^{120\text{m.g}}\text{Sb}$  составило:  $\sigma_m/\sigma_g = (7,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$ , и поэтому вызывает

определенный интерес продолжение изучения заселения этого состояния при меньших значениях энергии протонов.

Мишень из естественного олова толщиной 20 - 30 мкм облучалась на ускорителе ЭГП-10К при значениях энергии протонов 3,9 и 3,8 МэВ. Точность определения энергии составляет 1%. Облученные мишени измерялись на Ge-спектрометре с эффективностью регистрации 30% по сравнению с NaI(Tl) - детектором размерами  $3 \times 3$ " и энергетическим разрешением 2 кэВ на  $\gamma$ -линиях  $^{60}\text{Co}$ .

На рисунке приведены фрагменты  $\gamma$ -спектров при энергии протонов 3,9 МэВ. Как видно, нами уверенно наблюдаются активности  $^{120\text{m.g}}\text{Sb}$ . Используя полученные данные и табличные константы, мы получили значение изомерного отношения сечений для  $^{120}\text{Sn}(p, n)^{120\text{m.g}}\text{Sb} - \sigma_m/\sigma_g = (1,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$ . При значении энергии 3,8 МэВ изомерное состояние не заселялось.



Фрагменты  $\gamma$ -спектра облученной мишени олова, измеренные сразу после облучения (а) и через сутки (б).

Теоретический расчет изомерных отношений сечений проводился с помощью программного пакета TALYS-1.0 [3]. В нем заложены статистический и предравновесный механизмы протекания ядерных реакций. В процессе моделирования теоретическое значение изомерного отношения сечений составило  $1,5 \cdot 10^{-4}$ . Учитывая то, что при энергии протонов 3,9 МэВ значение энергии возбуждения остаточного ядра составляет 400 кэВ, а при 3,8 МэВ – 300 кэВ, возможно наличие в этом энергетическом диапазоне высоко-

спиновых возбужденных состояний, которые заселяют изомерное состояние.

1. В.А. Желтоножский и А.Н. Саврасов, Изв. РАН. Сер. Физ. **74**, 861 (2010).
2. В.А. Желтоножский и А.Н. Саврасов, Изв. РАН. Сер. Физ. **75**, 1349 (2011).
3. A.J. Koning, S. Hilaire, and M.C. Duijvestijn, in *Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology*, 2005, p. 1154.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФРАГМЕНТОВ ФОТОДЕЛЕНИЯ  $^{233}\text{U}$  И  $^{241}\text{Am}$

И. Н. Вишнеvский, В. А. Желтоножский, А. Н. Саврасов, Е. П. Ровенских

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Измерение средних угловых моментов осколков деления представляет большой научный интерес, так как до сих пор отсутствует ясное понимание одновременного существования двух каналов деления: асимметричного и симметричного.

Цель данной работы – исследование средних угловых моментов осколков при фотоделении ядер  $^{233}\text{U}$  и  $^{241}\text{Am}$  и анализ влияния изменения числа нейтронов в делящихся системах.

В исследованиях использовалась активационная методика. Для измерений применялись мишени из урана и америция, обогащенные  $^{233}\text{U}$  и  $^{241}\text{Am}$ . Облучение мишени с  $^{233}\text{U}$  проводилось  $\gamma$ -квантами тормозного спектра электронов мик-

ротрона М-30 с энергией 17 и 10,5 МэВ, а мишени с  $^{241}\text{Am}$  – тормозными  $\gamma$ -квантами от электронов с энергией 9,8 МэВ. Облучение проводилось в течение 5 - 10 мин. и через 15 - 20 с начинались измерения на Ge-спектрометрах. Экспериментальные значения изомерных отношений выходов вычислялись с учетом вклада от  $\beta$ -распада изобарных ядер в выходы исследуемых изомерных пар, детальное описание таких расчетов можно найти в [1].

Полученные данные о средних угловых моментах осколков деления  $^{233}\text{U}$  и  $^{241}\text{Am}$  приведены в таблице.

Средние угловые моменты осколков деления

Изомерная пара	$^{233}\text{U}$		$^{235}\text{U}$ [2]	$^{237}\text{Np}$ [3]		$^{241}\text{Am}$	
	17 МэВ	10,5 МэВ	9,6 МэВ	9,8 МэВ	17 МэВ	9,8 МэВ	17 МэВ [3]
$^{90m,g}\text{Rb}$	2,0(3)	2,2(3)	1,5(2)	1,5(3)	2,5(3)	2,5(3)	2,0(3)
$^{133m,g}\text{Te}$	6,6(8)	6,6(8)	6,5(5)	6,8(8)	6,8(18)	6,2(12)	5,1(12)
$^{134m,g}\text{I}$	8,4(4)	8,2(3)	6,9(1)	8,8(2)	8,7(2)	8,8(3)	8,2(2)
$^{135m,g}\text{Xe}$	3,5(1)	2,4(1)	2,4(1)	2,9(1)	4,2(1)	2,9(1)	4,5(1)

В таблице приведены величины  $\langle \bar{J} \rangle$  для изучавшихся ядер и для сравнения приведены данные о фотоделении  $^{235}\text{U}$  тормозными  $\gamma$ -квантами с граничной энергией 9,6 МэВ [2],  $^{237}\text{Np}$   $\gamma$ -квантами с граничной энергией 9,8 и 17 МэВ и  $^{241}\text{Am}$   $\gamma$ -квантами с граничной энергией 17 МэВ [3]. С учетом погрешности измерений не наблюдается значительных изменений при изменении энергии в  $\langle \bar{J} \rangle$  для легкого осколка  $^{90}\text{Rb}$  как в четных по  $Z$  делящихся системах, так и в нечетных. Мы наблюдаем уменьшение  $\langle \bar{J} \rangle$  для  $^{135}\text{Xe}$  при уменьшении энергии тормозных  $\gamma$ -квантов. Уменьшение энергии на 6 МэВ на фоне 200 МэВ, которая выделяется в процессе деления, вряд ли влияет на изменение  $\langle \bar{J} \rangle$ . Более вероятным фактором является то, что при энергии 17 МэВ доминирующим является фотоделение с вылетом быстрого нейтрона ( $\gamma, n$ ), т. е. происходит фотоделение на нечетно-нечетных ядрах  $^{236}\text{Np}$  и  $^{240}\text{Am}$ . Это указывает на большую роль нечетно-нечетных и четно-нечетных эффектов. В то же время совершенно иное поведение величин  $\langle \bar{J} \rangle$  для ядер  $^{133}\text{Te}$  и  $^{134}\text{I}$ , хотя число нейтронов в них  $N = 81$ , как и для  $^{135}\text{Xe}$ . В пределах по-

грешности измерений величины  $\langle \bar{J} \rangle$  слабо зависят как от изменения  $N$  и  $Z$  в делящихся системах, так и от энергии тормозных  $\gamma$ -квантов. Возможно, что в этом случае большую роль играет то, что легкий осколок деления находится по  $Z$  в граничной области. Величина  $Z$  в паре с  $^{135}\text{Xe}$  находится ниже полумагического числа  $Z = 40$ , а для  $^{133}\text{Te}$  и  $^{134}\text{I}$  выше. А это приводит к изменению плотности низкоспиновых состояний с конфигурациями  $\pi p_{3/2}$  и  $\pi p_{1/2}$  по сравнению с высокоспиновыми состояниями, которые описываются конфигурацией  $\pi g_{9/2}$ .

Результаты этой работы будут опубликованы в [4].

1. И.Н. Вишнеvский, В.А. Желтоножский, О.И. Давидовская и др., Изв. РАН. Сер. физ. **73**, 782 (2009).
2. И.Н. Вишнеvский, О.И. Давидовская, В.А. Желтоножский и А.Н. Саврасов, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 538 (2010).
3. И.Н. Вишнеvский, В.А. Желтоножский и А.Н. Саврасов, Изв. РАН. Сер. физ. **76**, 1017 (2012).
4. И.Н. Вишнеvский, В.А. Желтоножский и А.Н. Саврасов, Изв. РАН. Сер. физ. (в печати).

SEARCH FOR DOUBLE  $\beta$  DECAY PROCESSES IN  $^{106}\text{Cd}$  WITH THE HELP OF  $^{106}\text{CdWO}_4$  CRYSTAL SCINTILLATOR

P. Belli<sup>1</sup>, R. Bernabei<sup>1,2</sup>, R. S. Boiko<sup>3</sup>, V. B. Brudanin<sup>4</sup>, F. Cappella<sup>5,6</sup>, V. Caracciolo<sup>7,8</sup>, R. Cerulli<sup>7</sup>,  
 D. M. Chernyak<sup>3</sup>, F. A. Danevich<sup>3</sup>, S. d'Angelo<sup>1,2</sup>, E. N. Galashov<sup>9</sup>, A. Incicchitti<sup>6</sup>, V. V. Kobychyev<sup>3</sup>,  
 V. M. Mokina<sup>3</sup>, M. Laubenstein<sup>7</sup>, D. V. Poda<sup>3,7</sup>, R. B. Podvianuk<sup>3</sup>, O. G. Polischuk<sup>3</sup>, V. N. Shlegel<sup>9</sup>,  
 Yu. G. Stenin<sup>9</sup>, J. Suhonen<sup>10</sup>, V. I. Tretyak<sup>3</sup>, Ya. V. Vasiliev<sup>9</sup>

<sup>1</sup> Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy

<sup>2</sup> Dipartimento di Fisica, Università di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy

<sup>3</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>4</sup> Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow region, Russia

<sup>5</sup> Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma "La Sapienza", Rome, Italy

<sup>6</sup> Dipartimento di Fisica, Università di Roma "La Sapienza", Rome, Italy

<sup>7</sup> Laboratorio Nazionali del Gran Sasso, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Assergi (AQ), Italy

<sup>8</sup> Dipartimento di Fisica, Università dell'Aquila, L'Aquila, Italy

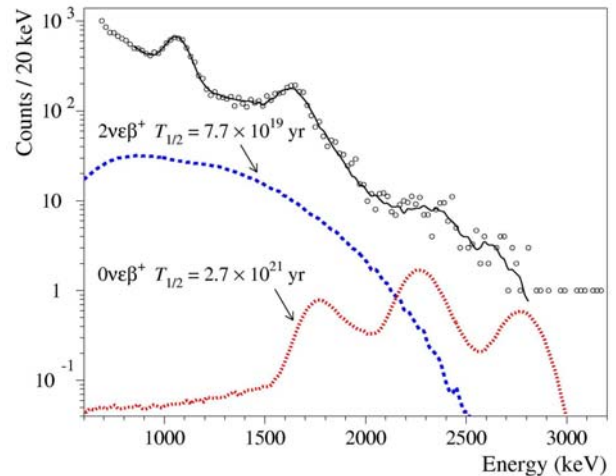
<sup>9</sup> Nikolaev Institute of Inorganic Chemistry, Novosibirsk, Russia

<sup>10</sup> Department of Physics, University of Jyväskylä, Jyväskylä, Finland

Isotope  $^{106}\text{Cd}$  is one of the most promising  $2\beta^+$  nuclides thanks to large energy release ( $Q_{2\beta} = 2775.31 \pm 0.10$  keV) and comparatively high natural abundance ( $1.25 \pm 0.06$  %).  $^{106}\text{Cd}$  is also rather promising taking into account theoretical predictions. A low background experiment using radiopure cadmium tungstate crystal scintillator (215 g) enriched in  $^{106}\text{Cd}$  to 66 % [1] has been realized at the underground Gran Sasso National Laboratories of the INFN. Background of the detector below 0.6 MeV is caused mainly by  $\beta$  active  $^{113\text{m}}\text{Cd}$  ( $\approx 116$  Bq/kg). We have found surface contamination of the crystal by  $^{207}\text{Bi}$  on the level of 3 mBq, which provide a considerable part of the background up to  $\approx 2.5$  MeV. Activities of U/Th in the scintillator are rather low:  $\approx 0.04$  mBq/kg of  $^{228}\text{Th}$  and  $\approx 0.01$  mBq/kg of  $^{226}\text{Ra}$ . Total  $\alpha$  activity of U/Th is on the level of  $\approx 2$  mBq/kg.

After 6590 h of data taking (see obtained energy spectrum in Figure) new improved limits on  $2\beta$  decay of  $^{106}\text{Cd}$  were set on the level of  $10^{19} - 10^{21}$  yr, in particular:  $T_{1/2}^{0\nu 2\varepsilon} \geq 2.4 \cdot 10^{21}$  yr,  $T_{1/2}^{2\nu\beta^+} \geq 7.7 \cdot 10^{19}$  yr, and  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta^+} \geq 3.9 \cdot 10^{20}$  yr. Resonant  $0\nu 2\varepsilon$  processes have been restricted as  $T_{1/2}^{0\nu 2K} \geq 3.8 \cdot 10^{20}$  yr and  $T_{1/2}^{0\nu KL} \geq 9.6 \cdot 10^{20}$  yr (all the limits at 90 % CL). A possible resonant enhancement of  $0\nu 2\varepsilon$  processes was also estimated in the framework of QRPA approach. The half-life of the resonant decay depends on the difference between the value of  $Q_{2\beta}$  and energies of the appropriate excited levels of  $^{106}\text{Pd}$ . The half-life comes to  $T_{1/2} \sim 10^{24}$  yr when the difference tends to zero.

A next stage of the experiment is in preparation. We are going to install a low background scintillation detector with the  $^{106}\text{CdWO}_4$  crystal in the GeMulti ultra-low background set-up with four 225 cm<sup>3</sup> HPGe detectors to reach a sensitivity to the  $2\nu\beta^+$  process on the level of theoretical predictions  $T_{1/2} \sim 10^{20} - 10^{22}$  yr.



Part of the energy spectrum of  $\gamma$  and  $\beta$  events accumulated with  $^{106}\text{CdWO}_4$  detector over 6590 h (circles) and its fit in the energy interval 840 - 2800 keV (solid line) together with the excluded distributions of  $2\nu\beta^+$  and  $0\nu\epsilon\beta^+$  decay of  $^{106}\text{Cd}$ .

The results of the experiment are reported in [2].

1. P. Belli *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **615**, 301 (2010).
2. P. Belli *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 044610 (2012).



**A NEXT GENERATION NEUTRINOLESS DOUBLE BETA DECAY EXPERIMENT  
BASED ON ZnMoO<sub>4</sub> SCINTILLATING BOLOMETERS**

**J. W. Beeman<sup>1</sup>, F. A. Danevich<sup>2</sup>, V. Ya. Degoda<sup>3</sup>, E. N. Galashov<sup>4</sup>, A. Giuliani<sup>5,6</sup>, V. V. Kobychyev<sup>2</sup>,  
M. Mancuso<sup>5,6</sup>, S. Marnieros<sup>5</sup>, C. Nones<sup>5</sup>, E. Olivieri<sup>5</sup>, G. Pessina<sup>7</sup>, C. Rusconi<sup>6</sup>, V. N. Shlegel<sup>4</sup>,  
V. I. Tretyak<sup>2</sup>, Ya. V. Vasiliev<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA, USA

<sup>2</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>3</sup>Taras Shevchenko National University, Kyiv, Ukraine

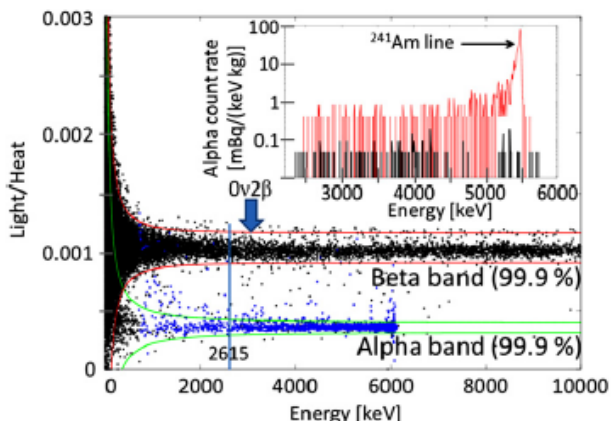
<sup>4</sup>Nikolaev Institute of Inorganic Chemistry, Novosibirsk, Russia

<sup>5</sup>Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, CNRS and Université Paris-Sud, Orsay, France

<sup>6</sup>Università dell'Insubria, Dipartimento di Fisica e Matematica, Como, Italy

<sup>7</sup>Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Milano-Bicocca, Milano, Italy

The search for neutrinoless double  $\beta$  decay probes lepton number conservation with high sensitivity and investigates the neutrino nature and mass scale. Experiments presently in preparation will cover the quasi-degeneracy region of the neutrino mass pattern. Probing the so-called inverted hierarchy region requires improved sensitivities and next-generation experiments, based either on large expansions of the present searches or on new ideas. We examine here the potential of a novel technology relying on ZnMoO<sub>4</sub> scintillating bolometers [1], which can provide an experiment with background close to zero in the ton  $\times$  year exposure scale.



The ratio of the light-to-heat energy for the same event (using the light detector with better performance) is plotted against the  $\gamma$ -calibrated heat energy. The  $\alpha$  band (populated by a <sup>241</sup>Am source) is neatly separated from the  $\beta$  band (containing also  $\gamma$ s and muons). Lines define 99.9 % confidence level regions. Grey points indicate  $\alpha$  events selected with pulse shape discrimination in the heat channel. In an underground set-up, the  $\beta$  band would not be populated above 2615 keV, due to a substantial reduction of the cosmic ray flux. In the inset,  $\alpha$ -calibrated energy spectra containing only  $\alpha$  events are reported, with (red) and without (black) the <sup>241</sup>Am source.

The promising performance of a pilot detector is presented, both in terms of energy resolution and background control. An excellent energy resolution of a detector with a ZnMoO<sub>4</sub> crystal 15  $\times$  15  $\times$  5 mm (FWHM) 3.8 keV was obtained for 2615 keV  $\gamma$  quanta of <sup>208</sup>Tl. The discrimination capability of the detector is presented in the Figure.

A preliminary study of the sensitivities of future experiments shows that the inverted hierarchy region (the effective Majorana neutrino mass  $\langle m_\nu \rangle \approx 0.02 - 0.05$  eV) is within the reach of the technique here proposed. In particular, an experiment with 2 thousands ZnMoO<sub>4</sub> crystals enriched in <sup>100</sup>Mo 0.4 kg each can reach a sensitivity to  $0\nu 2\beta$  decay of <sup>100</sup>Mo on the level of  $T_{1/2} \approx 9 \cdot 10^{26}$  yr, which corresponds, taking into account the recent calculations of the matrix elements [2, 3, 4, 5], to  $\langle m_\nu \rangle \approx 0.013 - 0.036$  eV.

The work of F. A. Danevich was supported by a Cariplo Foundation fellowship organized by the Landau Network – Centro Volta (Como, Italy). The group from the Institute for Nuclear Research (Kyiv, Ukraine) was supported in part through the Project “Kosmomikrofizyka-2” (Astroparticle Physics) of the National Academy of Sciences of Ukraine. The light detectors have been realized within the project LUCIFER, funded by the European Research Council under the EU Seventh Framework Programme (ERC grant agreement n. 247115).

A paper describing the results of this work is published in [6].

1. L. Gironi *et al.*, J. of Instrumentation **5**, P11007, 12 p. (2010).
2. F. Simkovic *et al.*, Phys. Rev. C **79**, 055501 (2009).
3. O. Civitarese and J. Suhonen, J. Phys.: Conf. Ser. **173**, 012012 (2009).
4. J. Menendez *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **267**, 012058 (2011).
5. J. Barea and F. Iachello, Phys. Rev. C **79**, 044301 (2009).
6. J.W. Beeman *et al.*, Phys. Lett. B **710**, 318 (2012).

RANDOM COINCIDENCE OF  $2\nu2\beta$  DECAY EVENTS AS A BACKGROUND SOURCE  
 IN BOLOMETRIC  $0\nu2\beta$  DECAY EXPERIMENTS

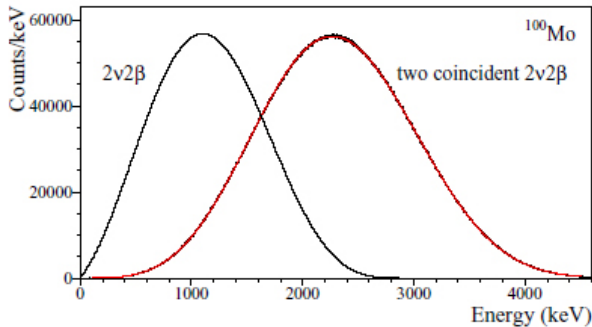
 D. M. Chernyak<sup>1,2</sup>, F. A. Danevich<sup>1</sup>, A. Giuliani<sup>2</sup>, E. Olivieri<sup>2</sup>, M. Tenconi<sup>2</sup>, V. I. Tretyak<sup>1</sup>
<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, CNRS and Université Paris-Sud, Orsay, France

Neutrinoless double beta ( $0\nu2\beta$ ) decay is a key process in particle physics since it provides the only experimentally viable possibility to test the Majorana nature of neutrino and the lepton number conservation, establishing in the meantime the absolute scale and the hierarchy of the neutrino masses.

Cryogenic bolometers [1 - 4] are viable candidates to realize high-sensitivity experiments involving different isotopes with high energy resolution and detection efficiency.

However, a disadvantage of cryogenic bolometers is their poor time resolution on the ms level. This can lead to a background component at the energy  $Q_{2\beta}$  due to random coincidences of lower energy signals, especially those due to the unavoidable two neutrino double beta decay ( $2\nu2\beta$ ) events. The distribution for the sum of electron energies is shown for  $^{100}\text{Mo}$  in Figure.



Distribution for the sum of energies of two electrons emitted in  $2\nu2\beta$  decay of  $^{100}\text{Mo}$  and energy spectrum of  $10^8$  two randomly coincident  $2\nu2\beta$  events for  $^{100}\text{Mo}$  obtained by Monte Carlo simulation.

Background  $B_{rc}$  caused by random coincidences of  $2\nu2\beta$  events has the following dependence on the energy resolution  $R$ , the volume of the detector  $V$ , the abundance or enrichment  $\delta$  of the candidate nuclei contained in the detector:

$$B_{rc} \sim \tau \cdot R \cdot (T_{1/2}^{2\nu2\beta})^{-2} \cdot V^2 \cdot \delta^2. \quad (1)$$

Counting rates of detectors with  $100 \text{ cm}^3$  volume (typical for large mass bolometers) at the energy of  $0\nu2\beta$  decay for different  $2\beta$  candidates and compounds are presented the Table.

Counting rate of two randomly coincident  $2\nu2\beta$  events in cryogenic  $\text{Zn}^{82}\text{Se}$ ,  $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$ ,  $\text{Zn}^{100}\text{MoO}_4$ ,  $^{116}\text{CdWO}_4$  and  $\text{TeO}_2$  detectors of  $100 \text{ cm}^3$  volume. Enrichment of  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{100}\text{Mo}$  and  $^{116}\text{Cd}$  is assumed 100 %, while for Te the natural isotopic abundance (34.08 %) is taken.  $B_{rc}$  is the counting rate at  $Q_{2\beta}$  in counts/(keV·kg·yr) under assumption of 1 ms time resolution of the detectors

Isotope	$T_{1/2}^{2\nu2\beta}$ (yr) [8]	Detector	$B_{rc}$
$^{82}\text{Se}$	$9.2 \cdot 10^{19}$	$\text{Zn}^{82}\text{Se}$	$5.9 \cdot 10^{-6}$
$^{100}\text{Mo}$	$7.1 \cdot 10^{18}$	$^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$	$3.8 \cdot 10^{-4}$
		$\text{Zn}^{100}\text{MoO}_4$	$2.9 \times 10^{-4}$
$^{116}\text{Cd}$	$2.8 \cdot 10^{19}$	$^{116}\text{CdWO}_4$	$1.4 \cdot 10^{-5}$
$^{130}\text{Te}$	$6.8 \cdot 10^{20}$	$\text{TeO}_2$	$1.1 \cdot 10^{-8}$

Advancement of time resolution of cryogenic detectors plays a key role to suppress the background. However, we have shown that the present technology is already compatible with searches at the sensitivity frontier. For further improvements, experimental efforts should be concentrated on the time properties of the light signal, potentially much faster than the heat pulses of a scintillating bolometer. Achieving a time resolution below 0.1 ms could make the background totally negligible even for the difficult case of  $^{100}\text{Mo}$ . Such a performance could be obtained by using sensors sensitive to out-of-equilibrium phonons or intrinsically fast [5 - 7].

A more direct way to decrease the pile-up effect is to reduce the volume of the main absorber (and increasing correspondingly the number of array elements), on which the random coincidence rate depends quadratically, as shown in Eq. (1).

A paper describing the results of this work is published in [9].

1. E. Fiorini and T.O. Niinikoski, Nucl. Instrum. Meth. A **224**, 83 (1984).
2. A. Giuliani, J. Low Temp. Phys. **167**, 991 (2012).
3. S.J. Lee *et al.*, Astropart. Phys. **34**, 732 (2011).
4. J.W. Beeman *et al.*, Phys. Lett. B **710**, 318 (2012).
5. A. Fleischmann *et al.*, AIP Conf. Proc. **1185**, 571 (2009).
6. G. Angloher *et al.*, Astropart. Phys. **31**, 270 (2009).
7. C. Nones *et al.*, J. Low Temp. Phys. **151**, 871 (2008).
8. A.S. Barabash, Phys. Rev. C **81**, 035501 (2010).
9. D.M. Chernyak *et al.*, Eur. Phys. J. C **72**, 1989 (2012).

CURRENT STATUS OF THE EXPERIMENT TO INVESTIGATE DOUBLE  $\beta$  DECAY OF  $^{116}\text{Cd}$  WITH ENRICHED  $^{116}\text{CdWO}_4$  CRYSTAL SCINTILLATORS

A. S. Barabash<sup>1</sup>, P. Belli<sup>2</sup>, R. Bernabei<sup>2,3</sup>, F. Capella<sup>4,5</sup>, V. Caracciolo<sup>6</sup>, S. Castellano<sup>6</sup>, D. M. Chernyak<sup>7</sup>, R. Cerulli<sup>6</sup>, F. A. Danevich<sup>7</sup>, E. N. Galashov<sup>8</sup>, A. Incicchitti<sup>4,5</sup>, V. V. Kobychyev<sup>7</sup>, S. I. Konovalov<sup>1</sup>, M. Laubenstein<sup>6</sup>, D. V. Poda<sup>7</sup>, R. B. Podviyanyuk<sup>7</sup>, O. G. Polischuk<sup>5,7</sup>, V. N. Shlegel<sup>8</sup>, V. I. Tretyak<sup>7</sup>, V. I. Umatov<sup>1</sup>, Ya. V. Vasiliev<sup>8</sup>

<sup>1</sup> Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia

<sup>2</sup> Dipartimento di Fisica, Università di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy

<sup>3</sup> Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy

<sup>4</sup> Dipartimento di Fisica, Università di Roma "La Sapienza", Rome, Italy

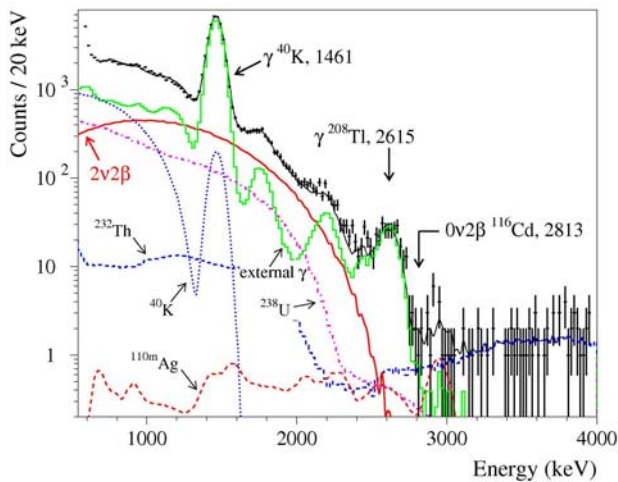
<sup>5</sup> Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma "La Sapienza", Rome, Italy

<sup>6</sup> Laboratorio Nazionali del Gran Sasso, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Assergi (AQ), Italy

<sup>7</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>8</sup> Nikolaev Institute of Inorganic Chemistry, Novosibirsk, Russia

An experiment to search for the double  $\beta$  decay of  $^{116}\text{Cd}$  is in progress at the Gran Sasso National Laboratories of the INFN (Italy) by using two radiopure  $^{116}\text{CdWO}_4$  crystal scintillators ( $\approx 0.58$  kg each) enriched in  $^{116}\text{Cd}$  to 82 % [1]. The energy resolution of the detector is FWHM  $\approx 5.5$  % at  $Q_{2\beta}$  of  $^{116}\text{Cd}$  (2813 keV) and the measured background rate is 0.28 counts/(yr  $\times$  keV  $\times$  kg) in the 2.7 - 2.9 MeV energy interval. The main components of the background in the vicinity of  $0\nu 2\beta$  decay of  $^{116}\text{Cd}$  are  $\gamma$  quanta of  $^{208}\text{Tl}$  from the contamination of the set-up, internal contamination of the  $^{116}\text{CdWO}_4$  crystal scintillators by  $^{228}\text{Th}$  and cosmogenic  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ .



The energy spectrum of  $\gamma(\beta)$  events measured with the  $^{116}\text{CdWO}_4$  scintillation detector over 7593 h in the low-background set-up (points) together with the fit (solid black line). The main components of the background are also shown:  $2\nu 2\beta$  decay of  $^{116}\text{Cd}$ , the distributions of internal  $^{40}\text{K}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ , and cosmogenic  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ , the contribution from external  $\gamma$  quanta from the details of the set-up ("external  $\gamma$ ") under these experimental conditions. The energies are in keV.

After  $\approx 1$  kg  $\times$  yr of the data taking the two neutrino double  $\beta$  decay ( $2\nu 2\beta$ ) of  $^{116}\text{Cd}$  was measured with  $T_{1/2} = 2.5(5) \cdot 10^{19}$  yr (see Figure) in agreement with the results of previous experiments. In addition, the new limits on  $2\beta$  transitions of  $^{116}\text{Cd}$  to few excited states of  $^{116}\text{Sn}$  have been restricted on the level of  $10^{20} - 10^{21}$  yr (see Table). All the half-life limits obtained in the present work are near one order of magnitude higher than those known previously.

The half-lives for  $2\beta$  decay  $^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$ . Limits are given with 90 % CL

Decay channel	Level of $^{116}\text{Sn}$	$T_{1/2}$
$2\nu 2\beta^-$	g.s.	$= 2.5(5) \cdot 10^{19}$ yr
	$2_2^+$ (2112)	$\geq 6.0 \cdot 10^{20}$ yr
	$2_3^+$ (2225)	$\geq 6.7 \cdot 10^{20}$ yr
$0\nu 2\beta^-$	$0_2^+$ (2027)	$\geq 6.7 \cdot 10^{21}$ yr
	$2_2^+$ (2112)	$\geq 8.2 \cdot 10^{21}$ yr
	$2_3^+$ (2225)	$\geq 6.7 \cdot 10^{21}$ yr

A sensitivity of the experiment to  $0\nu 2\beta$  decay of  $^{116}\text{Cd}$  after 5 yr of measurements is expected to be  $T_{1/2} \sim (0.5 - 1.5) \cdot 10^{24}$  yr (it corresponds to the effective neutrino mass  $\langle m_\nu \rangle \approx 0.4 - 1.4$  eV) after improvement of the background thanks to installation of an additional active/passive shield and recrystallization of the  $^{116}\text{CdWO}_4$  crystals. An R&D to improve the background conditions is in progress.

The results of this work are reported in [2].

1. A.S. Barabash *et al.*, JINST **06**, P08011 (2011).
2. A.S. Barabash *et al.*, in *Proc. of the 4<sup>th</sup> Int. Conf. "Nuclear Physics and Atomic Energy", Ukraine, Kyiv, Sept. 3 - 7, 2012* (Kyiv, 2013), p. 353.





**ПОШУК СОНЯЧНИХ АКсіОНІВ, ЩО УТВОРЮЮТЬСЯ В РЕАКЦІЇ  $p(d, {}^3\text{He})A$ ,  
ЗА ДОПОМОГОЮ ДЕТЕКТОРА BOREXINO**

**В. В. Кобичев (від колаборації Borexino)**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

За допомогою наднизькофонового рідкосцинтиляційного детектора Borexino з активною масою мішені 278 т [1], який знаходиться у підземній лабораторії Гран-Сассо, був проведений пошук моноенергетичних аксіонів з енергією 5,5 MeV, що можуть утворюватися в протон-протонному циклі на Сонці в реакції  $p + D \rightarrow {}^3\text{He} + A$ . Були розглянуті:

1) комптонівська конверсія аксіонів у фотони  $A + e \rightarrow e + \gamma$ ;

2) аксіо-електричний ефект на електронах атомних оболонок  $A + e + Z \rightarrow e + Z$ ;

3) двофотонний розпад аксіона  $A \rightarrow 2\gamma$ ;

4) зворотний ефект Примакова в електричному полі ядра  $A + Z \rightarrow \gamma + Z$ .

Для всіх цих реакцій експериментальною ознакою є пік з енергією 5,5 MeV в енергетичному спектрі детектора.

Не знайдено ніяких статистично значимих вказівок взаємодії аксіонів із речовиною детектора. Для аксіонів масою менше 1 MeV були встановлені нові модельно незалежні верхні обмеження на постійні зв'язку аксіонів з електронами, фотонами та нуклонами (CL = 90 %):

$$\begin{aligned} |g_{Ae} \cdot g_{3AN}| &\leq 5,5 \cdot 10^{-13}, \\ |g_{A\gamma} \cdot g_{3AN}| &\leq 4,6 \cdot 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}. \end{aligned}$$

Якщо припустити, що постійна зв'язку аксіона с нуклоном  $g_{3AN}$  залежить від маси аксіона за моделлю KSVZ [2, 3], з отриманих даних випливають верхні обмеження (CL = 90 %) на зв'язок аксіона з електроном і з фотоном як функція маси аксіона:

$$\begin{aligned} |g_{Ae} \cdot m_A| &\leq 2,0 \cdot 10^{-5} \text{ eV}, \\ |g_{A\gamma} \cdot m_A| &\leq 1,7 \cdot 10^{-12}. \end{aligned}$$

Отримані нові обмеження виключають велику частину можливого простору параметрів ( $g_{Ae}, m_A$ ) та ( $g_{A\gamma}, m_A$ ). Ці обмеження на 2 - 4 порядки сильніші за отримані в попередніх лабораторних експериментах з використанням ядерних реакторів і прискорювачів.

Результати опубліковано в роботі [4].

1. G. Alimonti *et al.* (Borexino Coll.), Nucl. Instr. and Meth. A **600**, 568 (2009).
2. J.E. Kim, Phys. Rev. Lett. **43**, 103 (1979).
3. M.A. Shifman, A.I. Vainstein, and V.I. Zakharov, Nucl. Phys. B **166**, 493 (1980).
4. G. Bellini *et al.* (Borexino Coll.), Phys. Rev. D **85**, 092003 (2012).

**RESPONSE OF CdWO<sub>4</sub> CRYSTAL SCINTILLATOR FOR FEW MeV IONS AND LOW ENERGY ELECTRONS**

**P. G. Bizzeti<sup>1</sup>, L. Carraresi<sup>1</sup>, F. A. Danevich<sup>2</sup>, T. Fazzini<sup>1</sup>, P. R. Maurenzig<sup>1</sup>, F. Taccetti<sup>1</sup>, N. Taccetti<sup>1</sup>, V. I. Tretyak<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Dipartimento di Fisica, Universita degli Studi di Firenze and Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Firenze, Firenze, Italy*  
<sup>2</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Numerous astronomical and cosmological observations suggest that most of the matter in the Universe is non-luminous and non-baryonic, while usual matter constitutes only  $\approx 4\%$  of the Universe and the main components are dark matter ( $\approx 23\%$ ) and dark energy ( $\approx 73\%$ ) [1, 2]. Dark matter is preferably related to neutral particles weakly interacting with matter (Weakly Interacting Massive Particles, WIMPs). Knowledge of quenching factor, QF (i.e. ratio of the measured ion energy in  $\gamma$  scale of a scintillator to its real energy) is important to predict where the WIMPs signal should be expected.

The QFs for different ions in a scintillator could be related [3]. Therefore, on the basis of measurements of QFs for particles of some kind in some energy region, one would be able to calculate QFs for low energy nuclear recoils. Further evidences in favour of this hypothesis were given in [4].

A response of a CdWO<sub>4</sub> crystal  $10 \times 20 \times 25$  mm to few MeV energy ions was measured by using the Tandatron accelerator of LABEC at the INFN-Florence [5]. The measured quenching factors for protons (1.0, 2.0, 3.0, 4.0 MeV), Li (3.0, 4.5 MeV), C (3.0, 5.1, 7.5 MeV), O (6.0 MeV) and Ti (10.0 MeV) ions are presented in Fig. 1. The experimental points were fitted by curves calculated with approach [4] (see Fig. 1).

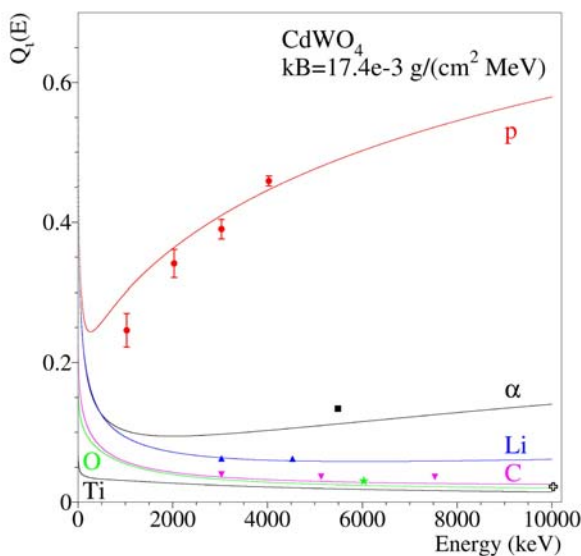


Fig. 1. Quenching factors for protons (●),  $\alpha$  particles (■), Li (▲), C (▼), O(\*) and Ti(◇) ions measured with the CdWO<sub>4</sub> crystal scintillator. Solid lines represent calculations in accordance with [4].

The non-proportionality of the CdWO<sub>4</sub> scintillator for low energy electrons (4 - 110 keV) was studied with the Compton Coincidence Technique. The results of the measurements are presented in Fig. 2. The relative light yield remains substantially stable at the 100% value above 80 keV, decreases slowly at lower energies down to 95% at 20 keV and more deeply below this energy. The experimental data are better described by the Birk's law with the value  $k_B = 9.0 \text{ mg} \times \text{cm}^{-2} \times \text{MeV}^{-1}$ , when the points at  $E > 20$  keV are perfectly described, while disagreement still is present at lower energies. One could assume that the mechanisms of quenching for ions and non-linear response to low energy electrons ( $\gamma$ s) are different.

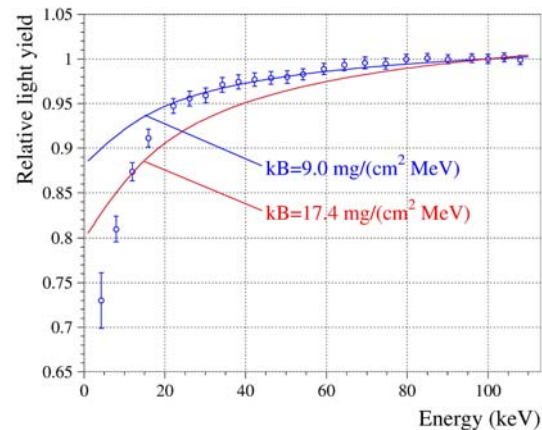


Fig. 2. Relative light yield (normalized to 1 at 100 keV) as a function of the electron energy. Lines show calculations with different  $k_B$  values (see [6] for details).

Pulse-shape discrimination ability between  $\gamma$  quanta, protons,  $\alpha$  particles and ions was investigated too.

The results of this work are published in [6].

1. J.L. Feng, Annual Review of Astronomy and Astrophysics **48**, 495 (2010).
2. G. Bertone (Ed.), Particle Dark Matter. Observations, Models and Searches (Cambridge University Press, 2010).
3. J.B. Birks, The Theory and Practice of Scintillation Counting (Pergamon Press, Oxford, 1964).
4. V.I. Tretyak, Astroparticle Physics **33**, 40 (2010).
5. N. Taccetti *et al.*, Nucl. Instr. Meth. B **188**, 255 (2002).
6. P.G. Bizzeti *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **696**, 144 (2012).

**ABSENCE OF A DAY-NIGHT ASYMMETRY  
IN THE  ${}^7\text{Be}$  SOLAR NEUTRINO RATE IN BOREXINO**

**V. V. Kobychев (on behalf of Borexino collaboration)**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The Borexino experiment (placed in Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italy) detects low energy solar neutrinos by means of their elastic scattering on electrons in a large volume liquid scintillator detector. Real-time detection (with  $\approx 1 \mu\text{s}$  absolute time resolution) of all events is made by collecting the scintillation light with a large set of photomultipliers. The very low intrinsic radioactivity of the scintillator and of the materials surrounding allows a clean spectral separation between the neutrino signals and the residual background. The detector is described in details elsewhere [1].

As the neutrino-electron elastic scattering cross section is different for  $\nu_e$  and  $\nu_\mu - \nu_\tau$ , Borexino can measure the electron neutrino survival probability and is, as a result, sensitive to the day-night effect (coherent re-generation of the  $\nu_e$  flavor eigenstate when solar neutrinos propagate through the Earth, as they do during the night, due to so-called Mikheyev - Smirnov - Wolfenstein (MSW) matter-enhanced neutrino oscillation mechanism).

A search for a day-night asymmetry in the  ${}^7\text{Be}$  solar neutrino interaction rate in the Borexino detector has been performed for day and night live-times of 360.25 and 380.63 days, respectively. The measured asymmetry is  $A_{\text{dn}} = 0.001 \pm 0.012 \text{ (stat)} \pm 0.007 \text{ (syst)}$  (here the asymmetry parameter  $A_{\text{dn}}$  is defined as  $2 \frac{R_N - R_D}{R_N + R_D}$ ). This result is in agreement with the

prediction of MSW-LMA solution for neutrino oscillations and disfavors MSW oscillations with mixing parameters in the LOW region at more than  $8.5 \sigma$ . The MSW-LOW region is, for the first time, strongly disfavored without the use of reactor anti-neutrino data and therefore the assumption of CPT symmetry. The result can also be used to constrain some neutrino oscillation scenarios involving new physics.

The work is published in [2].

1. G. Alimonti *et al.*, Borexino Collaboration, Nucl. Instr. Methods A **600**, 568 (2009).
2. G. Bellini *et al.*, Borexino Collaboration, Phys. Lett. B **707**, 22 (2012).

## BOREXINO CALIBRATIONS: HARDWARE, METHODS, AND RESULTS

V. V. Kobychев (on behalf of Borexino Collaboration)

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Borexino is a large volume liquid scintillator detector located at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), Italy. The main goal of this experiment is the study of the sub-MeV part of the solar neutrino spectrum, in particular the monochromatic  ${}^7\text{Be}$  neutrinos. Borexino succeeded to perform the first real-time detection of  ${}^7\text{Be}$  neutrinos [1] and measured their flux and day/night asymmetry [2 - 4] with a high precision. Furthermore, a detailed solar neutrino spectroscopic measurement of the solar pep and  ${}^8\text{B}$  neutrinos was carried out and the most stringent limit on the CNO neutrino rate was determined [5, 6]. Borexino also proved to be a clean anti-neutrino detector that was able to observe geo-neutrinos [7] and to set new limits on anti-neutrino fluxes from the Sun and other unknown sources [8]. The extremely clean environment of the Borexino detector allowed to search for rare or forbidden processes like Pauli violating transitions [9], or for axions produced in the Sun [10].

The key requirements for the success of Borexino are the radiopurity of its scintillator and the complete knowledge of the detector's response. The latter can be accomplished through calibrations using sources of different types ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  and neutron emitters; laser source) that cover different energy regions. Several internal and external calibration campaigns were successfully performed in the period between 2008 and 2011. The calibrations provided a detailed understanding of the detector response and led to a significant reduction of the systematic uncertainties in the Borexino measurements. In total, twelve different  $\alpha$ ,  $\beta$ , and  $\gamma$  sources were deployed in 295 positions in the highly radio-pure Borexino scintillator without introducing any detectable contamination. Moreover, a 5 MBq  ${}^{228}\text{Th}$   $\gamma$  source was placed in ten positions close to the surface of the stainless steel sphere (containing the scintillator) in order to study the external  $\gamma$  ray background originating from the outer detector components. The calibration procedures preserved the radiopurity of the scintillator.

Several important results were achieved. The position reconstruction algorithm was calibrated at a precision of a few percent using the internal calibration data. As a result, the systematic uncertainty of

the fiducial volume and thus of the solar neutrino rate could be drastically reduced [1]. The internal calibration campaigns also provided important information regarding the energy response of the Borexino detector, opening the possibility for a precise determination of the absolute energy scale. Moreover, they allowed us to study the energy reconstruction uniformity within the standard fiducial volumes, as well as asymmetries in position and energy reconstruction due to, for instance, the non-uniform distribution of operational PMTs. The energy spectra and spatial distributions of reconstructed calibration events were also important to test and validate the Borexino Monte Carlo code. The external calibration campaigns allowed us to study both the spectral and the radial shape of the external background in Borexino. Finally, the external calibration data allowed us to determine detector properties such as the shape of the nylon vessel containing the scintillator as well as the thorium content in the external detector components.

The calibration data had a crucial role in the success of Borexino and will have a strong impact on its future physics results. The full description and the results of the work were published in [11].

1. C. Arpesella *et al.* (Borexino Collaboration), Phys. Lett. B **658**, 101 (2008) [arXiv:0708.2251].
2. C. Arpesella *et al.* (Borexino Collaboration), Phys. Rev. Lett. **101**, 091302 (2008) [arXiv:0805.3843].
3. G. Bellini *et al.* (Borexino Collaboration), Phys. Rev. Lett. **107**, 141302 (2011) [arXiv:1104.1816].
4. G. Bellini *et al.* (Borexino Collaboration), Phys. Lett. B **707**, 22 (2012) [arXiv:1104.2150].
5. G. Bellini *et al.* (Borexino Collaboration), Phys. Rev. D **82**, 033006 (2010) [arXiv:0808.2868].
6. G. Bellini *et al.* (Borexino Collaboration), Phys. Rev. Lett. **108**, 051302 (2012) [arXiv:1110.3230].
7. G. Bellini *et al.* (Borexino Collaboration), Phys. Lett. B **687**, 299 (2010) [arXiv:1003.0284].
8. G. Bellini *et al.* (Borexino Collaboration), Phys. Lett. B **696**, 191 (2011) [arXiv:1010.0029].
9. G. Bellini *et al.* (Borexino Collaboration), Phys. Rev. C **81**, 034317 (2010) [arXiv:0911.0548].
10. G. Bellini *et al.* (Borexino Collaboration), Phys. Rev. D **85**, 092003 (2012) [arXiv:1203.6258].
11. H. Back *et al.* (Borexino Collaboration) JINST **7**, P10018 (2012) [arXiv:1207.4816].

## ВИМІРЮВАННЯ ШВИДКОСТІ МЮОННИХ НЕЙТРИНО НА ПУЧКУ ЦЕРН – ГРАН-САССО ЗА ДОПОМОГОЮ ДЕТЕКТОРА BOREXINO

**В. В. Кобичев (від колаборації Borexino)**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Прецизійні вимірювання швидкості мюонних нейтрино з середньою енергією 17 GeV, які створювалися в ЦЕРНі на прискорювачі SPS (проект CNGS для дослідження осциляцій прискорювальних нейтрино на відстані 730 км) були проведені за допомогою ультранизькофонового рідко-сцинтиляційного детектора Borexino з активною масою мішені 278 т [1], який знаходиться у підземній лабораторії Гран-Сассо. Ці вимірювання були мотивовані заявою колаборації OPERA у вересні 2011 р., згідно з якою нейтрино проходять відстань від ЦЕРНу до Гран-Сассо на ~60 нс швидше за світло [2].

Детектор Borexino реєструє нейтрино з пучка CNGS за допомогою вторинних мюонів, які виникають при взаємодії нейтрино з ядрами у шарі скельної породи товщиною кілька десятків метрів перед детектором. Мюони, що проходять через водний захист детектора (~3500 м<sup>3</sup>), створюють черенковський спалах, а в буферному об'ємі та в ядрі детектора (загальний об'єм сцинтилятора близько 1300 м<sup>3</sup>) – також сцинтиляційний спалах. Це дає змогу відновити напрямки руху та час входження частинки до детектора. Алгоритми реконструкції мюонних треків описані в роботі [3]. Затримка ультрарелятивістського мюона на його шляху до детектора по відношенню до світла не перевищує 0,1 нс.

Дані були отримані з 10 по 24 травня 2012 р. Пучок протонів на прискорювачі був оптимізований для вимірювання швидкості нейтрино. Довжина протонного імпульсу (~10<sup>11</sup> протонів) була скорочена до 2 нс, з розділенням між імпульсами 100 нс. Загальна кількість протонів на мішені становила 19,44 · 10<sup>16</sup>, ефективність накопичення даних досягла 97 %. У часовому вікні 100 мкс від моменту очікуваного прольоту нейтрино через детектор (+2,439 мс від моменту взаємодії протонного імпульсу з мішенню в ЦЕРНі) було заре-

єстровано 291 мюонів, 144 з яких пройшли крізь буфер. Частина з них була відкинута у зв'язку з малим виходом світла, що не дозволило реконструювати подію з бажаною точністю. Зразок з 62 подій, що залишився після відбору, має розподіл Гаусса по часу прибуття, центрований біля нуля (від розрахункового моменту прольоту нейтрино), та ширину близько 4,9 нс. Моделювання за допомогою Geant4 передбачає ширину розподілу 5,1 нс, що дуже добре узгоджується з експериментальним результатом.

За допомогою високоточних геодезичних вимірювань у співробітництві з експериментами LVD та ICARUS (також розміщеними в лабораторії Гран-Сассо) отримано відстань між мішенню в ЦЕРНі та центром детектора Borexino, що дорівнює  $D = (730472,082 \pm 0,038)$  м. Виміряна затримка нейтрино по відношенню до (умовного) світлового сигналу на цій відстані становить

$$\delta t = t_{\text{BX}} - t_{\text{CERN}} - D/c = (0,8 \pm 0,7_{\text{stat}} \pm 2,9_{\text{sys}}) \text{ нс},$$

що є сумісним з нулем. Встановлене також верхнє обмеження на відносну різницю між швидкістю нейтрино та світла:

$$|v - c|/c \leq 2,1 \cdot 10^{-6} \text{ (90 \% CL)}.$$

Таким чином, ніяких ознак порушення релятивістської кінематики для нейтрино не було знайдено. Результати опубліковані в роботі [4].

1. G. Alimonti *et al.* (Borexino Coll.), Nucl. Instr. and Meth. A **600**, 568 (2009).
2. T. Adams *et al.* (OPERA Coll.), arXiv:1109.4897v2 [hep-ex].
3. G. Bellini *et al.* (Borexino Collaboration), JINST **6**, P05005 (2011).
4. P. Alvarez Sanchez *et al.* (Borexino Coll.), Phys. Lett. B **716**, 401 (2012).



SEARCH FOR  $\alpha$  DECAY OF  $^{151}\text{Eu}$  TO THE FIRST EXCITED LEVEL OF  $^{147}\text{Pm}$  WITH THE HELP OF ULTRA-LOW BACKGROUND HPGe  $\gamma$  SPECTROMETRY

F. A. Danevich<sup>1</sup>, E. Andreotti<sup>2</sup>, M. Hult<sup>2</sup>, G. Marissens<sup>2</sup>, V. I. Tretyak<sup>1</sup>, A. Yuksef<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> European Commission, Joint Research Centre, Institute for Reference Materials and Measurements, Geel, Belgium

Natural europium consists of two isotopes,  $^{151}\text{Eu}$  and  $^{153}\text{Eu}$ , with the natural abundances of 47.81(0.06) % and 52.19(0.06) %, respectively. Both isotopes are potentially  $\alpha$  active with an  $\alpha$  decay energy  $Q_\alpha = 1964.9(1.1)$  keV and  $Q_\alpha = 272.5(2.0)$  keV, respectively. The first indication on  $\alpha$  decay of  $^{151}\text{Eu}$  to the ground state of  $^{147}\text{Pm}$  with the half-life  $T_{1/2} = 5_{-3}^{+11} \cdot 10^{18}$  y was obtained in [1] with the help of a  $\text{CaF}_2(\text{Eu})$  low background scintillation detector.

The alpha decay of  $^{151}\text{Eu}$  to the first excited level of  $^{147}\text{Pm}$  ( $J^\pi = 5/2^+$ ,  $E_{\text{exc}} = 91.1\text{keV}$ ) was searched for at the HADES underground laboratory ( $\approx 500$  m w.e.) [2]. A sample of high-purity europium oxide with mass of 303 g has been measured over 2232.8 h with a high energy resolution ultra-low background n-type semi-planar HPGe detector ( $40\text{ cm}^3$ ) with sub-micron dead layer. The detector energy resolution (the full width at the half of maximum, FWHM, keV) can be approximated in the energy region of 60 - 662 keV by function  $\text{FWHM} = 0.4699 + 0.02928\sqrt{E_\gamma}$ , where  $E_\gamma$  is energy of  $\gamma$  quanta in keV. In particular,  $\text{FWHM} = 0.749$  keV at 91 keV.

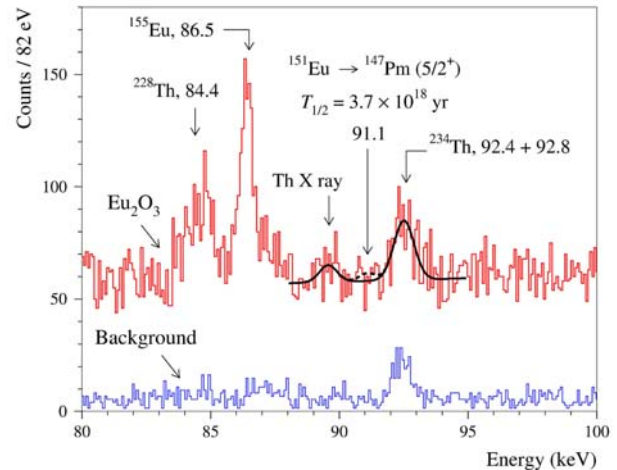
Fragment of the energy spectra accumulated with and without the  $\text{Eu}_2\text{O}_3$  sample in the energy interval 80 - 100 keV is presented in Figure. There is no peak at energy 91 keV. Therefore we can only set a lower half-life limit ( $\text{lim}T_{1/2}$ ) on the effect according to the formula:

$$\text{lim}T_{1/2} = N \cdot \varepsilon \cdot \mathcal{G} \cdot t \cdot \ln 2 / \text{lim}S,$$

where  $N$  is the number of  $^{151}\text{Eu}$  nuclei ( $4.96 \cdot 10^{23}$ ),  $\varepsilon$  is the detection efficiency,  $\mathcal{G}$  is the  $\gamma$  yield ( $\mathcal{G} = 0.33$  for the level 91.1 keV due to a high electron conversion coefficient of 2.03),  $t$  is the measuring time, and  $\text{lim}S$  is the number of events of the effect searched for which can be excluded at a given confidence level (CL). The detection efficiency for 91.1 keV  $\gamma$  quanta emitted in the  $\text{Eu}_2\text{O}_3$  sample was calculated with the EGS4 package as  $\varepsilon = 0.00434$ .

To estimate a value of  $\text{lim}S$  for the 91.1 keV peak the energy spectrum accumulated with the  $\text{Eu}_2\text{O}_3$  sample was fitted in the energy region 88 - 95 keV. The model to fit the data was constructed from a Gaussian function with centre at the energy of

91.1 keV (the  $\gamma$  peak searched for), a linear function which describes the background, and two Gaussians to take into account the neighbouring peaks with the energies  $\approx 90$  keV (Th X-ray) and  $\approx 92.6$  keV (92.4 and 92.8 keV peaks of  $^{234}\text{Th}$  from the  $^{238}\text{U}$  chain).



Fragment of the energy spectra accumulated over 2232.8 h with and without the  $\text{Eu}_2\text{O}_3$  sample. Fit of the spectrum in the vicinity of 91.1 keV  $\gamma$  peak is shown by solid line. The expected 91.1 keV  $\gamma$  peak from  $\alpha$  decay of  $^{151}\text{Eu}$  to the excited level of  $^{147}\text{Pm}$  corresponds to the half-life  $T_{1/2} = 3.7 \cdot 10^{18}$  yr excluded at 68 % CL and is shown by the dashed line. The background spectrum (normalized to the time of measurements with the sample) is also presented.

A fit by the chi-square method results in the area of the peak searched for  $S = 7 \pm 27$  counts, which gives no evidence for the effect. In accordance with the procedure [3], we took  $\text{lim}S = 34$  counts which can be excluded at 68 % CL, which give the following limit on  $\alpha$  decay of  $^{151}\text{Eu}$  to the first  $5/2^+$  91.1 keV excited level of  $^{147}\text{Pm}$ :  $T_{1/2}[^{151}\text{Eu} \rightarrow ^{147}\text{Pm}(5/2^+, 91.1\text{keV})] \geq 3.7 \cdot 10^{18}$  yr.

The new improved half-life limit has been set also for  $\alpha$  decay of  $^{153}\text{Eu}$  as  $T_{1/2} \geq 5.5 \times 10^{17}$  yr.

A paper describing the results of this work is published in [4].

1. P. Belli *et al.*, Nucl. Phys. A **789**, 15 (2007).
2. E. Andreotti *et al.*, Proc. 3rd Int. Conf. NPAE 2010, Kyiv, Ukraine, 2010 – Kyiv (2011), p. 601.
3. G.J. Feldman and R.D. Cousins, Phys. Rev. D **57**, 3873 (1998).
4. F.A. Danevich *et al.*, Eur. Phys. J A **48**, 157 (2012).

RADIOACTIVE CONTAMINATION OF SrI<sub>2</sub>(Eu) CRYSTAL SCINTILLATOR

P. Belli<sup>1</sup>, R. Bernabei<sup>1,2</sup>, R. Cerulli<sup>3</sup>, F. A. Danevich<sup>4</sup>, E. Galenin<sup>5</sup>,  
A. Gektin<sup>5</sup>, A. Incicchitti<sup>6,7</sup>, V. Isaienko<sup>8</sup>, V. V. Kobychiev<sup>4</sup>, M. Laubenstein<sup>3</sup>,  
S. S. Nagorny<sup>4</sup>, R. B. Podviiyanuk<sup>4</sup>, S. Tkachenko<sup>5</sup>, V. I. Tretyak<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy

<sup>2</sup> Dipartimento di Fisica, Università di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy

<sup>3</sup> Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Assergi (AQ), Italy

<sup>4</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>5</sup> Institute for Scintillation Materials, National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv

<sup>6</sup> Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma "La Sapienza", Rome, Italy

<sup>7</sup> Dipartimento di Fisica, Università di Roma "La Sapienza", Rome, Italy

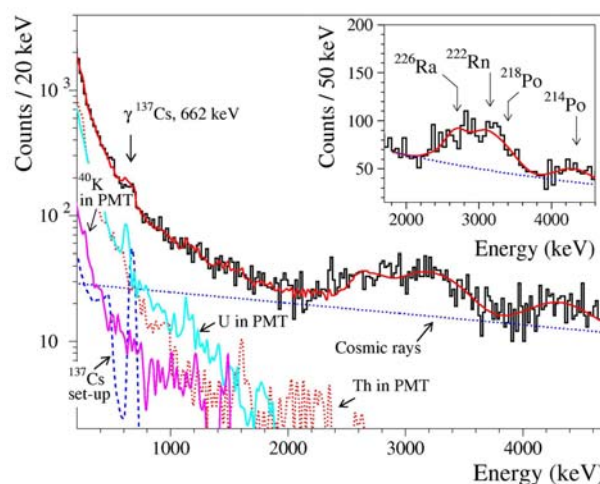
<sup>8</sup> National University of Kyiv-Mohyla Academy, Kyiv

The strontium iodide was discovered as scintillator by Hofstadter in 1968 [1]. The interest in this material increased in the last few years because of the high light output (> 100 000 photons/MeV) and of the good energy resolution (3 % at 662 keV), recently reported.

A single crystal of strontium iodide doped by 1.2 % of Eu was grown in a quartz ampoule using the vertical Stockbarger method. The crystal boule was cut in a dry box to obtain a near to cylindrical scintillator 13 mm in diameter and 11 mm length. The crystal was wrapped with PTFE tape and encapsulated using epoxy glue in the oxygen free high thermal conductivity copper container with a quartz window, all the materials with low level of radioactive contamination.

The radioactive contamination of the SrI<sub>2</sub>(Eu) crystal scintillator was estimated with the help of two approaches: by low background measurements in scintillation mode at sea level, and with the help of ultra-low background HPGe  $\gamma$  ray spectrometry deep underground. The energy spectrum of the SrI<sub>2</sub>(Eu) scintillator measured over 101.52 h in scintillation set-up in the Institute for Nuclear Research (Kyiv) together with the Monte Carlo simulated by the GEANT4 package model of the background is shown in the Figure. We have also detected  $\alpha$  peaks from contamination of the crystal by <sup>226</sup>Ra daughters (see Inset of the Figure). From analysis of the scintillation and HPGe measurements we have found a contamination of the scintillator by <sup>137</sup>Cs, <sup>226</sup>Ra and <sup>228</sup>Th on the level of 0.05 Bq/kg, 0.1 Bq/kg and 0.01 Bq/kg, respectively. Only limits were set on the contamination of the detector by <sup>138</sup>La at level of 0.02 Bq/kg, while the activities of <sup>40</sup>K, <sup>90</sup>Sr, <sup>152</sup>Eu, <sup>154</sup>Eu, <sup>176</sup>Lu are below the detection limits of 0.1 - 0.3 Bq/kg. The intrinsic radiopurity of the SrI<sub>2</sub>(Eu) scintillator is still far from NaI(Tl) and CsI(Tl) scin-

tillators developed for low counting experiments, while it is three orders of magnitude better than that of the scintillation materials containing Lanthanum, and five orders of magnitude better than that of the scintillators containing Lutetium.



Energy spectrum of the SrI<sub>2</sub>(Eu) scintillator measured over 101.52 h together with the model of the background. The main components of the external background (<sup>137</sup>Cs in details of the set-up, <sup>40</sup>K, U and Th in PMT) and of the cosmic rays are shown. (Inset) Increase of the counting rate in the energy region 2.5 - 4.3 MeV is due to  $\alpha$  activity of trace U/Th contamination (mainly <sup>226</sup>Ra with its daughters) of the crystal scintillator.

Applicability of SrI<sub>2</sub>(Eu) crystal scintillators to the search for the double beta decay of <sup>84</sup>Sr was demonstrated for the first time. New improved half-life limits were set on double electron capture and electron capture with positron emission in <sup>84</sup>Sr at the level of  $T_{1/2} \sim 10^{15} - 10^{16}$  yr.

The results of this work are published in [2].

1. R. Hofstadter, U.S. Patent No. 3,373,279, March 12, 1968.
2. P. Belli *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **670**, 10 (2012).



THE EURECA CRYOGENIC DARK MATTER EXPERIMENT

F. A. Danevich, V. V. Kobychyev, V. M. Mokina, A. S. Nikolaiko,  
D. V. Poda, R. B. Podviyanuk, O. G. Polischuk, V. I. Tretyak  
(on behalf of the EURECA collaboration)

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

The EURECA (European Underground Rare Event Calorimeter Array) project<sup>1</sup> aims to study the composition of dark matter which, in accordance with our current understanding of astronomical observations, is one of the main ( $\approx 23\%$ ) components of the Universe. Since there is still no experimental proof of Supersymmetry (which provides a natural candidate for dark matter) at the LHC, and additional evidence of the existence of WIMPs in direct detection experiments is needed supplementary to the DAMA, CoGeNT and CRESST results (see [1]), the next generation direct detection experiments with sensitivity higher by two orders of magnitude are needed to solve the problem of the dark matter nature (Fig. 1).

cryostat containing 500 kg detector mass (to first order, germanium and  $\text{CaWO}_4$  bolometers) within a water tank.

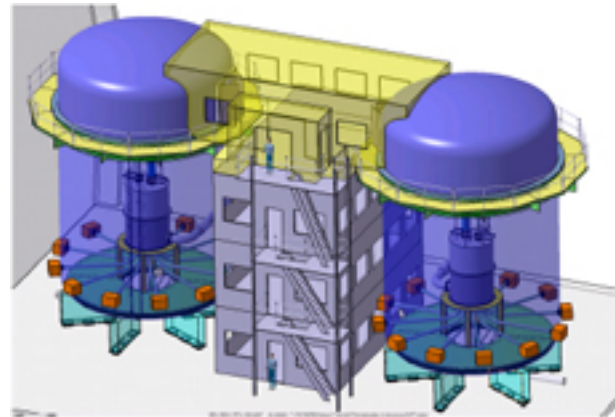


Fig. 2. Design of the EURECA set-up with the two cryostats, each inside its individual water shielding, with the building containing clean room between them.

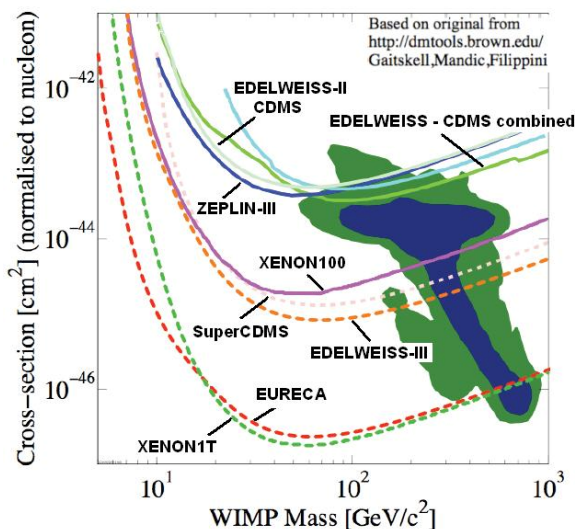


Fig. 1. The limits in cross section obtained by the experiments EDELWEISS-II [2], CDMS [3], EDELWEISS-CDMS combined [4], ZEPLIN-III [5] and XENON100 [6]; the potential limit of EDELWEISS-III with 12000 kg · day background-free exposure; and the positions that the proposed experiments of SuperCDMS [7], XENON1T [8] and EURECA will play in their improvement. The favoured parameter space is also shown in contours [9].

The EURECA set-up is expected to be installed in an extension of the Laboratoire Souterrain de Modane (LSM). The construction of the LSM extension is confirmed by the CNRS and the full budget for the digging was obtained. The civil work will start in 2013 and the new laboratory could be in operation around 2015.

Development of cryogenic scintillating bolometers is our main task in the frame of the EURECA collaboration. In particular, optimization of light collection from  $\text{ZnWO}_4$  crystal scintillators of different shape and conditions of surface is in progress [10].

The EURECA Conceptual Design Report was prepared in 2012 as the first step towards construction of that facility and the detectors, and further underlines confidence of the proponents in the feasibility of EURECA. The design (Fig. 2) considered uses two identical systems each consisting of one

1. K. Freese *et al.*, arXiv:1209.3339 [astro-ph].
2. E. Armengaud *et al.*, Phys. Lett. B **702**, 329 (2011).
3. Z. Ahmed *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 011102 (2009).
4. Z. Ahmed *et al.*, Phys. Rev. D **84**, 011102 (2011).
5. D. Akimov *et al.*, Phys. Lett. B **709**, 14 (2012).
6. E. Aprile *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 131302 (2011).
7. SuperCDMS Proposal, 25 kg (7-ST@Snolab), retrieved from <http://dmtools.brown.edu> (Accessed: 3.10.2012).
8. E. Aprile *et al.*, arXiv:1206.6288v1 [astro-ph].
9. R. Trotta *et al.*, J. High Energy Phys. **12**, 024 (2008).
10. V.M. Mokina *et al.*, in Proc. of the 4th Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy", Ukraine, Kyiv, Sept. 3 - 7, 2012 (Kyiv, 2013), p. 400.

<sup>1</sup> <http://www.eureca.ox.ac.uk/>

SUPERNEMO EXPERIMENT

V. I. Tretyak<sup>1</sup> (for the SuperNEMO Collaboration<sup>2</sup>)

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Near 100 physicists from 25 institutions in Czech Republic, France, Japan, Russia, Slovakia, Spain, UK, Ukraine, USA

The NEMO-3 detector, which combined tracking and calorimetry technique to measure energies and tracks of particles, was successfully used in 2002–2010 for investigation of double beta ( $2\beta$ ) decay of 7 isotopes:  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{96}\text{Zr}$ ,  $^{100}\text{Mo}$ ,  $^{116}\text{Cd}$ ,  $^{130}\text{Te}$ ,  $^{150}\text{Nd}$  (see [1] and references therein). The SuperNEMO is extension and improvement of the NEMO-3 technology allowing full event reconstruction, clear event signature, excellent background rejection, possibility to disentangle mechanisms of neutrinoless ( $0\nu$ )  $2\beta$  decay (due to  $\nu$  mass or due to right-handed admixtures). However, modular system with planar geometry instead of cylindrical in the NEMO-3 will be used, and important characteristics of the detector will be improved: energy resolution (FWHM 4% vs. 8% in the NEMO-3 at 1 MeV), efficiency (30% vs. 18% for  $2\beta 0\nu$  decay), purity of the source (2 vs. 20  $\mu\text{Bq/kg}$  for  $^{208}\text{Tl}$  and 10 vs. 300  $\mu\text{Bq/kg}$  for  $^{214}\text{Bi}$ ). The  $^{82}\text{Se}$  isotope is considered as preferable in the SuperNEMO (but  $^{48}\text{Ca}$  and  $^{150}\text{Nd}$  are also not excluded). The planned mass of  $2\beta$  isotope is 100 - 200 kg (vs. 10 kg in the NEMO-3), and sensitivity to  $T_{1/2}$  for  $2\beta 0\nu$  decay is expected on the level of  $10^{26}$  yr ( $10^{24}$  yr in NEMO-3) that corresponds to the effective  $\nu$  mass as 50 - 100 MeV. Fig. 1 shows schematic view of one module of the SuperNEMO detector. Construction and commissioning of the first module (Demonstrator) is planned to be completed in 2013.

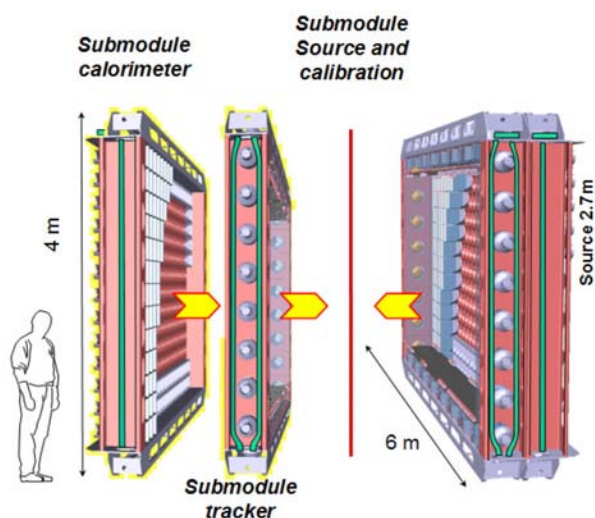


Fig. 1. Schematic view of one SuperNEMO module.

To measure extremely low levels of radioactivity as those needed (2  $\mu\text{Bq/kg}$  for  $^{208}\text{Tl}$  and 10  $\mu\text{Bq/kg}$

for  $^{214}\text{Bi}$ ), standard HP Ge detectors cannot be used and a devoted BiPo detector is constructed. The goal of this detector is to measure the whole source foils ( $2700 \times 135.5$  mm and 40  $\text{mg/cm}^2$  thick) in a non destructive way reaching the required sensitivity during  $\sim 6$  months. The concept is to measure a delayed coincidence between an electron emitted in  $\beta$  decay of  $^{214}\text{Bi}$  and delayed  $\alpha$  particle emitted in subsequent  $\alpha$  decay of  $^{214}\text{Po}$  ( $T_{1/2} = 164 \mu\text{s}$ ), or in a similar process in  $^{212}\text{Bi}$ – $^{212}\text{Po}$  fast chain ( $T_{1/2} = 299$  ns).

As it is known since  $\sim 1950$ 's, amount of light produced in scintillator by ions is lower than that produced by electrons of the same energy. Thus, in scintillators calibrated with electrons or  $\gamma$  quanta, signals from ions will be seen at lower energies than their real values (up to  $\sim 40$  times). These transformation coefficients – quenching factors (QF) – were measured for  $\alpha$  particles in the BiPo plastic scintillator in [2]. Using the approach of [3], QF's were also calculated. Fig. 2 shows good agreement between the experimental and calculated values.

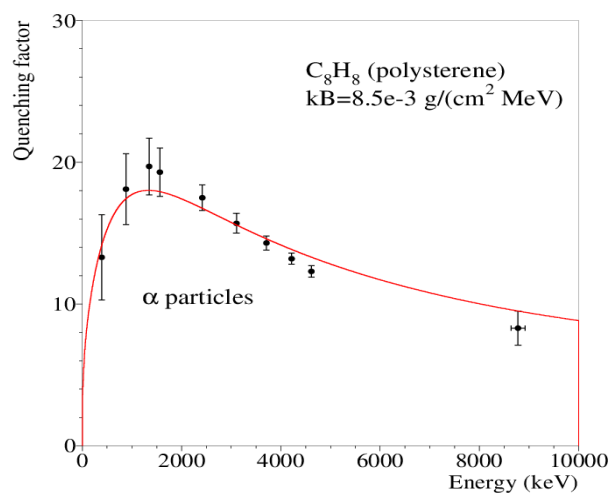


Fig. 2. Quenching factors for  $\alpha$  particles in the BiPo scintillator ( $\text{C}_8\text{H}_8$ ): experimental data and calculation.

Some other details on the SuperNEMO experiment can be found in [1, 4].

1. A. Barabash (for the SuperNEMO Collaboration), J. Phys.: Conf. Ser. **375**, 042012 (2012).
2. X. Sarazin, Memoire d'habilitation, LAL 12-130 (2012).
3. V.I. Tretyak, Astropart. Phys. **33**, 40 (2010).
4. F. Nova (for the SuperNEMO Collaboration), Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **229 - 232**, 490 (2012).

**МАСШТАБОВАНИЙ РОЗПОДІЛ ІМПУЛЬСУ ДЛЯ  $K_s^0$  ТА  $\Lambda$  У ГЛИБОКОНЕПРУЖНОМУ  $ep$  РОЗСІЯННІ НА HERA**

**В. Аушев<sup>1</sup>, Н. Жмак<sup>1,2</sup>, Г. Абрамович<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Німецький електронний синхротрон (DESY), Гамбург, Німеччина  
<sup>2</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Фрагментацію струменів та адронізаційних процесів, що зв'язують кольорові партони у безколірні адрони, важко описати рамками пертурбативної квантової хромодинаміки (КХД). Було розроблено декілька теоретичних наближень, що намагалися об'єднати партонні диференційні перерізи фіксованого порядку та спостережувані адрони. Два з них є найбільш успішними та широко використовуються: струнна модель Лунда (задіює велику кількість параметрів та основана на моделях Монте - Карло партонного ливню) та функції фрагментації (ФФ) (що є параметризаціями адронних процесів у стандартних рамках колінераної КХД та можуть бути зведеними до передбачених партонних диференційних перерізів).

У попередній публікації колаборації ZEUS представлено вимір'яне з високою точністю народження інклюзивних заряджених адронів. Проте теоретичні передбачення, що базувались на різних ФФ, невдало описували експериментальні вимірювання на усьому кінематичному діапазоні. Параметризації ФФ для дивних адронів, таких як  $K_s^0$  та  $\Lambda$ , досі є необмеженими.

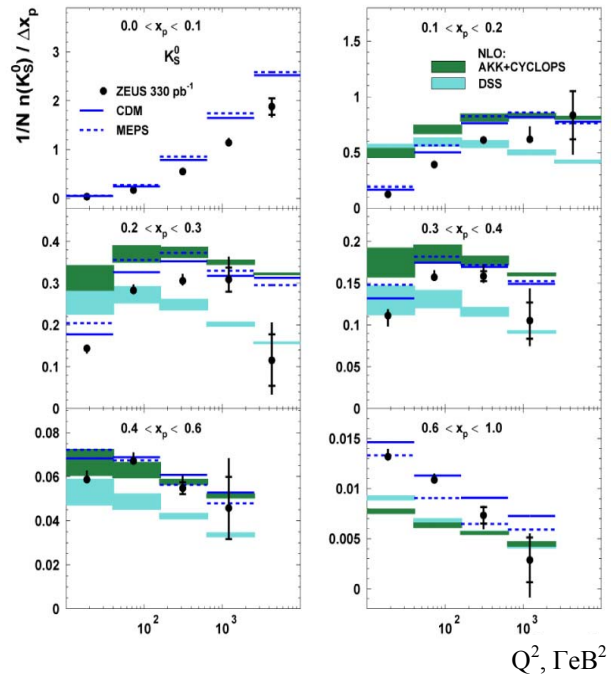
У наведеній публікації масштабований розподіл імпульсу для адронів  $K_s^0$  та  $\Lambda$  уперше обрхований нами для глибоконепружного розсіювання (ГНР) на детекторі ZEUS прискорювача HERA, використовуючи інтегральну світимість  $330 \text{ pb}^{-1}$ . Обрахунки проводились із значеннями віртуальності обмінного фотона  $Q^2$  в діапазоні від 10 до 40000  $\text{GeV}^2$ . Масштабований імпульс визначався за формулою  $x_p = 2P^{\text{Breit}} / \sqrt{Q^2}$ , де  $P^{\text{Breit}}$  це імпульс частинки в рамці Брейта.

У процесах КХД нижнього порядку зазвичай три процеси вносять свій вклад у диференційні перерізи ГНР: процес Борна; процес бозон-глюонного злиття та КХД - комптонівське розсіювання; диференційні перерізи народження  $Q^2$  у діапазонах величини  $x_p$ . Очевидним є порушення масштабування. Така поведінка зумовлена збільшенням випромінювання м'яких глюонів при зростанні  $Q$ , що призвело до збільшення частинок із малим значенням величини  $x_p$ . Теоретичні передбачення, отримані за допомогою програм моделювання CDM та MEPS, добре описують експериментальні дані, проте переоцінюють внесок від частинок  $K_s^0$  загалом на 10 - 20 %. Теоретичні передбачення АКК + CYCLOPS невдало описують ви-

міряні дані експерименту. Теоретичні передбачення DSS, що базуються на функціях, видобутих із глобального аналізу, добре описують експериментальні дані спостережуваного адрону в кінцевому стані ГНР можна описати факторизаційною теоремою

$$\frac{d\sigma}{dx_p} = f(x, Q^2) \otimes \sigma(Q^2) \otimes D(z, Q^2).$$

Диференційні поперечні розподіли вимір'яного масштабованого імпульсу для адронів  $K_s^0$  наведено на рисунку як функцію змінної при  $x_p > 0,3$ .



Диференціальний поперечний переріз  $K_s^0$  як функція змінної  $Q^2$ . Експериментальні дані (чорні крапки) демонструють порушення масштабування. Теоретичні передбачення, надані моделлю CDM (синя суцільна лінія), базувалися на елементах лідируючої логарифмічної матриці; передбачення моделі MEPS (синя пунктирна лінія) базувалися на партонному ливні. Теоретичні обрахунки КХД порядку, наступного за найвищим, отримано за допомогою програм АКК + CYCLOPS (зелений колір) та DSS (лише для  $K_s^0$ ) (блакитний колір).

1. V. Aushev *et al.*, JHEP **1203**, 020 (2012).
2. D. de Florian *et al.*, Phys. Rev. D **75**, 114010 (2007).



**НАКОПИЧЕННЯ ЗАРЯДУ НА СЕНСОРАХ МЕТАЛЕВОГО СТРИП-ДЕТЕКТОРА ПІД ДІЄЮ ІОННОГО ПУЧКА: ЕКСПЕРИМЕНТ І МОДЕЛЮВАННЯ**

**М. В. Макарець<sup>1</sup>, Є. О. Петренко<sup>2</sup>, В. М. Пугач<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

<sup>2</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

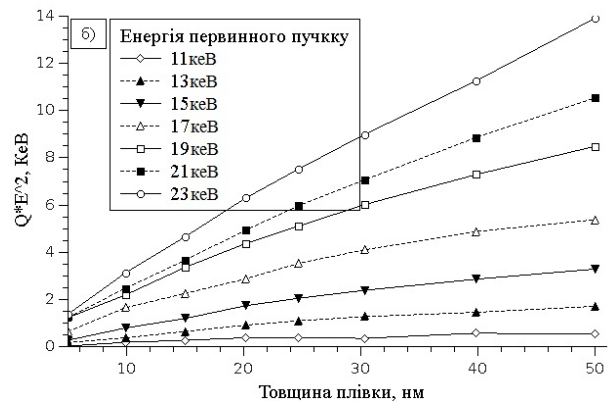
Металеві стрип-детектори вже близько 10 років використовуються для детектування та контролю параметрів пучка швидких частинок [1]. Їх вирізняє ціла низка переваг, зокрема надзвичайно висока радіаційна стійкість, компактність, висока позиційна точність, простота використання. Разом із цим для їхнього вдосконалення та покращення характеристик необхідно більш детально вивчити фізичні явища, що відбуваються в металевому сенсорі детектора при проходженні швидкої зарядженої частинки.

Було проведено моделювання, в якому на алюмінієву плівку товщиною декілька десятків мікрометрів падав пучок іонів міді  $\text{Cu}^{++}$  [2 - 3]. Для моделювання експерименту в роботі використали модель Монте - Карло, в якій середню довжину вільного пробігу частинки вираховували за формулою

$$\lambda = \frac{1}{\sigma_{tot} n}, \quad (1)$$

де  $n$  – концентрація атомів в мішені, а  $y_{tot}$  – сума перерізів усіх процесів. Після того як частинка пройшла відстань, розподілену за законом  $e^{-l/\lambda}$ , вона розсіюється за одним з вищеписаних процесів. Процес, за яким розсіюється частинка в заданому стані, розігрувався за умови, що ймовірність  $i$ -го процесу дорівнює  $\sigma_i / \sigma_{tot}$ . Моделювання показало, що заряд  $Q$ , утворений вторинними електронами, пропорційний кількості зіткнень частинки всередині плівки. Це число зростає разом із товщиною плівки та зменшенням довжини вільного пробігу. Вторинні електрони вилітають тільки з тонкого шару біля поверхні, тому їхня кількість набуває насичення із збільшенням товщини плівки при сталій енергії частинок, що налітають. Хоча енергія іонів, розглянутих у роботі, і недостатня для іонізації атомів мішені, проте вторинні електрони утворю-

ються в процесах вторинної іонізації пучка іонів. Переріз цього процесу  $\sigma_s \sim 1/E^2$ , тому довжина вільного пробігу (1) між утвореннями вторинних електронів пропорційна квадрату енергії частинки. Це підтверджує рисунок, з якого видно, що співвідношення  $QE^2 \sim d$  лінійне для малих товщин сенсора, при збільшенні товщини мішені лінійність порушується – спочатку спадає, а після 1 мкм виходить на стаціонарний рівень.



Співвідношення  $QE^2 \sim d$ , де  $Q$  – заряд створених вторинними електронами, які емітовані з поверхні плівки.

Завдяки отриманим якісним залежностям можна зробити оцінку однієї із трьох величин (створений заряд, енергія первинного пучка, товщина мішені) за заданими значеннями двох інших. Запропонована модель справедлива для енергій, де довжина хвилі де-Бройля електронів більша за міжатомну відстань і не враховує релятивістські ефекти.

1. V. Pugatch *et al.*, Nucl. Inst. A**650**, 194 (2011).
2. M.V. Makarets, E.O. Petrenko, and V.M. Pugatch, Nucl. Phys. At. Energy **13**, 146 (2012).
3. E.O. Petrenko and M.V. Makarets, in *Proc. of the 20<sup>th</sup> Annual Conf. of Doctoral Students (WDS, 2012)*, p. 146.

THE INFLUENCE OF THE SHAPE OF INITIAL ENERGY DENSITY DISTRIBUTIONS ON PION SPECTRA

M. S. Borysova<sup>1</sup>, Yu. O. Karpenko<sup>2</sup>, V. M. Shapoval<sup>2</sup>, Yu. M. Sinyukov<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> M. M. Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

The long-range structure of 2-particle angular correlation functions is altered significantly by the presence of inhomogeneities in a hot and dense matter formed in relativistic heavy ion collisions. It has been argued that the ridge phenomenon observed in 2-particle angular correlations in relativistic A + A collisions is rooted likely in the initial conditions (IC) of the thermal evolution of the system. The question we address here is what sizable effect the hot tubes or more precisely fluctuating bumping structures of IC can have on observables. Hydrodynamic models usually imply smooth IC [1, 2]. However it has been recently shown in measurements and demonstrated in various modeling that there are fairly strong fluctuations in the initial matter profile

from event to event. To test whether this fluctuations influence significantly the observed particle spectra and could lead to the ridge structure we examine pion spectra for smooth boost-invariant IC with sharp disturbance in the form of a single very narrow and dense tube shifted from the center in transverse plane. Two types of the background  $E_{\text{bkg}}$  on which tubes were placed are studied:  $E_{\text{bkg}}$  was in the form of Gauss or Wood-Saxon distribution (see Fig. 1). The configuration with one displaced tube has the background average energy-density distribution with the maximum value  $90 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  at initial time  $\tau = 0.2 \text{ fm}/c$  and the high energy density fluctuation (maximum in the center -  $270 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ ) with tube radius  $r_{\text{tube}} = 1.0 \text{ fm}/c$ .

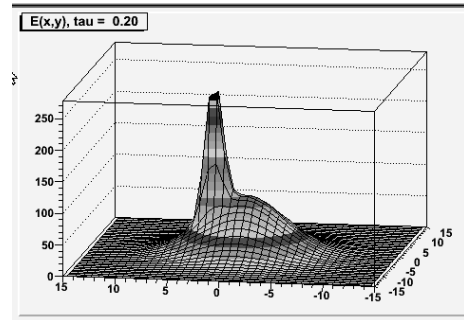
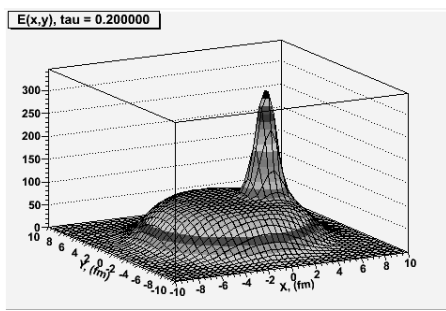


Fig. 1. The energy density distributions with 1 tube on the base of Gauss (left) or Wood - Saxon distribution (right).

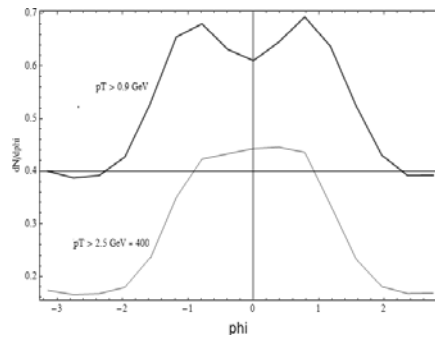
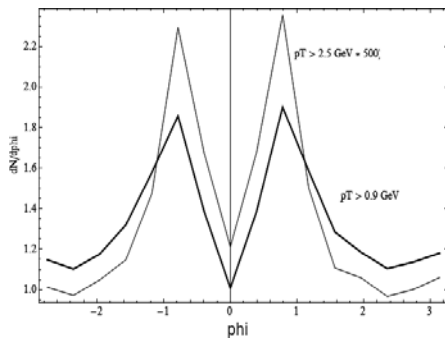


Fig. 2. Integrated spectra with one tube for the case of Wood - Saxon distribution (left) and Gauss distribution (right).

There were calculated differential transverse spectra for both cases (for different  $p_T = 0.3 - 3.0 \text{ GeV}/c$ ) in frames of 2+1 HKM [3] with 4D-volume + 3D-surface contributions to freeze-out process. To present computed differential spectra  $dN/d\phi$  more graphically we show in Fig. 2 our results for the integrated charged-particle spectra. The thick line corresponds to the integration for  $p_T > 0.9 \text{ GeV}$  and thin one to -  $p_T > 2.5(*400 \text{ or } *500$  for Gauss or Wood - Saxon, respectively). One can see that the presence of one tube fluctuation has

more pronounced impact on observable spectra in case of Wood-Saxon distribution.

As for outlook.

Two types of initial background distributions were studied and it was found that its shape influences significantly final spectra. The numerical calculations were performed using the cluster and GRID environment of the BITP of NANU.

3. T. Hirano *et al.*, Phys. Rev. C **66**, 054905 (2002).
4. C. Nonaka *et al.*, Phys. Rev. C **75**, 014902 (2007).
5. S.V. Akkelin *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 034906 (2008).

MEASUREMENTS OF SEMILEPTONIC  $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$  DECAY IN LHCb EXPERIMENT

V. M. Iakovenko  
(for LHCb Collaboration)

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

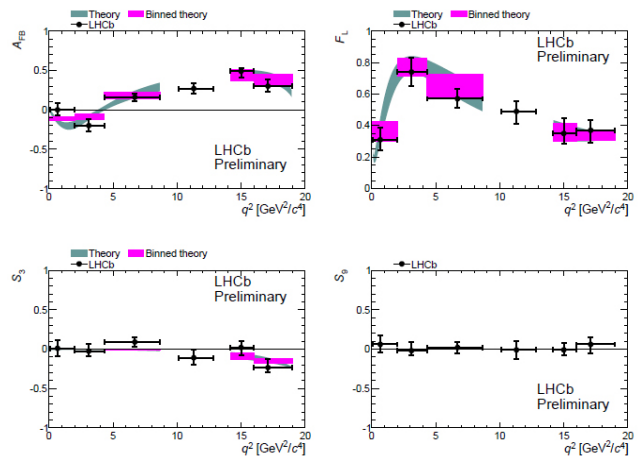
Studies of rare effects in B-physics provide a possibility to precision tests of the Standard Model and discover the evidences of New Physics (NP). Precise measurements of rare B decays are performed with the LHCb experiment at Large Hadron Collider. The LHCb detector [1] is a single-arm forward spectrometer at the Large Hadron Collider covering the pseudo-rapidity range  $2 < \eta < 5$ , designed for the study of particles containing *b* or *c* quarks.

The process  $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$  is a flavor changing neutral current decay. In the Standard Model (SM) such decays are suppressed, as they can only proceed via loop processes involving electroweak penguin or box diagrams. Undiscovered particles could give additional contributions with comparable amplitudes, and the decay is therefore a sensitive probe of new phenomena. A number of angular observables in  $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$  decays can be theoretically predicted with good control of the relevant form factor uncertainties.

The helicity structure of  $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$  decay can be determined by measuring the angular distribution of the *B* daughters. It comprises the helicity angle of the kaon,  $\theta_K$ , between the kaon in the  $K^{*0}$  meson rest frame and the  $K^{*0}$  in the  $B^0$  meson rest frame; the helicity angle of the  $\mu^+(\mu^-)$ ,  $\theta_l$ , between the muon in the dimuon rest frame and dimuon in the  $B^0$  ( $\bar{B}^0$ ) meson rest frame; and the angle,  $\phi$ , between the decay planes of the dimuon and the  $K^{*0}$  systems in the  $B^0$  meson rest frame. The four-body decay is completely described by three angles ( $\cos\theta_l$ ,  $\cos\theta_K$ ,  $\phi$ ) and the dimuon invariant mass squared ( $q^2$ ). This gives access to angular observables which are relatively free from hadronic uncertainties:  $A_{FB}$ , the forward backward asymmetry of the  $\mu^+ \mu^-$  pair in *B* rest frame,  $F_L$ , the fraction of longitudinal polarisation of the  $K^{*0}$  and  $S_3$ , proportional to the asymmetry of the  $K^{*0}$  transverse polarization and fourth term ( $S_9$ ). The angular analysis of  $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$  at LHCb has measured these four observables [2, 3]. The values of these observables are shown in the Figure.

The LHCb results are the most precise, where all results agree with the SM. These measurements put strong constraints ( $> 10$  TeV) on non-MFV new physics affecting the Wilson coefficients  $C_7$ ,  $C_9$  and  $C_{10}$ .

LHCb collaboration has made the first measurement of the zero crossing point for  $A_{FB}$  at  $4.9^{+1.1}_{-1.3}$  GeV<sup>2</sup>/c<sup>4</sup> [2], that is in agreement with SM predictions which range from 4.0 – 4.3 GeV<sup>2</sup>/c<sup>4</sup> [4].



The values of angular observables  $A_{FB}$ ,  $F_L$ ,  $S_3$  and  $S_9$  for  $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$  as a function of  $q^2$ , based on the analysis of 1 fb<sup>-1</sup> of data collected at  $\sqrt{s} = 7$  TeV in LHCb. The observables are measured in six bins of  $q^2$  and determined from a simultaneous fit to the angular distribution [2]. The SM predictions are taken from [5].

1. A.A. Alves Jr. *et al.*, *LHCb collaboration*, JINST **3**, S08005 (2008).
2. A.A. Alves Jr. *et al.*, in *Proc. of 47th Rencontres de Moriond on QCD and High Energy Interactions*, 2012, p. 20.
3. A.A. Alves Jr. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 121206 (2012).
4. W. Altmannshofer and D.M. Straub, arXiv: 1206.0273.
5. C. Bobeth, G. Hiller, and D. van Dyk, JHEP **07**, 18 (2011).

FIRST EVIDENCE FOR LEPTONIC  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  DECAY IN LHCb EXPERIMENT

V. M. Iakovenko  
(for LHCb Collaboration)

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Studies of rare effects in B-physics provide a possibility to precision tests of the Standard Model and discover the evidences of New Physics (NP). Precise measurements of rare B decays are performed with the LHCb experiment at Large Hadron Collider. The LHCb detector [1] is a single-arm forward spectrometer at the Large Hadron Collider covering the pseudo-rapidity range  $2 < \eta < 5$ , designed for the study of particles containing  $b$  or  $c$  quarks.

One of the most promising channels for detecting signals of NP is the rare decay  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , which originates in the SM from penguin and box topologies.

Rare decays  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  and  $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  are highly suppressed in the SM, as they can occur only via helicity suppressed loop diagrams. Precise predictions of their branching fractions provided in [2]

$$B(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3.23 \pm 0.27) \cdot 10^{-9},$$

$$B(B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (1.07 \pm 0.10) \cdot 10^{-10}$$

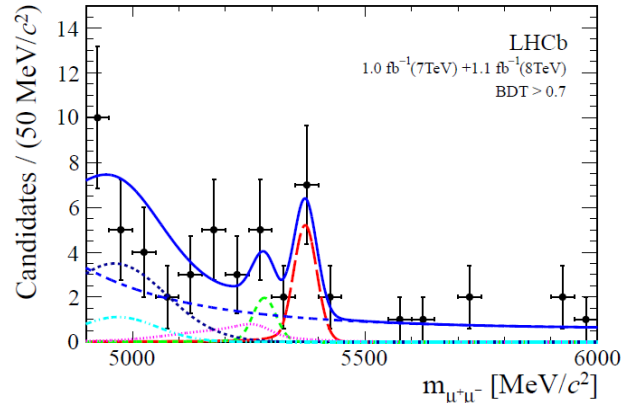
make these modes powerful probes in the search for deviations from the SM, especially in models with a non-standard Higgs sector, which can give rise to higher branching fractions.

A search for the rare decays  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  and  $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  is performed using data collected in 2011 and 2012 with the LHCb. The data samples comprise  $1.1 \text{ fb}^{-1}$  of proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  and  $1.0 \text{ fb}^{-1}$  at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ . We observe an excess of  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  candidates with respect to the background expectation. The probability that the background processes can produce the observed number of  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  candidates or more is  $5 \cdot 10^{-4}$  and corresponds to a statistical significance of 3.5 standard deviations. The value of the  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  branching fraction obtained from the fit is

$$B(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3.2^{+1.4}_{-1.2} (\text{stat})^{+0.5}_{-0.3} (\text{syst})) \cdot 10^{-9}.$$

This result is in agreement with the Standard Model expectation [3]. The invariant mass distribu-

tion of the  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  candidates with boosted decision tree (BDT, high level trigger variable) multivariate discriminant on kinematics and topology variables  $> 0.7$  is shown in Figure.



Invariant mass distribution of the selected  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  candidates (dots) with  $\text{BDT} > 0.7$  in the combined 2011+2012 dataset. The result of the fit is overlaid (blue solid line) and the different components detailed:  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  (long dashed),  $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  (medium dashed),  $B_s^0 \rightarrow h^+ h^-$  (dotted),  $B^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$  (short dashed) and  $B^{0(+)} \rightarrow \pi^{0(+)} \mu^+ \mu^-$  (gray dot dashed), and the combinatorial background (medium dashed).

In summary, the data in the  $B^0$  search window are consistent with the background expectation and the world's best upper limit of  $B(B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 9.4 \cdot 10^{-10}$  at 95 % CL is obtained. The data in the  $B_s^0$  search window show an excess of events with respect to the background-only prediction with a statistical significance of  $3.5\sigma$ . A fit to the data leads to  $B(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3.2^{+1.5}_{-1.2}) \cdot 10^{-9}$  which is in agreement with the SM prediction. This is the first evidence for the decay  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

1. A.A. Alves Jr. *et al.*, *LHCb collaboration*, JINST **3** S08005 (2008).
2. J. Buras, J. Girrbach, D. Guadagnoli, and G. Isidori, *Eur. Phys. J. C* **72**, 14(2012), arXiv:1208.0934.
3. A.A. Alves Jr. *et al.*, *LHCb collaboration*, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 231801 (2012).

RADIATIVE PENGUIN  $B^0 \rightarrow K^* \gamma$  AND  $B_s^0 \rightarrow \phi \gamma$  DECAYS IN LHCb EXPERIMENT

V. M. Iakovenko  
(for LHCb Collaboration)

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Studies of rare effects in B-physics provide a possibility to precision tests of the Standard Model and discover the evidences of New Physics. Precise measurements of rare B decays are performed with the LHCb experiment at Large Hadron Collider. The LHCb detector [1] is a single-arm forward spectrometer at the LHC covering the pseudo-rapidity range  $2 < \eta < 5$ , designed for the study of particles containing  $b$  or  $c$  quarks.

Flavor changing neutral current (FCNC) processes are highly suppressed in the standard model (SM) and thus constitute a stringent test of the current description of particle physics. Measurements of FCNCs provide sensitivity to the contributions of heavy virtual particles in the loop diagram.

In the SM, the decays  $B^0 \rightarrow K^* \gamma$  and  $B_s^0 \rightarrow \phi \gamma$  proceed at leading order through the electromagnetic penguin transitions,  $b \rightarrow s \gamma$ . At one-loop level these transitions are dominated by a virtual intermediate top quark coupling to a W boson.

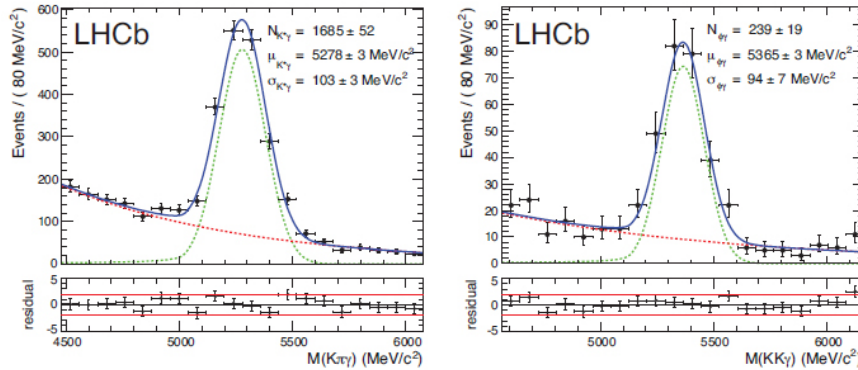
Radiative decays of the  $B^0$  meson were first observed by the CLEO collaboration in 1993 in the decay mode  $B^0 \rightarrow K^* \gamma$  [2]. The latest theoretical predictions from NNLO calculations using soft-collinear effective theory give us the values of branching fraction for decays  $B^0 \rightarrow K^* \gamma$  and  $B_s^0 \rightarrow \phi \gamma$  [3]

$$B(B^0 \rightarrow K^* \gamma) = (4.3 \pm 1.4) \cdot 10^{-5},$$

$$B(B_s^0 \rightarrow \phi \gamma) = (4.3 \pm 1.4) \cdot 10^{-5},$$

which suffer from large uncertainties from hadronic form factors.

The data used to measure the ratio of  $B(B^0 \rightarrow K^* \gamma)/B(B_s^0 \rightarrow \phi \gamma)$  corresponds to  $1.0 \text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collisions collected in 2011 at the LHC with a centre-of-mass energy of  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ . The invariant mass distribution of the  $K\pi\gamma$  candidates and the  $K^+K^-$  candidates are shown in the Figure.



The invariant mass distribution of selected (left)  $B^0 \rightarrow K^* \gamma$  and (right)  $B_s^0 \rightarrow \phi \gamma$  candidates selected from  $1.0 \text{ fb}^{-1}$  of data collected at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  during 2011 [4].

The ratio of branching fractions is measured as:

$$\frac{B(B^0 \rightarrow K^* \gamma)}{B(B_s^0 \rightarrow \phi \gamma)} = \frac{y_{B^0 \rightarrow K^* \gamma}}{y_{B_s^0 \rightarrow \phi \gamma}} \frac{B(\phi \rightarrow K^+ K^-)}{B(K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-)} f_s^s \frac{B_s^0 \rightarrow \phi \gamma}{B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma},$$

where  $N$  are the observed yields of signal candidates,  $B(\phi \rightarrow K^+ K^-)/B(K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-) = 0.735 \pm 0.008$  [5] is the ratio of branching fractions of the vector mesons,  $f_s f_d = 0.267^{+0.021}_{-0.020}$  is the ratio of the  $B^0$  and  $B_s^0$  hadronization fractions in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ , and  $\epsilon_{B_s^0 \rightarrow \phi \gamma} / \epsilon_{B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma}$  is the ratio of total reconstruction and selection efficiencies of the two decays.

The value of the ratio of branching fractions is measured and the value of  $B(B_s^0 \rightarrow \phi \gamma)$  is calculated

using the world average for  $B(B^0 \rightarrow K^* \gamma) = 1.12^{+0.23}_{-0.20}$

$$B(B_s^0 \rightarrow \phi \gamma) = (3.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-5},$$

where the quoted error is a combination of the statistical and systematic uncertainties. The measurement of the ratio of branching fractions ensures the cancellation of most of the systematic errors. This is the most precise measurement of  $B(B_s^0 \rightarrow \phi \gamma)$  to date.

1. A. Alves Jr. *et al.*, *LHCb collaboration*, JINST **3** S08005 (2008).
2. R. Ammar *et al.*, *CLEO collaboration*, Phys. Rev. Lett. **71** (1993).
3. A. Ali, B. D. Pecjak, and C. Greub, Eur. Phys. J. **C55**, 577 (2008).
4. A.A. Alves Jr. *et al.*, *LHCb collaboration*, Nucl. Phys. **B867**, 1 (2013).
5. J. Beringer *et al.*, Phys. Rev. **D86**, 010001 (2012).



CONSTRUCTION OF THE PROTOTYPE CO<sub>2</sub> COOLING SYSTEM FOR THE CBM SILICON TRACKING SYSTEM

A. O. Lymanets<sup>1,2</sup>  
(for the CBM collaboration)

<sup>1</sup> University of Tuebingen, Tuebingen, Germany

<sup>2</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

CBM experiment [1] at future Facility for Anti-proton and Ion Research (FAIR) will investigate the properties of hot and dense strongly interacting matter in ultrarelativistic collisions of heavy ions with nuclear target at typical beam energies of 25 GeV/nucleon. Its key detector – Silicon Tracking System (STS) – will reconstruct up to 1000 particle trajectories created in each collision and measure their momenta with ~1.5 % resolution [2]. The STS will be located in the aperture of a dipole magnet with 1 T field.

During the operation, silicon sensors need to be kept at temperature of -7°C in order to avoid thermal runaway and reverse annealing of radiation effects. The heat has to be removed from the sensors (1 W for the innermost region) and from the front-end chips that will dissipate up to 40 kW power at most. Dense heat dissipation requires high cooling power within a space of ~2 m<sup>3</sup>. For this, evaporative bi-phase cooling [3] has been considered. Performance of the cooling system can be quantified by a volumetric heat transfer coefficient that represents heat transfer per unit volume. In Fig. 1 volumetric heat transfer coefficient is shown for different cooling agents as a function of a tube diameter. The best cooling performance is achieved for the CO<sub>2</sub> passed through 2 mm tubes.

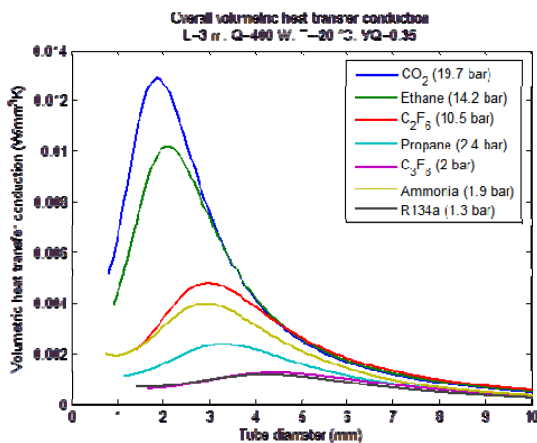


Fig. 1. Volumetric heat transfer coefficient versus tube diameter for different cooling agents (courtesy B. Verlaat).

A proof-of-principle prototype cooling system with 200 W heat dissipation is being constructed for verification, whereas designing has been started for a closed-loop system TRACI-XL with 1 kW cooling power [4].

The prototype system currently being developed at the University of Tuebingen is sketched in Fig. 2. The liquid CO<sub>2</sub> is passed from a gas bottle at room temperature through a heat exchanger where it is cooled down to -40°C. Further, the gas is expanded in the needle valve in order to lower the pressure, at which the cooling power increases. When blown through the heater that simulates the thermal load, liquid starts to evaporate. Bi-phase mixture is formed. The heater integrates the resistors that produce the heat with the compactly routed tubing of necessary length ~1.6 m. It is placed inside of the refrigerator in order to approximate the experimental conditions and exclude the heat flow from the outside. After leaving the refrigerator, the mixture with about 50 % dryout is heated and exhausted to the atmosphere at the temperature above the dew point in order to prevent the buildup of ice. Parts of the transport line, which can be isolated by the valves and thus trap the liquid (dead volumes), are equipped with relief valves that prevent the accidents due to overpressure. The gas consumption is measured by the flow meter. Pressure and temperature are controlled along the transport line in order to ensure the proper operation conditions.

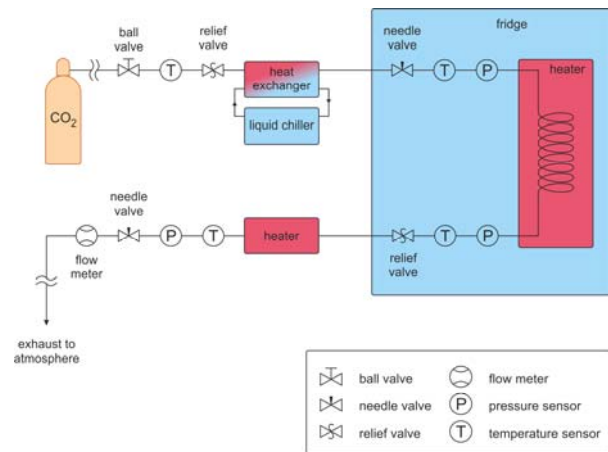


Fig. 2. Conceptual scheme of the prototype CO<sub>2</sub> cooling system.

1. P. Senger *et al.*, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **36**, 064037 (2009).
2. J.M. Heuser *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A* **568**, 258 (2006).
3. B. Verlaat *et al.*, in *Proc. of the Topical Workshop on Electronics for Particle Physics* (Naxos, Greece, 2008), p. 328.
4. J. Sánchez *et al.*, in *GSI Progress report 2012* (to be published).

CP VIOLATION IN 3-BODY CHARMLESS B-DECAYS STUDY RESULTS AT LHCb IN 2012

O. Y. Okhrimenko  
(for LHCb Collaboration)

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

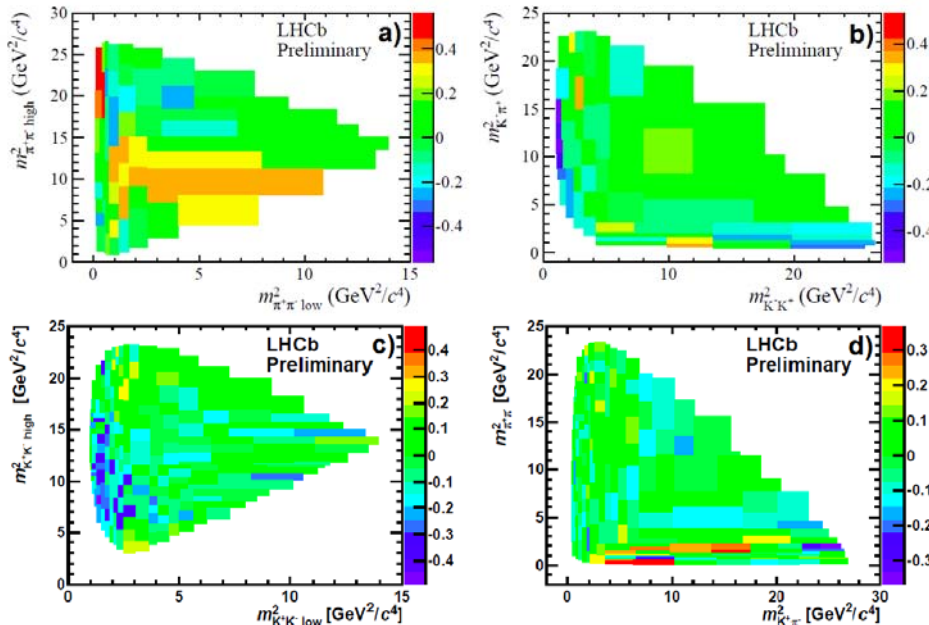
The LHCb experiment is the forward spectrometer and one of the four huge experiments located at the LHC [1]. The main aim of the LHCb is precise measurement of the CP violation (CPV) and researching of the B-meson rare decays.

The LHCb, as high energy physics detector, consists of following parts: Vertex Locator, Inner and Trigger Trackers and Outer Tracker to reconstruct tracks of charge particles and they decay vertexes and to separate Primary (proton-proton collisions) and Secondary (B-mesons decay) Vertexes; Magnet to measure charge particle momentum; Cherenkov Detectors to separate kaons and pions; Hadronic and Electromagnet Calorimeters to measure the particles energy; Muon detector to detect the muons.

In LHCb during 2012 LHC operational year  $\sim 2.08 \text{ fb}^{-1}$  of data were recorded with following conditions: proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  and average Instantaneous Luminosity of  $4 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . Data ( $\sim 1 \text{ fb}^{-1}$ ) recorded out in 2011 were analyzed in 2012. One of the results is evidence for CPV in 3-body charmless B-decays.

The B-meson decays have been the focus of grate interest due to their sensitivity to CPV phenomena as well as to new physics beyond the Standard Model. In particular, charmless 3-body  $B^\pm$  decays offer the possibility to study the weak phase, which changes sign between charge conjugate  $B^\pm$  decays, in interference pattern between 2-body resonances in the Dalitz plot. The leading diagram contribution to these decays proceed through  $b \rightarrow s(d)$  penguin and a  $b \rightarrow u$  tree transition.

Here a measurements of the integrated charge asymmetry,  $A_{CP}$ , as well as the asymmetry distribution in the Dalitz plots for  $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ ,  $B^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$ ,  $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ K^-$ ,  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  decays (Figure) are presented. The raw charge asymmetry is obtained from the negative and positive B event yields as  $(N_{B^-} - N_{B^+}) / (N_{B^-} + N_{B^+})$ . The decay  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$  is used to correct the raw asymmetry from production and detection mechanisms. It is kinetically similar to the signal channels and has no expected CPV (the current PDG value is  $(1 \pm 7) \cdot 10^{-3}$ ).



Charge asymmetry distribution in the Dalitz plot bins with equal event populations (signal and background, not efficiency-corrected) for  $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$  (a),  $B^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$  (b),  $B^\pm \rightarrow K^+ K^+ K^-$  (c) and  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  (d) decays.

The resulting CP asymmetries are the following:

$$A_{CP}(K\pi\pi) = (+34 \pm 9_{\text{stat}} \pm 4_{\text{syst}} \pm 7_{J/\psi K}) \cdot 10^{-3}$$

$$A_{CP}(KKK) = (-46 \pm 9_{\text{stat}} \pm 5_{\text{syst}} \pm 7_{J/\psi K}) \cdot 10^{-3} [2],$$

$$A_{CP}(\pi\pi\pi) = (+120 \pm 20_{\text{stat}} \pm 19_{\text{syst}} \pm 7_{J/\psi K}) \cdot 10^{-3}$$

$$A_{CP}(KK\pi) = (-153 \pm 46_{\text{stat}} \pm 19_{\text{syst}} \pm 7_{J/\psi K}) \cdot 10^{-3} [3].$$

1. LHCb Collaboration, JINST S08005 (2008).
2. LHCb Collaboration, LHCb-CONF-2012-018.
3. LHCb Collaboration, LHCb-CONF-2012-028.

TIME-DEPENDENT CP-VIOLATION IN  $B^0$ -MIXING STUDY RESULTS AT LHCb IN 2012

O. Y. Okhrimenko (for LHCb Collaboration)

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

The LHCb experiment is the forward spectrometer and one of the four huge experiments located at the LHC [1]. The main aim of the LHCb is precise measurement of the CP violation (CPV) and researching of the B-meson rare decays.

The LHCb, as high energy physics detector, consists of following parts: Vertex Locator, Inner and Trigger Trackers and Outer Tracker to reconstruct tracks of charge particles and they decay vertexes and to separate Primary (proton-proton collisions) and Secondary (B-mesons decay) Vertexes; Magnet to measure charge particle momentum; Cherenkov Detectors to separate kaons and pions; Hadronic and Electromagnet Calorimeters to measure the particles energy; Muon detector to detect the muons.

In LHCb during 2012 LHC operational year  $\sim 2.08 \text{ fb}^{-1}$  of data were recorded out of total  $\sim 2.21 \text{ fb}^{-1}$  delivered one ( $\sim 94\%$  eff.) with following conditions: proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  and average Instantaneous Luminosity of  $4 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . Data ( $\sim 1 \text{ fb}^{-1}$ ) recorded out in 2011 were analyzed in 2012 as well and allowed to obtain many interesting and world first/best results in high energy physics.

The decay  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  is considered the golden mode for measuring time-dependent CPV in neutral B-mesons system. In Standard Model (SM) CPV-phase in this decay is accurately predicted to be  $\phi_s^{\text{SM}} = -2\text{arg}(-V_{ts}V_{tb}^*/V_{cs}V_{cb}^*) = (-36 \pm 2) \cdot 10^{-3} \text{ rad}$ . But contribution of New Physics (NP) may alter this value.

A sample of 21200  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  reconstructed events were fitted for 9 physics parameters, including the phase  $\phi_s$ , the mean decay width difference  $\Delta\Gamma_s$ . The world's most precise values are obtained:

$$\phi_s = (-1 \pm 101_{\text{stat}} \pm 27_{\text{syst}}) \cdot 10^{-3} \text{ rad},$$

$$\Delta\Gamma_s = 0.116 \pm 0.018_{\text{stat}} \pm 0.006_{\text{syst}} \text{ ps}^{-1} [2].$$

Also this is first direct observation for a non-zero  $\Delta\Gamma_s$ . These results are in good agreement with SM prediction (Fig. 1).

The decays of  $B_s^0$  and anti- $B_s^0$  mesons in final states, which contains  $D_s^+ \mu^-$  and  $D_s^- \mu^+$ , respectively, allows to measure semileptonic (or flavour-specific) asymmetry  $a_{sl}^s$ , where upper index "s" specifies the  $B_s^0$ -anti- $B_s^0$  system. Asymmetry  $a_{sl}^s$  is defined as  $(\Delta\Gamma_s/\Delta M_s) \cdot \tan\phi_{12}$ , where  $\Delta\Gamma_s$  and  $\Delta M_s$  are width and mass differences between the mass eigenstates eigenvalues of  $B_s$ -meson, respectively, and  $\phi_{12}$

is tiny phase (in SM  $\approx 2^\circ$ ). The SM prediction for  $a_{sl}^s = (1.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$ . The NP can enter into phase  $\phi_{12}$  and therefore affect  $a_{sl}^s$ .

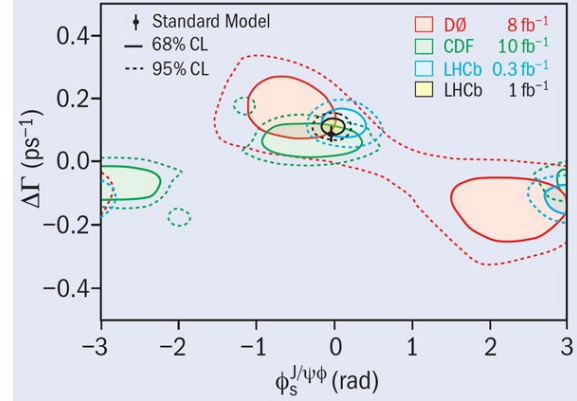
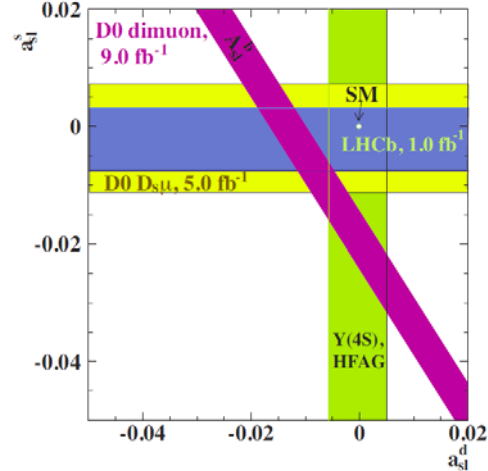

 Fig. 1. Mixing parameters ( $\phi_s$  and  $\Delta\Gamma_s$ ) of the  $B_s$  meson.


Fig. 2. Measurements of semileptonic decay asymmetries ( $a_{sl}^s$ ,  $a_{sl}^d$  and  $A_{sl}^b$ , where indexes "s" and "d" denotes  $B_s$  and  $B_d$  mesons, respectively, and  $A_{sl}^b$  is defined as  $(0.594 \pm 0.022)a_{sl}^d + (0.406 \pm 0.022)a_{sl}^s$ ) in comparison with SM prediction. The bands correspond to the central value  $\pm 1$  standard deviation.

Experimentally semileptonic asymmetry was measured as a twice the measured asymmetry between  $D_s^+ \mu^-$  and  $D_s^- \mu^+$  yields. Obtained value is following:

$$a_{sl}^s = (-0.24 \pm 0.54_{\text{stat}} \pm 0.33_{\text{syst}})\% [3].$$

This value is the most precise determination to date, and it is in agreement with SM prediction (Fig. 2).

Data recorded at LHCb in 2012 are good chance to improve previous results as well as find NP!

1. LHCb Collaboration, JINST S08005 (2008).
2. LHCb Collaboration, LHCb-CONF-2012-002.
3. LHCb Collaboration, LHCb-CONF-2012-022.

**ЕКСПЕРИМЕНТ СВМ. ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОТОТИПІВ ЕЛЕМЕНТІВ ДЛЯ КРЕМНІЄВОГО ТРЕКЕРА**

**Я. В. Панасенко<sup>1</sup>, В. М. Пугач<sup>1</sup>, Й. Хойзер<sup>2</sup>, В. О. Кива<sup>1</sup>, Ю. М. Сорокін<sup>1,3</sup>, А. О. Лиманець<sup>1,3</sup>**

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Центр дослідження важких іонів (GSI), Дармштадт, Німеччина

<sup>3</sup> Університет імені Гете, Франкфурт, Німеччина

Досліджено прототипи двосторонніх кремнієвих мікростріпових сенсорів типу СВМ02. Сенсор СВМ02-B2 був досліджений за допомогою мікроелектроніки (чіп nXYTER). На нього подавалася напруга зміщення 100 В. Сенсор було розміщено на демонстраторі прототипу детекторного модуля, і для зчитування всіх каналів використовувались 4 чіпа nXYTER. Три таких модулі було поставлено на пучок протонів з енергією 2.4 ГеВ.

Реконструйовано одно- та багатокластерні події. Було визначено що у випадку проходження протона по середині між двома стріпами повна амплітуда кластера на  $\approx 10\%$  менша, ніж у випадку потрапляння протона в стріп. Тобто в міжстріповому проміжку спостерігається втрата майже  $10\%$  заряду, але вона не є значною, щоб суттєво

вплинути на роботу сенсора.

Міжстріповий проміжок дає змогу встановити функціонування обох стріпів, досліджувати явище розподілу заряду між сусідніми стріпами, моніторувати геометричну однорідність стріпів і т. ін. Для міжстріпового проміжку були побудовані двовимірні спектри із сусідніх стріпів. На рис. 1 представлено спектри для р- і n- сторін досліджуваного сенсора, по осях відкладено амплітуди сигналу із стріпів. З р-сторони спостерігається розподіл, з найбільш імовірним значенням 80 кеВ, що відповідає втраченій енергії протонами (МІЧ) у кремнії товщиною 300 мкм. З n-сторони спостерігається сигнал меншої амплітуди, а також приблизно у 2 рази менша кількість подій, що вказує на неповне розтягнення збідненої зони р-n-переходу.

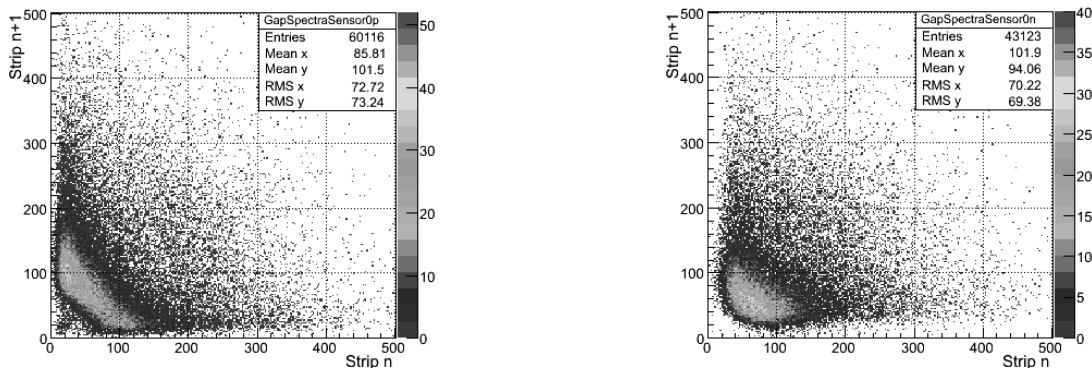


Рис. 1. Двовимірні спектри МІЧ, виміряні парою сусідніх стріпів сенсора СВМ02-B2 (ліворуч р-сторона, праворуч n-сторона).

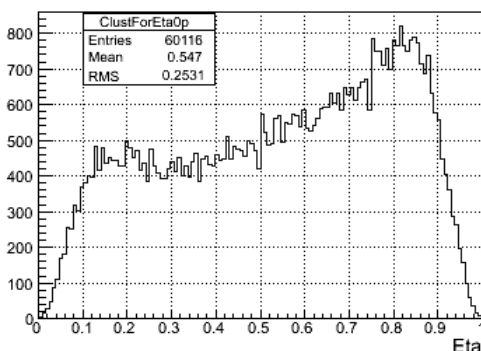


Рис. 2. Розподіл для  $\eta$ -функції.

Другою частиною роботи було визначення відношення сигналу до шуму та реконструкція  $\eta$ -функції. Отримане значення для сенсора СВМ02-B2 для р-сторони  $S/N = 19$  і є достатнім

для надійної реєстрації корисних подій на фоні шуму для неопроміненого сенсора товщиною 300 мкм.

Для треків, які генерують достатньо заряду на двох стріпах вище значення порога, позиція проходження частинки через сенсор може бути визначена більш точно завдяки обрахуванню  $\eta$ -функції. Це нелінійна функція, яка дорівнює відношенню заряду, зібраному правим стріпом, до сумарного зібраного заряду кластера. Для аналізу відбираються двостріпові кластери. Використовуючи це означення, було отримано розподіл для  $\eta$ -функції (рис. 2). Характерним є наявність піків на краях розподілу. Це означає, що поділ заряду між стріпами відбувається не за лінійним законом.



**ВИПРОБОВУВАННЯ НА ПУЧКУ ПРОТОНІВ СЕНСОРІВ ДЛЯ КРЕМНІЄВОЇ ТРЕКОВОЇ СИСТЕМИ ЕКСПЕРИМЕНТУ СВМ**

**Г. М. Малигіна<sup>1,2</sup>, В. М. Пугач<sup>1</sup>, Ю. Є. Сорокін<sup>1,2</sup>, Й. Хойзер<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Університет імені Гете, Франкфурт, Німеччина

<sup>3</sup> Центр дослідження важких іонів (GSI), Дармштадт, Німеччина

Експеримент для дослідження стиснутої баріонної речовини СВМ (Compressed Baryonic Matter) – це майбутній експеримент з релятивістськими важкими іонами та фіксованою мішенню на базі прискорювача SIS-300 в GSI (Дармштадт, Німеччина). Його мета – дослідити фазову діаграму квантової хромодинаміки в області високих баріонних густин та помірних температур.

Трекову систему СВМ [1], яка є одним із найважливіших елементів експериментальної установки, планується побудувати на базі кремнієвих мікропиксельних та двосторонніх мікrostріпових сенсорів. Для зчитування буде використовуватися електроніка на базі мікрочіпа nXYTER (Front-End Boards) [2].

У січні 2012 р. прототипи детекторних модулів для трекової системи було протестовано на пучку протонів з енергією 2,4 Гев (синхротрон COSY, Юліх, Німеччина) [3]. У нашому дослідженні порівнювалися характеристики неопроміненого сенсора і сенсорів, які отримали дозове навантаження  $3 \cdot 10^{13}$  і  $10^{14}$   $n_{eq}/cm^2$ . Використовувався режим зовнішнього тригера.

Проаналізовано кореляції між амплітудами сигналу (які пропорційні заряду зібраному стріпом) на протилежних сторонах сенсора. Скупчення точок вздовж прямої з кутом нахилу  $45^\circ$  свідчить про однакову ефективність збору заряду обома сторонами детектора. Опромінений сенсор показав значне погіршення ефективності збору заряду п-стороною (рис. 1). Це вказує на необхідність збільшення робочої напруги зміщення для сенсорів, які отримали великі дозові навантаження.

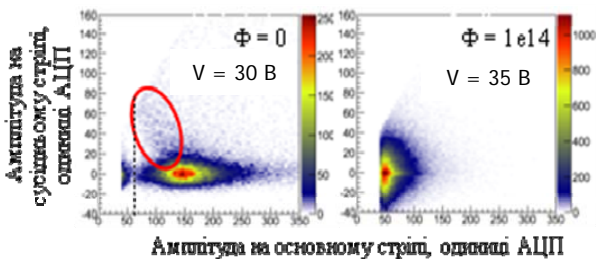


Рис. 1. Кореляція між амплітудами сигналів на протилежних сторонах для неопроміненого (зліва) та опроміненого (справа) сенсорів. Робоча напруга зміщення 30 В. Кольором позначено кількість подій.

Для неопроміненого сенсора спостерігалось чітке розділення сигналу від шуму (пунктирна

лінія на рис. 2) та кореляція між амплітудами сигналів на сусідніх стріпах. Для сенсора, який отримав опромінення  $10^{14}$   $n_{eq}/cm^2$ , взагалі неможливо достовірно розділити сигнал від шуму.

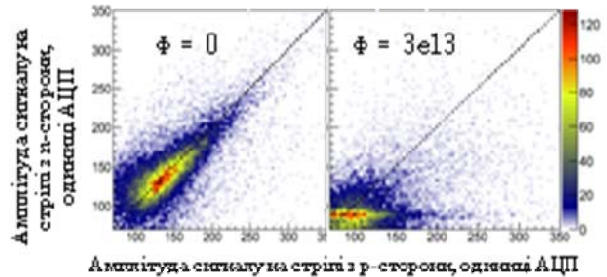


Рис. 2 Кореляція між амплітудами на основному стріпі (який зібрав найбільше заряду) та сусідньому для неопроміненого (зліва) та опроміненого (справа) сенсорів. Еліпсом обведено події, у яких заряд розподілявся між сусідніми стріпами, утворюючи 2-стріповий кластер. Кольором позначена кількість подій.

При зміні нахилу площини сенсора до осі пучка шлях протона в товщі кремнію зростає обернено пропорційно синусу кута нахилу. Оцінка очікуваних значень амплітуди сигналу від 1- та 2-стріпових кластерів (рис. 3) нормована за даними для кута  $0^\circ$ .

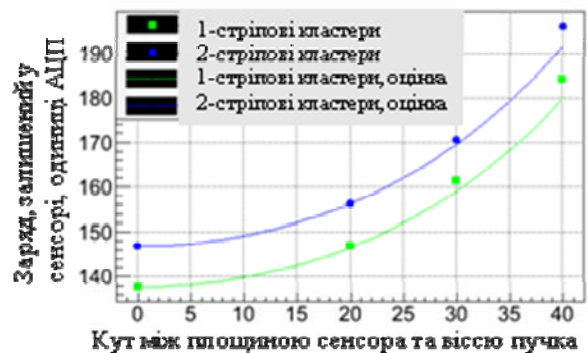


Рис. 3. Спостережена (крапки) та очікувана (лінії) амплітуда сигналу для 1- і 2-стріпових кластерів для неопроміненого сенсора при змінненні кута нахилу площини сенсора до осі пучка.

1. J.M. Heuser *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A**568**, 258 (2006).
2. A.S. Bronga *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A**568**, 301 (2006).
3. J.M. Heuser *et al.*, *CBM Progress Report 2011* (Darmstadt 2011), p. 17.

TRANSCONDUCTANCE CALIBRATION OF n-XYTER 1.0

I. Sorokin<sup>1,2</sup>, T. Balog<sup>3,4</sup>, V. Krylov<sup>5</sup>, C. J. Schmidt<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Goethe University Frankfurt, Frankfurt/Main, Germany

<sup>2</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>3</sup> Comenius University, Bratislava, Slovakia

<sup>4</sup> GSI Helmholtz Center for Heavy Ion Research, Darmstadt, Germany

<sup>5</sup> Taras Shevchenko National University, Kyiv, Ukraine

Since long time n-XYTER 1.0 [1] has been actively used as a prototype readout chip for the Silicon Tracking System (STS), Muon and Cherenkov detectors of the CBM experiment. Transconductance calibration of n-XYTER has already been reported [2]. However, it was done with only one channel of one chip, only at one polarity and without thermal stabilization of the chip. An inconsistency [3] between this calibration and results of measurements with various microstrip detectors done by the CBM-STG group necessitated to repeat the calibration thoroughly.

To generate reference charge pulses voltage steps were applied to the n-XYTER input over a capacitor. The injected charge in this case is  $C \cdot \Delta V$ .

The voltage steps were generated with an ordinary laboratory pulser and attenuated down to the millivolt level with passive attenuators. In order to minimize the systematic error the actual attenuation factors were measured with high precision, and also their independence of the frequency was checked.

The capacitance (with parasitics) was also measured precisely ( $1.051 \pm 0.001$  pF). As a cross-check, calibration of one channel was repeated with a capacitor of a different type and value and a good agreement was observed.

Finally, independence of the n-XYTER response on the width of the injected pulse was checked (as expected, observed roughly up to 50~ns).

n-XYTERs were operated on the Front-End Boards rev. D, with thermal stabilization and in conjunction with 12-bit ADC (AD9228, dynamical range – 1..1 V).

The calibration was done with 3 chips and 42/10 channels for negative/positive polarities respectively. Within the same polarity the data from all channels was combined and fitted with a 4<sup>th</sup> order polynomial, and the results are:

$$Q_- = 0.2025 + 20.53 \cdot 10^{-3} \cdot A - 6.733 \cdot 10^{-6} \cdot A^2 + 13.24 \cdot 10^{-9} \cdot A^3 - 3.566 \cdot 10^{-12} \cdot A^4,$$

$$Q_+ = 0.3966 + 19.21 \cdot 10^{-3} \cdot A + 2.603 \cdot 10^{-6} \cdot A^2 - 10.62 \cdot 10^{-9} \cdot A^3 + 12.27 \cdot 10^{-12} \cdot A^4,$$

where  $Q_{\pm}$  is the input charge in fC, and A is the n-XYTER output amplitude in ADC LSB (least significant bit).

Simple formulae were obtained for the linear range (0-700 ADC LSB) by fitting the same data with straight lines:

$$Q_- = 0.07757 + 0.02051 \cdot A = 0.07757 + 10.02 \cdot 10^{-3} \cdot U,$$

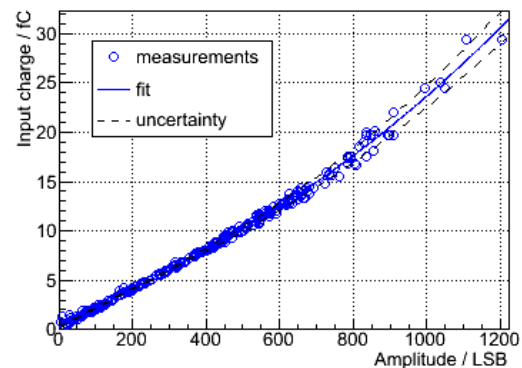
$$Q_+ = 0.3718 + 0.01960 \cdot A = 0.3720 + 9.573 \cdot 10^{-3} \cdot U,$$

where U – is the n-XYTER output amplitude in mV.

The dominant contribution to the uncertainty comes from the fact that a single calibration curve is applied to all channels, even though they might have slightly different gains. This uncertainty was parameterized with a 2<sup>nd</sup> order polynomial and estimated by requiring that it compares to the dispersion of the data. Due to small number of data points at positive polarity the uncertainty was assumed to be the same for both polarities:

$$\Delta Q = 0.1 - 4 \cdot 10^{-4} \cdot A + 1.4 \cdot 10^{-6} \cdot A^2$$

( $\Delta Q$  in fC, A in ADC LSB).



n-XYTER calibration at negative polarity.

As a cross-check against possible systematic errors a planar silicon detector was connected to n-XYTER and the amplitude that corresponds to the 59.6 keV line of <sup>241</sup>Am was measured (114 LSB) (Figure). According to the calibration of the same (single) channel, the amplitude corresponds to 2.57 C of charge, which is in a very good agreement with the expected value of 2.64 fC (2.7 % difference).

1. A.S. Brogna *et al.*, n-XYTER reference, manual, unpublished.
2. GSI Scientific Report 2009 (Darmstadt, 2010), p. 84.
3. GSI Scientific Report 2010 (Darmstadt, 2011), p. 26.

## МІКРОСТРІПОВІ МЕТАЛЕВІ ДЕТЕКТОРИ ДЛЯ ДІАГНОСТИКИ ПУЧКІВ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК

О. С. Ковальчук<sup>1</sup>, В. М. Пугач<sup>1</sup>, Д. І. Сторожик<sup>1</sup>, В. М. Міліція<sup>1</sup>,  
В. О. Кива<sup>1</sup>, О. А. Федорович<sup>1</sup>, Г. Рем<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Diamond Light Source, Oxfordshire, United Kingdom

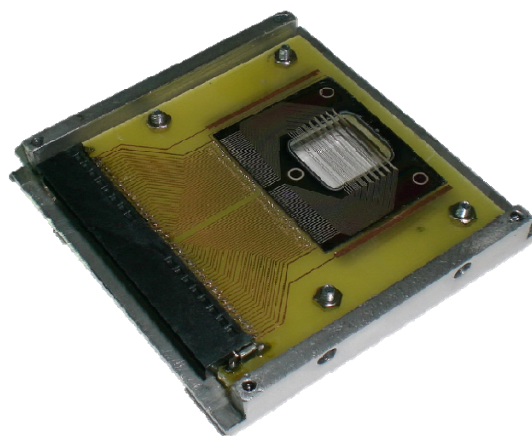
Відділом фізики високих енергій спільно з лабораторією фізики плазми ІЯД НАН України створено технологію виготовлення мікростріпових металевих детекторів (ММД). Ці детектори спроможні реєструвати потоки іонізуючого випромінювання у широкому діапазоні енергій та інтенсивності. Відмінною особливістю ММД від мікродетекторів на основі напівпровідникових, сцинтиляційних або газорозрядних матеріалів, які або повністю поглинають досліджуваний пучок, або суттєво його деформують, є його практично ідеальна робота в якості вимірювально-моніторингового приладу без спотворення характеристик досліджуваного пучка заряджених частинок чи рентгенівського випромінювання.

В основі принципу роботи ММД лежить вторинна електронна емісія (ВЕЕ). Пучок заряджених частинок або фотони, проходячи крізь стріп, викликає ВЕЕ, утворюючи тим самим додатний заряд, який інтегрується високочутливим зарядовим інтегратором (ВЗІ), що з'єднаний зі стріпом. В явищі ВЕЕ головну роль відіграє тонкий приповерхній шар металу завтовшки 10 - 50 нм, що дає можливість створювати надтонкі (1 мкм) детектори з мінімальною масою детектуючого матеріалу. Це є однією з головних переваг детектора. Іншими особливостями ММД є: висока радіаційна стійкість (>100 МГр), висока просторова роздільна здатність (до 2 мкм), унікальна технологія виробництва, низька робоча напруга (до 20 В), комерційно доступна зчитувальна електроніка.

Можливі області застосування цих детекторів: моніторинг профілю мікропучків заряджених частинок та синхротронного випромінювання; реєстрація подій у мас-спектрометрах та електронних мікроскопах (електронна фокальна площина); датчики рентгенівського та гамма-випромінювання; прецизійні вимірювання просторового розподілу радіаційного навантаження (мікробіологія, медицина, мікрOMETALURGIJA тощо).

Наразі існують зразки ММД із кількістю стріпів від 16 до 1024 із кроком стріпів від 2 до 200 мк.

У 2012 р. були виготовлені детекторні модулі ММД (рисунок) для застосування в системі фокусування мікропучків на синхротроні DLS (Великобританія). Для цього проекту були розроблені та виготовлені унікальні за своїми характеристиками сенсори зі змінним кроком стріпів - MMD32\_v (кількість стріпів – 32, відстань між стріпами від 2 до 300 мк).



Модуль ММД зі змінним кроком стріпів.

Виконано дослідження 16-секторного металевих мікродетектора на лінії В16 синхротрона DLS (діаметр пучка 100 мкм, енергія 10÷20 кеВ). Визначена чутливість детектора  $10^{-3}$  е/рн відповідає теоретичним розрахункам. Виміряно позиційну чутливість різних груп секторів ММД залежно від переміщення детектора відносно осі пучка.

На базі системи збору та обробки даних X-DAS (SENS-TECH, Великобританія) побудована система моніторингу профілю й положення пучків заряджених частинок. У 2012 р. виконано випробування цієї системи з детектором MMD64 на прискорювачі ЕПП-10К ІЯД НАН України. Розпочато виготовлення нового багатоканального детекторного модуля для досліджень динаміки фазових переходів у металах, що проводяться в Інституті проблем матеріалознавства НАН України.

## LHCb RADIATION MONITORING SYSTEM OPERATION IN 2012

O. Y. Okhrimenko, V. M. Pugatch, V. M. Iakovenko

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

In 2012 at LHC proton beams were collided at 8 TeV. In total,  $2.2 \text{ fb}^{-1}$  of luminosity has been delivered at IP8, where LHCb experiment is located [1].

The Radiation Monitoring System (RMS) [2 - 3] of the LHCb Inner Tracker (IT) has operated well in 2012 performing its main goal – monitoring of radiation load at IT region during collisions at LHCb. By the principle of operation RMS measures secondary electron emission from metal sensors caused by impinging charged particles.

It was shown in 2010 that RMS response is correlated with luminosity measured by LHCb [4]. Fig. 1 illustrates comparison of the delivered luminosity measured by RMS-module and LHCb in 2012.

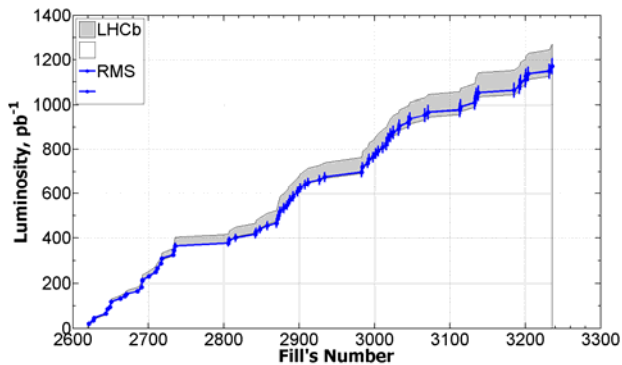


Fig. 1. Delivered luminosity in 2012 (75 fills with highest delivered luminosity per fill) measured by LHCb (grey area) and RMS sensors (blue line). The data are shown only for 'CRYO' module (mean value of 7 sensors).

In 2012 a simulation for proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  was made by exploring code FLUKA [5] to estimate radiation load at LHCb. The highest fluence charged hadron fluences at IT-2 region was evaluated  $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  for  $2.2 \text{ fb}^{-1}$ .

MIP fluxes and absorbed dose distribution measured by the RMS agree well with the Monte-Carlo simulated data.

The distribution of the charged particles fluence at  $2.2 \text{ fb}^{-1}$  of luminosity over the IT Si-sensors measured by RMS is shown in Fig. 2. Up to  $4 \cdot 10^{12} \text{ MIP/cm}^2$  have passed through silicon sensors. These fluences correspond to a dose of (0.15 - 1) kGy absorbed by different sensors. Correspondingly calculated leakage currents increase in Si-sensors constitutes (30 - 300)  $\mu\text{A}^1$ . This agrees well

with the selected leakage current measurements.

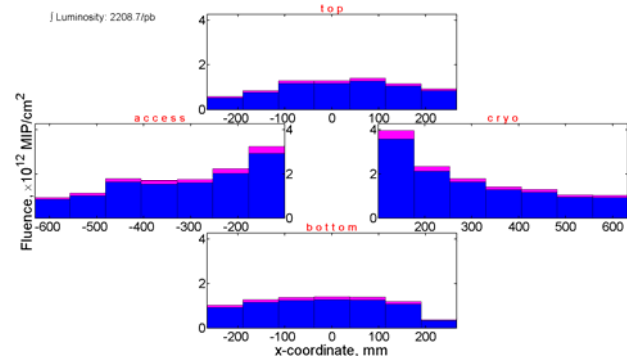


Fig. 2. Charged particles fluence distribution at IT-2 station measured by the RMS in 2012 for  $2.2 \text{ fb}^{-1}$ .

Assuming 3 years (2010 - 2012) of LHC operation, about  $3.3 \text{ fb}^{-1}$  of luminosity was delivered at LHCb. In total, this has resulted in  $(1 - 6) \cdot 10^{12} \text{ MIP/cm}^2$ , (0.25 - 1.55) kGy and (50 - 500)  $\mu\text{A}$  of charged particles fluence, absorbed dose and leakage currents increasing, respectively. This requires Si-sensor cooling down till (0 - 5)  $^{\circ}\text{C}$  and bias voltage tuning to keep reliable operational of IT.

RMS's data are included in Beam and Background monitoring tools and are displayed online in LHCb Control Room for preventing damage of silicon detectors from unexpected radiation incidents during LHC operation, especially during the beam injection.

Next year an online displaying of the radiation load and integrated luminosity measured by RMS will be modified to improve its performance. Detailed Monte-Carlo simulation of the radiation background at RMS region will be done for new conditions of the LHC operation.

We would like to thank Silicon Tracker and Beam and Background groups and all LHCb Collaboration for frank and fruitful cooperation and useful discussions. Special thanks are to Fred Blanc, Helge Voss, Matthias Karacson, Gloria Corti, Federico Alessio and Richard Jacobsson.

1. LHCb Collaboration, JINST S08005 (2008).
2. V. Pugatch *et al.*, Ukr. J. Phys. **54** (4), 418 (2009).
3. V. Iakovenko *et al.*, Nucl. Phys. At. Energy. **12**(3), 225 (2011).
4. O. Okhrimenko *et al.*, in *Proc. of ICALEPCS2011* 1115 (2011).
5. [www.fluka.org/fluka.php](http://www.fluka.org/fluka.php).

<sup>1</sup> This difference is caused by volume difference between short and long Si-sensors (factor  $\sim 3$ ).



ANALYZING HOMOGENEOUS RESPONSE OF INGRID DETECTORS IN MINI-TPC

A. Chaus<sup>1,2</sup>, M. Titov<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Service de Physique des Particules, CEA Saclay, Gif sur Yvette, France

The International Linear Collider (ILC) is planned to be the next major project in the High Energy Physics. One of the main components of the ILC detector is the Time Projection Chamber (ILCTPC). This work concentrates on the development of TPC readout, based on integration of the Micro-pattern gas detectors (Micromegas) and CMOS pixel chips ("TimePix"). This new type of device is named "InGrid". Main requirements for "InGrid" is to achieve sensitivity to single electrons and a very high spatial resolution (~30 μm). During the year we've tested several prototype "Ingrid" detectors.

The Medipix device has 256 × 256 pixels, each of 55 × 55 μm area [1]. The signal induced in each pixel is compared to a preset threshold. If the signal is larger than a preset threshold, the pixel is acti-

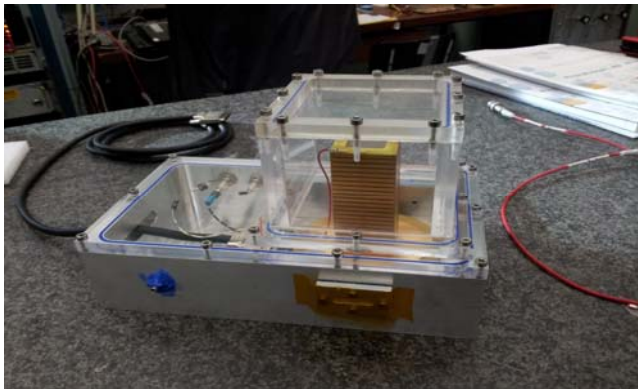


Fig. 1. Gaseous box for mini-TPC, with InGrid detector inside.

In this case guard ring problem in micro-TPC can be the main reason why detector is not sensitive on the edge.

vated. A particle can activate one or several pixels forming a blob. The data are recorded as frames that contain the status of all the pixels (65 536) after a given acquisition time.

In TPC one reconstructs tracks using 2D-charge profile on the TPC endplate and the third coordinate is derived from the drift time information [2]. In Saclay mini-TPC has been built. Using this mini-TPC a number of "Ingrid" single chips have been tested. In Fig. 1 a photo of mini-TPC is presented. Drift distance in micro-TPC (~10 cm) is large enough to allow study of single electron response from Fe55 source.

In Fig. 2 integrated frame is shown. Drift field was 200 V/cm, mesh voltage 350 volt and Ar/Iso mixture was 95/5. This was enough to detect every primary electron.

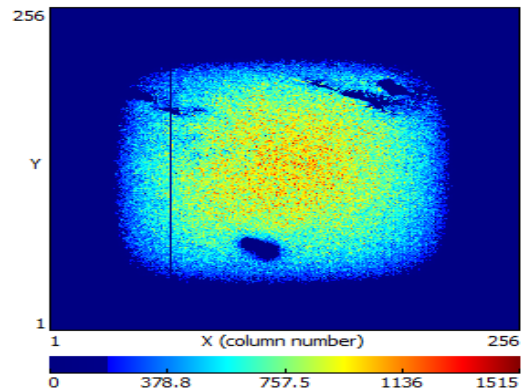


Fig. 2. Integrated frame with active detection area in the centre. 30 pixels on each edge are non-sensitive.

1. X. Llopart *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **581**, 485 (2007).
2. P. Colas *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **535**, 506 (2004).

**MICROPIXEL TimePix DETECTORS  
FOR KINEMATICS COMPLETE STUDIES OF THE REACTION  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$**

**M. Pugach<sup>1,4</sup>, M. Campbell<sup>2</sup>, C. Grania<sup>3</sup>, X. Llopart<sup>2</sup>, S. Pospisil<sup>3</sup>,  
O. Kovalchuk<sup>1</sup>, V. Kyva<sup>1</sup>, O. Okhrimenko<sup>1</sup>, Yu. Pavlenko<sup>1</sup>, V. Pugatch, D. Storozhyk<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research NASU, Kiev*

<sup>2</sup>*CERN, Geneva*

<sup>3</sup>*Institute of Experimental and Applied Physics, Prague*

<sup>4</sup>*Taras Shevchenko National University, Kiev*

A new experimental setup that included micropixel TimePix detectors [1] has been built at the Tandem generator of the Institute for Nuclear Research NASU to measure energy and angular correlations of alpha particles from the reaction  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ . TimePix hybrid micropixel detector (300  $\mu\text{m}$  thick silicon, 256  $\times$  256 micropixels, 55  $\times$  55  $\mu\text{m}^2$ ) introduces a chance to study three-particles final state in a wide range of phase space allowed by the energy and momentum conservation laws. The aim of this year studies was to test micropixel detector as a part of the experimental setup which provides simultaneous measurement of seven parameters: two coincident particles energies ( $E_1$ ,  $E_2$ ), polar ( $\theta_1$ ,  $\theta_2$ ) and azimuthal ( $\phi_1$ ,  $\phi_2$ ) angles as well as time of arrival of the particles in synchronized TimePix detectors. Kinematics calculations (Fig. 1) have been performed to find out the conditions of the interference phenomena for the  $^8\text{Be}^*(2.9 \text{ MeV})$  excited in the three-alpha particles final state resulted by the interaction of protons at 2.65 MeV with  $^{11}\text{B}$  nuclei.

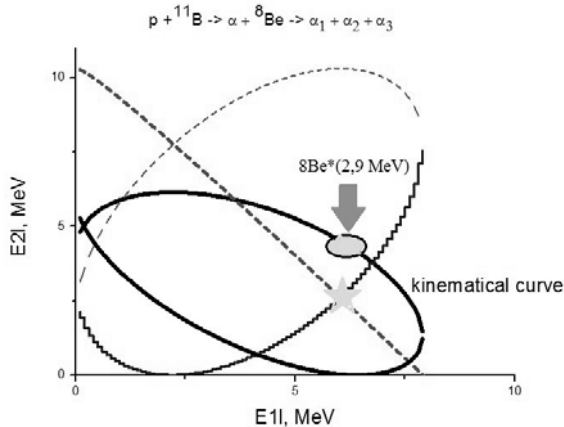


Fig. 1. Kinematics of the reaction  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ .  $E_{11}$ ,  $E_{21}$  – energy of alpha-particles at the polar angles 45 and 120 degrees, respectively. Black line – kinematical locus; all other lines – relative energy in different pairs of reaction products.

A star indicates position of a contribution of the  $^8\text{Be}^*(2.9 \text{ MeV})$  state excited in two pairs of reaction products. Due to the identity of the decay products this should result in interference. Location of this event on the kinematic locus is marked by an oval.

Fig. 2 illustrates a performance of the setup presenting two-dimensional energy distribution of the events from the reaction  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  obtained by the coincidence between the TimePix detector and silicon detector for the phase space of  $^8\text{Be}^*(2.9 \text{ MeV})$ . This setup will be explored for detailed study of transition from destructive to constructive interference in the reactions with few identical particles in final state.

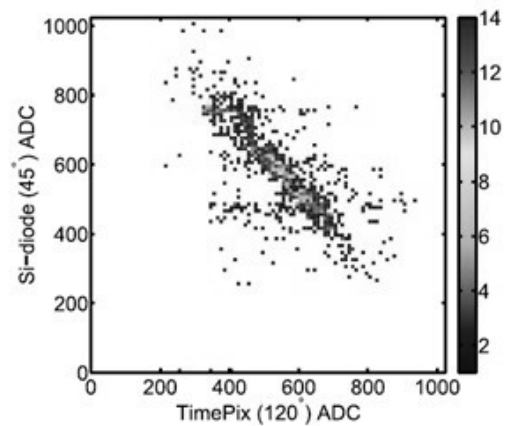


Fig. 2.  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  reaction. Two-dimensional energy spectrum for coincident events in the silicon detector ( $\theta_1 = 45^\circ$ ) and the TimePix detector ( $\theta_2 = 120^\circ$ ).

The software has been developed to approximate measured energy spectra by the formula

$$d^6\sigma / (dE_1 \cdot d\theta_1 \cdot d\phi_1 \cdot dE_2 \cdot d\theta_2 \times d\phi_2) \sim k |F_{\alpha\alpha\alpha}|^2 \cdot \rho(E_1 E_2),$$

where the three-particle final state amplitude  $F_{\alpha\alpha\alpha}$

$$|F_{\alpha\alpha\alpha}|^2 = |f_{\alpha_1\alpha_2}|^2 + |f_{\alpha_2\alpha_3}|^2 + 2 f_{\alpha_1\alpha_2} \cdot f_{\alpha_2\alpha_3} \cdot \cos(\Delta\psi)$$

includes interference term (phase shift  $\Delta\psi$ ) while pair interactions between alpha-particles  $f_{\alpha_1\alpha_2}$  and  $f_{\alpha_2\alpha_3}$  are presented by the Breit - Wigner distribution. From fitting procedure phase shift parameter  $\Delta\psi$  will be derived as a function of polar and azimuthal angles for angular combinations provided by two TimePix detectors.

1. X. Llopart *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A**581**, 485 (2007).

POSITION SENSITIVE MICRODETECTORS  
FOR DIFFRACTOMETRY OF FAST PROCESSES

V. Pugatch<sup>1</sup>, V. Burdin<sup>4</sup>, M. Campbell<sup>2</sup>, D. Denisyuk<sup>1</sup>, S. Firstov<sup>4</sup>, O. Kovalchuk<sup>1</sup>, X. Llopart<sup>2</sup>,  
V. Militsiya<sup>1</sup>, V. Minakov<sup>4</sup>, O. Okhrimenko<sup>1</sup>, Yu. Podrezov<sup>4</sup>, S. Pospisil<sup>3</sup>, M. Pugach<sup>1</sup>, D. Storozhyk<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> European Organization for Nuclear Research (CERN), Geneva, Switzerland

<sup>3</sup> Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University, Prague, Czech Republic

<sup>4</sup> I. M. Frantsevich Institute for Problems of Materials Science, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

Tests of position sensitive micropixel as well as metal and silicon microstrip detectors were performed as a tool for measuring and imaging in real time dynamics of phase transitions in metal alloys under heating or cooling. The experimental setup at the Institute for Problems of Material Science NASU has been explored for the X-rays diffraction studies. Angular position of diffraction peak is determined by the crystal lattice constant changing its value under cooling or heating. Characteristic features of X-ray diffraction were determined including angular position of the peak, its shape and intensity.

Position sensitive TimePix detector (CERN) provides measurement of two-dimensional X-ray intensity distributions [1]. In fact it surveys as an ‘electronic plate’ imaging in real time the dynamics of phase transitions, while earlier explored method of the ‘mechanical slit’ moving in front of the scintillator detector was rather time consuming and less precise. Fig. 1 shows position of the diffraction peak derived by the developed software as a function of the sample temperature, varied during the time (*t*) of experiment in the range 20 - 1250 °C.

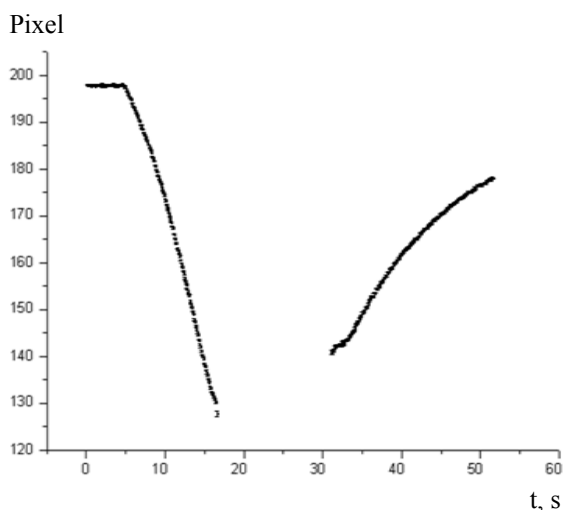


Fig. 1. X-ray diffraction peak position measured by the micropixel hybrid TimePix detector at different time of experiment under heating ( $7 < t < 17$  s) and cooling ( $32 < t < 54$  s) of the sample.

The exposure time varied from 10 ms to few hundred ms needed for the peak position determination with accuracy of 20  $\mu$ m. This has allowed to extract the parameters of  $\alpha$ -,  $\gamma$ -phases in armco-iron (2 % of carbon) with a precision of  $\pm 1.2 \cdot 10^{-3}$  during the transition from ferrite- to austenite-phase (Fig. 2) under its heating or cooling from 20 to 1250 °C [2].

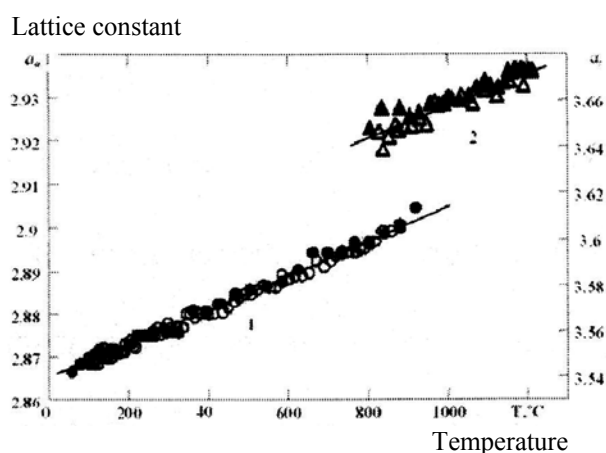


Fig. 2. The lattice characteristics ( $\alpha$ - and  $\gamma$ -phases) during sample heating (filled figures) and cooling (empty figures): 1 – ferrite; 2 – austenite.

Different prototypes of metal and silicon microstrip detectors have been also tested with the aim to build a cheaper yet still reliable setup for diffractometry of fast processes during phase transitions in metals. It has been demonstrated that commercially available system XDAS (SENS-TECH, UK) is the most suitable readout system for such applications. The corresponding detector module based on the silicon microstrip detector has been designed and its components are in production.

We thank Collaboration MEDIPIX (CERN) for the TimePix detectors used in these studies.

1. V. Pugatch, M. Campbell, X. Llopart *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **650**, 194 (2011).
2. M.V. Pugach, V.V. Burdin, M. Campbell *et al.*, Nucl. Phys. At. Energy **13**, 382 (2012).

**ВИМІРЮВАЛЬНА СИСТЕМА З ГНУЧКОЮ АРХІТЕКТУРОЮ**

**А. П. Войтер, Ю. М. Павленко, М. І. Доронін, О. М. Ковальов, І. О. Мазний**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Основою для створення архітектури вимірювальної системи з гнучкою архітектурою є узагальнена системна декомпозиція функцій, які виконуються вимірювальними системами за різними методиками. Елементи архітектури реалізують певні групи функцій системи, зокрема: амплітудного аналізу, аналізу часових інтервалів, функцій відбору подій, їхнього підрахунку тощо.

Відмінною рисою архітектури є те, що вона орієнтована на реалізацію з широким використанням програмованої логіки, що забезпечить максимальну інваріантність системи відносно тієї чи іншої методики вимірювань.

Архітектура вимірювальної системи визначає перелік основних блоків ядерної електроніки, їхню структуру, функції та взаємозв'язок, формати даних, інтерфейси та види вхідних та вихідних сигналів. Загалом вимірювальна система складається з базового блока, блока АЦП, блока лічильників і блока моніторного каналу, які об'єднані внутрішньою шиною даних і управління. Кожен із блоків має власну шину даних заданого формату та відповідний набір ліній управління. Вхідними сигналами вимірювальної системи є вісім аналогових імпульсних сигналів від спектрометричних підсилювачів, вісім аналогових імпульсних сигналів від швидких підсилювачів детекторної системи та один вхід від спектрометричного підсилювача моніторної системи.

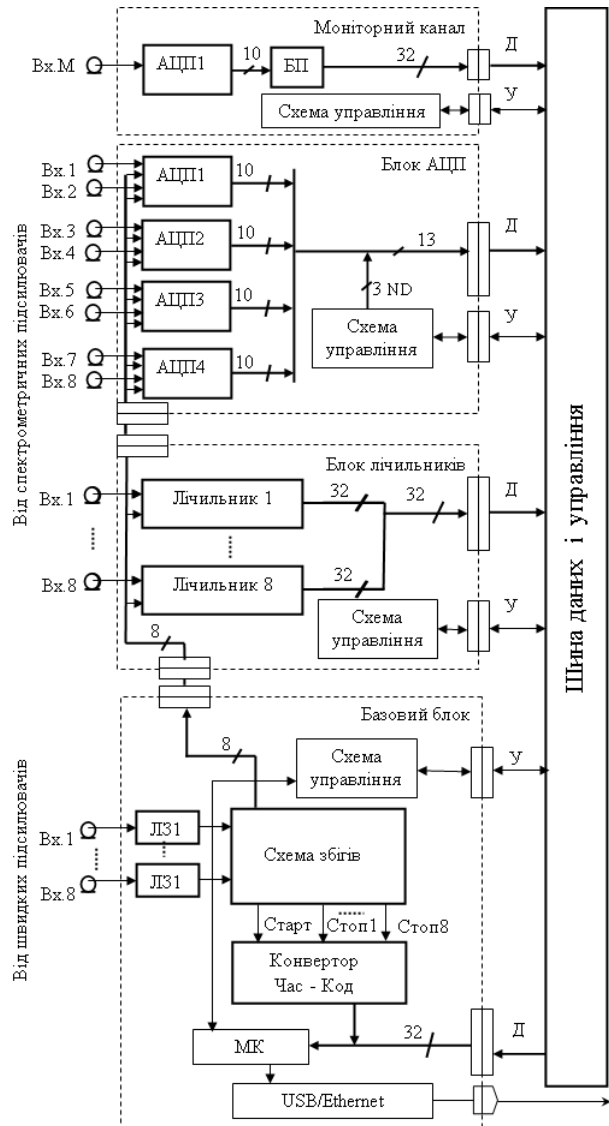
Основними функціями базового блока є:

- реєстрація факту події та присвоєння йому мітки часу (точка відліку – початок експерименту);
- визначення часових характеристик події  $T_{ij}$  (часовий спектр збігів);
- вироблення коду-ідентифікатора  $N_d$  пар телескопів, включених у схему збігів;
- збір даних і управління режимами роботи блоків по внутрішній шині системи;
- вирівнювання затримок між вимірювальними трактами детекторів телескопів;
- формування векторів подій у буферній пам'яті, наприклад  $E_i \Delta E_i E_j \Delta E_j T_{ij} N_d$  для подвійних збігів,  $E_i \Delta E_i E_j \Delta E_j E_k \Delta E_k T_{ij} T_{jk} N_d$  для потрійних збігів; зв'язок з системним комп'ютером.

Базовий блок функціонує під управлінням мікроконтролера (МК).

Блок АЦП призначений для перетворення сигналів від восьми спектрометричних підсилювачів (наприклад, чотирьох телескопів E- $\Delta E$ ) у

двійковий код амплітуди в режимі із стробуванням або у безперервному режимі.



Структурна схема вимірювальної системи.

Блок моніторного каналу призначений для перетворення в безперервному режимі сигналу від спектрометричного підсилювача моніторного каналу у двійковий код, накопичення кодів у гістограмній буферній пам'яті та підготовки даних до візуалізації.

Мережева або локальна взаємодія вимірювальної системи із системним комп'ютером здійснюється під управлінням мікроконтролера й реалізована у вигляді інтерфейсу Ethernet або інтерфейсу USB відповідно.

## ФУНКЦІОНАЛЬНО ПОВНИЙ НАБІР СТРАТЕГІЙ АДАПТИВНОГО УПРАВЛІННЯ В МОНОКАНАЛЬНИХ КОМП'ЮТЕРНИХ МЕРЕЖАХ

А. П. Войтер

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Завершено розпочати в [1] дослідження з адаптивного управління доступом до моноканалу. Запропоновано нові стратегії зміни довжини пакетів (4 - 6 в табл. 1), що роблять функціонально повним набір комбінацій  $r, q = \{L, l, 1\}$ , де  $r$  – довжина першого пакета в циклі передачі;  $q$  – наступних;  $L, l, 1$  – збільшена, зменшена і фіксована довжина пакета відповідно при передачі у вільному стані моноканалу та у стані дозволу передачі.

Таблиця 1. Стратегії зміни довжини пакетів

№ стратегії	Вільний стан моноканалу	Стан дозволу передачі
1	$L$	1
2	1	$l$
3	$L$	$l$
4	1	$L$
5	$l$	1
6	$l$	$L$

Аналіз ефективності нових стратегій здійснено математичним моделюванням для гнучкого і жорсткого протоколів МДКН. Для кожної стратегії розраховано кількісні показники ефективності у вигляді середньої швидкості передачі, пропускної здатності моноканалу та межі стійкості. Ефективність стратегій для жорсткого та гнучкого протоколів наведено в табл. 2 та 3 відповідно, де  $\Delta S$  є відношенням середньої швидкості передачі до середньої швидкості протоколу МДКН з фіксованим розміром пакетів при  $G = 0,5 G_0$ ,  $\Delta S_{\max}$  – відношення пропускної здатності даної стратегії до пропускної здатності протоколу МДКН з фіксованим розміром пакетів, а  $\Delta G_0$  – відношення межі стійкості даної стратегії до межі стійкості протоколу МДКН з фіксованим розміром пакетів.

Таблиця 2. Ефективність стратегій для жорсткого протоколу МДКН

№ стратегії	Зміст стратегії $r, q$	$\Delta S$	$\Delta S_{\max}$	$\Delta G_0$	Параметри розрахунку
1	$L, 1$	1,85	1,5	0,15	$a = 0,01; L = 10$
2	$1, l$	7,0	1,4	8,0	$a = 0,01; l = 0,1$
3	$L, l$	8,6	1,8	5,0	$a = 0,01; L = 10; l = 0,1$
4	$1, L$	5,2	1,18	0,15	$a = 0,01; L = 10$
5	$l, 1$	0,8	1,13	1,6	$a = 0,01; l = 0,1$
6	$l, L$	2,6	1,8	0,4	$a = 0,01; L = 5; l = 0,1$

Таблиця 3. Ефективність стратегій для гнучкого протоколу МДКН

№ стратегії	Зміст стратегії $r, q$	$\Delta S$	$\Delta S_{\max}$	$\Delta G_0$	Параметри розрахунку
1	$L, 1$	1,82	1,11	0,4	$a = 0,01; L = 10$
2	$1, l$	1,0	1,0	1,0	$a = 0,01; l = 0,1$
3	$L, l$	2,4	1,05	0,5	$a = 0,01; L = 10; l = 0,1$
4	$1, L$	1,03	1,04	1,05	$a = 0,01; L = 10$
5	$l, 1$	0,5	0,89	3,0	$a = 0,01; l = 0,1$
6	$l, L$	0,5	0,94	2,5	$a = 0,01; L = 2; l = 0,1$

Ефективність тієї чи іншої стратегії може визначатись за одним з трьох параметрів ( $\Delta S, \Delta S_{\max}, \Delta G_0$ ) або за декількома з них.

1. А.П. Войтер, Наук. вісті НТУУ “КПІ” **6**, (2007).

**КОМПЛЕКСНА СИСТЕМА ВИМІРЮВАННЯ СТРУМУ ПУЧКА ЦИКЛОТРОНА У-240**

**О. М. Ковальов, А. П. Войтер, О. Є. Вальков, М. І. Доронін, А. І. Устинов**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Вимірювання струму пучка циклотрона У-240 здійснюється сьогодні застарілим аналоговим способом і не може забезпечувати належну точність та повноту, оскільки аналогові прилади фіксують лише інтегральний показник струму. Сучасні цифрові технології надають можливість здійснювати такі вимірювання методами амплітудного аналізу значно точніше й визначати не лише інтегральне значення струму, але й амплітудні та ефективні його показники. З цією метою в рамках модернізації систем управління циклотрона У-240 створено комплексну цифрову систему вимірювання струму пучка (рис. 1).



Рис. 1. Структурна схема системи.

Головним елементом цієї системи, який буде спільним і для інших систем управління, є промисловий контролер I-8831 з архітектурою РС та магістрально-модульною системою підключення функціональних модулів. Для вимірювання амплітудних параметрів струму пучка використовується модуль I-8017HW, який здійснює амплітудно-цифрове перетворення імпульсної напруги, пропорційної струму в шунтуючому резисторі R циліндра Фарадея. Для передачі статистичних даних вимірювання до комп'ютера пульта управління циклотрону використано інтегрований в контролер I-8831 мережевий інтерфейс Ethernet.

Для формування імпульсної напруги розроблено спеціальний ізольований підсилювач (рис. 2). До складу підсилювача входять блок високовольтного захисту від стрибків високої напруги, інтегратор з постійною часу 10 мс, блок попереднього підсилення, фільтр Чебишева, блок

основного підсилення, термокомпенсований формувач середньої точки та компенсатор початкового зміщення.

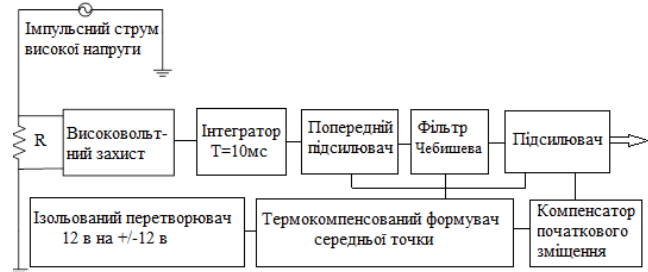


Рис. 2. Функціональна схема підсилювача.

Підсилювач здатний пропорційно перетворювати в напругу імпульсний струм пучка з параметрами, представленими на рис. 3.

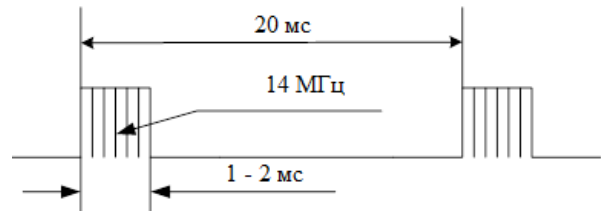


Рис. 3. Параметри струму пучка.

Коефіцієнт відношення вихідної напруги до значення вимірюваного струму дорівнює 10. Зовнішній вигляд підсилювача зображено на рис. 4.



Рис. 4. Конструкція підсилювача.

- Технічні параметри підсилювача:
- діапазон вимірюваних струмів пучка: від +0,5 до +200 мкА;
  - вихідна напруга, пропорційна вимірюваному струму: від +0,05 до +10 В;
  - похибка вимірювання в межах діапазону: 0,13 мкА;
  - частота зрізу фільтра Чебишева: 0,5 Гц;
  - постійна інтегратора: 10 мС;
  - напруга живлення: 24 В;
  - споживана потужність: 0,1 Вт;
  - конструкція: монтаж на DIN рейку.

## THE FEEDBACK TO POWER EFFECT IN THE TRAVELING WAVE REACTOR

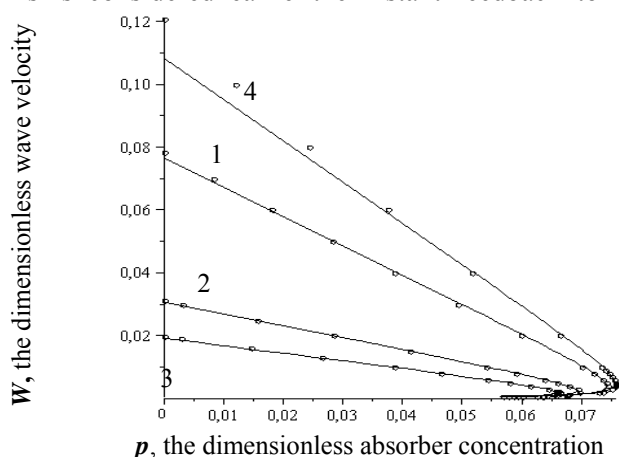
O. M. Khotyayintseva<sup>1</sup>, V. M. Khotyayintsev<sup>2</sup>, V. M. Pavlovich<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Taras Shevchenko National University, Kyiv

Travelling wave reactor (TWR) is a fast reactor in which nuclear burning propagates as a wave. Such a wave is a self-regulated one and is not driven by any external source. TWR can operate for a long time in a stable regime without any moving parts or any other active external control. In this paper we investigate the effect of temperature feedback to power on the properties of a stationary wave using one dimensional model of the infinite cylindrical reactor with the U-Pu fuel cycle and with the absorber which does not burn out. The model includes one group diffusion equation for neutron flux density and 10 kinetic equations for the number densities of heavy nuclides and fission products. The problem is analyzed both analytically using the earlier developed theory of the low velocity stationary wave in TWR and numerically. In our previous publications [1] it was shown that it is possible to regulate the velocity of the stationary nuclear fission wave and reactor power within a wide range choosing the appropriate absorber concentration. Main mechanisms of velocity formation originate in the kinetics of unstable nuclides, the intermediate nuclide <sup>239</sup>Np and its burn out in particular, and long-living <sup>241</sup>Pu. The effect of the latter is determining at lower wave velocities.

In this work in addition to these kinetic mechanisms considered earlier the instant feedback to



The feedback to power effect on the wave velocity characteristic: 1 –  $f = 0$ ; 2 –  $f = -3,8 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}$ ; 3 –  $f = -7,6 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}$ ; 4 –  $f = 0,8 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}$ .

power is taken into account in the simplest way by introducing the quadratic in neutron flux density term in the neutron diffusion equation

$$(\nu \Sigma_f - \Sigma_a) \phi \rightarrow (\nu \Sigma_f - \Sigma_a) \phi - f \phi^2 \Sigma_a.$$

Figure displays the changes in the velocity characteristic depending on the feedback coefficient  $f$ . Dots indicate the results of direct numerical solution, solid lines – to the obtained theoretical dependence

$$p = p_0 - bW - (p_0 - p'_0) \delta / (W + \delta),$$

where  $b = b_0 + b_1 \gamma$ ,  $\gamma = \lambda^{239\text{Np}} f / \sigma_a^{238\text{U}}$ , at  $\delta = 3,341 \cdot 10^{-4}$ ,  $b_0 = 1,089$ ,  $b_1 = -0,320$  determined by best fit and  $p_0 = 0,083$ ,  $p'_0 = 0,021$  calculated analytically. Deviation of analytical theory from the numerical results is observed only for the positive feedback and at very high velocities over 100 cm/year. The changes of the velocity characteristic with  $f$  are caused by the changes of the angular coefficient  $b$ . Thus, the feedback to power gives the additional additive contribution to the angular coefficient in linear proportion to the feedback coefficient. The contributions of kinetic and power feedback mechanisms are equal at  $f = -2,6 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}$ .

### The feedback to power effect on the minimal wave velocity

Feedback coefficient $f, \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}$	0,8	0	-3,8	-7,6
Minimal wave velocity, cm/year	7,7	6,3	3,7	3

Negative feedback to power decreases the velocity at given absorber concentration and narrows the range of the absorber concentration at which the stationary wave exists. The turning point of the velocity characteristic corresponds to the minimal possible velocity of the wave. The Table demonstrates that strengthening of negative feedback gives possibility to make the minimal wave velocity lower. We conclude that both kinetic and power feedback mechanisms should be taken into account to determine the velocity of the stationary wave in TWR.

1. V.M. Khotyayintsev, V.M. Pavlovych, and O.M. Khotyayintseva, in *PHYSOR 2010, CD*.

**ПРИМЕНЕНИЕ ГАРАНТИЙ, УЧЕТ И КОНТРОЛЬ, ФИЗИЧЕСКАЯ ЗАЩИТА  
ПРИ ВЫВОЗЕ ВЫСОКООБОГАЩЕННОГО ОБЛУЧЕННОГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА  
ИЗ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО РЕАКТОРА ВВР-М  
ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ НАН УКРАИНЫ**

**Т. Г. Луданова, В. Н. Макаровский, В. И. Слисенко**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Исследовательский ядерный реактор ВВР-М Института ядерных исследований НАН Украины (ИЯИ) ранее работал на ядерном топливе с 36%-ным обогащением по  $^{235}\text{U}$  (тепловыделяющие сборки (ТВС) типа ВВР-М2). Инициированная Министерством энергетики США программа RERTR, предусматривающая перевод исследовательских реакторов на ядерное топливо до 20%-ного обогащения по  $^{235}\text{U}$ , поддержана другими ядерными странами и МАГАТЭ. ИЯИ НАН Украины положительно откликнулся на предложение Министерства энергетики США относительно возможности перехода реактора на низкообогащенное топливо.

Специалистами реактора был проведен анализ безопасности реактора при использовании ТВС типа ВВР-М2 (19,75 %): расчет нейтронно-физических и теплогидравлических характеристик активной зоны реактора ВВР-М, анализ аварийных ситуаций. Они оценили радиационную обстановку и расчет доз для населения, безопасность хранения ТВС типа ВВР-М2 (19,75 %) в хранилищах свежего и отработанного топлива. На основании рассмотренных документов, а также результатов проведенных экспериментов по переходу реактора на низкообогащенное топливо пришли к выводу, что лучше использовать трубчатые ТВС типа ВВР-М2 с обогащением 19,75 % по  $^{235}\text{U}$  российского производства.

В связи с полным переходом реактора на низкообогащенное топливо в феврале 2012 г. с исследовательского реактора ВВР-М было вывезено высокообогащенное облученное ядерное топливо (с обогащением 36 %) в Российскую Федерацию на завод «Маяк».

Вывоз отработанного ядерного топлива (ОЯТ) за пределы установки был осуществлен из нового бассейна выдержки (БВ-2) с помощью специального перегрузочного блока.

Модернизация системы обращения с ОЯТ, осуществленная на реакторе ВВР-М, предусматривала перемещение ОЯТ из существующего БВ-1 в дополнительный бассейн БВ-2. Оба сооружения располагаются внутри общего здания

реактора. БВ-2 предназначен для хранения ОЯТ и его перегрузки при вывозе за пределы реактора.

Для вывоза ОЯТ реактора ВВР-М использовали новую технологию, существенно упрощающую техническую процедуру передачи отработанных ТВС и сокращающую время производства работ.

Технология основана на применении транспортного контейнера (TRANSPORT CASK) VPVR/M SKODA, отличающегося большой полезной вместимостью и способом загрузки топлива. Это позволило усовершенствовать загрузку ТВС и последующую транспортировку контейнеров.

Отработанные ТВС в компактной упаковке подаются в технологические каналы (ТК) через нижний торец. Контейнер устанавливается в гнездо погрузочного люка в защитной крышке БВ-2. С помощью опускного устройства, подвешенного на траверсе, корзина лифтовым способом опускается на подставку штробы, которая фиксирует корзину в строго вертикальном положении.

Передача отработанных ТВС из секций хранения в корзину осуществляется через окно в отсечной перегородке. В ближайший открытый люк заводится рабочий инструмент и средства визуального наблюдения.

По завершении заполнения корзины сформированная упаковка поднимается и втягивается в ТК, где производится ее жесткая фиксация. Далее выполняются финишные операции по подготовке контейнера к транспортировке.

Для физической защиты ядерных материалов в здании БВ-2 были установлены камеры наблюдения, датчики движения и другая аппаратура.

В целях применения гарантий МАГАТЭ представителем Агентства при загрузке ТВС в контейнеры осуществлялся четкий учет и контроль ядерных материалов. Была обеспечена транспортировка ядерных материалов согласно требованиям соответствующих международных правил для способов транспортирования опасных грузов.



**NONEQUILIBRIUM THERMODYNAMICS AND DISTRIBUTIONS TIME TO ACHIEVE A GIVEN LEVEL OF A STOCHASTIC PROCESS FOR ENERGY OF SYSTEM**

**V. V. Ryazanov**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

To describe the nonequilibrium states of a system, we introduce a new thermodynamic parameter – the lifetime of a system. The statistical distributions which can be obtained out of the mesoscopic description characterizing the behavior of a system by specifying the stochastic processes are written down. The change in the lifetime values by interaction with environment is expressed in terms of fluxes and sources. The expressions for the nonequilibrium entropy, temperature, and entropy production are obtained, which at small values of fluxes coincide with those derived within the frame of extended irreversible thermodynamics. The explicit expressions for the lifetime of a system and its thermodynamic conjugate are obtained. We have expression for nonequilibrium entropy  $S$

$$\begin{aligned} S/k_B &= S_\beta/k_B + x/(1+x) - \ln(1+x); \\ S_\beta/k_B &= \beta \langle E \rangle + \ln Z_\beta; \\ x &= \pm \int_V \rho \alpha_q(\bar{q}, \bar{q}) d\bar{r} / k_B)^{1/2} = \gamma \Gamma_0, \end{aligned}$$

where  $\alpha_q = \tau_q / \rho \lambda T^2$ ,  $\bar{q}$  is the heat flux;  $\lambda$  is the heat conductivity coefficient;  $T$  is the average absolute temperature;  $\tau_q$  is the time of the flux correlation;  $\rho = M/V$  being the mass density;  $E$  is the energy;  $R$  is the linear size of the system

$$\begin{aligned} dS &= \{k_B \beta - \int_V [\partial(\rho \alpha_q) / \partial u](\bar{q}, \bar{q}) d\bar{r} / \rho V 2(1+x)^2\} dE - \\ &- \int_V \rho \alpha_q \bar{q} d\bar{r} d\bar{q} / (1+x)^2 - 2x^2 k_B dR / R(1+x)^2. \end{aligned}$$

For entropy production we have

$$\begin{aligned} \sigma_S &= \bar{q} \bar{\nabla} \theta^{-1} - k_B x^2 (dq/dt) / qV(1+x)^2 + k_B (dR/dt) \times \\ &\times [3u\beta\rho + x^2(1+x)^{-2}] / VR\lambda T^2 k_B x^2 (d\bar{q}/dt) q^{-2} V^{-1} \times \\ &\times (1+x)^{-2} + \bar{q} = \lambda T^2 \nabla \theta^{-1} + (dR/dt) \lambda T^2 k_B [3u\beta\rho + \\ &+ x^2 V^{-1} (1+x)^{-2}] / \bar{q} R. \end{aligned}$$

The inverse nonequilibrium temperature

$$\begin{aligned} \theta^{-1} &= \partial S / \partial E|_{q,R} = k_B [\beta + x^2 / E(1+x)^2] = \\ &= 1/T + q^2 \alpha_q / u [1 + q(\rho \alpha_q V / k_B)^{1/2}]^2 \end{aligned}$$

coincides with the value  $1/\theta$  of the extended thermodynamics at small  $q$  (when  $(1+x)^{-2} \approx 1$ ). The value entropy production  $\sigma_S$  take on the form

$$\begin{aligned} \sigma_S &= \bar{q} \bar{\nabla} \theta^{-1} - \rho q \alpha_q (dq/dt) / (1+x)^2 + \\ &+ (dR/dt) \rho [3uT^1 + q^2 \alpha_q (1+x)^{-2}] / R, \\ (d\bar{q}/dt) \tau_q (1+x)^{-2} + \bar{q} &= \lambda T^2 \bar{\nabla} \theta^{-1} + \\ + (dR/dt) [3u\lambda T \rho / \bar{q} + \bar{q} \tau_q (1+x)^{-2}] / R \end{aligned}$$

and coincide with the corresponding expressions of extended irreversible thermodynamics and Maxwell - Cattaneo equation at  $dR/dt = 0$  and small  $q$ . The same can be derived by the Maxwell-Cattaneo equation

$$\bar{q} = -\lambda \bar{\nabla} T - \tau_q \partial \bar{q} / \partial t.$$

In [1] we used an exponential distribution of lifetime. In [2] we use a more accurate expression for the distribution of lifetime. Received expressions generalize expressions for the nonequilibrium entropy, entropy production, inverse nonequilibrium temperature, Maxwell - Cattaneo equation, received in [1]. Expressions have the following structure: the terms of [1] and supplements, depending on the value of  $\omega$

$$\begin{aligned} Z(\gamma) &= \int_0^\infty e^{-\gamma u} p_\Gamma(u, t) du = \\ &= \frac{p_\Gamma(0)}{a(1+\gamma/a)} {}_2F_1(1, 1+\gamma/a, 2+\gamma/a, \omega), \end{aligned}$$

$$\omega = p_\Gamma(0) r / \beta, \quad \beta = 1/k_B T,$$

where  $Z(\beta) = \int \omega(E = x) \exp\{-\beta x\} dx$  is the Gibbs partition function,  ${}_2F_1(\dots)$  is ordinary hypergeometric function,  $\beta$  and  $\gamma$  are Lagrange multipliers satisfying the equations for the averages

$$\langle E \rangle = -\partial \ln Z / \partial \beta|_\gamma; \quad \langle \Gamma \rangle = -\partial \ln Z / \partial \gamma|_\beta;$$

$$p_\Gamma(u, t) = \frac{p_\Gamma(0) e^{-C_i u / F_i}}{1 + \frac{p_\Gamma(0)}{F_i} e^{-C_i u / F_i} (R(t) - R(t_0))},$$

$$p_\Gamma(0, t_0) = a = C_i / F_i,$$

$$p_\Gamma(0) = \beta(1 - e^{-r C_i / \beta^2}) / r; \quad r = R(t_0) - R(t),$$

$$R(t) = \beta^2(t_0) \frac{\langle E^3 \rangle - \langle E^2 \rangle \langle E \rangle}{\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2} + \beta(t) \ln Z_\beta(t_0) - \beta(t_0).$$

We use the Zubarev - Peletminsky rule

$$\frac{d\bar{z}}{dt} = \bar{w}(\bar{z}); \quad \bar{w} \bar{\nabla} P_i = \sum_{j=1}^M C_{ij} P_j,$$

$$i = 1, \dots, M; \quad C_i = \sum_j C_{ji} F_j(t_0),$$

where  $C_{ij}$  are  $c$ -numbers;  $P_j$  are described physical quantities;  $F_j$  are conjugate thermodynamic parameters.

1. V.V. Ryazanov, J. of Thermodynamics, (2011); doi:10.1155/2011/203203 (2011).
2. V.V. Ryazanov, J. of Thermodynamics, (2012); doi:10.1155/2012/318032 (2012).

SUPERSTATISTICS AND LIFETIME

V. V. Ryazanov

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

To describe the nonequilibrium states of a system we introduce a new thermodynamic parameter – the lifetime of a system. The statistical distributions which can be obtained out of the mesoscopic description characterizing the behaviour of a system by specifying the stochastic processes are written. Superstatistics, introduced as fluctuating quantities of intensive thermodynamical parameters, are obtained from statistical distribution with lifetime (random time to system degeneracy) as thermodynamical parameter (and also generalization of superstatistics). Necessary for this realization condition with expression for average lifetime of equilibrium statistical system obtained from stochastic storage model is consist. The obtained distribution passes in Gibbs or in superstatistics distribution depending on a measure of dissipativity in the system. The superstatistics or the generalization of Boltzmann factor  $\exp\{-\beta_0 E\}$  was introduced in the following form:

$$B(E) = \int_0^\infty d\beta' f(\beta') \exp\{-\beta' E\}.$$

We used the density of probability in the extended phase space

$$\rho(z; E, \Gamma) = \exp\{-\beta E - \gamma \Gamma\} / Z(\beta, \gamma),$$

where  $Z(\beta, \gamma) = \int \exp\{-\beta E - \gamma \Gamma\} dz = \iint dE d\Gamma \omega \times \times (E, \Gamma) \exp\{-\beta E - \gamma \Gamma\}$  is the partition function,  $\beta$  and  $\gamma$  are Lagrange multipliers satisfying the equations for the averages

$$\langle E \rangle = -\partial \ln Z / \partial \beta|_\gamma; \quad \langle \Gamma \rangle = -\partial \ln Z / \partial \gamma|_\beta.$$

For the structural factor  $\omega(E, \Gamma)$  we shall write down

$$\omega(E, \Gamma) = \omega(E) \omega_\Gamma(E, \Gamma) = \omega(E) \sum_{k=1}^n P_k f_k(\Gamma, E).$$

In last equality it is supposed, that there exists  $n$  classes of ergodic states in a system;  $P_k$  is the probability of that the system will be in  $k$ -th a class of ergodic states,  $f_k(\Gamma, E)$  is density of distribution of lifetime  $\Gamma$  in this class of ergodic states (generally  $f_k$  depends from  $E$ ).

For exponential distribution of lifetime  $f$  the fluctuating value of temperature, we get:

$$P(E) = \exp\{-\beta_0(1 - r_0)E\} \omega(E) Z^{-1} \times$$

$$\begin{aligned} & \times \int_0^\infty f(\beta_0 r_1) \exp\{-\beta_0 r_1 E\} d(\beta_0 r_1) = \\ & = f_B f_A / Z = P_B P_A (Z_B Z_A / Z); \quad Z = \int f_A dE; \\ & Z_A = \int f_A dE; \quad Z_B = \int f_B dE; \quad P_B = f_B / Z_B; \quad P_A = f_A / Z_A; \\ & f_B = \exp\{-\beta_0(1 - r_0)E\} \omega(E); \\ & f_A = \int_0^\infty f(\beta_0 r_1) \exp\{-\beta_0 r_1 E\} d(\beta_0 r_1), \end{aligned}$$

where  $f_A$  and  $P_A$  corresponds to the type- $A$  superstatistics. For distribution function  $f$  as gamma-distribution we have

$$\begin{aligned} P(E) &= \exp\{-\beta_0(1 - r_0)E\} \omega(E) Z^{-1} (1 + bE)^{-c} = \\ &= \exp\{-\beta_0(1 - r_0)E\} \omega(E) Z^{-1} [1 + (q - 1)\beta_0 r_0 E]^{-c/(q-1)}, \end{aligned}$$

$$c = 1/(q - 1); \quad bc = \beta_0 r_0.$$

The Gibbs distribution does not describe the dissipative processes that develop in the system. Superstatistics describe systems by constantly putting energy into the system which is dissipated. The value  $\alpha = \gamma/\lambda$  is connected with dissipative processes in the system (through  $\gamma$ ). She defines a correlation between Gibbs and superstatistics multipliers. It is shown, that the behaviour of the obtained distribution interpolates between behaviour of Gibbs and Tsallis distributions. Application of this distribution to the phenomenon of the self-organized criticality (and other examples) shows his efficiency. The obtained distribution contains the new parameter related to a thermodynamic state of the system, and also with distribution of a lifetime of a metastable states and interaction of this states with an environment. Changing this parameter it is possible to pass to both Gibbs and Tsallis distributions. The relation  $\gamma = \alpha \lambda$  is of interest also. The value  $\gamma$  thermodynamical conjugated to random lifetime is expressed through entropy production and currents, i.e. through communication of system with an environment.

1. V.V. Ryazanov, Am. J. Math. and Stat. **2(3)**, 49 (2012).

**TIME TO REACH A GIVEN LEVEL OF NUMBER OF NEUTRONS IS STOCHASTIC ANALOG OF REACTOR PERIOD**

**V. V. Ryazanov**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

In [1] the random variable characterizing the evolution of neutron time intervals, the time to reach the level of the number of neutrons in the reactor. Time to reach the level of neutron number is a random time to obtain the random process of the total number of neutrons in the reactor of a given level. In [1] is show that this value can be regarded as a stochastic analogue of the reactor period. In this paper we investigate the value fundamentally different from the reactor period - the time to reach the level of the number of neutrons in the reactor. It is defined from other assumptions in comparison with the period and has a physical meaning, corresponding to its name. The relations obtained for the statistical quantities - time to reach the level of the number of neutrons in the reactor, and distribution of this quantity are important, reflecting the behavior of real-life physical quantities finite time to achieve a given level of the number of neutrons in the reactor. The characteristics and behavior of this quantity will be useful in various problems of physics, the theory and methods of calculation of nuclear power reactors.

In [1] the distribution of time to achieve the level of the number of neutrons in the reactor, from which you can record not only the average level of achievement, but also all moments of this value, and such probabilistic characteristics as the probability that the time to reach the level of the number of neutrons in certain prescribed limits are calculate. The advantage of this approach is that at the points of a dangerous change in reactivity, which can lead to emergency situations, the moments (e.g. mean

and variance) of the random variable time to achieve the level of the number of neutrons in the reactor have singularities. They may, for example, take the complex or negative values. Estimate of the average time required to reach the level of the number of neutrons in the reactor and of the variance of this quantity may serve as one of the practical applications of the proposed description of the various options by changes in reactivity over time. These changes are assumed to be given. Features of the behavior of the moments of time required to reach level will indicate the instability of the neutron system. Thus, taking into account the different effects that contribute to the reactivity, it is possible to choose a safe change. Mathematical expressions for the mean time to achieve the level of neutron number is simpler and clearer relations connecting the period of reactor with reactivity. These expressions are easily calculated. The algorithm is as follows: given change in reactivity over time. According to the obtained relations and graphs are determined the moments in which the change in reactivity can lead to the values of the average time required to reach the level of neutron number corresponding to the low periods of the reactor.

For the mean time to achieve, calculated in accordance with the expressions of [1], the numerical calculation gives the following feature at a value of reactivity is equal to  $\beta$ , reactivity jump on the prompt neutrons (Fig. 1). We also give an example of behaviors of dispersion of time to achieve the level for the case of a jump to the prompt neutrons (Fig. 2).

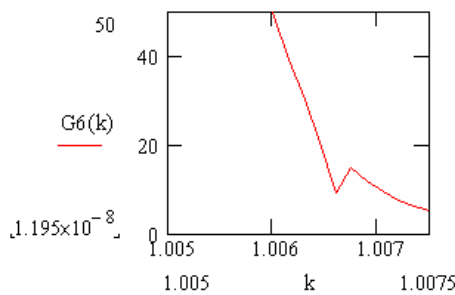


Fig. 1.

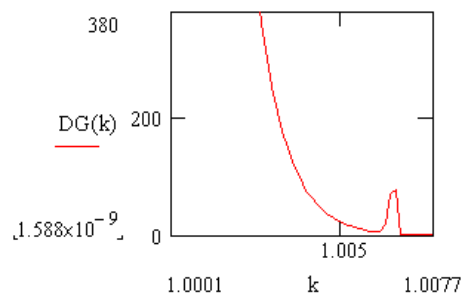


Fig. 2.

There are many examples of various features of the behavior of the average time to achieve the level. The goal is to systematize such examples, to identify patterns in them. It should also investigate in detail the ways to incorporate these temporal behavior of the time required to reach the level, analyzing their advantages and disadvantages.

1. V.V. Ryazanov, Atomic energy **110**, 307 (2011).
2. V.V. Ryazanov, in *4-th Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"*, Ukraine, Kyiv, Sept. 3 - 7, 2012: *Book of abstracts* (Kyiv, 2012), p. 128.
3. В.В. Рязанов, Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля **19**, 11 (2012).

**NEUTRON SPECTRA AND FLUXES IN HORIZONTAL CHANNELS OF RESEARCH REACTOR WWR-M WHILE CONVERSION ON LOW-ENRICHED FUEL**

**V. F. Razbudey**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

A calculational investigation of density and spectral structure of neutron radiation in horizontal experimental channels of the research reactor was carried out in connection with conversion of the reactor on low-enriched fuel according to international obligations of Ukraine. Calculations were performed using the Monte Carlo method. All design features of

the reactor (filling the core, the design and materials of fuel assemblies, biological shielding, Beryllium reflector, horizontal and vertical experimental channels, the pool, thermal column and so on) were taken into account.

Calculations were made for three core compositions (Figs. 1 and 2).

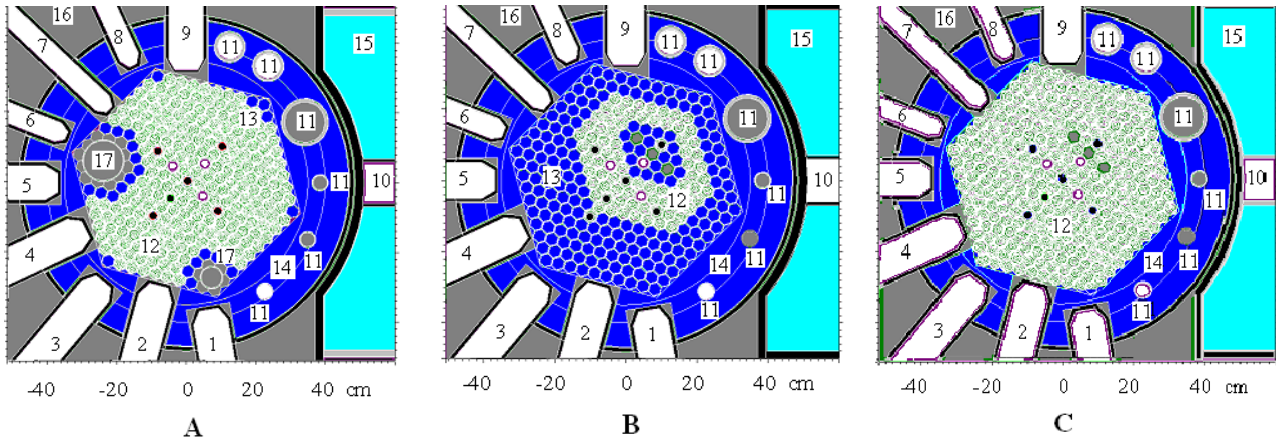


Fig. 1. Compositions of the core (computer model): A – before converting the reactor on low-enriched fuel, initial enrichment is 36 %, burn-up 39.7 %; B – the core after conversion on low-enriched fuel, initial enrichment 19.7 %, burn-up 0 %; C – after replacing all beryllium displacers with fuel assemblies, initial enrichment 19.7 %, burn-up 50 %; 1 - 9 – horizontal channels HEC-1 - HEC-9; 10 – horizontal channel in thermal column; 11 – vertical channels; 12 – fuel assemblies; 13 – beryllium displacers; 14 – beryllium reflector; 15 – graphite of thermal column; 16 – water in the reactor pool; 17 – vertical irradiation channels. – control rods; – all-stop channels; – cells for vertical channels inside the core.

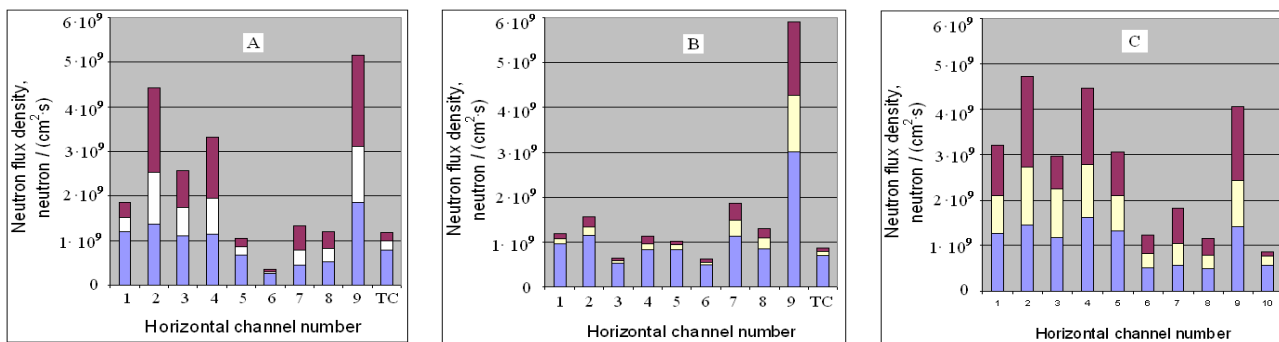


Fig. 2. Neutron flux densities and their constituents at the outlets of horizontal channels for the core compositions A, B and C: – thermal flux density, – epy-thermal, – fast.

It was shown that conversion of low-enriched reactor fuel substantially changed as spectra and fluxes at the outputs of the horizontal channels. These changes are caused not so much with the transition to a different fuel as with the need to start a company with "fresh", i.e. unburned, fuel rods and with consequent need to fill the core with fuel assemblies only by 28 % to compensate the excess reactivity. Partially these changes are also associated with the

removal of two large water cavities out of the core. During the subsequent operation of the reactor, as fuel will be burned out, beryllium displacers in the core will be replaced by fuel assemblies. After full filling the core parameters of neutron beams will be close to those which were before conversion to a new fuel. The remaining differences are mainly due to the absence of water cavities in the core.

## СЕЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ ПРИ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Ю. Г. Щепкин, В. И. Слисенко, Е. А. Павленко, Т. А. Костюк

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

При исследовании взаимодействия нейтронов с веществом обычно предполагается, что вероятность взаимодействия не зависит от плотности взаимодействий (ПВ). Такое допущение справедливо, если каждый акт взаимодействия рассматривается независимо от других, т.е. результат взаимодействия нейтрона с веществом не зависит от предыдущих актов и не влияет на последующие. Условия, предъявляемые к исследованиям, точность их проведения и значение ПВ, при которых они проводятся, не требуют привлечения к рассмотрению зависимости вероятности взаимодействия от ПВ. Однако по мере увеличения ПВ и точности измерений такое допущение окажется неверным, если в результате взаимодействия нейтронов с веществом образуются состояния с большими значениями таких параметров как нейтронное сечение  $\sigma'$ , выход  $\psi$  и время жизни  $T$ . В работах [1, 2] обнаружено, что относительное изменение сечения при плотности потока  $\sim 1,3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  для образца  $^{235}\text{U}$  составляет  $\sim 2,6 \cdot 10^{-4}$ . Выявить столь малое изменение традиционными методами измерения сечений невозможно. При исследовании таких малых эффектов постановка эксперимента должна сводить к минимуму изменение условий измерений (стабильности аппаратуры, нейтронного источника, фона, счетной загрузки детектора и регистрирующей системы и т.п.). Исследуемый эффект желательно выявлять путем относительных и сравнительных измерений и сведений к минимуму количества измеряемых параметров. Для решения задачи авторы предложили метод, в котором сравниваются интенсивности  $N_{1,2}$  и  $N_{2,1}$  потоков нейтронов, прошедших через два исследуемых образца 1 и 2 различных веществ, одновременно находящихся на пучке. Измерения  $N_{1,2}$  и  $N_{2,1}$  отличаются очередностью прохождения

нейтронов через образцы. При отсутствии зависимости сечения от ПВ в условиях "хорошей" геометрии  $N_{1,2}$  и  $N_{2,1}$  должны совпадать. В работе [3] показано, что в случае зависимости сечения от ПВ величина асимметрии пропускания (АП), определяемая как

$$q = (N_{1,2} - N_{2,1}) / 0,5(N_{1,2} + N_{2,1}), \quad (1)$$

связана с параметрами  $\sigma'$ ,  $\psi$  и  $T$  следующим образом:

$$q = -\alpha \cdot \sigma' \cdot \psi \cdot f_1(T, T_3) \cdot [1 - \exp(-n_2 \cdot \sigma_2)] \quad (2)$$

(в предположении наличия вторичных эффектов только в образце 1), где  $\alpha$  – ПВ в образце 1;  $f_1$  – функция, зависящая от  $T$  и времени  $T_3$  экспозиции образцов на пучке в каждой позиции 1 и 2;  $n_2$  и  $\sigma_2$  – толщина и сечение образца 2;  $\alpha$  эффективное нейтронное сечение  $\sigma_{\text{эф}}$  выражается как

$$\sigma_{\text{эф}} = \sigma - q / n_1 [1 - \exp(-n_2 \cdot \sigma_2)]. \quad (3)$$

Таким образом, если справедлива гипотеза о корреляции сечения с ПВ вследствие образования состояний с большими значениями рассмотренных параметров, это приведет к изменению нейтронного сечения и появлению АП. Измеряя  $q$ , находится изменение сечения.

1. Ю.Г. Щепкин, В.И. Слисенко, Е.А. Павленко та Т.А. Костюк, Ядерна фізика та енергетика **13**, 28 (2012).
2. Yu.G. Shchepkin, E.A. Pavlenko, in *Proc. of the IV Int. Seminar on Interaction of Neutron with Nuclei* (Dubna, 1996), p. 251.
3. Ю.Г. Щепкин, В.И. Слисенко, Е.А. Павленко та Т.А. Костюк, Ядерна фізика та енергетика **13**, 22 (2012).

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ НЕЙТРОННОГО СЕЧЕНИЯ ОТ ПЛОТНОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Ю. Г. Щепкин, В. И. Слисенко, Е. А. Павленко, Т. А. Костюк

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

В работах [1, 2] проведено исследования взаимодействия нейтронов с веществом с целью поиска зависимости сечения от плотности взаимодействий (ПВ). Такая зависимость, как показано в этих работах, может наблюдаться при больших ПВ и образовании состояний (в результате взаимодействия нейтронов с веществом) с аномально большими параметрами – сечением, временем жизни и выходом. Вследствие малости эффекта был разработан [1, 2] метод для выявления связи сечения с ПВ, основанный на сравнении измерений пропусканий нейтронов через пару образцов различных веществ, одновременно помещаемых на пучок, при изменении очередности прохождения нейтронов через образцы. При наличии зависимости сечения от ПВ пропускания различаются (асимметрия пропускания (АП)). Для пары образцов  $^{235}\text{U}, \text{Cd}$  была обнаружена АП, однако достоверность результата [1] мала (ошибка ~40 %) в силу причин, рассмотренных в работе [2]. Поэтому в работе [3] исследования продолжены на усовершенствованной методике, более оптимальных условиях, расширением набора пар образцов (с целью оценки побочных эффектов и установления природы связи сечения с ПВ), с вариацией значения ПВ. Измеряемая величина АП определяется как

$$q = (N_{1,2} - N_{2,1}) / 0,5 \cdot (N_{1,2} + N_{2,1}),$$

где  $N_{1,2}$  и  $N_{2,1}$  – интенсивности прошедших через образцы нейтронов. Измеренное значение  $q$  для пары  $^{235}\text{U}, \text{Cd}$  оказалось равным  $(2,541 \pm \pm 0,294) \cdot 10^{-4}$  при потоке  $\sim 1,3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , что соответствует относительному изменению эффективного сечения  $^{235}\text{U}$ , равному  $\sim 2,6 \cdot 10^{-4}$ . При уменьшении потока в  $\sim 2,1$  раза значение  $q$  также уменьшилось, что согласуется с ожидаемым поведением  $q$  [1, 2]. Ослабление потока осуществлялось с помощью ослабляющих образцов. Однако степень уменьшения  $q$  оказалась сильнее, чем ожидалось – от 1,2 до 3,5 раз, что связано с

малой статистикой и, возможно, изменением спектра нейтронов ослабляющими образцами. Было установлено, что АП обусловлена делением. Измерения с различными парами образцов показали наличие АП только в парах, содержащих  $^{235}\text{U}$ . В частности, для пары  $\text{U}, \text{Cd}$ , в которой масса  $\text{U}$  равнялась массе  $^{235}\text{U}$  в паре  $^{235}\text{U}, \text{Cd}$ , значение  $q$  составило  $-(0,465 \pm 0,429) \cdot 10^{-4}$ , т.е. АП отсутствует; для остальных пар с использованием  $\text{Cd}, \text{Pb}, \text{U}, \text{Tm}$  в различных комбинациях АП также отсутствует и значения  $q$  лежат в пределах  $(-0,681 \div 0,358) \cdot 10^{-4}$ .

Измерения удалось провести благодаря высокой стабильности, что достигнуто за счет использования реактора как источника нейтронов, физических параметров системы регистрации (4 $\pi$  – многосекционный детектор), малого времени экспозиции пары образцов на пучке в каждой позиции 1,2 и 2,1.

Результаты измерений анализировались [3] исходя из предположения об образовании вторичных состояний с аномальными параметрами. В качестве таковых рассмотрены осколки деления, возбуждение осколками фоонов, магнитные моменты (возникающие при ионизации  $^{235}\text{U}$  осколками), ядерные состояния  $^{235}\text{U}$  вследствие кулоновского возбуждения осколками. Из перечисленного только последняя причина объясняет измеренное значение  $q$ . Нельзя исключить проявление дальнодействий, однако соответствующих оценок в работе не проводилось.

1. Yu.G. Shchepkin and E.A. Pavlenko, in *Proc. of the IV Int. Seminar on Interaction of Neutron with Nuclei* (Dubna, 1996), p. 251.
2. Ю.Г. Щепкин, В.И. Слисенко, Е.А. Павленко та Т.А. Костюк, *Ядерна фізика та енергетика* **13**, 22 (2012).
3. Ю.Г. Щепкин, В.И. Слисенко, Е.А. Павленко та Т.А. Костюк, *Ядерна фізика та енергетика* **13**, 28 (2012).

## ВИЗНАЧЕННЯ ПОВНИХ НЕЙТРОННИХ ПЕРЕРІЗІВ $^{52}\text{Cr}$ З ВИКОРИСТАННЯМ МЕТОДУ ЗСУВУ СЕРЕДНЬОЇ ЕНЕРГІЇ НЕЙТРОНІВ ФІЛЬТРОВАНОГО ПУЧКА

О. О. Грицай<sup>1</sup>, А. К. Гримало<sup>1</sup>, **В. В. Колотий**<sup>1</sup>,  
В. А. Пшеничний<sup>2</sup>, В. П. Шахов<sup>1</sup>, В. М. Венедиктов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Державний науково-інженерний центр систем контролю та аварійного реагування, Київ

У відділі нейтронної фізики продовжується розробка та вдосконалення експериментальної методики для отримання набору повних нейтронних перерізів, які в подальшому планується використовувати для оцінки параметрів ізольованих резонансів у досліджуваному енергетичному діапазоні.

Для отримання набору повних нейтронних перерізів було використано метод зміни середньої енергії фільтрованих нейтронів. Даний метод базується на використанні залежності енергії розсіяних нейтронів від кута розсіяння.

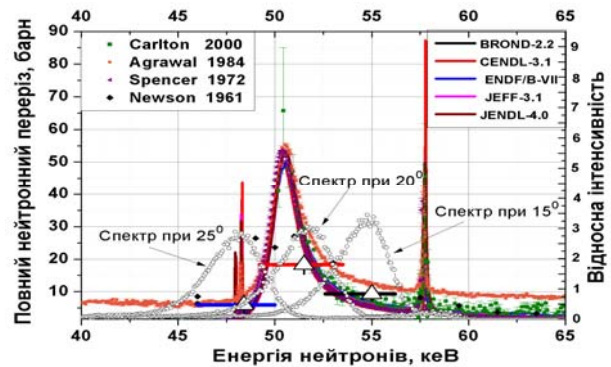
З використанням даної методики було проведено перші експериментальні вимірювання. У результаті проведених вимірювань отримано набір повних нейтронних перерізів  $^{52}\text{Cr}$  для енергій нейтронів від 58,6 до 48,4 кеВ. Експериментальні дослідження було проведено на 8-му експериментальному горизонтальному каналі реактора ВВР-М на установці кутів розподілів [1] (УКР-3) з використанням методу пропускання. Для реєстрації нейтронів було використано лічильник протонів віддачі LND-281 ( $\text{H} + \text{CH}^4 + \text{N}_2$ , тиск газу 3240 тор).

Для формування квазімоноенергетичної нейтронної лінії з середньою енергією 59 кеВ було використано композиційний фільтр з таким складом:  $\text{S} - 116,53 \text{ г/см}^2$ ,  $^{58}\text{Ni} - 81,42 \text{ г/см}^2$ ,  $\text{V} - 24,44 \text{ г/см}^2$ ,  $\text{Al} - 5,4 \text{ г/см}^2$ ,  $^{10}\text{B} - 0,5 \text{ г/см}^2$ .

В якості зразків-розсіювачів використовувались вуглець та поліетилен, що дало змогу отримати при кутах розсіяння 15, 20 та 25° нейтронні лінії з середніми енергіями 58,6, 58,3, 58 кеВ і 55,

52, та 48,4 кеВ відповідно. Товщина зразків-розсіювачів  $\text{C}$  та  $\text{CH}_2$  становить  $10,02 \pm 0,01$  та  $4,52 \pm 0,01$  мм відповідно. Товщина досліджуваного зразка  $^{52}\text{Cr}$   $0,0173 \pm 0,0002$  ядер/б.

Продовжується робота з аналізу впливу різних факторів на експериментальний результат. Ця робота виконується за допомогою розрахункового моделювання експерименту з урахуванням усіх експериментальних деталей. Ці розрахунки проводяться за допомогою програмного коду MCNP 4C.



Повні нейтронні перерізи з бібліотек оцінених ядерних даних (БОЯД), експериментальні дані з EXFOR/CSISRS та наші попередні експериментальні результати наведено на рисунку.

1. O.O. Gritzay, A.K. Grymalo, **V.V. Koloty** et al., in *Proc. of the 3rd Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"* (Kyiv, Ukraine, June 7 - 12, 2010), p. 483.



**ОТРИМАННЯ НАБОРУ ПЕРЕРІЗІВ ВУГЛЕЦЮ В ОБЛАСТІ ЕНЕРГІЇ 90 - 160 кеВ, ІЗ ВИКОРИСТАННЯМ МОДИФІКОВАНИХ ПУЧКІВ НЕЙТРОНІВ**

**О. О. Грицай, С. П. Волковецький, В. А. Лібман**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Відомо, що вуглець широко використовується не лише як реакторний конструкційний матеріал, а й застосовується в якості матеріалу-стандарту при дослідженнях розсіювання, особливо при енергіях, нижчих 2 МеВ.

Актуальність вимірювань  $\sigma_{tot}$  у даній енергетичній області зумовлена двома факторами: результатами вимірювань усередненого повного нейтронного перерізу [1], що сильно відрізняються від даних у бібліотеках оцінених ядерних даних, та

наявністю теоретичної роботи [2], яка передбачає можливість існування такої відмінності.

Для більш детального вивчення використано методику фільтрованих пучків нейтронів, проте з деякими вдосконаленнями. Для розширення набору отриманих значень було використано пучки нейтронів з декількома квазімоноенергетичними лініями в області енергії 90 - 160 кеВ. Даний підхід було реалізовано з використанням фільтрів, наведених у таблиці.

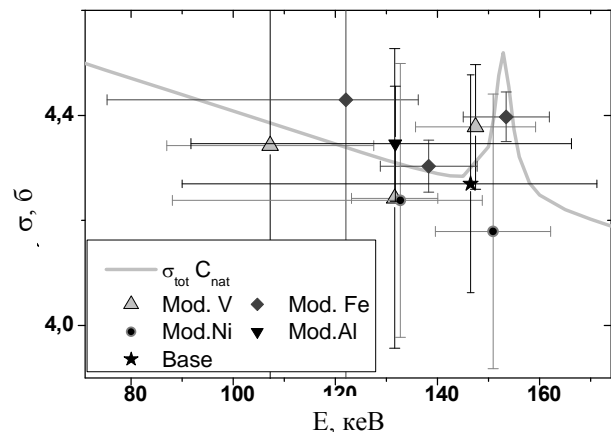
**Склад модифікованих фільтруючих збірок**

Назва фільтру	Компоненти, г/см <sup>2</sup>							
	<sup>10</sup> B	<sup>11</sup> B	Si	Ti	V	<sup>58</sup> Ni	<sup>54</sup> Fe	Al
Base	0,2	0,035	213,47	11,49	-	-	-	-
Mod. V	0,2	0,035	184,07	7,66	24,44	-	-	-
Mod. Ni	0,2	0,035	184,07	7,66	-	20,494	-	-
Mod. Fe	0,2	0,035	184,07	-	-	-	77,45	-
Mod. Al	0,2	0,035	213,47	-	-	-	-	10,0

У вимірюваннях було використано набір зразків вуглецю: для фільтрованих пучків Mod. Fe-54, Mod. Al використано 9 зразків товщиною 0,00884 - 0,18281 ядер/б; для Base, Mod. V, Mod. Ni-58 – 6 зразків товщиною 0,00890 - 0,04665 ядер/б.

У зв'язку з відмінностями між класичною методикою фільтрованих пучків і модифікованою було суттєво модернізовано алгоритм обробки експериментальних спектрів. Алгоритм був доповнений процедурами відновлення спектра нейтронів і розділенням енергетично близьких ліній із метою отримання параметрів ліній. Останні використовувались для визначення пропускання та визначення усередненого значення перерізу.

Результати вимірювань із використанням модифікованих пучків нейтронів представлено на рисунку.



Експериментальні усереднені  $\sigma_{tot}$  вуглецю та дані з бібліотеки ENDF/B-VII.0

1. O. Gritzay, V. Koloty, N. Klimova *et al.*, in *Proc. 12th Int. Symp. on Reactor Dosimetry, Gatlinburg, TN, USA, 2005*, JAI 3 8 (2006).
2. L. Canton, K. Amos, S. Karataglidis *et al.*, *Nucl. Phys. A* **790**, 251 (2007).



GOLD NANOSHELL EFFECT ON LIGHT-HARVESTING IN LH2 COMPLEXES FROM PHOTOSYNTHETIC BACTERIA

I. Yu. Goliney, V. I. Sugakov, G. V. Vertsimakha

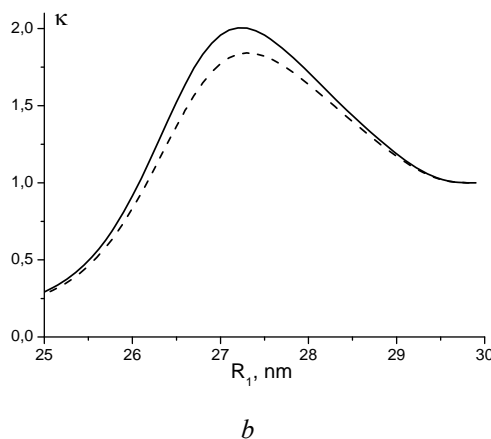
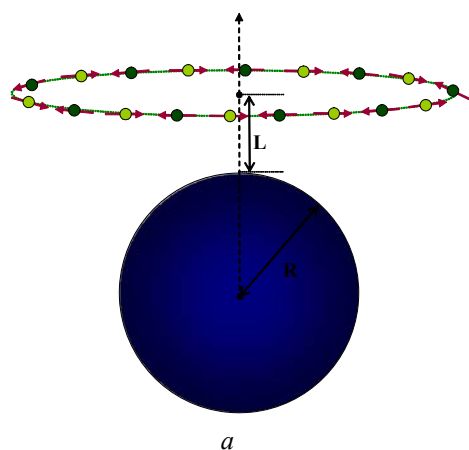
*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The paper presents results of the theoretical study of the way a small gold nanoshell affects the efficiency of the photosynthesis in the peripheral light-harvesting complex (LH2) from photosynthetic bacteria. Light-harvesting is the initial stage of the photosynthesis, during which the energy of light is absorbed by pigments of ingeniously arranged molecular complexes before being further transferred to the reaction centers, where it is converted into stable charge separation states.

As a continuation of previous paper [1] we present a theoretical study of the effect of a gold nanoparticle with a dielectric inclusion inside (nanoshell) on the B850 band of the peripheral light harvesting complexes (LH2) from photosynthetic bacteria. Mixing of an exciton states with the surface plasmon states may increase the optical absorption of the hybrid system due to the “borrowing” from the very high dipole plasmon transition intensity by the intensity of the exciton transition. The enhancement of the absorption rate due to the hybridization of the molecular excitations with the surface plas-

mons competes with the enhancement of the exciton damping induced by a metal particle. The nanoshell size dependence of the plasmon state damping was taken into account. This non-radiative damping arises as the result of interaction between plasmon modes and other states of the electronic spectrum of the metal. It is known that when the size of the nanostructure becomes comparable with the mean free path of the conduction electrons, the damping begins to deviate from the bulk value because the scattering of carriers on metallic surfaces becomes important.

The effectiveness of the light-harvesting by the ring is determined by the rate of the excitation transfer to the reaction center. The parameters of the gold nanoshell required to increase the effectiveness of the light harvesting have been estimated on the base of the kinetics of the exciton transfer to the molecular entities further in the photosynthetic antenna (Figure). As seen in Figure, the gain may be either positive or negative depending on the parameters and the position of the nanoshell.



Schematic structure of the system composed of metallic nanoshell and B850 ring (a). Enhancement of the rate of the excitation transfer to other pigment-protein complexes in the photosynthetic antenna vs the radius of the nanoshell core (b). The radius of the particle  $R = 30$  nm, the distance from the surface of the nanoparticle from the plane of the ring  $L = 1.5$  nm,  $\tau_r = 10^{-12}$  s (solid curve) and  $\tau_r = 10^{-11}$  s (dashed curve).

In spite of the fact, that the gold nanoparticle has the surface plasmon frequency closer to the absorption frequency of the B850 band of the LH2 complex, than the silver surface plasmon frequency, effects of the enhancement are similar for both materials. This is connected with stronger value of dam-

ping in the gold. The advantage of the gold as the material for the coating of the nanoshell is, however less strict requirements to the thickness of the outer metallic layer of the nanoshell.

1. I.Yu. Goliney, V.I. Sugakov, L. Valkunas, and G.V. Vertsimakha, *Chemical Physics* **404**, 116 (2012).

## SILICON DIODES FOR DIAGNOSTICS OF SYNCHROTRON RADIATION

I. E. Anokhin, O. S. Zinets

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Many synchrotron radiation sources are used both for physical investigations and medical application [ESRF, DESY, Stanford, BNL etc.]. For the diagnostic and dosimetry of radiation from these sources the silicon diodes are widely used [1]. Because of very high intensity and pulsed nature of synchrotron radiation the nonlinear effects in recombination-generation kinetics must be taken into account in the response of silicon diodes under irradiation. Dependences of the charge carrier lifetime and the ambipolar diffusion coefficient on the excess carrier density generated by the synchrotron radiation have been considered. Response of silicon diodes on photons from synchrotron sources with energy 20 - 100 keV has been calculated using the Shockley - Reed and Auger recombination statistics. Diffusion equation with time-dependent generation functions has been solved numerically for various intensity of the photon beam and parameters of diodes (diodes design and characteristics of impurity centers). Optimal choice of parameters of diodes for the short-cut current and the photovoltaic operation mode are discussed.

The excess carrier density distribution as a function of the time  $t$  and the coordinate  $x$  is determined by the following equation

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = G(t, x) - U_i - U_{Auger} + D \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2}, \quad (1)$$

where  $G(t, x)$  is the generation rate of excess carriers,  $U_i$  is the Shockley - Reed and  $U_{Auger}$  is the

Auger recombination terms,  $D = \frac{n + p}{n / D_h + p / D_n}$  is

the coefficient of ambipolar diffusion,  $n = n_0 + \Delta n$  and  $p = p_0 + \Delta p$  are densities of electrons and holes,  $n_0$  and  $p_0$  are equilibrium densities of electrons and holes,  $\Delta n$  and  $\Delta p$  are excess concentrations of the electrons and holes respectively.

The generation rate of the electron-hole pairs in the diode bulk is  $G_{eh} = \frac{E_\gamma}{\epsilon_{Si}} F(t) \mu_{en} e^{-\mu_{en} x}$ , where  $E_\gamma$  is the photon energy,  $F(t)$  is the photon flux density,  $\mu_{en}$  is the energy absorption coefficient.

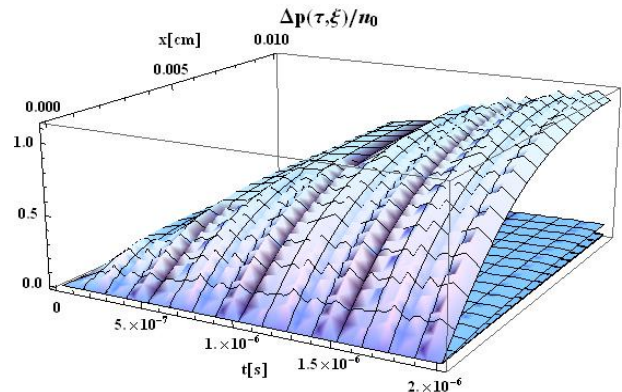
For the calculations we have used the phenomenological expression for the Auger recombination rate  $U_A = C_n p^3$ , where  $C_n$  is the Auger coefficient for n-Si [2].

The equation (1) is nonlinear and can be solved only numerically. For calculations the next initial and boundary conditions are used:

$$\Delta p(x, 0) = 0; \Delta p(0, t) = 0; \left. \frac{\partial \Delta p(x, t)}{\partial x} \right|_{x=L_{diode}} = 0. \quad (2)$$

These conditions are valid in the case of long diode  $L_p \ll L_{diode}$ , where  $L_p$  is the diffusion length and  $L_{diode}$  is the diode thickness. In the other case boundary conditions became more complicated and require detailed data on diode geometry and material properties.

The Figure shows the results of calculations of the excess carrier density distribution for n-Si diode ( $\rho = 100 \Omega \cdot \text{cm}$ ,  $n_0 = 4.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , diode thickness  $L_{diode} = 100 \mu\text{m}$ ,  $\mu_e = 1400 \text{ cm}^2/\text{V s}$ ,  $\tau_0 = 1 \mu\text{s}$ ,  $L_p \sim 35 \mu\text{m}$ ). For calculations the next beam parameters have been used:  $E_\gamma = 38 \text{ keV}$ ,  $\tau_{pulse} = 10 \text{ ns}$ ,  $T_{pulse} = 100 \text{ ns}$ ,  $\mu_{en}(38 \text{ keV}) = 0,52 \text{ cm}^{-1}$ .



The excess carrier density distribution for n-Si diode for different beam fluxes.

Calculations show that nonlinear effects are essential at calculations of responses of silicon diodes under the high dose rate X-ray irradiation. Nonlinearity has to be taken into account when X-ray intensities exceed  $10^{15} \text{ photons}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ . In this case the concentration of excess carriers became larger than equilibrium carrier concentration. Detail results of the calculations are presented in [3].

1. T. Kron, A. Rosenfeld *et al.*, Phys. Med. Biol. **43**, 3235 (1998).
2. Mark J. Kerra and Andres Cuevas, J. Appl. Phys. **91**, No. 4, 2473 (2002).
3. I.E. Anokhin, O.S. Zinets, A.B. Rosenfeld *et al.*, in *IEEE Nuclear Science Symposium - Medical Imaging Conference 2012. Conference Records. NS37-007*.

## ПІДСИЛЕННЯ НЕПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ЕЛЕКТРОНІВ ОРГАНІЧНОЮ МОЛЕКУЛОЮ ПОБЛИЗУ ПРОВІДНОЇ НАНОЧАСТИНКИ

І. Голіней, Є. Оникієнко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

В останні десятиліття почала швидко розвиватися галузь фізики під назвою “плазмоніка”, яка розглядає колективні коливання електронів у провідних наночастинках. Переважна більшість робіт на дану тему стосується взаємодії електромагнітного випромінювання видимого спектра з плазмонними модами [1 - 3]. Проте в останні роки з’являються статті, в яких досліджуються властивості плазмонів за допомогою методу спектроскопії енергетичних втрат електронів [4 - 6].

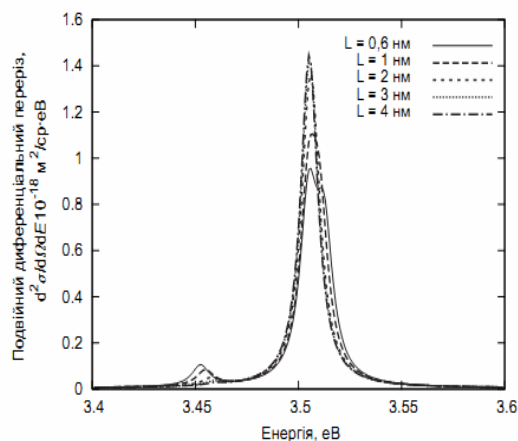
У даній роботі побудована квантово-механічна теорія розсіяння електронів на системі, що складається з провідної срібної наночастинки та органічної молекули.

Для знаходження спектра розсіяння електронів на такій композитній системі був знайдений спектр композитної системи, стани якого мають змішаний характер між плазмоном та збудженням молекули. Для визначення інтенсивності взаємодії між композитною системою та швидким електроном було проведено вторинне квантування станів системи аналогічно роботам [7 - 8]. Взаємодія між електронами провідної наночастинки та органічною молекулою моделювалася в дипольному наближенні. Перетин розсіяння електронів на композитній системі розраховувався за формулами теорії розсіяння в борівському наближенні.

Розрахунок проводився для срібної кульки, що призводило до виникнення плазмонної моди з енергією  $E_1 \approx 3,505$  еВ. Радіус кульки змінювався від 5 до 15 нм, дипольний момент молекули – від 5 до 10 Дб, відстань від кульки до молекули – від 0,5 до 4 нм, енергія коливань молекули – від 3,4 до 3,6 еВ. Енергія електронів обиралась  $10^4$  еВ. Було побудовано спектри енергетичних втрат електронів залежно від радіуса кульки, взаємного положення кульки і молекули, частоти збудження молекули, а також її дипольного моменту.

Показано, що внаслідок взаємодії плазмонних мод з молекулою ймовірність збудження молекули швидкими електронами зростає завдяки великому дипольному моменту наночастинки.

Підсилення збудження має резонансний характер і залежить від взаємної віддалі між молекулою і наночастинкою. Виникає змога спостерігати в електронний мікроскоп молекули-диполі за умов, коли при відсутності наночастинок їх не видно. Зокрема, на рисунку показано спектр енергетичних втрат електронів залежно від відстані між кулькою і молекулою. Зі зростанням відстані ймовірність збудження молекули зменшується.



Спектр енергетичних втрат електронів залежно від відстані від кульки до диполя. Дипольний момент  $\mathbf{d} = (0, 0, 10)$  Дб. Диполь має орієнтацію відносно кульки:  $\Theta = \pi/6$ ,  $\Phi = \pi/4$ . Енергія коливань диполя  $\hbar\omega = 3,46$  еВ.

1. D.Ugarte, C.Collie, and P.Trebbia, Phys. Rev. B **45**, 4332 (1992).
2. П.М. Томчук та Д.В. Бутенко, Український фізичний журнал **56**, 1111 (2011).
3. В.В. Климов. Успехи физических наук **178**, 875 (2008).
4. U. Hohenester, H. Ditlbacher, and J.R. Krenn, Phys. Rev. Lett. **103**, 106801 (2009).
5. F.J. Garcı́a de Abajo and M. Kosiak, Phys. Rev. Lett. **100**, 106804 (2008).
6. O. Nicoletti, M. Wubs, N.A. Mortensen *et al.*, Mesoscale and Nanoscale Physics **19**, 15371 (2011).
7. I.Yu. Goliney, V.I. Sugakov, and Yu.V. Kryuchenko, Phys. Rev. B **72**, 075442 (2005).
8. V.I. Sugakov and G.V. Vertsimakha, Phys. Rev. B **81**, 23530 (2010).

## STRAIN INDUCED ANIZOTROPIC EFFECT ON ELECTRON MOBILITY IN $C_{60}$ BASED ORGANIC FIELD EFFECT TRANSISTORS

Ivan I. Fishchuk<sup>1</sup>, Andrey Kadashchuk<sup>2</sup>, Akash Nigam<sup>3</sup>, Guenther Schwabegger<sup>4</sup>, Mujeeb Ullah<sup>4</sup>, Rizwan Ahmed<sup>4</sup>, Clemens Simbrunner<sup>4</sup>, Helmut Sitter<sup>4</sup>, Malin Premaratne<sup>3</sup>, V. Ramgopal Rao<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Institute of Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

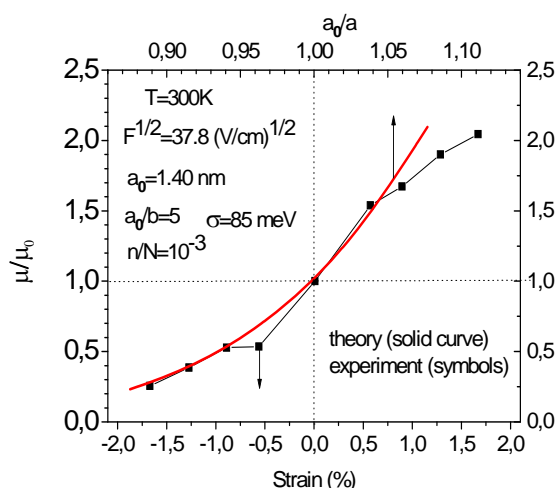
<sup>3</sup> IITB-Monash Research Academy, IIT Bombay, Mumbai, India

<sup>4</sup> Institute of Semiconductor and Solid State Physics, Johannes Kepler University, Linz, Austria

Mechanical flexibility is one of the key advantages of organic semiconducting films. We have fabricated  $C_{60}$  top gate organic field effect transistors (OFET) on flexible substrate with high performance. The OFET devices are characterized by curling the substrates concavely and convexly, to apply varying values of compressive and tensile strain, respectively. Electron mobility is found to increase with compressive strain and decrease with tensile. Further, strain effect is found to be strongly anisotropic with respect to the direction of flow of current. Organic semiconductor films are often polycrystalline in nature and transport is explained by hopping of charge carriers concentration  $n$  between localized states with radius  $b$  of concentration  $N$  varied in energy state Gaussian distribution of width  $\sigma$  and position. Mobility change with respect to compressive and tensile strain can generally be due to change in intermolecular distances affecting the overlap between neighboring sites or/and due to the change of the energy distribution of localized sites in the film. In non-polar material like  $C_{60}$  the observed strong anisotropy of strain effect implied that the change in the charge mobility is mostly dominated by the intermolecular coupling factor.

In order to gain the better insight into the origin of observed strain effect on the electron mobility, we fitted our experimental data by the Fishchuk analytic Extended Gaussian Disordered (EGD) model for OFET mobility [1, 2]. Fishchuk EGD model has been recently used to explain temperature activated and electric field dependence OFET mobility in  $C_{60}$

films [1, 2]. All material parameters used were the same as for  $C_{60}$  OFED studied before [1, 2] and only the hopping distance between neighboring sites,  $a$ , was varied to get the best fit with the experimental data. For films in flat condition we used  $a_0 = 1.4$  nm (see. Ref. [2, 3] for details). Mobility in electric field  $F$  calculated according to Ref. [2] as function of intermolecular distance  $a$  is presented in Figure and demonstrate an excellent agreement with the experimental data on the strain dependence of mobility in  $C_{60}$  films.



The best theoretical fit of the experimental data at different strains in  $C_{60}$  films.

1. I.I. Fishchuk *et al.*, Phys. Rev. B **81**, 045202 (2010).
2. I.I. Fishchuk *et al.*, Phys. Rev. B **86**, 045207 (2012).
3. A. Nigam *et al.*, Appl. Phys. Lett. **101**, 083305 (2012).

## ЕФЕКТИ САМООРГАНІЗАЦІЇ РАДІАЦІЙНИХ ДЕФЕКТІВ У КРЕМНІЇ, ОПРОМІНЕНОМУ НЕЙТРОНАМИ

А. А. Гроза, В. І. Варніна, П. Г. Литовченко, Л. С. Марченко,  
Л. О. Матвєєва\*, П. Л. Нелюба\*, М. Б. Пінковська, М. І. Старчик, Г. Г. Шматко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

*\* Інститут фізики напівпровідників ім. В.С. Лащкарьова НАН України, Київ*

З метою вивчення ефекту самоорганізації власних радіаційних дефектів у кремнії, опромінену швидкими нейтронами, розглянуто фізичні процеси, які відбуваються при опроміненні та відпалі, застосовуючи метод модуляційної спектроскопії електровідбивання світла (ЕВ).

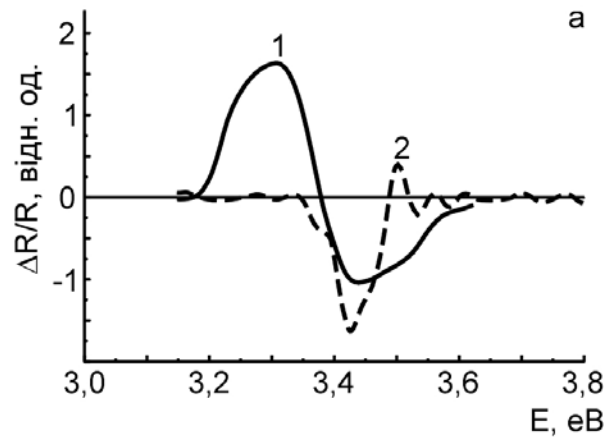
Досліджено кремній *p*-типу провідності, вирощений за методом Чохральського (Si-Cz) з концентрацією кисню  $\leq 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , опромінений швидкими нейтронами реактора флюенсами  $10^{15} \div 10^{18} \text{ нейтрон/см}^2$ . Ізотермічний відпал проводили при  $800^\circ \text{C}$  впродовж 170 год. Це привело до повного виходу розчиненого кисню у фазу.

Методом інфрачервоної спектроскопії в опромінену нейтронами кремнії нами встановлено існування двох типів областей розупорядкування: вакансійного (скупчення дивакансій) і міжвузловинного. Відносна доля останніх зростає зі збільшенням флюенса.

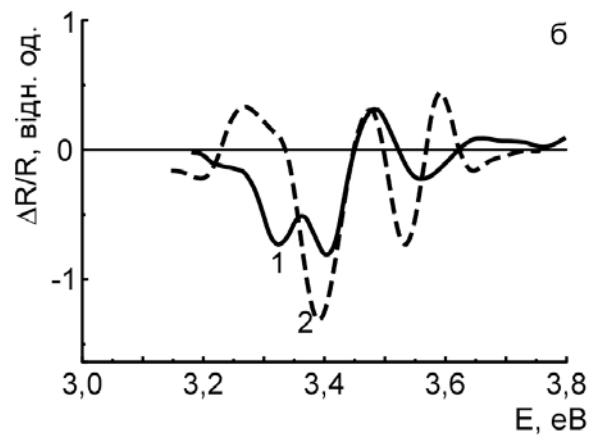
Зміна форми спектрів електровідбивання в спектральній області прямого краю поглинання кремнію  $3,0 \div 3,8 \text{ eV}$  зумовлена зміною електронних властивостей кремнію за умов відпалу та опромінення (рисунок).

У спектрі кремнію, опроміненого нейтронами найбільшим флюенсом ( $10^{18} \text{ см}^{-2}$ ) і невідпаленому, виявлено два максимуми сигналу електровідбивання в спектральній області прямого електронного переходу  $E_g$  при  $3,325$  та  $3,404 \text{ eV}$  (див. рис. 1, б, крива 1), які зсунені в протилежні боки по відношенню до  $E_g$  ( $3,348 \text{ eV}$ ) у вихідному кремнії (напруженості стиску та розтягнення). Максимуми  $E_g$  в спектрах відпалених зразків, неопроміненого й опроміненого, зсувалися у високоенергетичний бік, що зумовлено напруженнями в матриці кремнію, які створювали преципітати  $\text{SiO}_x$ .

Факт появи розщеплення сигналу електровідбивання ( $\Delta E_g = 80 \text{ meV}$ ) прямого електронного переходу  $E_g$  не тільки підтверджує існування в опромінену кремнії двох типів областей розупорядкування, але й наочно ілюструє ефект самоорганізації власних радіаційних дефектів, який в наших дослідженнях кремнію, опроміненого високоенергетичними легкими іонами, проявлявся у вигляді надгратки "стінок дефектів", розташованих перпендикулярно напрямку опромінення.



а



б

Спектри електровідбивання кремнію після хімічного видалення поверхневих шарів: а - кремній неопромінений; б - опромінений  $\Phi = 10^{18} \text{ нейтрон/см}^2$ ; криві 1, 2 - кремній невідпалений і відпалений відповідно.

Одночасно виявлено, що в спектрі електровідбивання зразка кремнію, опроміненого великим флюенсом ( $10^{18} \text{ см}^{-2}$ ) та у спектрах відпалених зразків з'являлись високоенергетичні осциляції, які зазвичай спостерігаються в ефекті Франца - Келдиша при наявності вбудованого електричного поля і свідчать про існування в них локальних електричних полів.

Ці ефекти знаходять пояснення в межах синергетичного підходу і є важливими при побудові сучасної теорії взаємодії високоенергетичної радіації з речовиною.



## ФОРМУВАННЯ ВПОРЯДКОВАНОЇ ДЕФЕКТНОЇ СТРУКТУРИ В МОНОКРИСТАЛІЧНОМУ КРЕМНІЇ, ОПРОМІНЕНОМУ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНИМИ ПРОТОНАМИ І $\alpha$ -ЧАСТИНКАМИ

В. І. Варніна, А. А. Гроза, П. Г. Литовченко, Л. С. Марченко,  
М. І. Старчик, Г. Г. Шматко, А. Є. Борзаковський, В. І. Куц

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Методами ІЧ-поглинання, рентгенівської топографії та вибіркового травлення досліджено кремній, опромінений протонами флюенсами  $1 \cdot 10^{17} \div 3,5 \cdot 10^{17}$  протон/см<sup>2</sup> з енергією  $E_p = 6,8$  МеВ та  $\alpha$ -частинками з енергією  $E_\alpha = 27,2$  МеВ флюенсами  $5,5 \cdot 10^{16}$  та  $10^{17}$   $\alpha$ /см<sup>2</sup>.

Дослідження ІЧ-спектрів поглинання (рис. 1) виявили немонотонну залежність розупорядкування кристалів від флюенсу опромінення протонами. Так при  $1,9 \cdot 10^{17}$  протон+/см<sup>2</sup> спостерігалась поява однофоновного поглинання при  $477$  см<sup>-1</sup> (поперечний оптичний фонон), забороненого в монокристалах кремнію умовами симетрії. У спектрі кремнію, опроміненого протонами  $3 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup>, не спостерігалось ні однофоновного поглинання, ні поглинання локальними коливаннями Si-H зв'язків.

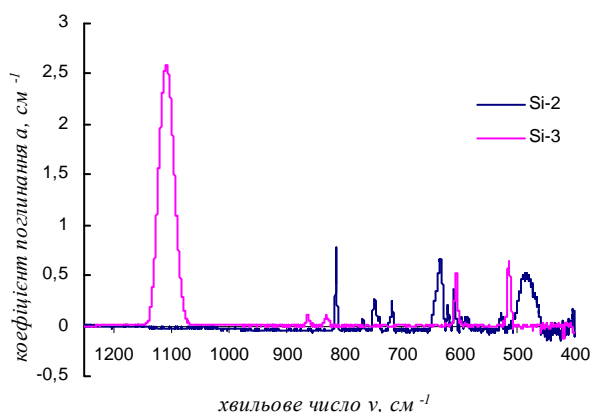


Рис. 1. Диференціальні спектри поглинання кремнію, опроміненого протонами: Si-2 –  $\Phi = 1,9 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup>; Si-3 –  $\Phi = 3 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup>.

Установлено утворення напружень ґратки, пов'язаних з дефектами у вигляді ліній, паралельних лінії проєкційного пробігу частинок ( $\approx 360$  мкм) у кремнії (рис. 2 та 3).

У кремнію, опроміненого протонами флюенсом  $3,5 \cdot 10^{17}$  протон/см<sup>2</sup>, розповсюдження дефектів у вигляді ліній досягало відстані подвійного проєкційного пробігу. При опроміненні  $\alpha$ -частинками стінки дефектів, кількість яких залежала від інтенсивності опромінення, чітко виявлялась до лінії кінця проєкційного пробігу частинок.

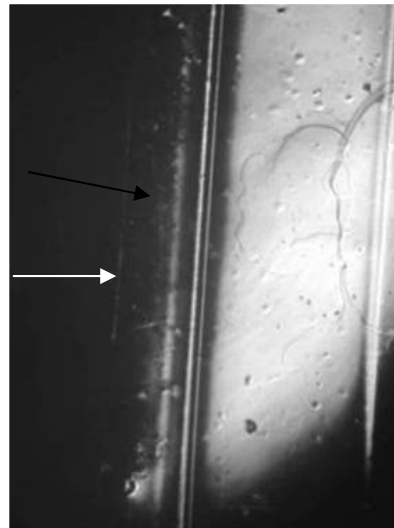


Рис. 2. Картина вибіркового травлення поверхні кремнію, опроміненого протонами флюенсом  $\Phi = 3,5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup>.

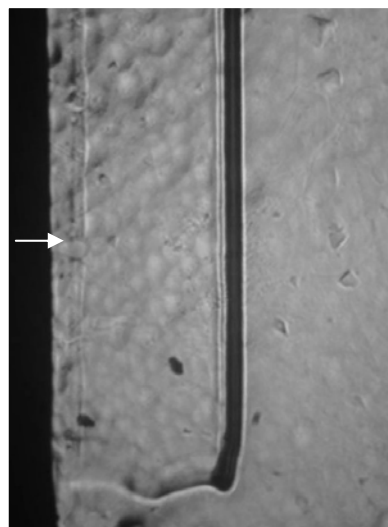


Рис. 3. Картина травлення поверхні кремнію, опроміненого  $\alpha$ -частинками флюенсом  $\Phi = 5,5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>.

Уважається, що зміна структури та оптичних властивостей опроміненого кремнію пов'язана з радіаційно-стимульованими процесами самоорганізації дефектної структури при великих флюенсах опромінення.

**CREATION, MOVEMENT AND AMPLIFICATION  
OF THE EXCITON CONDENSED PHASE PULSES  
IN INHOMOGENEOUS FIELDS IN SEMICONDUCTOR QUANTUM WELLS**

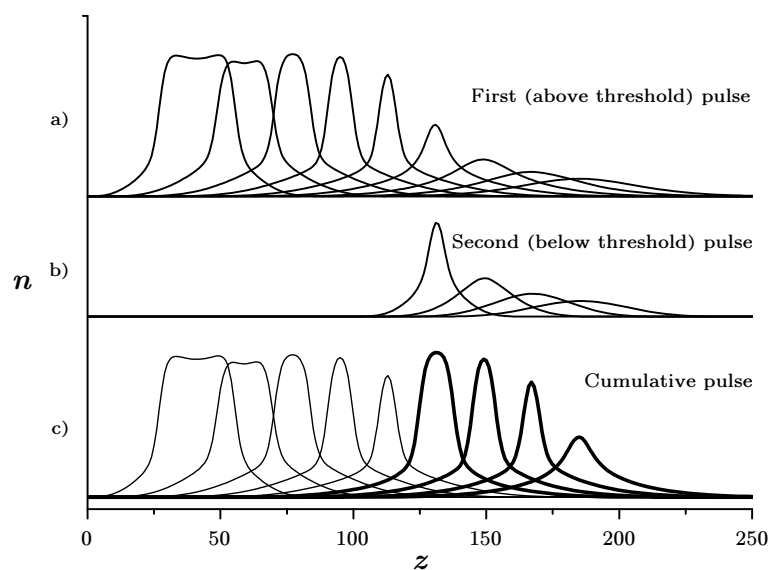
**O. I. Dmytruk<sup>1</sup>, V. I. Sugakov<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Taras Shevchenko National University, Kyiv

<sup>2</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

In this paper we studied movement and amplification of the exciton pulse created by a laser pulse in a double quantum well in an inhomogeneous potential. In the presence of an external electrical field perpendicular to the quantum well plane, an electron and a hole of an indirect exciton are separated in the space into different quantum wells that inhibits their mutual recombination. Therefore, the excitons have a long lifetime and can be shifted in an inhomogeneous field at large distances. These states are called indirect excitons, and their properties are expected to be used in electronic systems in which control of the process is implemented not with electrical field, but by laser [1]. In this work we studied firstly one-dimensional motion of indirect excitons in the potential that linearly depends on the coordinates for two cases: excitons are found in a gas phase or excitons are found in a condensed phase.

The density of the exciton condensed phase was studied in Landau model generalized on the system of unstable particles taking into account the finite value of the exciton lifetime. It was shown that in the condensed phase the maximum value of exciton density remains constant during the exciton lifetime, while width of the pulse decreases [2]. But in the case of the gas phase the maximum value of the pulse fades. The path, traversed by the maximum of the exciton condensed phase pulse, might be increased by imposing an additional laser pulse on the system (Figure). These results were confirmed for excitons of the real system in which one dimensional exciton movement may be realised [3]. In this system the double quantum wells in a semiconductor placed between two metal electrodes with a slot in the one of electrodes. Thus such a system can be used for data transmission of signals through the exciton condensed phase.



Exciton pulses in different moments of time.

1. A.A. High, E.E. Novitskaya, L.V. Butov, and A.C. Gossard, *Science* **321**, 229 (2008).
2. O.I. Dmytruk and V.I. Sugakov, *Phys. Lett. A* **376**, 44 (2012).
3. V.I. Sugakov, *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 275803 (2009).



## ЭЛЕКТРОННЫЕ УРОВНИ КОНФИГУРАЦИЙ ДИВАКАНСИЙ В КРЕМНИИ

А. П. Долголенко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Облучение ядерными частицами является эффективным методом исследования в физике твердого тела. К настоящему времени стала очевидна необходимость уточнения электронных уровней дивакансии в запрещенной зоне кремния. Высокоомные образцы n-, p-Si, выращенные методом бестигельной зонной плавки были облучены быстрыми нейтронами реактора при  $T = 287$  К. Измерение проводимости и постоянной Холла были выполнены методом Van der Pauw до и после изохронного отжига в температурном интервале  $(150 \div 600)$  °C в течение 60 мин. Теоретический расчет энергетического положения в запрещенной зоне кремния радиационных дефектов и их концентраций выполнен обычным методом [1].

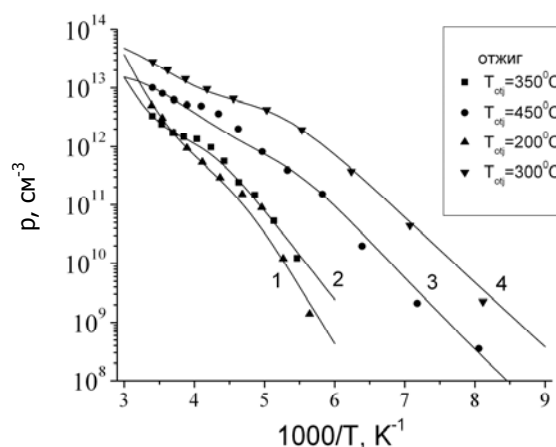
Результаты эксперимента и расчетные кривые после некоторых температур изохронного отжига представлены на рисунке. В области температур  $230 \div 250$  К дивакансии меняют конфигурацию: экспериментальные значения лежат выше теоретической кривой. Дырки не успели захватиться на уровень  $E_V + 0,365$ , а на уровень  $E_V + 0,21$  эВ еще рано.

## Энергетическое положение уровней дивакансии в различном зарядовом состоянии в кремнии в зависимости от атомной конфигурации

Атомная конфигурация	$E_c - E_a$ , эВ		$E_v + E_d$ , эВ		$\Delta E$ , эВ
	=/-	-/0	0/+	0/0	
$D_{3d}$	0,261	0,426	0,365	0,53	0,165
$C_{2h}$	0,17	0,42	0,20	0,45	0,25

Нейтральный уровень дивакансии  $E_V + 0,45$  эВ во второй конфигурационной яме подвержен реакции перезарядки  $VV^0 \rightarrow VV^- + VV^+$ , т.е. выступает как обычный рекомбинационный центр, который при температуре выше комнатной захватывает электроны, а ниже – дырки. Уровни различных зарядовых состояний дивакансии в кремнии в зависимости от конфигурации  $Q_1$  и  $Q_2$  представлены в таблице.

Расчет методом молекулярных орбиталей [2] полностью подтвердил представление о двухъямном потенциале дивакансии в кремнии в нейтральном и заряженных состояниях. Изохронный



Температурная зависимость концентрации носителей в n-, p-Si ( $n_0 = 1,19 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $p_0 = 1,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ), облученного быстрыми нейтронами реактора ( $\Phi_1 = 1,25 \times 10^{15} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$ ,  $\Phi_2 = 2,0 \cdot 10^{14} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$ ) соответственно после отжига при температуре: 1 - 200°C; 2 – 350 °C; 3 - 450°C; 4 – 300 °C, • - эксперимент; — расчет; отжиг – 60 мин.

отжиг n, p-Si показывает что концентрация дырок в образцах растет с энергией активации 0,91 и 1,3 эВ, которые обычно связаны с миграцией VV и междоузельных атомов кремния из локального скопления в кластерах. Но их акцепторные уровни не могут объяснить наблюдаемую концентрацию дырок, возможно мелкий акцепторный уровень принадлежит гексовакансии [3].

1. А.П. Dolgolenko, Phys. Stat. Sol (a) **179**, 179 (2000).
2. С.С. Моливер, ФТТ **44**, 404 (1999).
3. А.П. Долголенко, ВАНТ, **5(81)**, 13 (2012).

## EPR SPECTRA AND THE INTERCONFORMER TRANSITION OF THE STABLE $\text{CH}_3\dot{\text{C}}\text{HCOO}^-$ RADICAL IN ALFA-ALANINE

V. F. Onischuk, V. R. Zaitov, A. I. Levon

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Increasing interest to alpha-alanine is associated with its use in the EPR-alanine dosimetry. Dynamical properties of the free radicals  $\text{CH}_3\dot{\text{C}}\text{HCOO}^-$ , which manifest themselves in the change of the EPR spectra at room temperature, have been studied previously [1, 2]. The authors of these publications concluded that the observed temperature dependence of the EPR and ENDOR spectra is due to the transition between two conformers of the radical. However, the structures of these conformers have not been determined.

In this study, we investigated the reversible temperature dependence of the EPR spectra of the  $\text{CH}_3\dot{\text{C}}\text{HCOO}^-$  radicals in the range of 220 - 430 K, which are stabilized by the gamma-irradiation of the alpha-alanine crystals. The EPR spectra were recorded in the X-range as the second derivative for three crystallographic axes. From comparison of the spectra of the stable radical at low and high temperatures and the spectra of the intermediate radical  $\text{CH}_3\dot{\text{C}}\text{HCOO}^-$  [3], an assumption was made that the structure of the first conformer (A) corresponds to the structure, first described in [4], and the structure of the second conformer (B) corresponds to the structure, described in [3]. At the same time, despite the same chemical formula of the radicals, their interaction with the immediate environment is significantly different. As a result, their thermodynamic properties are different; therefore the activation energies  $E_A$  and  $E_B$ , the pre-exponential factors  $\tau_{0A}$  and  $\tau_{0B}$  in the Arrhenius equation, determining the dependence of the lifetime  $\tau_A$  and  $\tau_B$  of the conformers from temperature, can vary significantly.

To test this assumption the theoretical EPR spectra of the radicals  $\text{CH}_3\dot{\text{C}}\text{HCOO}^-$  were calculated in the conditions of transition between the two conformers for three crystallographic axes. The parameters of the interkonformer transitions and the hyperfine splitting (HFS) of alpha and beta protons in the spectra were determined by a least-square method. The HFS values, thus obtained, were compared to experimental ones. The results are the following:  $\tau_{0A} = 1.7 \cdot 10^{-12}$  s,  $E_A = 24.3$  kJ/mol and  $\tau_{0B} = 2.5 \cdot 10^{-10}$  s,  $E_B = 3.8$  kJ/mol. Discussion of the reasons for the significant difference of the values of the parameters, defining the lifetimes of two conformers, was carried out on the basis of the theory of transitional state, taking into account different interaction of the radical with the immediate surroundings in two conformers.

Due to the significant differences of the thermodynamic properties of the radiation defects in the states A and B in the EPR spectra at low temperature, the only conformer A is observed since the conformer B is weakly populated. At increasing temperature and the population growth of the conformer B, the observed EPR spectrum is averaged. The intermediate states are displayed in the broadening of the EPR lines.

1. B. Rakvin, N. Maltar-Strmečki, D. Kattinig, and G. Grampp, *J. Phys. Chem. A* **114**, 7500 (2010).
2. I. Miyagawa and K. Itoh, *Journ. Molec. Struct.* **190**, 85 (1988).
3. J. Sinclair and M.W. Hanna, *J. Phys. Chem.* **71**, 84 (1967).
4. I. Miyagawa and K. Itoh, *J. Chem. Phys.* **36**, 2157 (1962).

## Анотації робіт з фізики плазми

### ВПЛИВ МАГНІТНИХ ОСТРОВІВ НА УТРИМАННЯ ЕНЕРГІЙНИХ ЧАСТИНОК У ТОКАМАЦІ

О. С. Бурдо, Я. І. Колесниченко, Ю. В. Яковенко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Останніми роками спостерігається значна зацікавленість у вивченні причин втрат енергійних частинок, інжектованих у плазму термоядерних пристроїв і засобів попередження цього явища.

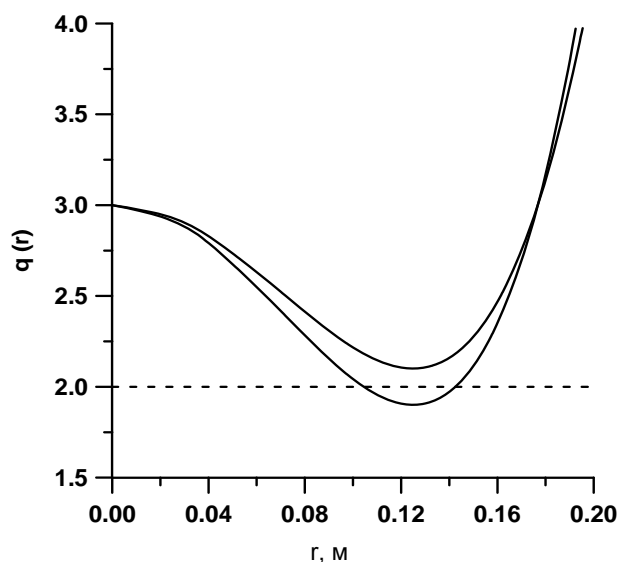
На втрати енергійних частинок, зокрема у сферичному торі NSTX під час лавин альфвенових нестійкостей, впливають магнітні острови, що утворюються внаслідок низькочастотних коливань, які супроводжують альфвенові нестійкості.

Одним із методів дослідження впливу магнітних островів на рух є стеження за траєкторією зарядженої частинки (у нашому випадку – у дрейфовому наближенні) та визначення точок перетину траєкторії з деякою фіксованою площиною, перпендикулярною осі тора, тобто побудова відображення Пуанкаре.

У незбурених магнітних конфігураціях відображення Пуанкаре руху частинок топологічно еквівалентне системі вкладених кіл.

Якщо магнітна конфігурація внаслідок тих чи інших причин зазнає низькочастотного збурення, то на відповідних відображеннях Пуанкаре можуть з'явитися магнітні острови, а також стохастичні шари, що їх оточують.

Метою цієї роботи було дослідження руху інжектованих у плазму енергійних іонів під впливом магнітних островів у випадках з немонотонним профілем коефіцієнту безпеки токамаку (рисунок).



Немонотонні профілі  $q(r)$ -коефіцієнта безпеки токамака.

Вивчення руху частинок проводилось із застосуванням коду ORBIT [1]. Розрахунки проводилися для конфігурацій із різними амплітудами збурень. Було показано, що інжектвані іони можуть значно відхилятися через вплив магнітних островів, що може бути причиною їхніх втрат.

1. M.H. Redi *et al.*, in *Plasma Physics and Controlled Fusion (Proc. 29<sup>th</sup> EPS Conf. Montreux, 2002) Europhys. Conf. Abstr.* Vol. 26B, EPS, 2002, CD-ROM file P-1.081.

## ТРАНСПОРТНІ ПРОЦЕСИ ШВИДКИХ ІОНІВ У ТОКАМАКАХ

В. О. Яворський

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Робота присвячена огляду теоретичних та експериментальних досліджень утримання швидких іонів у токамаках при відсутності МГД збурень.

У незбуреній плазмі токамака утримання іонів високих енергій визначається так званими класичними транспортними процесами [1, 2], що обумовлені специфікою орбітального руху та кулонівськими зіткненнями із частинками основної плазми.

У даній роботі розглянуто основні механізми втрат швидких іонів, пов'язані з класичними транспортними процесами: миттєві, а також дифузійні та конвективні втрати. Проведено детальне порівняння експериментальних даних по втратах іонів інжекції та заряджених продуктів реакцій синтезу з результатами моделювання на токамаках TFTR, JET, JT-60U та ін. Розглянуто також експерименти та моделювання з впливу дифузійного та конвективного переносу на процеси в плазмі токамака, що пов'язані з швидкими іонами (емісія нейтронів, гамма-випромінювання та нейтралів високих енергій). Проаналізовано результати сучасних прогнозних розрахунків ролі класичних транспортних процесів в утриманні іонів інжекції та заряджених продуктів реакцій синтезу в токамаці ІТЕР.

Висновки роботи:

1. Миттєві втрати швидких іонів відіграють важливу роль у сучасних токамаках. Такі втрати розподілені в широкому діапазоні полярних кутів. Вони надійно спостерігаються та моделю-

ються.

2. Дифузійно-конвективний перенос швидких іонів надзвичайно чутливий до тороїдно-асиметричних збурень магнітного поля завдяки дискретності котушок тороїдної компоненти В, котушкам резонансних магнітних збурень для гасування ELM активності, феритним вставкам для ослаблення тороїдних гофрів, пробним модулям банкету.

3. Втрати, обумовлені дифузійно-конвективним радіальним переносом, локалізовані у вузькому діапазоні полярних кутів нижче екватора. Тороїдно асиметричні збурення магнітного поля приводять до додаткового полярного зміщення та до суттєвої тороїдної модуляції втрат.

4. Незважаючи на схожість миттєвих втрат заряджених продуктів ДД та ДТ синтезу, їхні втрати завдяки зіткненням можуть значно різнитись.

5. Сучасні методи розрахунків дифузійно-конвективних втрат швидких іонів забезпечують лише якісне узгодження із спостереженнями, в основному через високу тороїдну та полярну локалізацію потоків на першу стінку. Нові покращені підходи для моделювання таких втрат необхідні для інтерпретації сучасних експериментів та прогнозів теплових навантажень і флюенсів високоенергетичних іонів для майбутніх токамаків реакторів

1. Ya.I. Kolesnichenko, Nucl. Fusion **20**, 727 (1980).
2. S. Zweben *et al.*, Nucl. Fusion **40**, 91 (2000).

**АЛЬФВЕНІВ КОНТИНУУМ ТА КОНТИНУУМ ГЕОДЕЗИЧНОЇ АКУСТИЧНОЇ МОДИ В ТОКАМАКАХ З ВИСОКИМ ТИСКОМ ПЛАЗМИ**

**О. П. Фесенюк, Я. І. Колесниченко, Ю. В. Яковенко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Нещодавно стало зрозуміло, що важливу роль у багатьох процесах у термоядерних пристроях відіграє геодезична акустична мода (ГАМ), існування якої було передбачено ще в 1968 р. в роботі [1]. Вона важлива для зональних течій, альфвенових каскадів та енергетичних частинкових мод.

Під ГАМ мають на увазі аксиально-симетричні коливання (коливання з домінуючою гармонікою з  $n = 0$ ), розташовані в найнижчій щілині альфвенового континуума. Частота ГАМ є верхньою межею щілини альфвенового континуума, спричиненої скінченністю  $\beta$ . Для визначення її характерного значення традиційно користуються виразом [1]

$$(\omega_{ГAM}^{WJD})^2 = 2 \frac{c_s^2}{R_0^2} \left( 1 + \frac{1}{2q^2} \right), \quad (11)$$

де  $c_s$  – швидкість звуку;  $R_0$  – великий радіус тора;  $q$  – фактор безпеки токамаку. Однак вираз (1) справедливий лише при  $\beta_s q^2 < 1/8$  [2], де  $\beta_s = c_s^2/v_A^2$ ,  $v_A$  – альфвенова швидкість, у той час як у центрі плазми сучасних токамаків може бути

$\beta_s q^2 \sim 1$  [3]. Тому мета цієї роботи – розглянути частоту ГАМ і щілин в альфвеновому континуумі у випадку, коли параметр  $\beta_s q^2$  не дуже малий.

У роботі враховано множник  $(1 + \beta_s)$  у рівнянні для звукових коливань та зачеплення між гармоніками  $\Phi_{m,n}$  та  $\Phi_{m\pm 2,n}$  скалярного електричного потенціалу через стисливість плазми та еліптичну гармоніку метричного тензора в рівнянні для альфвенових коливань. У результаті отримано відносно прості вирази для частот ГАМ і щілин в альфвеновому континуумі (див. таблицю). Показано, що врахування невеличкості параметра  $\beta_s q^2$  істотним чином змінює положення цих частот.

Отримані вирази було перевірено шляхом порівняння з числовими обчисленнями розв'язків хвильового рівняння з урахуванням багатьох хвильових гармонік, з числовими обчисленнями розв'язків спрощеного хвильового рівняння, подібного до рівняння Мат'є (для нескінченної кількості хвильових гармонік), та з числовими обчисленнями альфвенового континуума для сферичного токамака NSTX, виконаними кодом NOVA-K.

**Характерні частоти мод для еліптичного поперечного перерізу токамака ( $\kappa > 1$ )**

	$q^2 \bar{\beta} \ll 1$	$q^2 \bar{\beta} \leq 1$
$\tilde{\omega}_{ГAM}$	$\left[ \left( 2 + \frac{1}{2q^2} \right) \frac{2}{\kappa^2 + 1} \beta_s \right]^{1/2}$	$\left\{ \frac{2 + 1/q^2}{1 - \epsilon_{g2}^2/2} \left[ \tilde{\beta} \left( 1 + \frac{\epsilon_{g2}}{2} \right) + \frac{1}{q^2} - \sqrt{\Theta_{ГAM}} \right] \right\}^{1/2}$
$\tilde{\omega}_{ТАВМ}$	$\frac{1}{2q} \frac{2 - \sqrt{1 + 3\epsilon_{g2}^2/4}}{\sqrt{1 - \epsilon_{g2}^2/4}}$	$\left\{ \frac{1}{1 - \epsilon_{g2}^2/4} \left[ 2\tilde{\beta} \left( 1 + \frac{\epsilon_{g2}}{4} \right) + \frac{5}{4q^2} \left( 1 + \frac{3}{20} \epsilon_{g2}^2 \right) - \sqrt{\Theta_{ТАВМ}} \right] \right\}^{1/2}$
$\tilde{\omega}_{ЕАВМ}^{ниж}$	$\frac{1}{q} \sqrt{\frac{1 - \epsilon_{g2}^2/2}{1 + \epsilon_{g2}^2/2}}$	$\left( \frac{1}{q^2} \frac{1 - \epsilon_{g2}^2/2}{1 + \epsilon_{g2}^2/2} + \tilde{\beta} \frac{1}{1 + \epsilon_{g2}^2/2} \right)^{1/2}$
$\tilde{\omega}_{ЕАВМ}^{верх}$	$\frac{1}{q} \sqrt{\frac{1 + \epsilon_{g2}^2/2}{1 - \epsilon_{g2}^2/2}}$	$\left( \frac{1}{q^2} \frac{1 + \epsilon_{g2}^2/2}{1 - \epsilon_{g2}^2/2} + \tilde{\beta} \frac{3}{1 - \epsilon_{g2}^2/2} \right)^{1/2}$

**П р и м і т к а.** ТАВМ і ЕАВМ – альфвенові власні моди, пов'язані з тороїдальністю і еліптичністю, відповідно,  $\kappa$  – еліптичність,  $\tilde{\omega} = \omega R_0 / v_A$ ,  $\bar{\beta} = \beta_s / (1 + \beta_s)$ ,  $\tilde{\beta} = 2\bar{\beta} / (\kappa^2 + 1)$ ,  $\epsilon_{g2} = (\kappa^2 - 1) / (\kappa^2 + 1)$ ,  $\Theta_{ТАВМ} = 2\Theta_{ГAM} - (1 - 3\epsilon_{g2}^2/4)q^4$ ,  $\Theta_{ГAM} = 1/q^4 + \tilde{\beta}\epsilon_{g2}(1 + \epsilon_{g2})/q^2 + \tilde{\beta}^2(1 + \epsilon_{g2})^2/2$ .

1. N. Winsor *et al.*, Phys. Fluids **11** 2448 (1968).
2. O.P. Fesenyuk *et al.*, Plasma Phys. Controlled Fusion **54**, 085014 (2012).
3. M. Podestà *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 122501 (2010).

## ГЕОДЕЗИЧНА АКУСТИЧНА МОДА В ТОКАМАКАХ З ВИСОКИМ ТИСКОМ ПЛАЗМИ

Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Геодезична акустична мода (ГАМ) – низько-частотні звукоподібні коливання в тороїдній плазмі, які є симетричними відносно головної осі тора (тороїдальне хвильове число  $n = 0$ ) [1]. При таких коливаннях звичайна причина збудження низькочастотних нестійкостей – просторова неоднорідність розподілу частинок, а точніше залежність функції розподілу частинок ( $F$ ) від їхнього канонічного кутового моменту ( $P_\phi$ ) не впливає на стійкість, тому ГАМ збуджується або енергійними іонами з інверсним енергетичним розподілом ( $\partial F(\varepsilon, \mu, P_\phi) / \partial \varepsilon > 0$ , де  $\varepsilon$  та  $\mu$  – енергія та магнітний момент частинок відповідно), або мікротурбулентністю плазми. Слід відзначити, що в переважній більшості публікацій використано локальне наближення, що дає лише континуумну частоту. Крім того, переважна більшість робіт стосується плазми з дуже низьким  $\beta$  ( $\beta$  – відношення тиску плазми до тиску магнітного поля). Тим часом, як показано в [2], властивості ГАМ-континуума, а також альфвенового континуума, докорінно змінюються в плазмі з великим тиском. Це поставило на порядок денний питання про власні ГАМ-коливання та збудження цих коливань у плазмі великим тиском. Перше з них розглянуто у цій роботі, а друге – в [3].

У цій роботі виведено рівняння, що описують ГАМ-коливання в плазмі з енергійними іонами. Показано, що  $\beta$ -зачеплення домінуючої фур'є-гармоніки  $\Phi_{0,0}$  з гармонікою  $\Phi_{2,0}$  ( $\Phi_{m,n}$  –  $(m, n)$ -гармоніка скалярного потенціалу електромагнітних збурень,  $m$  – полоїдальне хвильове

число) дає змогу вирішити питання про існування власних та вимушених ГАМ-мод у тороїдній плазмі. Тим самим указано на можливий механізм формування радіальної структури цих мод (відмінний від запропонованого у [4]). Створено числовий код, який розв'язує виведені рівняння. Код спрямований на пошук власних частот та визначення радіальної структури  $\Phi_{0,0}$ ,  $\Phi_{2,0}$ , а також величин, що характеризують стисність плазми. Проведено конкретні розрахунки й знайдено власні ГАМ-коливання у токамаках з оберненим широм магнітного поля. Показано, що навіть при монотонному профілю коефіцієнту безпеки токамаку  $[q(r)]$  ГАМ-континуум може мати екстремум, а отже, є можливими власні ГАМ-коливання; це може пояснити експериментальні спостереження на JET.

1. N. Winsor, J. L. Johnson, and J. M. Dawson, Phys. Fluids **11**, 2448 (1968).
2. O.P. Fesenyuk, Ya.I. Kolesnichenko, and Yu.V. Yakovenko, Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 085014 (2012);
3. О.П. Фесенюк, Я.І. Колесниченко та Ю.В. Яковенко, у *Тези доповідей XX щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна, 28 січня – 01 лютого 2013 р.* (Київ, 2013), с. 124.
4. Я.І. Колесниченко, Б.С. Лепявко та В.В. Луценко, у *Тези доповідей XX щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна, 28 січня – 01 лютого 2013 р.* (Київ, 2013), с. 130.
5. G.Y. Fu, Phys. Rev. Lett. **101**, 185002 (2008).

**ДВОЩІЛИННИЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ДІАГНОСТИКИ ВТРАТ ШВИДКИХ ІОНІВ НА ТОКАМАКАХ-РЕАКТОРАХ****В. Я. Голобородько<sup>1</sup>, В. Кіптілий<sup>2</sup>, Ф. Сесіл<sup>3</sup>**<sup>1</sup> *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*<sup>2</sup> *Калемський науковий центр з керованого синтезу, Калем, Англія*<sup>3</sup> *Школа шахт, Колорадо, США*

На багатьох існуючих токамаках (JET (Англія), ASDEX (Німеччина) та ін.) встановлено та ефективно працюють детектори швидких іонів, що втрачаються. Серед них слід відзначити сцинтиляційні детектори, що дають інформацію про енергетичні та пітч-кутові розподіли швидких іонів, та фарадеївські детектори, що дають інформацію про енергетичні спектри іонів, що втрачаються.

Зважаючи на важливість інформації про утримання швидких іонів у токамаці-реакторі ITER, що споруджується міжнародною спільнотою у м. Кадараш (Франція), постає нагальна необхідність розробки відповідних детекторів швидких іонів для цієї установки. Існуючі детектори не зможуть працювати в умовах плазмового розряду на токамаці ITER, де очікуються потоки швидких іонів та нейтронів на порядок вищі за рекордні величини найкрупнішого на сьогодні токамака-реактора JET (Англія).

У даній роботі представлено проект можливої модернізації одного з встановлених на токамаці JET фарадеївських детекторів та перетворення його у двощілинний спектрометр швидких іонів. Головною особливістю запропонованого детектора є те, що в ньому здебільше використовуються вже встановлені в камері токамака-реактора JET елементи конструкції. Це може

суттєво зменшити витрати на виготовлення детектора та значно полегшити його встановлення та експлуатацію. Представлено також розроблений в ІЯД НАН України числовий пакет для оптимізації геометрії запропонованого детектора. У цьому числовому пакеті використовується реальне магнітне поле, що розраховується на токамаці-реакторі JET за допомогою числового коду EFIT упродовж кожного плазмового розряду. При розрахунках також враховується положення та геометричні розміри структурних елементів конструкції, що розташовані всередині камери токамака-реактора JET. Це зроблено з метою оптимізації геометрії нового детектора для максимального уникнення його затемнення елементами конструкції. Показано, що такий детектор може мати задовільну роздільну здатність як по енергіях швидких іонів, так і по їхніх пітч-кутах. При цьому такий детектор зможе працювати в жорстких умовах токамака-реактора ITER.

Для тестування нового детектора пропонується його встановлення на діючому токамаці-реакторі JET під час його планової зупинки у 2013 р. Сумісна експлуатація нового детектора з уже встановленими та протестованими засобами вимірювань потоків швидких іонів, що втрачаються в токамаці JET, дозволить провести його калібровку та оптимізувати параметри роботи.



## ЧИ ПОВ'ЯЗАНІ КОЛАПСИ ПИЛЧАСТИХ КОЛИВАНЬ У ТОКАМАКАХ ЗІ СТОХАСТИЗАЦІЮ МАГНІТНОГО ПОЛЯ?

Я. І. Колесниченко, Ю. В. Яковенко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Пилчасті коливання, що проявляються як чергування швидких теплових колапсів у центральній частині плазми з інтервалами повільного нагрівання плазми, є однією з найпоширеніших форм МГД-активності плазми в токамаках. Окрім того, що вони помітним чином впливають на утримання плазми і можуть бути спусковим гачком для інших небезпечних нестійкостей.

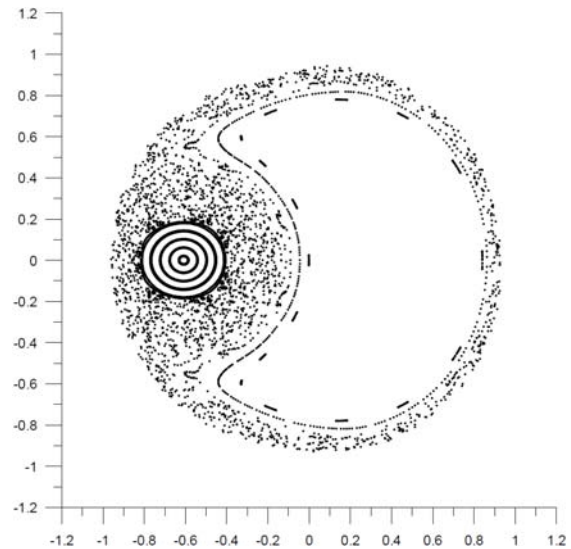
Незважаючи на давність відкриття цього явища, важливі аспекти його природи досі залишаються загадкою. Найвідоміша модель пилчастих коливань – модель Кадомцева [1] – пояснює колапс перезамкненням магнітних поверхонь. Однак пізніші спостереження виявили низку фактів, які свідчать, що перезамкнення гвинтового магнітного потоку під час колапсу, усупереч цій моделі, є неповним. У кількох роботах було зроблено спроби пояснити це або наявністю другого перезамкнення, яке частково ліквідує наслідки першого [2], або тим, що перезамкнення є неповним, а власне колапс викликається стохастизацією силових ліній [3, 4] або турбулентністю якоїсь природи (наприклад, [5, 6]). Наразі з'ясування механізму колапсу залишається важливою задачею.

Нами було проведено аналіз можливості того, що колапс викликається стохастизацією силових ліній (цей варіант останнім часом набув популярності).

У роботі [3] колапс пояснювався стохастизацією магнітних силових ліній при перекритті магнітних островів, створених вторинними резонансами. Наш аналіз показує, що при реалістичних амплітудах сателітних гармонік збурення навряд чи відбувається перекриття вторинних островів, яке має спричинити стохастизацію. Цей висновок підтверджується числовим моделюванням силових ліній, яке показує (рисунок), що стохастичність є слабкою і не поширюється до магнітної осі (що було б потрібно для пояснення колапсу). Аналітична оцінка дифузії при перекритті вторинних островів дає час втрати енергії  $\sim 10^{-2} - 10^{-3}$  с при спостереженій в експериментах тривалості колапсу  $\sim 10^{-4}$  с.

Що ж стосується стохастизації магнітного поля, знайденої в розрахунках роботи [4], то вона

не може мати місця через симетрію системи, що розглядається в тій роботі, і, схоже, виникає внаслідок похибки обчислень.



Карта Пуанкаре магнітних силових ліній у полоїдному перерізі токамака при наявності магнітного острова. Стохастична зона в околі сепаратриси острова не досягає магнітної осі (центра концентричних кіл).

У будь-якому разі стохастизація є помітною лише тоді, коли коефіцієнт безпеки на осі є меншим за 0,8 (це відзначалось і в самих роботах [3, 4]).

Якщо взяти все згадане до уваги, здається малоймовірним, що стохастичність магнітних силових ліній відіграє велику роль у колапсах пилчастих коливань.

Для остаточного висновку бажано провести подальші аналітичні та числові дослідження, зокрема числове оцінювання часу дифузії в стохастичному полі, що планується зробити найближчим часом.

1. Б.Б. Кадомцев, *Физика плазми* **1**, 710 (1975).
2. Ya.I. Kolesnichenko *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3881 (19892).
3. A.J. Lichtenberg, *Nucl. Fusion* **24**, 1277 (1984).
4. V. Igochine *et al.*, *Nucl. Fusion* **47**, 23 (2007).
5. C.G. Gimblett and R.J. Hastie, *Plasma Phys. Control. Fusion* **36**, 1439 (1994).
6. F. Porcelli *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**, 2163 (1996).

ДЕСТАБІЛІЗАЦІЯ ГЕОДЕЗИЧНОЇ АКУСТИЧНОЇ МОДИ ЕНЕРГІЙНИМИ ІОНАМИ В ПЛАЗМІ ТОКАМАКІВ З ВИСОКИМ ТИСКОМ

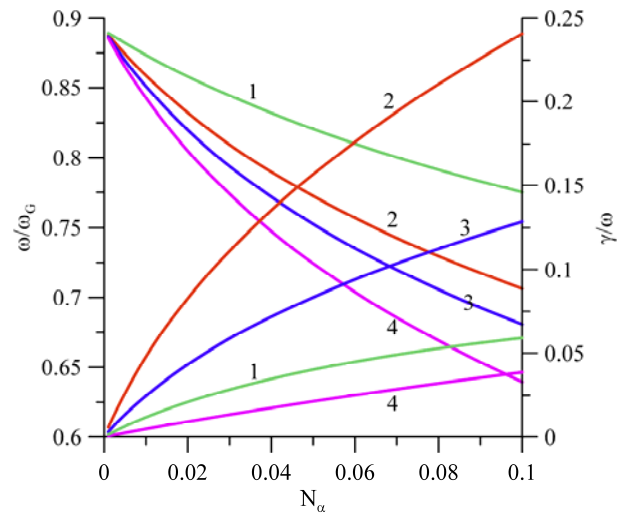
Я. І. Колесниченко, Б. С. Лепявко, В. В. Луценко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Нестійкості плазми, пов'язані зі збудженням  $n = 0$ -моди ( $n$  – тороїдальне хвильове число) – так званої «геодезичної акустичної моди» (ГАМ) – енергійними іонами, спостерігалися як на токамаках, так і на стелараторах. Зокрема, на токамаці JET нестійкість виникала внаслідок прискорення іонів при іонному циклотронному нагріванні плазми [1]. У токамаці DIII-D нестійкість збуджувалася при інжекції пучків енергійних нейтральних атомів, причому частота коливань була значно меншою від ГАМ-частоти [2]. Пояснення цьому факту було дано в [3], де було показано, що зміна частоти в DIII-D відбувалася за рахунок внеску енергійних іонів у дисперсійне рівняння, тобто спостерігалася «ГАМ-мода енергійних частинок», ЕГАМ. У названих експериментах параметр  $\beta$  ( $\beta$  – відношення тиску плазми до тиску магнітного поля) був дуже низьким, приблизно 0,4 %, у центрі плазми. Питання про ГАМ-нестійкість у плазмі з більш високим  $\beta$ , тобто у плазмі, яка являє інтерес для термоядерної проблеми, до цього часу не вивчалася. З іншого боку, як показано у нещодавній публікації [4], властивості ГАМ-континуума, а також альфвенового континуума значно змінюються при збільшенні добутку  $\beta q^2$  ( $q$  – коефіцієнт безпеки токамака). Це стимулювало виконання даної роботи, де розглянуто дестабілізацію ГАМ-моди в плазмі з високим тиском ( $\beta q^2 \leq 1$ ) пролітними енергійними іонами. Розглянуто як випадок відносно малого тиску енергійних іонів, коли  $\beta_h \sim \beta$  ( $\beta_h$  – відношення тиску енергійних іонів до тиску магнітного поля), так і випадок з  $\beta_h \sim \beta$ . У першому випадку аналіз проведено аналітично за допомогою методу теорії збурень. Вивчення другого випадку, тобто ЕГАМ-нестійкості, проведено числовим методом.

Результатом роботи стало виведення рівнянь, що описують ЕГАМ-коливання в плазмі з високим  $\beta$  при наявності пролітних енергійних іонів. Показано, що плазма з коінжекцією є більш стійкою, ніж з контрінжекцією. Для випадку без заче-

плення (00) з (20) гармонік, отримано зменшення частоти моди при збільшенні популяції енергійних іонів. Розраховано коливання у плазмі з високим тиском на базі отриманих рівнянь. Результати розрахунків представлено на рисунку.



Гілки континуума ЕГАМ за різних умов. Гілки, що спадають, – частота. Гілки, що зростають, – інкремент. Відповідність за кольором. Гілки 1 - 3 – контрінжекція; 4 – коінжекція. 1 -  $\chi_\alpha = 0,8$ ,  $\rho_\alpha/r = 0,1$ ; 2 -  $\chi_\alpha = 0,5$ ,  $\rho_\alpha/r = 0,1$ ; 3 -  $\chi_\alpha = 0,5$ ,  $\rho_\alpha/r = 0,03$ ; 4 -  $\chi_\alpha = 0,8$ ,  $\rho_\alpha/r = 0,03$ ;  $\chi_\alpha$  – пітч-кут пучка швидких частинок.

До друку готується стаття, де викладено описані тут результати та подано детальне виведення рівнянь. Крім того, ці результати доповідалися на науковій конференції Інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, січень 2013 р.).

1. C.J. Boswell *et al.*, Phys. Lett. A **358** 154 (2006).
2. R. Nazikian *et al.* Phys. Rev. Lett. **101**, 185001 (2008).
3. G.Y. Fu, Phys. Rev. Lett. **101**, 185002 (2008).
4. O.P. Fesenyuk, Ya.I. Kolesnichenko, and Yu.V. Yakovenko, Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 085014 (2012).

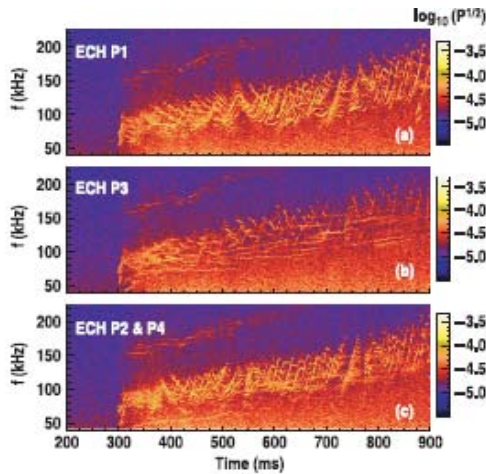
## SUPPRESSION OF THE ALFVEN CASCADES DURING ELECTRON CYCLOTRON RESONANCE HEATING

V. S. Marchenko

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Electron cyclotron heating (ECRH) and current drive (ECCD) serve as an efficient tool for the control of MHD instabilities in modern tokamaks. The reason is a unique property of ECRH/CD – the very narrow deposition profile (full width at half-maximum  $\sim$  few *cm* in current experiments). In particular, suppression of the neoclassical tearing modes by ECRH/CD is now well documented [1], and recently the amplitude of the harmful ‘monster’ (i.e. fast ion stabilized) sawteeth has been successfully reduced by ECCD [2]. There is also an interesting report from TCV tokamak on the nonthermal effect of ECRH on the edge localized modes [3].

In 2008 DIII-D experiments have demonstrated one more possibility of control with ECRH [4]. In discharges with reversed magnetic shear, an important class of the fast ion driven instabilities, the so called Alfvén cascades (ACs) [5], have been suppressed when ECRH was deposited just inside of the magnetic surface with minimum safety factor,  $q_0$  (Figure).



Spectrogram of the reflectometer signals for ECRH deposition on-axis (a), just inside of the  $q_{min}$  – surface (b), and just outside of the  $q_{min}$  – surface (c). The Alfvén cascades (bright spectral lines with upward frequency sweeping) are suppressed only in (b).

In despite of the 5-year age of this experiment, suppression mechanism remains unclear. In the present work it is shown that the horizontal polarization of the plasma during ECRH [6] can suppress ACs via formation of the potential ‘hill’ in the

eigenmode equation. Taking into account modification of the cross-field drift and associated kinetic ion compression, this equation takes the form

$$\frac{d}{dx} \left( S + x^2 \right) \frac{d\Phi_m}{dx} - \left( S + x^2 - Q \right) \Phi_m = 0, \quad (1)$$

where  $S$  is the eigenvalue and  $Q$  is the parameter of the potential ‘well’. Analysis of Eq. (1) reveals that discrete spectrum exists only when  $Q > 1/4$ . Therefore, the robust condition for AC suppression is  $Q < 0$ , which is possible only when (i) ECRH is deposited inside the  $q_{min}$  – surface (consistent with experiment) and (ii) the amplitude of the right-hand polarized component of the ECRH electric field,  $E_+$ , exceeds the critical value given by

$$V_{EC}^{cr} = \sqrt{15 \frac{T(r_0)}{m_i} \frac{|L_{EC}(r_0)|}{R_0} \frac{v_c(r_0)}{\omega_{ci}}}, \quad (2)$$

where  $V_{EC} = cE_- / B_0$  with  $B_0$  the equilibrium magnetic field,  $T$  is the plasma temperature,  $q(r_0) = q_0$ ,  $m_i$  is the ion mass,  $L_{EC} = (d \ln E^2 / dr)^{-1}$  is the gradient scale length of the ECRH deposition at  $r_0$ , which must be negative for suppression,  $R_0$  is the tokamak major radius,  $v_c$  is the electron collision rate, and  $\omega_{ci}$  is the ion gyro-frequency. For parameters of the experiment [4], Eq. (2) yields  $E_-^{cr} = 50$  V/cm, a fairly low value for the ECRH power density  $p_{ECRH} = 2$  W/cm<sup>3</sup> used in the experiment [4].

In summary, the piling up of the negative charge at the low-field side of the tokamak during ECRH (horizontal polarization) strongly modifies the kinetic ion response to the Alfvén wave. This leads to (i) enhancement of the compressional gap in the Alfvén continuum and (ii) suppression of the Alfvén cascades under conditions consistent with DIII-D experiment [4].

1. G. Gantenbein *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1242 (2000).
2. I.T. Chapman *et al.*, Nucl. Fusion **52**, 063006 (2012).
3. J.X. Rossel *et al.*, Nucl. Fusion **52**, 032004 (2012).
4. M.A. Van Zeeland *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 035009 (2008).
5. H.L. Berk *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 185002 (2001).
6. J.Y. Hsu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **53**, 564 (1984).

**ФОКЕР-ПЛАНКІВСЬКА МОДЕЛЬ ДИФУЗІЙНИХ ВТРАТ ШВИДКИХ ІОНІВ У ТОКАМАКАХ**

**В. О. Яворський<sup>1,2</sup>, В. Я. Голобородько<sup>1,2</sup>, А. Москвітін<sup>3</sup>, К. Шопф<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Інститут теоретичної фізики Інсбруцького університету, Інсбрук, Австрія

<sup>3</sup> Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна, Харків

Детальне моделювання просторових та швидкостевих розподілів втрат швидких іонів у токамаках важливе для прогнозів теплових навантажень на першу стінку в майбутніх реакторах токамачного типу. Воно також необхідне для ідентифікації та інтерпретації механізмів втрат швидких іонів у сучасних токамаках [1, 2]. Як правило, відповідні чисельні розрахунки базуються на Монте-Карло підходах [3, 4] або на спрощених моделях просторових розподілів [5, 6] і забезпечують лише якісну, а не кількісну інформацію про втрати. Метою даної роботи є розвиток фокер-планківського підходу для детального кількісного моделювання класичних дифузійних втрат енергійних іонів в аксіально-симетричних токамаках, тобто втрат обумовлених зіткненнями із частинками основної плазми.

Зручними лагранжевими координатами для кінетичного описання частинок, що втрачаються із плазми токамака за рахунок кулонівських зіткнень, є: енергія частинки  $E$ , пітч-кут  $\zeta$  та пологідальний кут  $\chi$  на першій стінці токамака, а також кут  $0 \leq \theta \leq 2\pi$ , що задає положення частинки на орбіті. У вказаних змінних рівняння Фокера - Планка для іонів, що втрачаються на стінку камери, має вигляд [7]

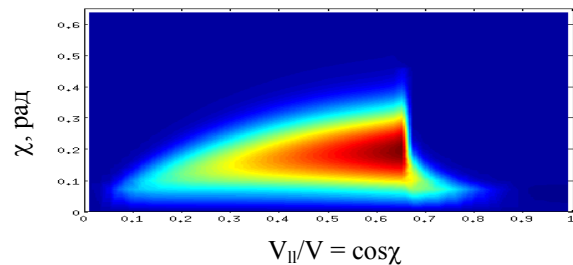
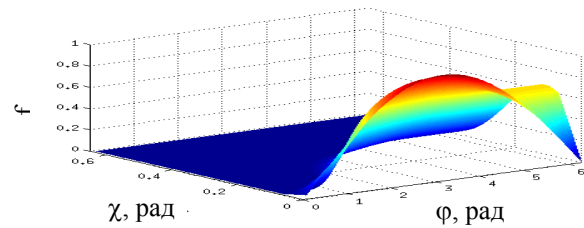
$$\mathcal{G}\partial_{\mathcal{G}}f = g^{-1/2}\partial\chi g^{1/2}(d + D\partial\chi)f, \quad (1)$$

де  $g$  – яacobіан переходу до координат Лагранжа;  $d$  та  $D$  – транспортні коефіцієнти класичного конвективного та дифузійного переносу при відсутності МГД збурень. У рівнянні (1) знехтувано слабким переносом по  $E$  та  $\zeta$  порівняно з переносом по пологідальному куту  $\chi$ . Функція розподілу  $f$  має задовольняти початковій та граничній умові

$$f(\mathcal{G}, \chi)|_{\mathcal{G}=0} = 0, \quad f(\mathcal{G}, \chi)|_{\chi=0} = f_1(\mathcal{G}), \quad (2)$$

де  $f_1$  – функція розподілу периферійних іонів з орбітами, що дотичні до стінки камери. На рисунку представлено результати чисельних розрахунків для дейтронів інжекції, що втрачаються за рахунок класичної радіальної дифузії з плазми токамака JET із  $a = 0,95$  м,  $R_c = 2,95$  м,  $n_e(0) = n_i(0) = 0,7 \cdot 10^{14}$  м<sup>-3</sup>,  $n_e(a) = n_i(a) = 0,2 \cdot 10^{14}$  м<sup>-3</sup>,  $T_e(0) = T_i(0) = 5,0$  кеВ,  $T_e(a) = T_i(a) = 1,0$  кеВ.

Використана модель поля із шафранівським зсувом 0,2 м, еліптичністю  $k(0) = 1,3$ ,  $k(a) = 1,7$ , трикутністю 0,15 та струмом у плазмі  $I = 2,5$  Ма.



Функція розподілу дейтронів з енергією 130 кеВ та ( $0 < V_{||}/V < 1$ ), що втрачаються за рахунок класичної радіальної дифузії (верх) та розподіл потоку цих іонів по пологідальному та пітч-кутах (низ).

Як видно з рисунка, дифузійні втрати дейтронів інжекції в токамаці JET локалізовані в досить вузькій області пологідальних кутів  $\sim 20^\circ$  в околі екваторіальної площини.

Висновки роботи:

1. У дрейфовому наближенні функція розподілу швидких іонів, що втрачаються за рахунок класичної радіальної дифузії, описується 1D у просторі інваріантів руху 1D по пологідальному куту рівнянням Фокера - Планка.
2. Дифузійні втрати швидких іонів у токамаці локалізовані в досить вузькій області пологідальних кутів в околі екваторіальної площини.

1. S. Zweben *et al.*, Nucl. Fusion **40**, 91 (2000).
2. A. Fasoli *et al.*, Nucl. Fusion **47**, S264–S284 (2007).
3. T. Kurki-Suonio *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 095001 (2009).
4. K. Shinohara *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 063028 (2011).
5. V. Goloborod'ko, V. Yavorskij, Nucl. Fusion **29**, 1025 (1989).
6. V. Yavorskij *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1077 (2003).
7. V. Yavorskij *et al.*, EPS 2012, paper P1.144 (2012).

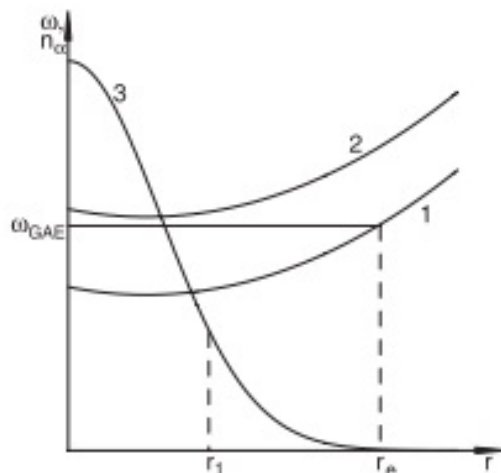


## ШИРИНА РЕЗОНАНСІВ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ ШВИДКИХ ІОНІВ ІЗ МНОЖИННИМИ АЛЬФЕНОВИМИ НЕСТІЙКОСТЯМИ

М. Г. Тищенко, Ю. В. Яковенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Просторове каналювання енергії іонів – це нещодавно відкрите явище, що пояснює аномальні втрати енергії в деяких термоядерних експериментах. Зокрема, в експериментах на сферичному токамаці NSTX спостерігалось наступне: при збільшенні потужності інжекції нейтрального пучка температура в центральній області плазми не змінювалась, а подекуди навіть падала [1].



Частота GAE-моди (горизонтальна лінія), гілки альфвенового континуума з номерами мод  $m$ ,  $n$  та  $m + 1$ ,  $n$  (криві 1, 2), радіальний профіль пучка іонів (крива 3). Показано каналювання енергії GAE-моду: мода відбирає енергію у пучка іонів переважно в області  $r < r_1$ , але віддає енергію електронам у результаті континуумного гамування в області  $r \approx r_e$ .

Експериментатори пов'язали підсилені втрати енергії з плазми з активністю множинних висо-

кочастотних ( $f \sim 1$  МГц) мод, ідентифікованих як GAE. У роботі [2] втрати енергії було пояснено просторовим каналюванням енергії швидких іонів – хвилі відбирають енергію від швидких іонів і віддають її в іншому місці (рисунок). Умови ефективного каналювання: енергія хвиль поглинається не там, де вона збуджується (наприклад, континуумне гамування); хвилі здатні відібрати значну частку енергії струменя.

У роботі досліджуються умови, за яких перекриття резонансів частинки з кількома альфвеновими модами веде до формування широкого енергетичного діапазону, в якому рух частинки є стохастичним. У такому випадку дифузія частинки через цю зону відбудеться швидко і частинка віддасть енергію хвилям, а не плазмі.

Припускаючи, що циклотронні резонанси відсутні і хвиля є альфвеноподібною (збурення  $|B|$ , і, отже, дрейфові швидкості нехтовні) можна оцінити, що 5 - 10 мод з амплітудами  $\tilde{B}/B \sim 5 \cdot 10^{-3}$  достатньо, щоб стохастизувати інтервал енергій від 45 до 90 кеВ і таким чином відібрати половину енергії в інжекттованих іонів у NSTX. Аналітичні оцінки показують, що в експериментах на NSTX виконуються всі умови для того, щоб перенесення енергії хвилями (просторове каналювання) робило істотний внесок в енергобаланс.

1. D. Stutman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 115002 (2009).
2. Ya.I. Kolesnichenko *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 075001 (2010).

**RADIATION PROCESSES IN TURBULENT PLASMA  
WITH ION TEMPERATURE ANISOTROPY**

**V. N. Pavlenko, V. G. Panchenko**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

It is known that when the electromagnetic waves propagate through the plasma, a substantial fraction of the radiation is transformed or scattered [1]. By launching a beam of radiation into plasma and collecting some transformed (scattered) radiation, a lot of information about the plasma properties may be obtained. Particularly, the spectral distribution of the transformed radiation is defined by the fluctuations spectra. This allows to restore the spectrum of the plasma turbulence through the transformation or scattering cross-section.

In the present paper [2] on the base of kinetic theory fluctuations the transformation of longitudinal Langmuir wave into the transverse electromagnetic wave in turbulent plasma with ion temperature anisotropy is studied. Transformation coefficient is obtained when the ion-cyclotron waves are excited by lower hybrid pump. The intensity of transverse wave's radiation from such plasma is found to depend on ratio between the parallel and perpendicular ion temperatures.

The intensity of such radiation is connected with the transformation coefficient  $d\sum_{l \rightarrow l'}$  by the relation [2]

$$I \sim V \iint d\sum_{l \rightarrow l'} S \frac{d^3 k' d\omega'}{(2\pi)^3 2\pi}, \quad (1)$$

where  $S$  is the energy density fluctuations.

The plasma with an anisotropic distribution of the ion velocities has such distribution function

$$f_{0\alpha} \sim \left(\frac{T_{\perp i}}{T_{\parallel i}}\right) \exp\left(-\frac{m_i v_{\perp i}^2}{2T_{\perp i}} - \frac{m_i v_{\parallel i}^2}{2T_{\parallel i}}\right).$$

We suppose that the plasma is subjected to a magnetic field  $\vec{B}_0 = B_0 \vec{z}$  and a pump wave electric field  $\vec{E}_0 = E_0 \vec{y} \cos \omega_0 t$ .

We study the case when the pump frequency  $\omega_0$  lies in the lower hybrid frequency region

$$\omega_0 \sim \omega_{lk} = \omega_{LH} (1 + (m_i / m_e) \cos^2 \theta)^{1/2}, \quad \omega_{LH} \approx \omega_{pi}.$$

Here  $\omega_{p\alpha}$  is the Langmuir frequency of particles of type  $\alpha$ ,  $\alpha = e, i$ , and  $\theta$  is the angle between the direction of wave propagation and the magnetic field.

Consider the pump wave decay into lower hybrid  $\omega_{lk}$  and ion-cyclotron waves  $\omega^{(1)}$  [3]:

$$\omega_0 = \omega_{lk} + \omega^{(1)}, \quad (2)$$

where the frequency and the damping rate of ion-cyclotron oscillations are determined by [3]:

$$\omega^{(1)} = \Omega_i [1 + A_i(\beta_{\perp i})] \quad (3)$$

$$\gamma_i^{(1)} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \frac{A_i^3 \Omega_i^2 T_{\perp i}}{k_{\parallel i} v_{\parallel i} T_{\parallel i}} \exp\left(-\frac{A_i^2 \Omega_i^2}{2k_{\parallel i}^2 v_{\parallel i}^2}\right)$$

In (3)  $A_n(\beta_{\perp i}) = I_n(\beta_{\perp i}) e^{-\beta_{\perp i}}$ , where  $I_n$  is the modified Bessel function, and  $\beta_{\perp i} \approx (k\rho_{\perp i})^2 > 1$ .

Using the fluctuation-dissipative theorem, carrying out the integration over  $k'$  and taking into account (3) finally we obtain the dependence of the radiation intensity on the ionic temperature anisotropy:

$$I \sim \left(\frac{T_{\parallel i}}{T_{\perp i}}\right)^{3/2} \frac{1}{T_{\perp i}^{3/2}} \exp\left(\frac{q}{T_{\parallel i}}\right). \quad (4)$$

Thus, by varying the relation between the ionic temperatures it is possible to change the intensity of electromagnetic wave energy radiation from the plasma.

1. A.I. Akhiezer, I.A. Akhiezer, R.V. Polovin *et al.*, *Plasma Electrodynamics* (Pergamon, Oxford, 1975).
2. V.N. Pavlenko, V.G. Panchenko, *Physica Scripta*, 2013, to be published.
3. H. Wilhelmsson, V.N. Pavlenko, and V.G. Panchenko, *Physica Scripta* **44**, 599 (1991).

**HYDRODYNAMIC REDUCTIONS OF THE KINETIC PLASMA THEORY MODELS AS A TOOL ENABLING FINDING OF CONTINUOUS SYMMETRY TRANSFORMATIONS**

**V. B. Taranov**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Kinetic plasma theory is based on the integro differential systems of equations for particle distribution functions and self consistent fields. Continuous symmetry transformations of these systems determine the form of possible invariant solutions which depend on the less number of variables and describe some asymptotic states of the nonlinear models considered.

These symmetries can be deduced from the groups of symmetry of the corresponding infinite systems of partial differential equations for the moments of distribution functions. This method leads, however, to the cumbersome calculations, especially in the spatially 3D case. In addition, infinite systems of equations cannot be solved by computers. To simplify the problem, we can consider hydrodynamic reductions of the kinetic models.

Cold plasma solutions of the kinetic plasma theory models form the most symmetric submanifold. On this manifold the infinite system of partial differential equations for the moments of particle distribution functions is reduced to the finite system determining particle densities, main velocities as well as electric and magnetic fields. Continuous symmetry transformations in this case can be found by the standard Maple programs. Then, corresponding symmetries of the general kinetic theory can be deduced. Different spatially 3D kinetic models were considered in the above described way in [1].

However, cold plasma model can be much more symmetric than the general kinetic theory, as it was shown in [2] for spatially 1D dimensional electron plasma oscillations and the upper hybrid waves. It is hard to restore kinetic symmetries from the infinite dimensional Lie groups in this case.

So, we must consider less symmetric hydrodynamic reductions. For example, oscillations in the plasma composed of N cold electron beams ( $N > 1$ )

$$f(t, x, v) = \sum_{i=1}^N n_i(t, x) \delta(v - u_i(t, x))$$

are described by the system of partial differential equations which symmetry group was found in [3] by the use of Maple programs:

$$X_1 = \frac{\partial}{\partial t}, \quad X_2 = \frac{\partial}{\partial x},$$

$$X_3 = \cos(t) \left( \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial E} \right) - \sin(t) \sum_{i=1}^N \frac{\partial}{\partial u_i},$$

$$X_4 = \sin(t) \left( \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial E} \right) + \cos(t) \sum_{i=1}^N \frac{\partial}{\partial u_i},$$

$$X_5 = x \frac{\partial}{\partial x} + \sum_{i=1}^N u_i \frac{\partial}{\partial u_i} + E \frac{\partial}{\partial E}.$$

This usual Lie group of symmetry allows us to reconstruct continuous symmetries of the general kinetic model, which were found previously via the symmetries of an infinite system of equations for the moments of distribution functions.

As usual, plasma evolution is determined by the interactions of many different stable and unstable waves, so we are interested in the solutions close to some background equilibrium state. Background solution must belong to symmetric solutions of the model. That's for the symmetry of the plasma theory models is usually reduced. For example, electron plasma oscillations close to the background state with a finite constant temperature are less symmetric than in a cold plasma case. To obtain the reduced symmetry group we can consider another hydrodynamic reduction, so called water-bag model:

$$f(t, x, v) = f_0(\theta(v - u_1(t, x)) - \theta(v - u_2(t, x))).$$

In terms of the plasma density and its main velocity

$$n(t, x) = f_0(u_2(t, x)) - u_1(t, x),$$

$$u(t, x) = \frac{1}{2}(u_2(t, x)) + u_1(t, x)$$

the symmetry is now determined by the operators  $X_1$  to  $X_4$  with  $N = 1$ . Scale transformation  $X_5$  is missing since it connects the states with different background temperatures.

Multi beam solutions helped us also to clarify the general properties of the soliton gas kinetic theory [4] in the attempt to generalize Zakharov theory of the rarefied soliton gas.

1. V.B. Taranov, in *Proc. of the 6<sup>th</sup> Int. Conf. "Electronics and Applied Phys."* (Kyiv, 2010), p. 160.
2. V.B. Taranov and Z.J. Zawistowski, *J. Tech. Phys.* **44**, No. 3, 303 (2003).
3. V.B. Taranov, in *Proc. of the 8<sup>th</sup> Int. Conf. "Electronics and Applied Phys."* (Kyiv, 2012), p. 191.
4. M.V. Pavlov, V.B. Taranov, and G.A. El, *Teoret. Mat. Fiz.* **171**, No. 2, 675 (2012).



## HELICON PLASMA ACCELERATION BY PONDEROMOTIVE FORCES RELATED TO THE HYBRID MODES

N. A. Beloshenko<sup>1</sup>, K. P. Shamrai<sup>1</sup>, S. Shinohara<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup>Tokyo University of Agriculture and Technology, Tokyo, Japan

Helicon plasma sources are most efficient in plasma production among a variety of other rf sources and, for this reason, are extensively studied for developing the plasma thrusters for space propulsion. In thruster schemes proposed so far, the helicon source normally serves only for producing a dense plasma, which is then accelerated by the outside means. In the VASIMR scheme [1], the ICR ion heating is used in combination with the magnetic nozzle. In the helicon-Hall scheme [2], the ions produced by the helicon discharge are accelerated by a dc electric field. Meanwhile, it is pertinent to consider the inside acceleration mechanisms that can arise from interactions with particles of the electromagnetic waves intrinsically excited in the helicon plasmas. In this work, we analyze a scheme of helicon plasma acceleration by ponderomotive forces generated by the wave fields.

Eligible drivers for this scheme are the hybrid modes that can be excited in a radially nonuniform plasma column and are formed by coupled helicon and quasi-potential (Trivelpiece - Gould, TG) waves. These modes exist in the range of axial wave numbers that is determined by the condition  $k_z < k_{cr} = 2(\omega/c)(\omega_{p0}/\omega_{ce})$  ( $\omega_{p0}$  is the plasma frequency at the column center where the density is maximum,  $n(r) = n_0$ ), under which the surface of mutual conversion of the helicon and TG waves,  $n(r) = n_{conv} \equiv n_0(k_z/k_{cr})^2$ , fits in the plasma bulk. The hybrid modes possess strong electric field, which are much stronger than those of the usual helicon modes, owing to both the presence of a substantial potential component and the effect of non-uniform plasma polarization. For this reason, these modes can produce intense ponderomotive effects.

The spectrum of radial eigenmodes, computed for a compact, 10-cm-diameter helicon plasma, is shown in Fig. 1. The first radial mode is the least damped and, as the analysis shows, is just the hybrid mode, whereas the rest of modes are strongly damped, almost pure TG modes. The radial profiles of the rf electric field components for this mode, which are shown in Fig. 2, demonstrate that the radial electric field is concentrated closer to the plasma boundary, and is intense even at a moderate magnitude of the  $B_z$  field.

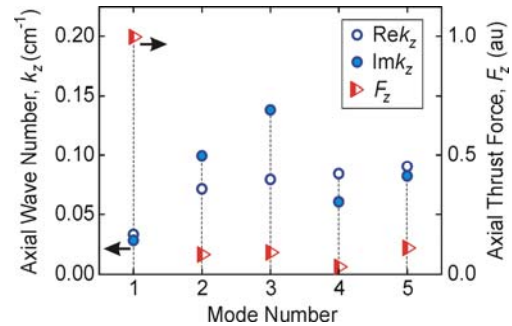


Fig. 1. The spectrum of radial eigenmodes in a compact helicon plasma.  $\omega/2\pi = 7$  MHz,  $n_0 = 2 \cdot 10^{12}$  cm<sup>-3</sup>,  $B_0 = 100$  G, and  $p_{Ar} = 20$  mtorr.

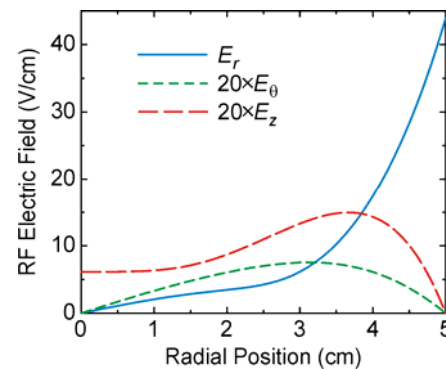


Fig. 2. Radial profiles of the rf electric field components for the first radial mode, at  $|B_{z,max}| = 1$  G.

A specific ponderomotive force from the mode fields is:  $\mathbf{f} = -mn \langle (\tilde{\mathbf{v}} \nabla) \tilde{\mathbf{v}} + (1/c) (\tilde{\mathbf{v}} \times \tilde{\mathbf{B}}) \rangle$ , where  $\tilde{\mathbf{v}}$  and  $\tilde{\mathbf{B}}$  are the oscillatory electron velocity and the wave magnetic field, and angular brackets denote time averaging. This force draws electrons along the ambient magnetic field. An arising charge-separation dc electric field is applied to ions to form a thrust force. An integral ponderomotive thrust force is found to exceed an integral thermal force from the electron pressure gradient ( $\approx 2$  mN) at the moderate wave amplitude,  $|B_{z,max}| \approx 1.5$  G. It grows quadratically with the mode amplitude and, thus, can be an efficient driver for plasma acceleration.

1. F.R. Chang Díaz, The VASIMR rocket. *Sci. American* **283**, 90 (2000).
2. R.A. Martinez, W.A. Hoskins, P.Y. Peterson, and D. Massey. Development status of the Helicon Hall thruster. In *Proc. Int. Electric Propulsion Conf.* (Ann Arbor, USA, 20 - 24 Sept. 2009) IEPC-2009-120.

## EXCITATION OF A ROTATING POTENTIAL FIELD IN A DENSE PLASMA COLUMN

 K. P. Shamrai<sup>1</sup>, T. S. Rudenko<sup>1</sup>, S. Shinohara<sup>2</sup>, T. Matsuoka<sup>3</sup>, I. Funaki<sup>4</sup>, H. Nishida<sup>2</sup>
<sup>1</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup>Tokyo University of Agriculture and Technology, Tokyo, Japan

<sup>3</sup>Osaka University, Osaka, Japan

<sup>4</sup>Japan Aerospace Exploration Agency, Kanagawa, Japan

The efficiency of rotating field penetration into plasma is crucial for development of the Lissajous Helicon Plasma Accelerator in which a magnetized plasma is accelerated with use of a set of powered phased electrodes [1]. In the previous paper [2], the scaling for the field penetration was deduced using a 1D plane model. In this work, we examine the problem in more realistic 2D cylindrical model.

A plasma column of radius  $R_p$  immersed in an axial magnetic field  $B_0$  is coaxial with a cylinder of radius  $R > R_p$  to which a potential  $-(V_0/2)\cos(\omega t - \theta)$  is applied to produce in vacuum a uniform rotating field of strength  $E_v = V_0/2R$ . The width of the vacuum gap between the plasma column and the cylinder is chosen equal to electron excursion length in the edge plasma field,  $R - R_p = eE_p(r = R_p)/m\omega\omega_c$ .

With uniform plasma density, the plasma field is uniform, and its amplitude,  $E_p = E_v 2(\sqrt{1+q} - 1)/q$ , is similar to the 1D case, but the scaling parameter,  $q = 2eV_0\omega_{p0}^2 / m\omega^2\omega_c^2 R^2$ , is  $(\omega_{ce}/\omega)^2$  times larger. For this reason, it is more difficult to satisfy the condition of efficient field penetration,  $q \ll 1$ .

In a nonuniform plasma, due to bulk polarization, the radial field is strongly enhanced at the plasma edge, but almost vanishes at the center. Its peak amplitude is  $E_p(r = R_p)$ , and the field profile is characterized by the radial half-width,  $\delta r_{1/2}$ , defined as  $E_p(r = R_p - \delta r_{1/2})/E_p(r = R_p) = 1/2$ .

Dependences of the radial field amplitude and half-width on various parameters were computed for a 5-cm-diameter plasma column with a parabolic density profile, at a frequency  $\omega/2\pi = 13.56$  MHz and  $V_0 = 300$  V. As seen from Fig. 1, the peak field grows rapidly whereas the half-width decreases slowly with the magnetic field increase. Fig. 2 demonstrates that the peak field decreases with density whereas the half width is independent of it. Finally, one can see from Fig. 3 that the field grows rapidly whereas the half-width drops rapidly with nonuniformity increase. In all cases, the edge radial field is much stronger than the uniform plasma field, but the half-width makes a few millimeters only.

Thus, a rotating electric field concentrates within a narrow layer at the edge of a nonuniform plasma column and penetrates poorly into bulk plasma.

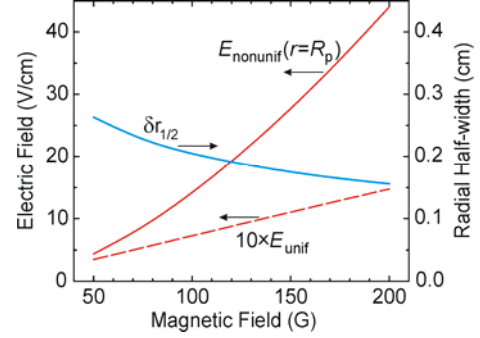


Fig. 1. The maximum value and the half-width of the edge electric field peak, as functions of the magnetic field.  $n_0 = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_{\text{edge}}/n_0 = 0.2$ .

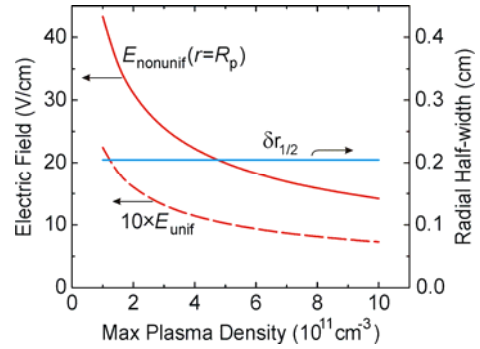


Fig. 2. The same, but as functions of the maximum plasma density.  $B_0 = 100$  G,  $n_{\text{edge}}/n_0 = 0.2$ .

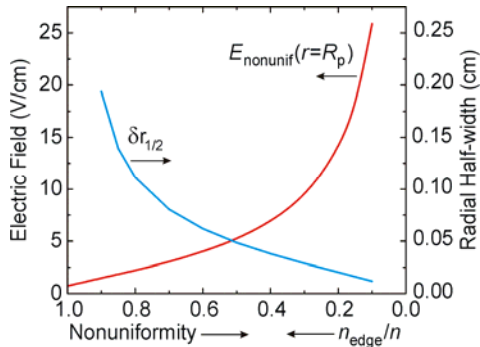


Fig. 3. The same, but as functions of the density nonuniformity.  $B_0 = 100$  G,  $n_0 = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

1. K. Toki, S. Shinohara, T. Tanikawa, I. Funaki, and K.P. Shamrai, in *Proc. 28th Int. Electric Propulsion Conf.* (Toulouse, France, March 2003) IEPC 03-0168.
2. T. Matsuoka, T.S. Rudenko, I. Funaki, K.P. Shamrai, T. Nakamura, H. Nishida, T. Tanikawa, T. Hada, and S. Shinohara. *Jpn. J. Appl. Phys.* **51**, 096201 (2012).

AZIMUTHONS IN A PLASMA WITH THERMAL NONLOCAL NONLINEARITY

V. M. Lashkin

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The link between vortices and soliton clusters was established with the introduction of a novel class of spiraling solitons called optical azimuthons [1]. Azimuthons appear via continuous azimuthal deformations of a vortex soliton and are characterized by two integer indices: the topological charge  $l$ , and the number of intensity peaks along the vortex ring. It was demonstrated numerically [2 - 6] that the family of nonrotating and rotating azimuthons is continuously parameterized by the angular velocity or, equivalently, by the depth of azimuthal modulation of the condensate density.

We consider the following system of equations, written in appropriate dimensionless variables

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial z} + \Delta_{\perp} \Psi + \theta \Psi = 0,$$

$$\alpha^2 \theta - \Delta_{\perp} \theta = |\Psi|^2,$$

where  $\Delta_{\perp}$  is the transverse Laplacian. This system describes the propagation in  $z$ -direction of the electric field envelope  $\Psi(x, y, z)$  coupled to the temperature perturbation  $\theta(x, y, z)$  in partially ionized collisional plasmas. The parameter  $\alpha^2$  stands for the degree of nonlocality of the nonlinear response. In the limit  $\alpha^2 \gg 1$  the system reduces to the usual nonlinear Schrodinger equation; the opposite case  $\alpha^2 \ll 1$  corresponds to a strongly nonlocal regime.

We look for stationary solutions in the form  $\Psi(x, y, z) = \psi(x, y) \exp(i\mu z)$ . After additional rescaling one can set  $\alpha^2 = 1$ , and a strongly nonlocal regime corresponds to large values of the scaled propagation constant  $\mu \gg 1$ . One can find a set of various solutions. We will characterize them (in addition to the nonlinear frequency shift and the rotational frequency by two positive integers  $k$  and  $l$  and denote the corresponding structure as  $(-k; l)$  (for definiteness  $l > k$ ). The general rule is: the structure (azimuthon) has  $k + l$  peaks and  $k + l + 1$  singulari-

ties in the phase with  $k + l$  singularities on the periphery with the charge  $m = 1$  and one singularity at the center with the charge  $m = -k$  so that the total topological charge is  $m_{tot} = k + l - k = l$  (alternatively, the structure can be characterized by the topological charge  $m_{tot} = l$  and the number of peaks  $N = k + l$ ). Some of the azimuthon solutions are presented in Figs. 1 and 2.

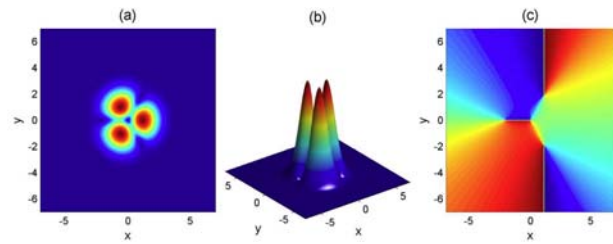


Fig. 1. 3-peak azimuthon  $(-1, 2)$ . It is seen 4 singularities in the phase: 3 on the periphery with the charge 1 (blue-red) and 1 singularity at the center with the charge -1 (red-blue). The total charge is 2.

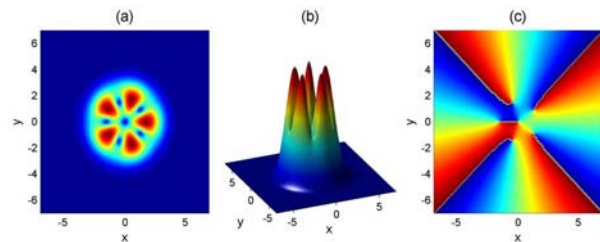


Fig. 2. 5-peak azimuthon  $(-1, 4)$ . It is seen 6 singularities in the phase: 5 on the periphery with the charge 1 (blue-red) and 1 singularity at the center with the charge -1 (red-blue). The total charge is 4.

1. A.G. Litvak, V.A. Mironov, G.M. Fraiman, and A.D. Yunakovskii, *Sov. J. Plasma Phys.* **1**, 60 (1975).
2. A.S. Desyatnikov, A.A. Sukhorukov, and Yu.S. Kivshar, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 203904 (2005).
3. V.M. Lashkin, *Phys. Rev. A* **77**, 025602 (2008).
4. V.M. Lashkin, *Phys. Rev. A* **78**, 033603 (2008).
5. V.M. Lashkin, E.A. Ostrovskaya, A.S. Desyatnikov, and Yu.S. Kivshar, *Phys. Rev. A* **80**, 013615 (2009).
6. V.M. Lashkin, E.A. Ostrovskaya, A.S. Desyatnikov, and Yu.S. Kivshar, *Phys. Rev. A* **80**, 013615 (2012).

## ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ПОТЕНЦІАЛУ ТОРЦЕВОГО ЕЛЕКТРОДА НА ВЛАСТИВОСТІ ПЛАЗМИ ГЕЛІКОННОГО ДЖЕРЕЛА З ПЛАНАРНОЮ АНТЕНОЮ

В. М. Слободян, Л. І. Романюк, В. Ф. Вірко, К. П. Шамрай

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Невід'ємними елементами геліконних джерел плазми з планарною антеною є металева циліндрична камера та торцевий металевий електрод, який обмежує систему в поздовжньому напрямку і в технологічних пристроях виконує функцію столика для розміщення оброблюваних зразків. У той час як потенціал камери підтримується незмінним (як правило, земляним), потенціал торцевого електрода  $U_{\text{END}}$  може бути плаваючим ( $V_f$ ) або варіюватись у певних границях. У даній роботі з'ясовано залежності плаваючого потенціалу торцевого електрода від режиму розряду та вплив потенціалу зміщення цього електрода на характеристики розряду та властивості плазми.

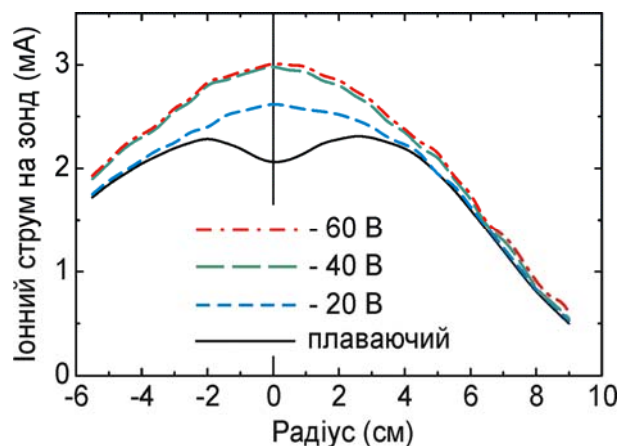
Експериментальний пристрій являє собою циліндричну металеву розрядну камеру діаметром 20 см та довжиною 30 см, з одного торця обмежену кварцовим вікном, зовні якого розміщена планарна збуджувальна антена, що живиться від ВЧ-генератора частоти 13,56 МГц та потужності до 2 кВт. З протилежного торця камера обмежена електродом діаметром 15 см, на який подається напруга зміщення (до -100 В). Магнітне поле (до 250 Гс) створюється чотирма соленоїдами з незалежно керованими струмами. Робочий газ – аргон при тиску декілька мтор.

Досліджено залежність плаваючого потенціалу торцевого електрода-столика від величини магнітного поля при використанні антен різних розмірів. Показано, що незалежно від розмірів антени в дослідженому діапазоні магнітних полів плаваючий потенціал електрода-столика є негативним і досягає найнижчого рівня ( $\sim -20$  В) при високих магнітних полях у режимі з провалом профілю густини плазми на осі.

Досліджено вольт-амперні характеристики торцевого електрода-столика в широкому діапазоні розрядних умов. Показано, що при ВЧ-потужності  $\sim 1$  кВт інтегральний іонний струм насичення на торцевий електрод може перевищувати 2 А, що відповідає середній густині іонного струму до  $10 \text{ mA}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

Для різних конфігурацій антени показано, що подача на електрод-столик негативного потенціалу призводить до значного (до  $30 \div 50$  %) зростання загального рівня густини плазми, зокрема до ліквідації провалу радіального профілю густини плазми на осі системи, який реалізується в одному з режимів [1] (рисунок). Установлено, що

зростання густини плазми переважно локалізується саме там, де у звичайному режимі реєструється пониження плаваючого потенціалу зонда. Подача негативного зміщення на торцевий електрод призводить до подавлення інтенсивної НЧ-нестійкості, яка властива деяким режимам досліджуваної розрядної системи [2].



Радіальні профілі іонного струму насичення на зонд при плаваючому та негативних потенціалах на торцевому електроді; антена діаметром 17,5 см, тиск аргону 3 мтор; ВЧ-потужність 1 кВт, магнітне поле 170 Гс.

Отримані результати переконливо свідчать, що виявлений у попередніх експериментах аномально низький потенціал плаваючого зонда є наслідком присутності в плазмі значної популяції високоенергетичних немаксвеллівських електронів, які, відбиваючись від негативно зарядженого електрода, здійснюють додаткову іонізацію. Досліджене джерело забезпечує інтенсивні потоки іонів на поверхню і тому є перспективним для застосування в технологіях обробки матеріалів. Варіювання потенціалу електрода-столика може бути ефективним засобом керування параметрами плазми в технологічних пристроях на основі геліконної розрядної системи з планарною антеною.

Робота виконана за сприяння УНТЦ (проект № 5713).

1. В.М. Слободян, В.Ф. Вірко, Г.С. Кириченко і К.П. Шамрай, ВАНТ, Сер. ПЭНМУ(3) № 4, 235 (2003).
2. В.М. Слободян, Л.І. Романюк, В.Ф. Вірко, К.П. Шамрай та В.М. Лашкін, у *Щорічник ІЯД НАН України* (Київ, 2010), с. 135.



## ВПЛИВ НАПРУЖЕНОСТІ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ НА РОЗВИТОК НЕСТІЙКОСТЕЙ У ПЛАЗМІ ІНІЦІЙОВАНИХ ПРОВІДНИКАМИ ІМПУЛЬСНИХ РОЗРЯДІВ У РІДИНАХ

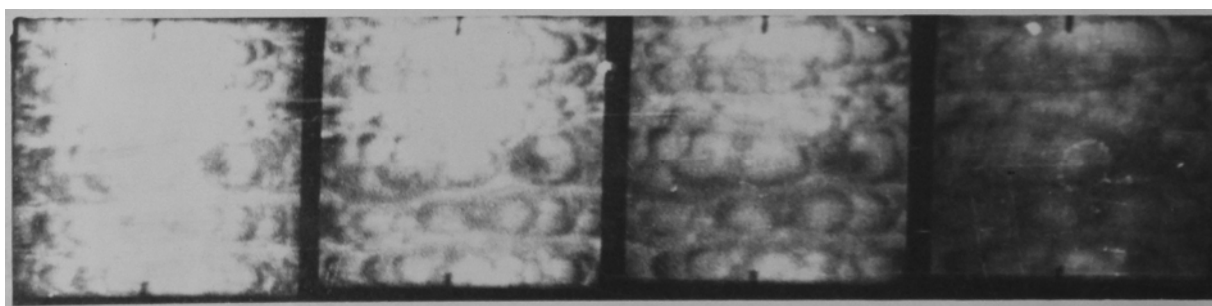
П. Д. Старчик, П. В. Порицький

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Замикання за допомогою лінійних провідників міжелектродних проміжків при імпульсних розрядах у рідинах фіксує положення розрядних каналів і стабілізує процес їхнього розвитку. При цьому спостерігається пригнічення розвитку збурень у плазмі розрядів до розмірів, недоступних реєструючій апаратурі при початкових напруженостях електричного поля в рідинах  $E_0 \geq 1$  кВ/см. При  $E_0 < 1$  кВ/см застосування провідників не перешкоджає інтенсивному розвитку турбулентного перемішування. На рисунку наведено кілька знімків плазмового каналу, що характеризують еволюцію структури збурень повер-

хні розрядного каналу при додержанні останньої умови. З'ясування причин цього явища дає змогу удосконалити існуючу модель подібних розрядів, уточнити їхні властивості, підвищити ефективність їхнього використання на практиці.

До процесів, причетних до розвитку гідродинамічних нестійкостей в імпульсних розрядах, перебіг яких визначається електричним полем, у першу чергу слід віднести руйнування ініціюючого провідника та динаміку нагріву плазми. Аналіз впливу змін початкової напруженості електричного поля на ці процеси виявив механізми, спроможні забезпечити прояв даного ефекту.



СФР-грама розвитку плазмового каналу. Ініціююча вольфрамова дротинка діаметром 20 мкм,  $E_0 = 0,75$ кВ/см.

Для обґрунтування зроблених висновків було проведено розрахунки теплофізичних властивостей (теплоємності, провідності, ізоентропічного коефіцієнта, в'язкості, коефіцієнтів дифузії) багатокомпонентної плазми підводних розрядів у межах температур і тисків, що спостерігаються при зміні  $E_0$  від 0,5 до 5 кВ/см. Для врахування впливів газової і плазмової неідеальності та міжчастинкової взаємодії була розроблена й застосована розширена процедура обчислень на основі методу Греда [1, 2].

З'ясовано, що при зміні температур плазми розрядів у межах  $T = 8 \div 12$  кК, що відповідають застосуванню  $E_0 < 1$  кВ/см, провідність плазми води з домішками металів на порядки перевищує провідність плазми з чистої води. При більш високих  $T$  ( $E_0 \geq 1$  кВ/см) ці провідності зближуються й відрізняються мало. В'язкість плазми в згаданому вище діапазоні температур також суттєво перевищує в'язкість нагрітої до  $T > 15$  кК плазми [1].

Такий характер залежності від  $T$  провідності плазми зумовлює підсилення дії збурень, які утворюються завдяки неоднорідному руйнуванню ініціюючих розрядів провідників. До дії газокінетичного тиску збурень густини плазми при цьому додається дія збурень пондеромоторних

сил, зумовлених неоднорідністю розподілу густини розрядного струму. У решті розмір збурень при  $E_0 < 1$  кВ/см перевищує пороговий, необхідний для розвитку релей - тейлорівської нестійкості, і плазма розрядів турбулізується. Підвищена в'язкість плазми в даному випадку додатково прискорює цей процес.

Із зростанням  $E_0$  ініціюючі розряди провідники розпадаються на все менші фрагменти. Зростання обумовлених ними маломасштабних збурень обмежене переходом у нелінійну стадію і швидко уповільнюється. Прогрів плазми до  $T \geq 12$  кК виключає механізм електромагнітної підкачки збурень, а висока теплопровідність плазми нівелює їхню амплітуду. Запропоноване пояснення розглянутого явища підтверджують експерименти із штучним уведенням збурень. Якщо останні перевищували певний пороговий рівень. Їхній розвиток спостерігався вздовж усього часу розрядів.

1. P.D. Starchyk and P.V. Porytsky, Problems At. Sci. & Techn. Ser. «Plasma Phys.» No. 1(71), 140 (2011).
2. P.D. Starchyk and P.V. Porytsky, Problems At. Sci. & Techn. Ser. «Plasma Phys.» No. 6(82), 214 (2012).

**ELECTRON BEAMS FOCUSING BY PLASMA LENS WITH POSITIVE SPACE CHARGE**

**I. V. Litovko<sup>1</sup>, A. A. Goncharov<sup>2</sup>, A. M. Dobrovolskij<sup>2</sup>, V. I. Gushenets<sup>3</sup>, E. M. Oks<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Institute of Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

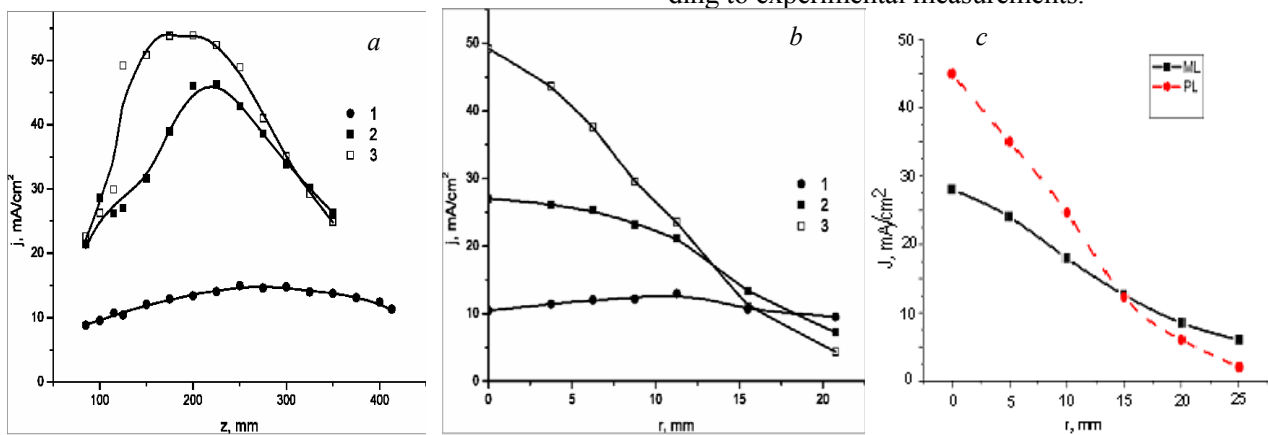
<sup>3</sup> High Current Electronics Institute, SB Russian Academy of Sciences Tomsk, Russia

The electrostatic plasma lens (PL) is an axially symmetric plasma-optics device with a set of cylindrical ring electrodes located within the magnetic field region, with field lines connecting ring electrode pairs symmetrically about the lens middle plane. It is a well-explored tool for manipulating and focusing high-current large-area, moderate energy positive heavy ion beams where the concern of the beam space charge neutralization is critical [1]. The advances in plasma lens creation for positive ion beam led to idea utilize PL with a positive space charge cloud for focusing high-current negatively charged particle beams. Recently [2, 3] we proposed and explored a new original plasma-optical tool for negative charged particle beams focusing and manipulating with a dynamic cloud of non-magnetized free positive ions and magnetically isolated electrons produced by a toroidal plasma source like an anode layer thruster. In such kind systems the electrons are separated from ions by relatively strong magnetic field in the discharge channel. The accelerated ions are weakly affected by the magnetic field owing to their mass.

Here we describe the new experimental and simulation results of wide-aperture (6 cm) non-relativistic (up to 18 keV) intense (up to 400 mA) electron beam focusing by the positive-space-charge plasma lens. The plasma electron source based on electron extraction from vacuum arc discharge with hollow anode was used for generation of this beam.

Our preliminary lens modification [2] had restrictions due to momentum aberrations leading to double-humped space charge potential distribution. The new lens modification is a result of the further efforts to eliminate these drawbacks. We optimized the magnetic field and simultaneously increased the positive ions energy by use of the new pulsed power supply.

The experimental results for new modification are presented in the Figure, *a* and *b*. Ones can see that PL operation (curve 3) lead to focus distance decreasing and additional beam compression in comparison with only magnetic lens (ML) action (curve 2). The beam current density at the focus increase up to 5 time as compared with lens off and almost twice in case beam focusing by magnetic field only. The focus distance is 15 cm for electron beam energy 10 keV passing through PL with anode potential 2.4 keV with according to experimental measurements.



The electron beam current density distribution: on the axis (*a* – experimental data) and at the electrostatic lens focus cross-section (*b* – experimental; *c* – theory). 1 – Lens off and magnetic field absent; 2 – ML (the anode potential is zero); 3 – PL with the same magnetic field.

The results of the computer simulation are shown good agreement with experimental data. Focusing of the electron beam by electrostatic plasma lens was firstly separated from magnetic focusing experimentally and the compression factor was up to about 5. Obtained experimental results demonstrate the possibility to create a low-cost high-effective tool for negatively-charged particle beam focusing without influence of momentum aberrations.

1. A. Goncharov and I. Brown, IEEE Trans. Plasma Sci. **35**, 986 (2007).
2. A. Dobrovolskiy, S. Dunets, A. Evsykov *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **81**, 704 (2010).
3. A.A. Goncharov, A.M. Dobrovolskiy, S.P. Dunets *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 02B723 (2012).

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЧ-РОЗРЯДУ, ЗБУДЖУВАНОВОГО ЛІНІЙНОЮ ІНДУКЦІЙНОЮ АНТЕНОЮ В МАГНІТНОМУ ПОЛІ

В. Ф. Вірко, В. М. Слободян, Ю. В. Вірко, К. П. Шамрай

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Подальший розвиток плазмових технологій пов'язаний із необхідністю однорідної обробки поверхонь матеріалів усе більшої площі. Найбільш раціональним шляхом вирішення цієї проблеми є застосування джерела плазми з густиною, однорідною вздовж однієї координати. Тоді, рівномірно переміщуючи поверхню в перпендикулярному напрямку, можна послідовно надавати однорідній обробці об'єкти значної площі. Вихідним для такої розробки може бути ВЧ розряд, що збуджується на азимутально симетричній ( $m = 0$ ) моді геліконних хвиль кільцевою антеною, розташованою на плоскому діелектричному вікні перпендикулярно до магнітного поля [1]. У розробленому джерелі двовиткова кільцева антенна була деформована у видовжену петлю з прямолінійними паралельними ділянками довжиною 30 см на відстані 3 см одна від одної. Замість плоского вакуумного вікна прямолінійні ділянки антени були розміщені у двох кварцових трубках (діаметром 15 мм), пропущених крізь вакуумний об'єм у верхній частині металевої розрядної камери у формі куба з ребром 22 см. Таким чином, активна частина антени складалась із двох прямолінійних провідників із протифазними ВЧ струмами, подібно до двопровідної лінії, які сполучались між собою за межами розрядного об'єму. Зовнішнє магнітне поле, що створювалось двома прямокутними котушками, було однорідним у межах камери і спрямовано вертикально, перпендикулярно до площини антени. При ВЧ потужності 1 кВт на частоті 13,56 МГц, тиску аргону 0,65 Па і магнітному полі близько 5 мТ горіння розряду було стабільне і ВЧ потужність добре поглиналась у плазмі. Вимірювання розподілу густини іонного струму на зонд уздовж антени на відстані 12 см від неї показало, що існують режими, в яких плазма до 1,5–2 % є однорідною на довжині порядку 10 см. У той же час виявлено, що при близьких параметрах (незначній зміні потужності, узгодження або магнітного поля) плато зникає і профіль концентрації вздовж всієї довжини стає неоднорідним. Для з'ясування умов, необхідних для одержання однорідного профілю, потрібні подальші дослідження. Поступове зростання

концентрації при збільшенні зовнішнього магнітного поля супроводжується її деяким стрибкоподібним зменшенням і закінчується повним зривом розряду. Критичні магнітні поля, що відповідають цим стрибкам, зростають при збільшенні вихідної потужності генератора. Така поведінка є характерною для розрядів цього типу і спричиняється, як було встановлено, зміною поздовжніх мод стоячих геліконних хвиль [1]. У нашому випадку виміряна залежність іонного струму на зонд від магнітного поля виявляє лише один стрибок концентрації, що вказує на наявність двох характерних режимів розряду – до стрибка концентрації і після стрибка, до остаточного зриву. За допомогою рухомого магнітного зонда досліджено просторовий розподіл амплітуди ВЧ хвильового магнітного поля між антеною і дном розрядної камери. Виміряні профілі виявляються типовими стоячими хвилями, що підтверджується також протифазністю коливань у сусідніх максимумах. При менших магнітних полях, до стрибка густини, довжина хвилі менша і в межах розрядної камери реалізується третя мода стоячої хвилі, тоді як при більшому полі, перед зривом розряду, спостерігається друга мода з більшою довжиною хвилі. Така залежність узгоджується з дисперсією геліконних хвиль, довжина яких зростає при збільшенні магнітного поля [2].

Таким чином: 1) показано можливість збудження розряду лінійною індукційною антеною та наявність режимів з однорідною плазмою на значній відстані вздовж антени; 2) продемонстровано хвильову (геліконну) природу розряду; 3) запропоновано зручну в реалізації компоновку розряду з індукційною антеною, зануреною в плазму; 4) одержано плазму, яка є однорідною на значній відстані в напрямку вздовж антени, з густиною іонного струму  $25 \text{ mA/cm}^2$ , що відповідає концентрації  $8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ .

1. В.М. Слободян, В.Ф. Вірко, Г.С. Кириченко и К.П. Шамрай, Вопросы атомной науки и техники, сер. ПЭНМУ(3) № 4, 235 (2003).
2. M.A. Lieberman and A.J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Material Processing*, 2nd Ed. (Wiley Interscience, New York, 2005).



# Анотації робіт з радіоекології та радіобіології

## RESULTS OF CYTOGENETIC STUDIES OF MURINE RODENTS OF THE CHORNOBYL EXCLUSION ZONE

O. O. Burdo<sup>1</sup>, D. A. Vishnevskiy<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> State Specialised Scientific & Industrial Enterprise "Chornobyl Radioecological Centre", Chornobyl

The assessment of the anthropogenic impact on the biosphere has been one of the main trends in biological research since the second half of the 20th century. A special place in this research occupies pollution - introduction of new substances and factors into the environment, which affects adversely the biological systems.

Radioactive contamination is a relatively new and the most specific human factor. Global impact on the biosphere has been recorded since the middle of the 20-th century with the development of nuclear technology – nuclear weapons and energy. A characteristic feature of radioactive pollution is the inertia of its consequences for biological systems, which concerns primarily genetic effects.

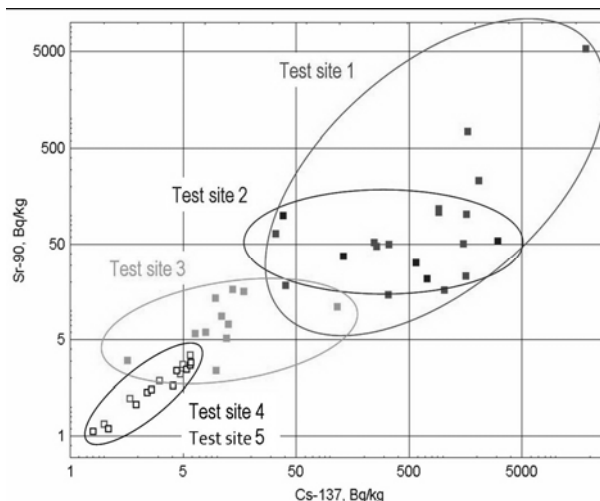
In Ukraine, the problem of radioactive contamination will be relevant for a long time due to the Chernobyl accident. As a result, 200,000 km<sup>2</sup> in Europe have been contaminated. In Ukraine the area of about 100,000 km<sup>2</sup> has been contaminated by <sup>137</sup>Cs over 10 kBq/km<sup>2</sup>.

Decontamination of the land polluted with <sup>90</sup>Sr, <sup>137</sup>Cs, <sup>239</sup>Pu is very expensive and will hardly be done in the foreseeable future. Accordingly, in the areas of different levels of contamination, inhabited with wild animals and plants have formed peculiar ecosystems, which have been developing in the conditions of high-dose ionizing radiation.

The studies were conducted on four species murine rodents: *Apodemus flavicollis*, *Chlethrionomus glareolus*, *Microtus agrestis*, *Microtus arvalis*. The number of murine rodents is sufficiently uniform in all test sites. This indicates that the radiation factor is not revealed at the population level. In the areas with the highest values of the radiation factor, a high degree of cells loaded instability. The extent of the

genome damage (high micronucleus test indices) depends on the values of the radiation factor (DER and the specific activity of radionuclides in the body of animals)-

There was found out a positive correlation between the specific activity of <sup>137</sup>Cs in the carcasses of animals (Figure) and the number of cells with micronuclei, the number of cells with exactly one nucleus the total number of micronuclei in yellow necked mouse *Apodemus flavicollis*.



Content of radionuclide in the body of the *Chlethrionomus glareolus*.

In bank vole was found a positive correlation between the specific activity of <sup>90</sup>Sr - mitotic index and the number of binuclear cells. Besides, there was found a positive correlation between the number of cells with micronuclei, total number of micronuclei, the number of cells with 1, with 2 and with 3 micronuclei not associated with a specific activity.

## ИССЛЕДОВАНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ РАДИОНУКЛИДОВ В ТОПЛИВОСОДЕРЖАЩИХ ОБРАЗЦАХ ИЗ 4-го ЭНЕРГБЛОКА ЧАЭС

Д. М. Бондарьков<sup>1</sup>, М. В. Желтоножская<sup>1</sup>, Н. В. Кулич<sup>1</sup>, А. Максименко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

<sup>2</sup> *Международная радиэкологическая лаборатория, Славутич*

Проведены спектрометрические и радиохимические исследования топливных частиц из 4-го энергоблока ЧАЭС, отобранных в местах, где протекали основные потоки лавы. Исследуемые частицы имели активность по <sup>137</sup>Cs от 10<sup>4</sup> до 10<sup>7</sup> Бк/г. Масса частиц была порядка сотен микрограмм. Основные измерения проводились на Ge- и α-спектрометрах.

Из полученных в результате измерений γ-спектров установлено, что в образцах лавообразных топливосодержащих материалах (ЛТСМ), отобранных из 4-го энергоблока ЧАЭС, в настоящее время наблюдается активность <sup>243</sup>Am. На изученных спектрах в области 70 - 80 кэВ присутствует мультиплет γ-линий с энергиями 73,4, 74,4, 76,6 и 77,1 кэВ. Эти γ-линии были нами идентифицированы как пики суммирования

L<sub>x</sub>-излучения нептуния с γ59 кэВ: γ59 + L<sub>α</sub>, γ59 кэВ + L<sub>β</sub>, γ74,67 <sup>243</sup>Am и пик вылета γ86кэВ – K<sub>α</sub>Ge.

Для этого производили перевод радионуклидов в раствор путем кислотного вскрытия «горячих» частиц с применением концентрированных HF (плавиковая), HNO<sub>3</sub> (азотная) и HCl (соляная) в тефлоновом стакане. После полного растворения «горячих» частиц полученный раствор упаривался до влажных солей. С помощью метода непосредственной α-спектрометрии был получен изотопный состав α-излучателей. Для этого производилось электролитическое осаждение радионуклидов на диске из нержавеющей стали. Измерения проводили на α-спектрометрах Alpha Analyst.

### Относительные активности радионуклидов во фрагменте ТСМ и в неповрежденном твэле

Изотоп	Фрагмент твэла	Фрагмент ТСМ	Изотоп	Фрагмент твэла	Фрагмент ТСМ
<sup>134</sup> Cs	0,12	0,11	<sup>242</sup> Pu	0,03	0,10
<sup>137</sup> Cs	1000	1000	<sup>239,240</sup> Pu	14,7	48
<sup>154</sup> Eu	4,57	15	<sup>238</sup> Pu	7,19	29
<sup>155</sup> Eu	1,09	3,2	<sup>241</sup> Pu	163	820
<sup>90</sup> Sr	949	3292	<sup>243</sup> Am	0,05	0,14
<sup>234</sup> U	0,05	0,13	<sup>241</sup> Am	27,8	83
<sup>235</sup> U	0,001	0,004	<sup>243,244</sup> Cm	0,64	1,79
<sup>236</sup> U	0,01	0,02	<sup>242</sup> Cm	0,03	0,09
<sup>238</sup> U	0,02	0,05			

Примечание. Погрешность в представленных данных не превышает 10 %.

Полученные данные приведены в сводной таблице. По результатам измерений мы разделили изученные топливные частицы по типам: фрагменты неповрежденного твэла и фрагменты ТСМ. Расчеты выгорания нами определялись по формулам [1]. Выгорание для фрагмента неразрушенного твэла, полученное из соотношения изотопов <sup>134,137</sup>Cs, <sup>154,155</sup>Eu и изотопов плутония оказалось равным 11,0, 13,0 и 12,8 соответственно. Для фрагмента ТСМ из 4-го энергоблока ЧАЭС были получены соотношения 10,0, 14,2 и 14,4 соответственно. Как и в [2], видно, что наблюдается систематическое занижение выгорания, определенного по изотопным отношениям <sup>134,137</sup>Cs на 2 - 3 МВт·сут/кг урана, по сравнению с расчетами по европию и плутонию. Можно предположить, что коэффициенты для расчета выгорания по цезию занижены.

Анализ данных об α-излучателях других нуклидов показывает значительные расхождения с теоретическими расчетами. Например, теоретическое значение для изотопного отношения <sup>241,243</sup>Am составляет величину  $2,2 \cdot 10^{-3}$ , т.е. за-

вышено примерно в на 30 % по сравнению с экспериментальными данными. В то же время сравнение активности <sup>243</sup>Am с суммарной активностью <sup>239,240</sup>Pu показывают, что в пределах точности измерений их соотношение совпадает с расчетными значениями.

Экспериментальные значения для более тяжелых трансуранов оказалось заниженными по сравнению с теоретическими расчетами в 2 - 3 раза в зависимости от выгорания.

В α-спектре мы идентифицировали α-переходы, принадлежащие распаду <sup>243</sup>Cm. Учитывая, что T<sub>1/2</sub> <sup>242</sup>Cm = 162 сут, можно сделать вывод о том, что мы наблюдаем распад <sup>242</sup>Am с T<sub>1/2</sub> = 141 год на основное состояние <sup>242</sup>Am, который находится в равновесии с <sup>242</sup>Cm. Таким образом, мы наблюдаем цепочку <sup>241,242,243</sup>Am.

1. А.А. Боровой и Э.М. Пазухин, Радиохимия **45(2)**, 191 (2003).
2. М.В. Желтоножская, Ядерная физика та енергетика **10(4)**, 409 (2009).

## ФОРМУВАННЯ ПОГЛИНЕНИХ ДОЗ В ОРГАНАХ І ТКАНИНАХ ЛАБОРАТОРНИХ ЩУРІВ ЗА ПЕРОРАЛЬНОГО НАДХОДЖЕННЯ <sup>131</sup>I

І. П. Дрозд, А. І. Липська, О. А. Сова, В. А. Шитюк

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Формування доз внутрішнього опромінення в організмі ссавців визначається, головним чином, особливостями кінетики інкорпорованих радіонуклідів в органах і тканинах та їхніми ядерно-фізичними характеристиками [1, 2]. Оскільки йод є тиреотропним елементом, він має суттєві особливості дозоутворення порівняно з іншими радіонуклідами. Так, дози в органах і тканинах за короткочасного надходження <sup>131</sup>I майже на чотири порядки менші, ніж у щитоподібній залозі (ЩЗ). Очевидно, саме завдяки цьому приділяли дуже мало уваги вивченню дозоутворення в інших органах, крім ЩЗ. Слід зазначити, що без знання локальних доз, поглинених у кожному органі, неможливо визначити ефективну дозу, з якою пов'язують цитогенетичні, гематологічні, імунологічні та інші радіобіологічні ефекти.

Для дослідження кінетики ізотопу було проведено три серії дослідів. Щурам-самцям лінії Вістар початковою масою  $200 \pm 15$  г перорально через зонд одноразово вводили розчин у дистильованій воді натрію йодиду активністю 3,3; 19,2 та 114,8 кБк відповідно на тварину. Тварин умертвляли згідно з робочим графіком з дотриманням вимог ст. 26 Закону України "Про захист тварин від жорстокого поводження". Методом гамма-спектрометрії визначали вміст ізотопу в кожному органі та тканині в динаміці проведення експерименту. За питомим вмістом йоду в органах і тканинах будували графіки накопичення та виведення ізотопу, за якими визначали ефективні періоди напіввиведення (табл. 1). При цьому виведення радіонукліда описувалось одною чи двома експонентами

$$q_i = q_0 f (a \exp(-0,693 t/T_1) + b \exp(-0,693 t/T_2)),$$

де  $q_i$  – активність у  $i$ -му органі на час  $t$ ;  $q_0$  – активність, що надійшла до організму;  $f$  – частина активності, що надійшла до органа;  $a$ ,  $b$  – доли ізотопу, що виводяться з періодами напіввиведення  $T_1$  і  $T_2$  відповідно.

Інтегруючи активність під кривими, що описують процеси накопичення та виведення ізотопу з органа за час його практично повного розпаду (80 діб), отримували сумарну кількість розпадів  $N_t$  в одиниці маси органа чи тканини. Поглинену дозу (Гр) розраховували за виразом

$$D = k E_{ef} N_t,$$

де  $k = 1,6 \cdot 10^{-13}$  Дж/МеВ;  $E_{ef}$  – ефективна енергія,

що передається органу в кожному акті розпаду ізотопу, МеВ/розпад.

Таблиця 1. Біокінетичні константи <sup>131</sup>I

Орган чи тканина	f	a	b	T <sub>1</sub> , доба	T <sub>2</sub> , доба
ЩЗ	0,44100	1	-	4,61	-
Печінка	0,00818	1	-	3,70	-
Нирки	0,00235	0,51	0,49	0,131	3,88
Легені	0,00208	0,79	0,21	0,119	3,36
Селезінка	0,00143	0,82	0,18	0,132	3,45
М'язи	0,04190	0,80	0,20	0,121	4,02
Сім'яники	0,00430	0,83	0,17	0,153	3,97
Шкіра	0,16900	0,825	0,175	0,110	4,43
Шлунок*	0,00855	0,93	0,07	0,256	3,44
Кишківник*	0,01270	0,77	0,23	0,335	3,58
Сечовий міхур*	0,00019	0,93	0,07	0,97	3,16

\* Ізотоп лише в стінках органа.

Порівнюючи співвідношення між дозами в органах і тканинах та дозою в ЩЗ за різних активностей йоду, що надійшов до організму, виявили, що вони майже не змінюються, тобто мають похибку, що не перевищує 15 %, можна вважати, що доза в  $i$ -му органі  $D_i$  лінійно залежить від дози у ЩЗ  $D_t$ :

$$D_i = n D_t,$$

де  $n$  – коефіцієнт пропорційності (табл. 2).

Таблиця 2. Коефіцієнти для розрахунку доз

Орган чи тканина	n
Печінка	0,000066
Нирки	0,0000704
Легені	0,0000334
Селезінка	0,0000218
М'язи	0,0000177
Сім'яники	0,0000236
Шкіра	0,0000627
Кістковий мозок	0,000390
Шлунок*	0,0001090
Кишківник*	0,0000751
Сечовий міхур*	0,0000361

\* Не враховує дозу від наповнюючої речовини.

Таким чином, знаючи дозу у ЩЗ, можна легко розрахувати дози в інших органах та тканинах.

- Ю.И. Москалев и В.С. Калистратова, *Кинетика обмена, биологическое действие радиоактивных изотопов йода* (ИБФ, Москва, 1989).
- Я.І. Серкіз та М.Ю. Алесіна, *Вплив радіаційного фактора Чорнобильської зони відчуження на організм тварин* (Атіка, Київ, 2006).

## ХРОНІЧНИЙ ВПЛИВ ІОНІЗУЮЧОЇ РАДІАЦІЇ НА ЛЮДИНУ

І. П. Дрозд

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Проаналізовано науковий доробок щодо особливостей впливу іонізуючої радіації (ІР) внаслідок аварії на ЧАЕС у ранній та віддалений періоди (1986 - 2012 рр.) на учасників ліквідації наслідків аварії та жителів радіаційно-забруднених територій (РЗТ). Виявлено, що найбільш радіаційно-уражуваними є кровотворна, імунна, ендокринна й центральна нервова системи (ЦНС), а також геном. Згідно із сучасним уявленням ці системи утворюють “великий регуляторний трикутник” – єдину регуляторну нейроімуноендокринну метасистему що забезпечує підтримання гомеостазу шляхом координації основних фізіологічних процесів. У рамках концепції метаболічної імунодепресії Дільмана [1] зміни гомеостазу, що розвиваються внаслідок радіаційно зумовленого порушення гіпоталамо-гіпофізарно-надниркової регуляції, ліпідного обміну та пов’язаного з ними підвищення рівня глюкокортикоїдів можуть викликати вікову імунодепресію, індуючи тим самим появу злоякісних новоутворень, атеросклерозу та інших хвороб похилого віку. При цьому послідовність подій може бути представлена наступним чином. Інтенсивне опромінення короткоживучими радіонуклідами в ранній післяаварійний період чинить прямий вплив на кровотворну тканину, ЦНС, імунну та ендокринну системи (у тому числі на щитоподібну залозу - ЩЗ), індуючи низку вторинних процесів, впливаючи на метаболізм і порушуючи в кінцевому рахунку гомеостаз. Первинне пошкодження елементів ЦНС посилюється порушенням зв’язків у системі “тимус - ЩЗ”, що створює передумови для формування імунної недостатності. Паралельно розвивається реакція, пов’язана зі впливом стресу, який неодмінно супроводжує будь-яку надзвичайну ситуацію (потужним стресором є і сама ІР). Включення осі “гіпофіз - кора наднирників” посилює інволюцію тимуса й прискорює розвиток вторинного імунодефіциту. Додатковим негативним чинником є радіаційно зумовлені порушення функції ЩЗ та інших ендокринних органів, що продовжуються у віддалений післяаварійний період. Усе це комбінується з порушеннями функцій вищих нервових центрів, які, згідно з останніми даними, є радіочутливими [2]. Зрештою хронічний стрес і низькодозове опромінення призводять до розви-

тку метаболічної імунодепресії, що особливо виразно сьогодні проявляється у вигляді “синдрому хронічної втоми”.

Особливу небезпеку для популяції людини становить генотоксична дія ІР. Результати досліджень свідчать про дестабілізацію хромосомного апарату в критичних групах населення РЗТ [3]. Так, в усіх обстежених групах дітей виявили не лише вірогідне підвищення середньогрупової частоти хромосомних аберацій різного типу, але й збільшення цитогенетичного ефекту з часом за рахунок накопичення стабільних ушкоджень хромосом. При цьому виявлено позитивну кореляцію між щільністю забруднення ґрунту цезієм та інтенсивністю цитогенетичного ефекту. Частота стабільних аберацій достовірно відрізняється від вікової норми, що свідчить про домінування радіаційної природи хромосомного мутагенезу. Дестабілізація геному проявляється як: 1) прихована хромосомна нестабільність (підвищення чутливості хромосом опромінених соматичних клітин до дії інших мутагенів); 2) затримана хромосомна нестабільність, що експресується у віддалених клітинних генераціях після дії ІР; 3) трансмісивна хромосомна нестабільність, яка передається через опромінені статеві клітини батьків у соматичні клітини їхніх нащадків. Таким чином, генотоксичний хронічний вплив ІР у малих дозах загрожує стабільності геному та збереженню генофонду.

Є підстави очікувати розвитку на РЗТ процесів радіоіндукованого старіння населення та пов’язаних з ними загальносоматичних форм захворювань і, як наслідок, погіршення якості та скорочення тривалості життя. Усі ці захворювання мають великі латентні періоди, тому негативні медико-біологічні наслідки Чорнобильської аварії очевидно будуть проявлятися ще тривалий час.

1. В.М. Дильман, *Эндокринологическая онкология* (Медицина, Ленинград, 1983).
2. Е.Б. Бурлакова, Д.М. Гродзинский, Т.А. Мюссо *и др.*, в *25 лет Чернобыльской катастрофы. Безопасность будущего: Сб. докл. Междунар. конф., Киев, 20 - 22 апр. 2011 г.* (Изд-во КИМ, Киев, 2011), с. 32.
3. М.А. Пілінська, С.С. Дибський, О.Б. Дибська *та ін.* Цитологія і генетика **37(3)**, 55 (2003).

**РОЗРОБКА БАЗОВИХ ПРИНЦИПІВ СТВОРЕННЯ БІБЛІОТЕКИ ДАНИХ  
ТА МАТЕРІАЛІВ ДЛЯ ЯДЕРНОЇ КРИМІНАЛІСТИКИ В УКРАЇНІ****О. В. Гайдар, В. В. Тришин***Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Згідно з постановою Кабінету Міністрів України № 813 від 2 червня 2003 р. Інститут ядерних досліджень (ІЯД) НАН України визначено головною експертною організацією з питань дослідження та визначення характеристик радіоактивних матеріалів, які вилучено з незаконного обігу. Ця постанова фактично є визнанням досвіду та високого професійного рівня фахівців інституту. Досягнуті результати високо оцінюються не тільки в Україні, але й міжнародним співтовариством. Свідченням цього стало проведення у 2011 р. в Києві наради Міжнародної технічної робочої групи з ядерної криміналістики (ITWG). Ця організація об'єднує провідних фахівців світу в галузі ядерно-криміналістичної експертизи.

Ядерна криміналістична експертиза є більше, ніж аналітичне визначення характеристик вилучених ядерних та інших радіаційних матеріалів (ЯРМ). Її кінцевою метою є інтерпретація отриманих результатів та відповідь на цілий ряд питань, зокрема "Що являє собою вилучений матеріал?", "Яким було його первинне призначення?", "Де він використовувався і хто був його останнім законним власником?", "Яким шляхом цей матеріал міг потрапити на місце події?". Для того щоб отримати відповіді на ці запитання, необхідна інтеграція досвіду та знань із різноманітних галузей науки, техніки та технологій, криміналістики тощо.

Методи ядерної криміналістики значно відрізняються від стандартних криміналістичних методів. Ядерна криміналістика має виявити набір характерних ознак вилученого матеріалу для порівняння з комбінацією відомих класів специфічних ознак матеріалів (співвідношення між ізотопами, елементний склад, хімічні домішки, фізичні характеристики тощо). Однією з умов для ефективного та своєчасного вирішення поставлених задач є наявність референтних баз даних та бібліотек матеріалів. Такі бібліотеки являють собою важливий компонент у боротьбі з незаконним обігом ядерних матеріалів та протидії ядерному тероризму.

Одним із базових принципів створення спеціалізованих баз даних є орієнтація на тісну співпрацю кінцевих споживачів інформаційного продукту та його розробників на всіх етапах. Особ-

ливого значення це набуває в умовах, коли практичний досвід створення таких баз відсутній як на національному, так і на міжнародному рівнях. Саме тому створення бібліотеки даних та матеріалів для ядерної криміналістики пропонується на базі ІЯД НАН України, в якому тісно співпрацюють як експерти з ядерної криміналістики, так і висококваліфіковані фахівці в галузі інформаційних технологій.

Важливим принципом при створенні проекту, реалізація якого передбачає використання мережі Інтернет та співпрацю як українських фахівців, так і міжнародну кооперацію, є визначення механізмів захисту інформації та збереження її цілісності. З урахуванням чинного законодавства України і наявної на сьогодні нормативної документації пілотний проект інформаційної системи буде включати дані тільки з відкритих джерел інформації та дані, отримані в рамках міжнародних проектів.

В якості базових принципів при розробці структури бази даних обрано рекомендації фахівців ITWG та МАГАТЕ. Згідно з цими рекомендаціями база даних структурується у відповідності до стадій ядерного циклу, типів джерел іонізуючого випромінювання.

Визначено базові групи користувачів створеної інформаційної системи, для яких попередньо встановлено перелік набору програмних засобів для введення даних, вибірок даних та їхнього аналізу, інструментів для моделювання та аналізу просторово розподіленої інформації.

Створення бібліотеки референтних матеріалів для ядерної криміналістики має забезпечити не тільки надійне збереження зразків і супроводжуючої інформації, але й проведення в подальшому, при появі більш досконалого обладнання чи розробки нових методик вимірювань, додаткових аналітичних визначень та порівняння отриманих результатів.

Базові підходи до розробки бібліотеки даних та матеріалів для ядерної криміналістики в Україні були представлені на технічній нараді МАГАТЕ "Implementing Guide for the Development of a National Nuclear Forensics Library" (15 - 19 жовтня 2012 р., Відень, Австрія) і отримали схвальні відгуки учасників наради.

## ДИНАМІКА ПЕРЕКИСНИХ ПРОЦЕСІВ У КРОВІ ЩУРІВ ЗА ЧАСТКОВОГО БЛОКУВАННЯ ЩИТОПОДІБНОЇ ЗАЛОЗИ СТАБІЛЬНИМ ЙОДОМ

Ю. П. Гриневич, А. І. Липська, С. В. Телецька, В. В. Посполіта

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Для захисту щитоподібної залози (ЩЗ) від опромінення внаслідок накопичення радіоактивних ізотопів йоду застосовують препарати стабільного йоду ( $^{127}\text{I}$ ). Його своєчасне вживання (напередодні або одночасно з надходженням стабільних ізотопів) дозволяє ефективно заблокувати ЩЗ і майже в 100 разів зменшити дозу опромінення цього важливого ендокринного органа. Менш виражений радіозахисний ефект досягається за вживання стабільного ізотопу після надходження радіоактивного йоду, однак цей термін має бути мінімальним, оскільки через 8 год ефект блокування ЩЗ практично зникає.

Блокування ЩЗ суттєво змінює перерозподіл та кінетику радіоактивного йоду в організмі, оскільки відомо, що періоди напіввиведення з інших органів є значно меншими, ніж із ЩЗ. Відповідно змінюються й процеси дозоутворення в організмі. У цьому контексті науковий інтерес представляє порівняння окисно-відновних процесів в організмі за надходження радіоактивного йоду при блокуванні ЩЗ та без блокування. Оскільки незрілі клітини кісткового мозку (ККМ) є одними з найрадіочутливіших в організмі, саме на них, крім клітин цільної крові, доцільно вивчати перебіг перекисних процесів за дії інкорпорованого йоду.

У доступній нам літературі досить мало даних про вплив  $^{131}\text{I}$  на перебіг перекисних процесів у крові. Переважна частина наукових публікацій, що присвячені надходженню радіоактивного йоду до організму, висвітлюють особливості морфологічних змін клітин крові та ЩЗ.

Нами досліджено динаміку перекисних процесів у крові та ККМ лабораторних щурів-самців лінії Вістар за часткового блокування ЩЗ стабільним йодом. Після відбору у тварин крові із хвостової вени (0,1 мл) хвосту занурювали на 30 с у 5 %-ний спиртовий розчин елементарного стабільного йоду  $^{127}\text{I}$ . Через 1 год цій групі тварин було введено перорально через зонд 65,9 кБк/тварину розчин натрію йодиду ( $\text{Na}^{131}\text{I}$ ) у дистильованій воді. Визначено, що за таких умов ЩЗ була заблокована на 77 % [1]. Другій групі тварин, яким не проводили йодну профілактику, ввели ізотоп у тій же активності.

Рівень перекисних процесів у крові та ККМ досліджували методом хемілюмінесценції [2] у динаміці експерименту на 0,125 (3 год); 1-у, 3-ю та 6-у доби від початку введення ізотопу. Світлосуму та максимальну інтенсивність свічення для суспензії ККМ розраховували на  $10^6$  клітин. Активність каталази у крові визначали за методом [3]. Зразки крові та ККМ були надані співробітниками лабораторії радіаційної цитогенетики та доклінічного випробування радіофармпрепаратів.

За часткового блокування ЩЗ стабільним йодом уже через 3 год спостерігали зниження рівня перекисних процесів як у гемолізатах крові, так і в ККМ. Після першої доби їхній рівень починав збільшуватись і на шосту добу наблизився до висхідних значень. Динаміка активності каталази у крові та перекисних процесів у цих двох групах тварин протилежно спрямована. Так, найвищу активність каталази у крові спостерігали через 3 год (0,125 доби) після введення  $^{131}\text{I}$  і вона перевищувала висхідні показники у групі тварин без блокування ЩЗ в 1,4 рази, а з блокуванням – в 1,3 рази. У подальшому рівень активності каталази залишався підвищеним порівняно з висхідними значеннями в цих групах тварин. Це обумовлено тим, що перекисні процеси на кінець терміну спостереження ще не нормалізувались і каталаза, у даному випадку, продовжує виконувати функцію основного ферменту антиоксидантного захисту.

Отримані дані зміни вільнорадикального перекиснення (ВРП) у гемолізатах крові та ККМ щурів свідчать про те, що введені активності  $^{131}\text{I}$  як за, так і без блокування ЩЗ стабільним йодом не призводять до суттєвих змін перебігу ВРП і прооксидантно-антиоксидантного співвідношення окисного гомеостазу. Це вказує на те, що немає необхідності в проведенні корекції окисного гомеостазу за надходження відносно невеликих кількостей  $^{131}\text{I}$  до організму.

1. І.П. Дрозд, А.І. Липська, Т.В. Циганок *та ін.*, у *Щорічник-2011* (ІЯД НАН України, Київ, 2012), с. 119.
2. Я.И. Серкиз, Н.А. Дружина, А.П. Хриенко *и др.*, *Хемилуминесценция крови при радиационном воздействии* (Наук. думка, Київ, 1989).
3. М.А. Корольок., Л.И. Иванова, И.Г. Майорова *и др.*, *Лаб. дело*, **1**, 16 (1988).

**СИСТЕМА ТЕРМОСТАБІЛІЗАЦІЇ ЗРАЗКІВ ДЛЯ РАДІОБІОЛОГІЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ**

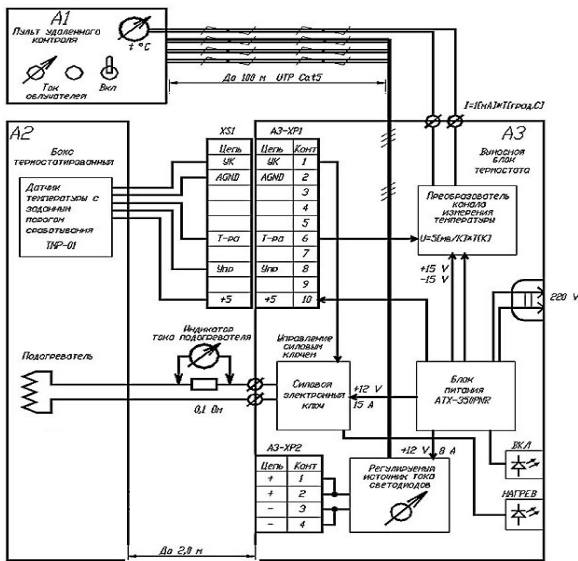
**Ю. С. Іванов<sup>1</sup>, В. А. Лібман<sup>2</sup>, О. Ю. Михацький<sup>1</sup>, М. Г. Сосонкін<sup>1</sup>, Ю. Б. Шевченко<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Міжнародний центр астрономічних та медико-екологічних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Для підтримання заданої температури біологічних зразків під час опромінення нейтронами або рідкоіонізуючим випромінюванням було спроектовано й виготовлено систему термостабілізації зразків із віддаленим контролем температури. Метод термостатування – активний підігрів з релейним регулюванням. Метод передачі даних про температуру в Т-боксі вибрано найбільш перешкодозахищений – “струмова петля”. Датчик температури - напівпровідникова мікросхема TMP-01.

Структурну електричну схему термостата наведено на рисунку. Вона складається з таких частин: термостатований бокс (Т-бокс) з камерою для зразків; блок керування Т-боксом; пульт віддаленого контролю; УТР кабель пульта віддаленого контролю.



Структурна схема системи.

Основні параметри системи:  
 діапазон робочих температур у камері +30 - +44 С;  
 точність підтримання температури 1 С;  
 зовнішня температура +5 - +24 С;  
 час встановлення температури 2 год;  
 відстань від Т-боксу до блока керування до 2 м;  
 відстань до пульта віддаленого контролю 100 м.

При розробці та виготовленні Т-боксу перевага надавалась матеріалам, що не активуються або слабо активуються в нейтронних полях: підігрівач – свинцева стрічка з перерізом 0,7 × 1,5 мм; корпус та елементи кріплення – з поліетилену, пінополіуретану та свинцю; матеріал вікна для входу випромінювання – лавсанова плівка завтовшки 10 мкм з алюмінієвим напиленням.

Система може використовуватись як у складі експериментальної опромінювальної установки для нейтронзахватної терапії (НЗТ), так і з джерелами рідкоіонізуючого випромінювання – моделювання променевої терапії (ПТ). Температурний діапазон системи дає змогу також проводити експерименти з гіпертермії та її комбінації з НЗТ або ПТ.

1. В.М. Кейн, *Конструирование терморегуляторов* (Сов. радио, Москва, 1971).
2. П.Д. Давыдов, *Анализ и расчет тепловых режимов*, (Энергия, Москва, 1967).



## ОСОБЛИВОСТІ МІГРАЦІЇ ТЕХНОГЕННИХ РАДІОНУКЛІДІВ У ҐРУНТАХ БЛИЖНЬОЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ ЧАЕС

А. І. Липська, В. І. Ніколаєв, В. А. Шитюк, М. В. Желтоножська, Н. В. Кулич

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Проведено оцінку міграції радіонуклідів у ґрунтово-рослинних комплексах ближньої зони ЧАЕС. Досліджено вміст та розподіл радіонуклідів на територіях з різним рельєфом та ступенем зволоження ґрунтів. Для досліджень відбирались ділянки найбільш типові для даної місцевості. На дослідному полігоні переважали дерново-підзолисті піщані та супіщані ґрунти. Місцями зустрічались заболочені зниження. Кислотність ґрунтів на реперних ділянках була рН = 5 - 5,5. Травостій на пониженнях густий, в основному осоковий. На сухих ґрунтах бідна злакова рослинність.

У місцях відбору проб ґрунту вимірювали потужність дози  $\gamma$ -випромінювання (від 600 до 5000 мкР/год). Характер і величину вертикальної міграції радіонуклідів у ґрунтовому профілі досліджували пошарово до глибини 30 см. Рослинні проби відбирали на тих же ділянках, що і ґрунти. Після стандартної лабораторної підготовки проб проводили їхню  $\gamma$ - та  $\beta$ -спектрометрію.

На сучасному етапі  $^{137}\text{Cs}$  і  $^{90}\text{Sr}$  є основними випромінювачами, що формують радіоактивність ґрунту. Вміст інших радіонуклідів у ґрунтах був незначний [1].

Виявлено територіальну нерівномірність забруднення дослідних ділянок радіоактивними викидами та відмінності у гідрологічних умовах. Діапазон щільності забруднення території дослідницького полігона  $^{137}\text{Cs}$  (13 - 62) МБк/м<sup>2</sup>,  $^{90}\text{Sr}$  (0,30 - 1,85) МБк/м<sup>2</sup>,  $^{241}\text{Am}$  (0,07 - 0,12) МБк/м<sup>2</sup>.

Вміст радіонуклідів у верхньому шарі ґрунту (0 - 2 см) з різних ділянок представлено в таблиці.

### Питома активність верхнього шару ґрунту з різних ділянок дослідного полігона

Ділянка	Питома активність, кБк/кг		
	$^{137}\text{Cs}$	$^{90}\text{Sr}$	$^{241}\text{Am}$
1	169 ± 8	56 ± 6	4 ± 0,2
2	245 ± 12	152 ± 17	7 ± 0,4
3	319 ± 16	78 ± 9	4 ± 0,2
4	436 ± 22	222 ± 25	16 ± 0,8
5	447 ± 22	70 ± 9	6 ± 0,3
6	1026 ± 51	190 ± 21	11 ± 0,5

На більшості дослідних ділянок концентрація  $^{137}\text{Cs}$  в ґрунті була в 1,5 - 3 рази більшою, ніж  $^{90}\text{Sr}$ .

Загальною закономірністю вертикального розподілу радіонуклідів в усіх типах ґрунтів є експоненціальне зменшення їхнього вмісту з глибиною, при цьому процеси перерозподілу інтенсивніше відбуваються в гідроморфних ґрунтах [2].

Зі збільшенням ступеня зволоження ґрунтів глибина проникнення основного запасу радіонуклідів збільшується до 10 см.

Найбільший вміст радіонуклідів (до 90 %) реєструється у верхньому кореневмісному шарі ґрунту, що свідчить про низькі темпи їхньої вертикальної міграції. Завдяки малій швидкості міграції найближчим часом не слід очікувати суттєвого очищення цього шару ґрунту.

Досліджено накопичення радіонуклідів рослинами. В *Polytrichum commune*, *Carex hirta* (L.), *Stipa tenuissima* (L.), *Calluna vulgaris* (L.) зареєстровано наявність  $^{40}\text{K}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  та  $^{90}\text{Sr}$ . Виявлено міжвидові відмінності, вміст  $^{137}\text{Cs}$  в рослинах варіював від 170 до 730 кБк/кг, а  $^{90}\text{Sr}$  був в межах 95 - 680 кБк/кг. Вміст радіонуклідів у рослинах збільшується пропорційно зі зростанням їх концентрації в ґрунті.

Досліджено проби надземної фітомаси кущів *Calluna vulgaris* (L.). У даного виду рослин спостерігали високі коефіцієнти накопичення радіонуклідів. Це може бути обумовлено тим, що коріння вересу тісно оплетене мікоризою, яка покращує доступ поживних речовин та радіонуклідів із ґрунту. Таким чином гриби інтенсифікують надходження радіонуклідів до вищих рослин, особливо до тих, які знаходяться в симбіозі з грибами. Виявлено відмінності в накопиченні радіонуклідів між листям, плодами та гілками: вміст  $^{137}\text{Cs}$  та  $^{90}\text{Sr}$  зростає в ряду "гілки - листя - плоди". Установлено, що рівні накопичення радіонуклідів рослинами в 2 - 3 рази нижчі, ніж у грибів, відібраних на одних і тих же ділянках.

Виявлено, що величина акумуляції радіонуклідів лісовою підстилкою істотно варіює залежно від її типу.

Отже, інтенсивність переходу радіонуклідів із ґрунту в рослинність залежить від сукупності факторів біотичної та абіотичної природи, серед яких: властивості ґрунтово-поглинального комплексу ґрунтів, рН ґрунту, вміст вологи, метеорологічні умови, видові особливості рослин та ін.

1. А.І. Липська, М.В. Желтоножська, В.І. Ніколаєв та ін. Міжнародна наук.-практ. конф. "Ольвійський форум – стратегії України в геополітичному просторі" (Севастополь, 2012), с. 37.
2. М.В. Желтоножская, Н.В. Кулич, А.И. Липская и др. Ядерная физика та энергетика **12(4)**, 394 (2011).

## МЕТОД ОДНОЧАСНОГО ВИМІРЮВАННЯ УРАНУ, РАДІО-226 ТА КОЕФІЦІЄНТА РАДІОАКТИВНОЇ РІВНОВАГИ В ПРОБАХ УРАНОВИХ РУД З ВИКОРИСТАННЯМ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЧНОЇ СИСТЕМИ U-Pu InSPECTOR

І. А. Малюк, О. Ф. Рудик, В. В. Тришин

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Запропоновано гамма-спектрометричний метод одночасного вимірювання урану,  $^{226}\text{Ra}$  та визначення коефіцієнта радіоактивної рівноваги (КРР) на основі деконволюції сумарного піка реєстрації гамма-випромінювання 185,7 кеВ  $^{235}\text{U}$  і 186,2 кеВ  $^{226}\text{Ra}$  з використанням спектрометричної системи U-Pu InSpector та програмного забезпечення Genie-2000 фірми CANBERRA [1].

Метод орієнтовано на експресне лабораторне забезпечення геологорозвідувальних робіт при пошуку уранових родовищ (особливо з нерівноважними рудами, які останнім часом викликають підвищену увагу у зв'язку з розвитком технологій підземного вилуговування).

Визначення КРР з високою точністю викликає інтерес і в ядерній криміналістиці, оскільки він є однією з характерних ознак (сигнатур) уранових руд.

Особливістю методу є здатність визначати КРР (відношення питомої активності  $^{226}\text{Ra}$  до питомої активності  $^{238}\text{U}$ ) без використання стандартних зразків урану і радію за формулою

$$K_{pp} = \frac{S_{186.2 \text{ кеВ}}^{226 \text{ Ra}}}{S_{185.7 \text{ кеВ}}^{235 \text{ U}}} \cdot C,$$

де  $S_{186.2 \text{ кеВ}}^{226 \text{ Ra}}$  і  $S_{185.7 \text{ кеВ}}^{235 \text{ U}}$  – кількість імпульсів, отримана в результаті деконволюції сумарного піка, а  $C$  – константа, яка розраховується за формулою

$$C = \frac{I_{185.7}^{235 \text{ U}} \cdot T_{1/2}^{238 \text{ U}} \cdot \epsilon^{235 \text{ U}}}{I_{186.2}^{226 \text{ Ra}} \cdot T_{1/2}^{235 \text{ U}} \cdot \epsilon^{238 \text{ U}}}, \quad C = 0.739,$$

де  $I_{185.7}^{235 \text{ U}}$  і  $I_{186.2}^{226 \text{ Ra}}$  – квантові виходи гамма-випромінювання з енергією 185,7 та 186,2 кеВ радіонуклідів  $^{235}\text{U}$  і  $^{226}\text{Ra}$ ;  $T_{1/2}^{238 \text{ U}}$  і  $T_{1/2}^{235 \text{ U}}$  – періоди напіврозпаду радіонуклідів  $^{238}\text{U}$  і  $^{235}\text{U}$ ;  $\epsilon^{235 \text{ U}}$  і  $\epsilon^{238 \text{ U}}$  – атомна доля радіонуклідів  $^{235}\text{U}$  і  $^{238}\text{U}$  в урані.

Такий спосіб розрахунку КРР мінімізує величину його невизначеності, яка залежить тільки від похибки деконволюції сумарного піка гамма-випромінювання  $^{226}\text{Ra}$  і  $^{235}\text{U}$ , а решта множників у формулах – ядерні константи.

При наявності стандартного зразка уранової руди питомі активності  $^{238}\text{U}$  і  $^{226}\text{Ra}$  в досліджуваній пробі визначаються за формулами

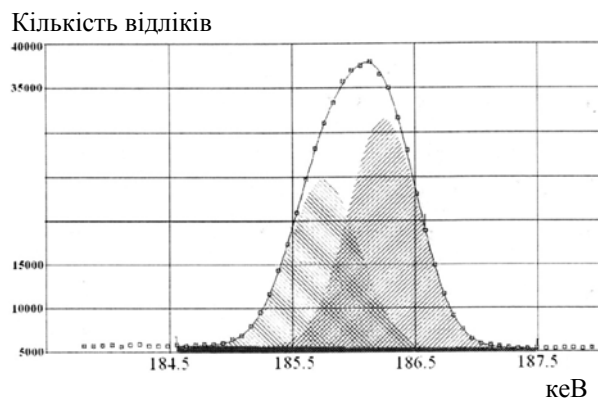
$$A^{238 \text{ U}} = \frac{A_{C3}^{238 \text{ U}} \cdot S_{185.7 \text{ кеВ}}^{235 \text{ U}} \cdot t_{C3}}{S_{C3-185.7 \text{ кеВ}}^{235 \text{ U}} \cdot t \cdot m},$$

$$A^{226 \text{ Ra}} = A^{238 \text{ U}} \cdot K_{pp},$$

де  $A_{C3}^{238 \text{ U}}$  – активність  $^{238}\text{U}$  в стандартному зразку,  $t$ ,  $t_{C3}$  – час вимірювання досліджуваної проби і стандартного зразка відповідно;  $m$  – маса досліджуваної проби.

Для вимірювання використовується одна наважка уранової руди без герметизації і довготривалої витримки проби для досягнення радіоактивної рівноваги між  $^{226}\text{Ra}$  і його дочірніми продуктами розпаду.

На рисунку наведено приклад деконволюції сумарного піка в гамма-спектрі руди з КРР = 1.



Деконволюція сумарного піка 186 кеВ  
у гамма-спектрі уранової руди з КРР = 1.

Підтверджено надійність алгоритмів деконволюції сумарного піка гамма-випромінювання  $^{226}\text{Ra}$  і  $^{235}\text{U}$  в діапазоні КРР від 0,1 до 10.

Запропонований метод дасть змогу суттєво скоротити аналітичний цикл, знизити трудомісткість вимірювання й підвищити достовірність результатів аналізу.

1. U-Pu InSpector. CISE 943. V1.0 3/95. User's Manual.

## ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА ДЛЯ ДОСЛІДІВ З НЕЙТРОНОЗАХВАТНОЇ ТЕРАПІЇ

В. А. Лібман<sup>1</sup>, В. Ф. Разбудей<sup>1</sup>, В. В. Тришин<sup>1</sup>, Л. Е. Червонна<sup>1</sup>,  
Ю. Б. Шевченко<sup>1</sup>, Г. Й. Лавренчук<sup>2</sup>, Ю. С. Іванов<sup>3</sup>, О. Ю. Михацький<sup>3</sup>, М. Г. Сосонкін<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

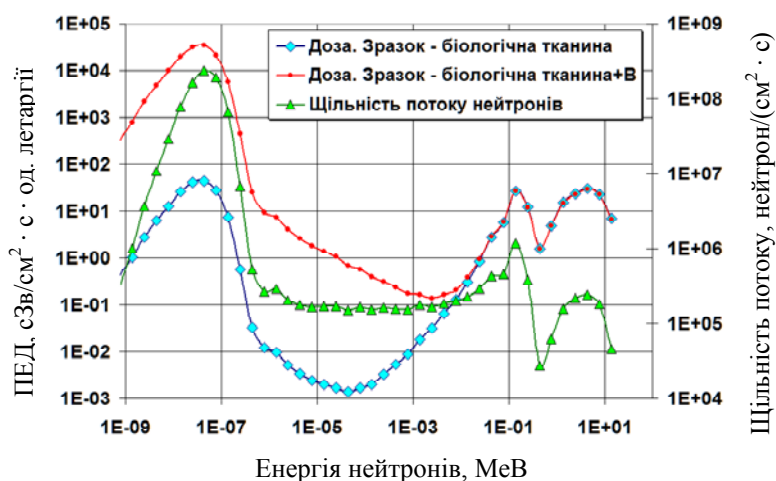
<sup>2</sup> Державна установа Національний науковий центр НАМН України, Київ

<sup>3</sup> Міжнародний центр астрономічних та медико-екологічних досліджень НАН України, Київ

На основі існуючої опромінювальної установки для нейтронозахватної синовектомії на горизонтальному каналі № 5 дослідницького реактора ІЯД НАН України створено установку, що дозволяє здійснювати нейтронне опромінення біологічних об'єктів при заданій температурі. Для цього було зроблено систему термостабілізації піддослідних біологічних зразків під час опромінення нейтронами з дистанційним конт-

ролем температури. Точність підтримання заданої температури 1 °С.

Шляхом створення математичної моделі установки та розрахунків за методом Монте-Карло було досліджено нейтронні поля всередині термостабілізованої камери. При цьому були враховані вихідні параметри нейтронного пучка, що змінились унаслідок переведу реактора на низькозбагачене паливо.



Щільності потоку нейтронів та потужності еквівалентної дози (ПЕД) у термостаті.  
Середовище – біологічна тканина.

Спектр нейтронів був переважно тепловий, що було досягнуто розміщенням на пучку монокристалічного кремнію довжиною 40 см и діаметром ~ 10 см. Було розраховано потоки нейтронів у центрі термостата за наявності на пучку нейтронного фільтра з монокристала кремнію, який застосовується для зниження рівня фона швидких нейтронів та гамма-променів. Розраховано спектри та щільності потоків нейтронів, потужності поглинених та еквівалентних радіаційних доз всередині термоблока на позиції розта-

шування біологічних зразків (рисунок). Показано, що введення боровмісних сполук у тканину, наприклад борної кислоти, з вмістом ізотопу <sup>10</sup>B 0,3 % підвищує ПЕД в опромінювальній камері на установці у 300 - 400 разів. Отримані результати свідчать, що (враховуючи температурний діапазон термостата) параметри установки дозволяють проводити з її допомогою дослідження *in vitro* з нейтронозахватної терапії, гіпертермії та комбінації цих двох методів лікування.

## МОДИФІКУЮЧИЙ ВПЛИВ НЕЙТРОНОЗАХВАТНИХ АГЕНТІВ НА РАДІОГЕННІ ЗМІНИ В КЛІТИНАХ *IN VITRO*

Г. Й. Лавренчук<sup>1</sup>, Ю. Б. Шевченко<sup>2</sup>, В. В. Тришин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ДУ “Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України”, Київ

<sup>2</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Одним з найбільш перспективним, але одночасно і найбільш складним варіантом променевої терапії пухлин є нейтронозахватна променева терапія (НЗТ) [1 - 3]. Селективна доставка атомів <sup>10</sup>B до пухлини дає змогу, після впливу тепловими нейтронами, розраховувати на локальне пошкодження тільки самої мішені [3]. Багатообіцяючим напрямком є синтез <sup>10</sup>B-, або/та <sup>157</sup>Gd-вмісних сполук, які поєднують як властивості нейтронно-захватних агентів (НЗА) для нейтронозахватної терапії [4, 5], так і фотосенсибілізаторів (ФС) для іншого бінарного методу, фотодинамічної терапії (ФДТ) і по суті є універсальними або нейтронно-фотонними сенсибілізаторами (НФС). Метою дослідження було в експерименті в тест-системі клітинної популяції визначити дозову залежність клітинних реакцій за умови поєданого впливу НЗА та радіації.

Дослідження виконано на культурі клітин лінії L<sub>929</sub>. Було використано НЗА: 1-карба-κлозо-додекарборат цезію та {5, 10, 15, 20-тетраakis[*n*-(1'-карба-κлозо-додекарборан-1'-іл)тетрафторфеніл]17,18-дигідропорфірин}натрію в концентрації 0,1 мкг/мл. Опроміювали γ-квантами <sup>60</sup>Co в дозах 0,5, 1, 2, 3, 4, 5, 7,5 та 10 Гр. Клітинні відповіді оцінювали у різні терміни культивування клітин за загальноприйнятими показниками життєздатності: проліферативна та мітотична активність, кількість атипівих полікаріоцитів, апоптоз.

У результаті експериментальних досліджень із застосуванням тест-системи культури перещеплених клітин та низки показників їхніх морфологічних характеристик було отримано залежності «доза - ефект» і встановлено характер та особливості поєданого впливу на виживаність та апоптоз клітин НЗА та γ-випромінювання, яке є супутнім для нейтронів спектра поділу, з метою прогнозування інтегральної еквівалентної дози на основі визначення та аналізу отриманих клітинних реакцій.

### Висновки

1. Установлено, що при інкубації клітин, опромінених у діапазоні доз 0,5 - 10,0 Гр, з НЗА в концентрації 0,1 мкл/мл спостерігається додозалежна зміна виживаності (клоногенної здатності) клітин. Дозові залежності для всіх трьох варіантів дослідів збігаються на всьому дозовому інтервалі, окрім дози 5 Гр, що може свідчити про особливі механізми інактивації клітин.

2. Виявлено, що інкубація клітин, опромінених у малій дозі 0,5 Гр, з НЗА не призводить до активізації проліферації та виживаності клітин порівняно з окремою дією випромінювання.

3. Аналіз мітотичної активності в тест-системі культури клітин за умов поєданої дії НЗА (карборанів та порфіринів) та опромінення показав, що для них характерні різні механізми впливу на клітини, які відрізняються від окремої дії радіації: викликають загибель клітин через блокування мітозу (чи патологію мітозу) або ж через некробіоз.

4. Визначення апоптозу в тест-системі культури клітин показало й довело, що механізми інактивації опромінених клітин з НЗА різні: для реагенту Б переважаючим є загибель клітин шляхом апоптозу, для реагенту А додається ще й некроз.

1. Є.В. Хмелевський, Сучасний стан та перспективи нейтронзахватної променевої терапії. [http://vestnik.rncrt.ru/vestnik/v7/papers/khmelevsky\\_v7.htm](http://vestnik.rncrt.ru/vestnik/v7/papers/khmelevsky_v7.htm).
2. Ю.С. Мардынський, в *Мат. VII Всерос. научн. форуму. Радиология* 157 (2006).
3. Y.J. Nakagava, *Neurooncology* **62**, 87 (2003).
4. В.А. Ядровская, *Химико-фармацевтический журнал*, **45(12)**, 89 (2011).
5. J.C. Yanch, *Med. Phys.* **26**, 364 (1999).

## ОЦІНКА ВПЛИВУ НА ДОВКІЛЛЯ КОМПЛЕКСУ ПЕРЕРОБКИ РАДІОАКТИВНИХ ВІДХОДІВ (РЕКОНСТРУКЦІЯ) НА ЗАПОРІЗЬКІЙ АЕС

**В. В. Тришин, О. В. Гайдар, О. В. Сваричевська, О. В. Святун,  
І. О. Павленко, Т. О. Гайдар, Р. В. Завада**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Однією з необхідних умов сталого розвитку нашої держави є вирішення проблеми її надійного енергозабезпечення. При всіх екологічних перевагах використання відновлювальних джерел енергетики вони, щонайменше найближчим часом, не зможуть повністю замінити традиційні джерела енергопостачання, зокрема атомної енергетики. Однак екологічно виправдане використання атомної енергетики вимагає як підвищення рівня безпеки та надійності експлуатації самих енергоблоків, так і ретельного вибору відповідних допоміжних технологій, зокрема з мінімізації та іммобілізації радіоактивних відходів (РАВ).

Фахівцями Центру екологічних проблем атомної енергетики ІЯД НАН України проведено оцінку впливу на навколишнє середовище нових технологічних рішень, які плануються до впровадження на комплексі з переробки радіоактивних відходів (КПРАВ) на майданчику Запорізької АЕС (ЗАЕС). Зокрема, планами з реконструкції та модернізації КПРАВ передбачається встановити нові установки для фрагментації великогабаритних РАВ, спалювання відпрацьованих радіоактивно забруднених мастил та твердих горючих РАВ, пресування твердих негорючих РАВ, установа нові системи радіаційного та хімічного моніторингу у викидах з модернізованого КПРАВ ЗАЕС.

Оцінка проведена у повній відповідності з вимогами законодавства України [1 - 3], зокрема ДБН А.2.2.-1-2003 [4], та рекомендаціями міжнародних організацій.

Для обґрунтування доцільності запланованої діяльності та характеристики існуючого стану було проведено аналіз: даних щодо накопичення РАВ на майданчику ЗАЕС та існуючими потужностями для їхньої переробки і зберігання; інформації щодо методів поводження з РАВ, їхньої ефективності та впливу на довкілля в порівнянні з запропонованими для впровадження в проєкті модернізації; екологічної та соціально-економічної ситуації в районі ЗАЕС за останні роки (2005 - 2011); даних радіаційного моніторингу

газо-аерозольних викидів радіоактивних речовин об'єктами ЗАЕС (6 енергоблоків ВВР-1000 та 2 спецкорпуси) тощо. При аналізі було використано сучасні методи обробки інформації, у тому числі й просторово-розподіленої.

При оцінці впливу на оточуюче середовище модернізованих установок КПРАВ ЗАЕС було враховано як радіаційну, так і хімічну складові впливів. Оцінки свідчать, що завдяки застосуванню багатоступеневої системи інженерних бар'єрів значення річної ефективної дози за рахунок усіх шляхів формування від газоаерозольного викиду не перевищують  $10^{-4}$  мкЗв/рік, що є значно меншою величиною від установленної НРБУ [2] квоти ліміту дози 40 мкЗв/рік. Викиди хімічних забруднюючих речовин CO, HCl, SO<sub>2</sub>, NO<sub>x</sub> при роботі установки спалювання РАВ значно менше за граничні допустимі викиди, установлені для стаціонарних джерел викиду.

Розраховані величини ефективних доз при проєктних та запроєктних аваріях, що не перевищують  $10^{-4}$  та  $10^{-3}$  мЗв відповідно, також виявилися значно меншими від мінімальних рівнів виправданості для вжиття невідкладних контрзаходів – 1 мЗв – обмеження перебування дітей на відкритій місцевості.

Таким чином, проведена оцінка впливу на навколишнє природне, соціальне та техногенне середовище свідчить про доцільність реалізації проєкту реконструкції комплексу переробки РАВ на ЗАЕС, що дасть змогу поліпшити екологічну ситуацію в регіоні за рахунок їхньої мінімізації та забезпечення умов безпечного тимчасового зберігання РАВ на майданчику ЗАЕС з подальшою їхньою передачею на тривале зберігання до централізованого пункту зберігання чи захоронення.

1. ОСПУ-2005, ДСП 6.177-2005-09-02.
2. НРБУ-97, ДГН 6.6.1.-6.5.001.98.
3. НРБУ-97/Д-2000, ДГН 6.6.1-6.5000-2000.
4. Склад і зміст матеріалів оцінки впливів на навколишнє середовище (ОВНС) при проєктуванні і будівництві підприємств, будинків і споруд. ДБН А.2.2.-1-2003.

## СПОНТАННА ЧАСТОТА АБЕРАЦІЙ ХРОМОСОМ У ЖИТЕЛІВ МІСТ КИЄВА І ЧЕРНІГОВА

Л. В. Тарасенко, Т. В. Циганок, Ю. О. Носач, Т. В. Мельник, Л. К. Бездробна

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Спонтанні рівні аберацій хромосом у клітинах людини є, з одного боку, показником екологічного стану довкілля та ризику розвитку захворювань із генетичним компонентом, а з іншого – використовуються як базові дані при дослідженні впливу на людину різних генотоксичних чинників.

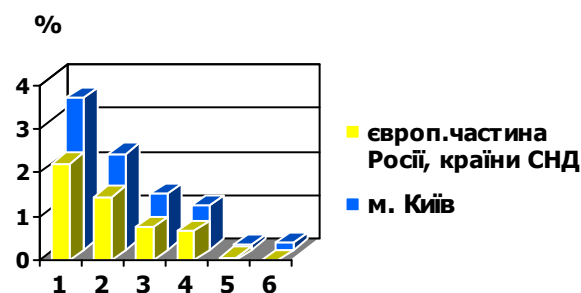
Розвиток сучасних технологій, виникнення техногенних аварій поступово збільшують навантаження на довкілля і, як наслідок, на геном людини. Чорнобильська аварія суттєво погіршила радіоекологічний стан довкілля, що диктує необхідність вивчення спонтанних рівнів мутагенезу за нових умов.

Метою дослідження було вивчення спонтанного рівня аберацій хромосом у лімфоцитах крові клінічно здорових жителів Києва та Чернігова (міст, що офіційно не віднесені до зон радіоактивного забруднення внаслідок аварії на ЧАЕС) у постчорнобильський період.

Упродовж терміну, починаючи з 2000 р., обстежено 51 особу із Києва і 9 осіб із Чернігова з використанням класичного методу аналізу рівномірно забарвлених хромосом. Проаналізовано 18651 метафазна пластинка.

Через 15 - 25 років після Чорнобильської аварії в групі жителів Києва частота аберацій клітин становить  $3,32 \pm 0,15$  %, усіх типів структурних аберацій хромосом: разом –  $3,47 \pm 0,16$  %; хроматидного типу –  $2,20 \pm 0,12$  %; хромосомного типу –  $1,27 \pm 0,09$  %; ацентриків –  $1,00 \pm 0,08$  %; специфічних маркерів опромінення (дицентричних + центричних кільцевих хромосом) –  $0,11 \pm 0,03$  % та атипових моноцентриків –  $0,16 \pm 0,03$  %. Співвідношення аберацій хромосомного типу до хроматидного 1 : 1,7, що свідчить про деяке відхилення від класичного уявлення про спонтанний мутагенез у людини (1 : 2). Визначені спонтанні пошкодження хромосом вірогідно перевищують рівні, наведені в літературі для населення європейської частини Росії та країн колишнього СНД

у період 1971 – 1999 рр. (рисунок) [1]. За отриманими нами результатами інтенсивність спонтанного мутагенезу не залежить від віку обстежених осіб. Нами не встановлено чіткої вікової залежності хромосомних пошкоджень, водночас виявлено більшу їхню частоту в осіб, які на час Чорнобильської аварії мали вік до 3 років включно або 9 - 15 років (періоди інтенсивного росту, розвитку та статевого дозрівання).



Спонтанна частота цитогенетичних пошкоджень у жителів Києва (1 – сумарних аберацій хромосом; 2 – аберацій хроматидного типу; 3 – хромосомного типу; 4 – ацентриків; 5 – дицентриків + центричних кільць; 6 – атипових моноцентриків).

За результатами паралельного обстеження у 2011 р. жителів Києва (11 осіб) і Чернігова (9 осіб) однакового віку і статі середні спонтанні рівні кількісних та сумарних структурних хромосомних аберацій, аберацій хроматидного та всіх аберацій хромосомного типу в жителів обох міст вірогідно не відрізняються. Водночас спонтанна частота дицентричних + центричних кільцевих хромосом із супровідними фрагментами (специфічних маркерів триваючого радіаційного впливу) у жителів Чернігова вірогідно вища, що, імовірно, зумовлено їхнім внутрішнім опроміненням.

1. Н.П. Бочков, А.Н. Чеботарев, Л.Д. Катосова і В.И. Платонова, Генетика **37(4)**, 549 (2001).

## ГЕМАТОЛОГІЧНІ ПОКАЗНИКИ ЛАБОРАТОРНИХ ЩУРІВ ЗА ОДНОРАЗОВОГО ПЕРОРАЛЬНОГО НАДХОДЖЕННЯ $^{131}\text{I}$

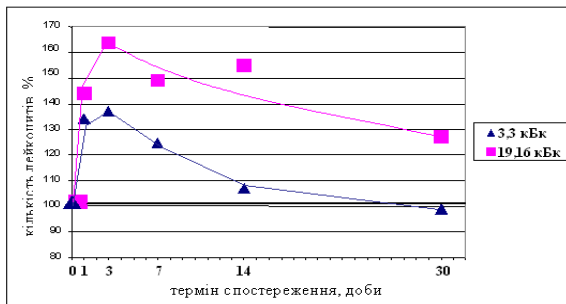
Т. В. Циганок, Л. В. Тарасенко, Л. К. Бездробна, В. І. Федорченко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

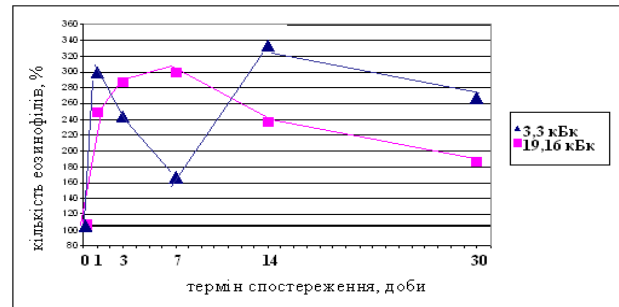
Після аварії на ЧАЕС найбільш активно досліджується вплив на живі організми довгоживучих радіонуклідів чорнобильського викиду, у першу чергу  $^{137}\text{Cs}$  і  $^{90}\text{Sr}$ , і не виправдано мало уваги приділяється вивченню ефектів опромінення короткоживучим  $^{131}\text{I}$  (крім вивчення патології органа-мішені – щитоподібної залози - ЩЗ). Внесок цього ізотопу у формування доз опромінення, а також загальносоматичної патології через порушення функціональної активності ЩЗ, є дуже суттєвим. Система крові є однією з найрадіочутливіших систем організму. Експериментальне дослідження показників периферійної крові після надходження до організму  $^{131}\text{I}$  є важливим для пояснення наслідків опромінення на ранній стадії аварій атомних реакторів з викидом у до-

вкілля великих кількостей ізотопів йоду (Чорнобиль, Фукусіма).

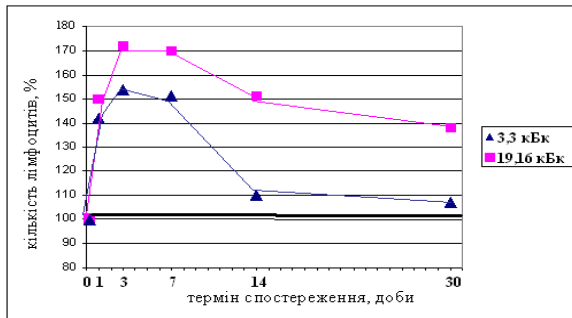
Дослідження проводили на лабораторних щурах лінії Вістар віком 3 - 3,5 міс з вихідною масою тіла 190 - 210 г. Радіонуклід  $^{131}\text{I}$  у вигляді розчину натрію йодиду (NaI) вводили перорально одноразово з активностями 3,3 і 19,16 кБк на тварину (по 6 тварин). Показники периферійної крові досліджували за 1 добу до введення препарату (вихідні дані) через 1, 3, 7, 14 та 30 діб після введення. Паралельно досліджували контрольну групу інтактних щурів (5 тварин), які не отримували радіоактивний йод. Кров для дослідження брали із хвостової вени. Визначали кількість еритроцитів, лейкоцитів і лейкоцитарну формулу загальноприйнятими методами.



а



б



в

Динаміка абсолютної кількості лейкоцитів (а), лімфоцитів (б), еозинофілів (в) у периферійній крові щурів за одноразового перорального введення  $\text{Na}^{131}\text{I}$  (100 % – рівень вихідних даних).

У результаті проведеного дослідження не виявлено вірогідних кількісних змін в еритроцитарній ланці периферійної крові щурів при досить вираженій кількісній реакції лейкоцитарної ланки. Уведення препарату активністю 3,3 кБк на тварину викликало вірогідне підвищення кількості лейкоцитів у ранні терміни (1 і 3 доби) спостереження з наступною їхньою нормалізацією в подальшому (рисунок). Підвищення кількості лейкоцитів відбувалося, в основному, за рахунок відносної, абсолютної кількості лімфоцитів та еозинофілів. Збільшення активності радіо-

йоду до 19,16 кБк на тварину викликало суттєво більший рівень вірогідного підвищення кількості лейкоцитів упродовж усього експерименту за рахунок абсолютної кількості лімфоцитів, а на 1 - 7 добу – еозинофілів. При цьому відносна кількість окремих форм лейкоцитів не змінювалась.

У ранні терміни спостереження після введення радіоїоду у відносно невеликих кількостях зміни в лейкоцитарній ланці периферійної крові, імовірно, мають характер перерозподілу, а в подальші терміни свідчать про посилення проліферації лімфоїдного ряду кровотворення.



## ВЛИЯНИЕ КОЛИЧЕСТВА АТМОСФЕРНЫХ ОСАДКОВ И ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА НА НАКОПЛЕНИЕ $^{137}\text{Cs}$ ВЫСШИМИ ГРИБАМИ

Н. Е. Зарубина

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В 2012 г. исследовалось влияние погодных условий (количества осадков и температуры воздуха) на уровни накопления  $^{137}\text{Cs}$  высшими грибами на протяжении сезона вегетации на территории чернобыльской зоны отчуждения и «южного следа».

Для решения поставленной задачи плодовые тела пяти видов грибов отбирались в течение 2006 - 2011 гг.: белый гриб (*Boletus edulis* Bull.: Fr.), масленок обыкновенный (*Suillus luteus* (L.: Fr.) S.F.Gray), польский гриб (*Xerocomus badius* (Fr.) Kuhn. ex Gilb.), зеленушка (*Tricholoma flavovirens* (Pers.: Fr.) Lund.) и лисичка настоящая (*Cantharellus cibarius* Fr.). Исследованные виды грибов принадлежат к экологической группе симбиотрофов.

На территории чернобыльской зоны отчуждения грибы отбирались: на полигонах «Лелев» - 10-километровая зона, «Дитятки» и «Парышев» - 30-километровая зона; на территории «южного следа» («Стайки») 150 км на юго-восток от ЧАЭС.

Из реально доступных архивных данных количество осадков и температура воздуха были получены из архива сайта gr5.ua отдельно для территории зоны отчуждения и «южного следа». В работе учитывалось количество выпавших осадков (мм) на протяжении двух недель, предшествовавших появлению плодовых тел, и максимальная температура за сутки.

После получения результатов измерений содержания  $^{137}\text{Cs}$  в плодовых телах грибов все данные были пересчитаны на дату 26 апреля 1986 г. для исключения влияния периода полураспада этого радионуклида на его активность в грибах в разное время после аварии.

Были рассчитаны коэффициенты корреляции (r) и детерминации (d) между содержанием  $^{137}\text{Cs}$  в плодовых телах грибов и количеством осадков (мм) за 14 суток, предшествовавших их появлению. Также были рассчитаны r и d между удельной активностью  $^{137}\text{Cs}$  в грибах и максимальной температурой воздуха.

В результате проведенных исследований было установлено, что практически в половине случа-

ев (17 из 32) не удалось установить существование линейной зависимости между содержанием  $^{137}\text{Cs}$  в плодовых телах грибов разных видов и погодными условиями (количеством осадков за две недели, предшествующие появлению плодовых тел, и максимальной температурой воздуха за сутки).

Такие неоднозначные результаты могут указывать на особенности физиологических процессов, происходящих в теле гриба в годичном цикле развития. Запасы микробной биомассы в почвах изменяются по сезонам (т.е. в ходе годовой сукцессии), причем в верхних горизонтах колебания значительны, а в нижних – невелики [1]. При весеннем и осеннем (в некоторые годы и летнем) значительном росте грибных гиф может происходить «разбавление» содержания  $^{137}\text{Cs}$  в мицелии. Увеличение объема и массы грибного мицелия, вероятно, связано с подходящими погодными условиями. Таким образом, количество осадков и максимальная температура может «провоцировать» изменение уровней содержания  $^{137}\text{Cs}$  в плодовых телах.

Несмотря на некоторые тенденции влияния количества осадков и максимальной температуры воздуха (за две недели, предшествующие появлению плодовых тел) на уровни удельной активности  $^{137}\text{Cs}$  у отдельных видов грибов, не представляется возможным однозначно интерпретировать полученные данные к грибам в целом. Поэтому предполагается существование еще одного или нескольких факторов (вероятно, действующих в совокупности с воздействием температуры и количеством осадков), существенно влияющих на уровни удельной активности у исследованных видов грибов данных полигонов. В этой связи проводятся, и планируются в дальнейшем, исследования с расширением временного диапазона количества осадков и добавление в аналитическое изучение дополнительных факторов и параметров.

1. Л.М. Полянская, Микробная сукцессия в почве: Автореф. дис. ... д-ра биол. наук. - М., 1996. - 63 с.

<sup>137</sup>Cs IN FISHES OF UKRAINE (2007 - 2012)

O. L. Zarubin<sup>1</sup>, N. E. Zarubina<sup>1</sup>, D. I. Gudkov<sup>2</sup>, E. N. Volkova<sup>2</sup>, V. V. Belyaev<sup>2</sup>, A. E. Kaglyan<sup>2</sup>,  
V. A. Kostyuk<sup>1</sup>, I. A. Malyuk<sup>1</sup>, A. B. Nazarov<sup>3</sup>, A. S. Belokon<sup>4</sup>, O. N. Marenkov<sup>4</sup>, A. A. Zalissky<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Institute of Hydrobiology, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>3</sup> State Specialised Scientific & Industrial Enterprise "Chornobyl Radioecological Centre", Chornobyl

<sup>4</sup> Oles Honchar Dnipropetrovsk National University, Dnipropetrovsk

Levels of the specific activity of <sup>137</sup>Cs of components of aquatic ecosystems of Ukraine (including trade species of fishes) have considerably decreased in 25 years after accident on ChNPP. At the same time, specific activity of <sup>137</sup>Cs in fishes of various ponds essentially differs among them, and in some reservoirs of the north of Ukraine continues to remain high enough.

Two types of interspecific distribution of <sup>137</sup>Cs in fishes of water reservoirs of different type are defined: I - "classical", characteristic for the large flowing fresh-water reservoirs; II - "lacustrine", often observed in smaller weakly running-water ponds. Higher levels of specific activity of <sup>137</sup>Cs in fishes of the higher trophic levels (ichthyophages and polyphages), and less high – in fishes of low trophic levels (planktophages, phytophagans, benthophages) in the majority of large freshwater reservoirs of type I are characterized.

Distribution of <sup>137</sup>Cs on II type can testify an astable radio ecological situation in the investigated reservoir.

The maximal specific activity of <sup>137</sup>Cs in fishes registers in closed (to 32 kBq/kg) and half-closed (to

13,3 kBq/kg) reservoirs of alienation zone of ChNPP. Much more low activity levels of <sup>137</sup>Cs is registered at flowing water reservoirs. So, specific activity <sup>137</sup>Cs in fishes of the river Pripyat in borders of alienation zone is in the range 5 – 224 Bq/kg. Wide variability of these values is explained by free migration of fishes on parts of the river with various levels of radionuclide contamination.

Attracts attention a slightly raised, in comparison with other reservoirs, which are located out of 30 kilometre zone of ChNPP, the specific content of <sup>137</sup>Cs in fishes of Shatsky lakes. Possibly, it is caused in low trophicity of these reservoirs.

In the cascade of Dneprovsky reservoirs the specific activity of <sup>137</sup>Cs in fishes decreases in the southern direction from 5 – 75 Bq/kg in Kiev reservoir till 1 – 6 Bq/kg in the Kahovsky reservoir. The minimal specific activity in fishes of Ukraine is registered in Black Sea: < 0,6 – < 1,9 Bq/kg.

Except for closed and half-closed reservoirs of alienation zone of ChNPP, levels of specific activity of <sup>137</sup>Cs in fishes of Ukraine are below than effective standards "ДУ-2006" which define maximum content of <sup>137</sup>Cs in fishes - 150 Bq/kg.

**<sup>137</sup>Cs IN COMPONENTS OF THE ECOSYSTEM OF COOLING-POND OF ChNPP PRIOR THE BEGINNING OF ITS TRANSFORMATION IN 2012****O. L. Zarubin, V. A. Kostyuk, I. A. Malyuk***Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Necessity of maintenance of stable operational characteristics of cooling-pond (CP) has disappeared after termination of work of ChNPP in 2000. Engineering works on cutting off of a part of the reservoir located more close to ChNPP have begun with second half of 2012. The rest part of CP by the area approximately 20 км<sup>2</sup> it is planned to reduce during 2 - 4 years in 5 - 6 times. The considerable part of highly active bottom sediment will become bare, the hydrological regime will change. Thus, undoubtedly, ecological and radiating characteristics of an ecosystem of CP will change. Therefore the information on a radio ecological condition of a biota of CP at summer – autumn of 2012 is the data of "a zero background». This data will be necessary at carrying out of radio ecological monitoring which will be spent to the period of transformation of this reservoir.

CP has appeared as one of the most-polluted reservoirs due to the result of accident on ChNPP. By different estimations in April - May, 1986 total activity of radionuclides in biota, especially in water vegetation, could reach tens and hundreds millions of Bq/kg.

Specific activity of all components of an ecosystem of CP has considerably decreased in 2012. Short-lived radionuclides do not register now. Specific activity of <sup>137</sup>Cs in biota has decreased relatively in 100 times. Specific activity of <sup>137</sup>Cs in the main components of CP is in limits: water ≈ 1 Bq/l (data of "the Ecocenter", Chornobyl); bottom sedi-

ment (sand at a coastal line) - 1000 - 2000 Bq/kg of dry weight; water vegetation - 182 - 10110 Bq/kg of dry weight; molluscs - 300 - 1100 Bq/kg of fresh weight; fishes - 722 - 7600 (according to IGB of NAS of Ukraine - to 10900) Bq/kg of fresh weight in 26 years after the accident.

It is necessary to notice that the retrospective analysis before received data assumes higher levels of activity of <sup>137</sup>Cs in bottom sediment of some deep-water of CP.

Among water vegetation the maximum specific activity of <sup>137</sup>Cs is characteristic for biofouling and *Myriophyllum spicatum*.

The maintenance of content of <sup>137</sup>Cs in various species of fishes CP almost does not change already more than 20th years. This interrelation is classical, characteristic for large freshwater reservoirs of Ukraine.

Minimum specific activity of <sup>137</sup>Cs is registered in fishes of low trophic levels -- benthophages (*Abramis brama* (L.), *Rutilus rutilus* (L.), *Blicca bjoerkna* (L.), *Carassius carassius* (L.), *Carassius auratus gibelio* (Bloch), etc.), planktophages (*Hypophthalmichthys molitrix* (Val.), *Aristichthys nobilis* (Rich.)) and phytophages (*Scardinius erythrophthalmus* (L.)). Maximum specific activity of <sup>137</sup>Cs is registered in ichthyophages (*Lucioperca lucioperca* (L.), *Aspius aspius* (L.), *Exos lucius* (L.)) and polyphages (*Silurus glanis* (L.), *Perca fluviatilis* (L.)).

**DYNAMICS OF SPECIFIC ACTIVITY OF  $^{137}\text{Cs}$  IN FISHES OF VARIOUS RESERVOIRS****O. L. Zarubin***Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Dynamics of the content of  $^{137}\text{Cs}$  in muscles of fishes of cooling-pond of ChNPP, the Kanevskoe reservoir and other water basins were studied from 1986 till 2012. It is revealed that decrease of content of  $^{137}\text{Cs}$  in muscles of fishes of cooling-pond of ChNPP, especially in the first 5 years after accident, passed much more intensively than in fishes of the Kanevskoe reservoir.

Specific activity of  $^{137}\text{Cs}$  in fishes of cooling-pond has decreased approximately in 100 times. At the same time in fishes of the Kanevskoe reservoir - approximately in 10 times from the period 1987 till 2010 and 2012. Such tendency of relatively slow decrease of specific activity of  $^{137}\text{Cs}$  in fishes was observed in reservoirs of the Dneprovsky cascade

where in separate years, especially in 1988 - 1989 even registered excess of content of  $^{137}\text{Cs}$  in some species of fishes in comparison with 1986 - 1987 years.

The maximum speed of decrease of specific activity of  $^{137}\text{Cs}$  in fishes of the majority of the investigated large reservoirs of Ukraine is characteristic for fishes of low trophic levels.

Possibly, characteristics of dynamics of specific activity of  $^{137}\text{Cs}$  in fishes are connected with distinctions of hydrological, hydrochemical parameters, temperature regime; and perhaps with physical and chemical form of intake of  $^{137}\text{Cs}$  in the investigated reservoirs.

## НЕРАДИОХИМИЧЕСКИЙ МЕТОД ОДНОВРЕМЕННОГО ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ $^{90}\text{Sr}$ И $^{137}\text{Cs}$ В ОБЪЕКТАХ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

М. В. Желтоножская, Н. В. Кулич, А. И. Липская, В. И. Николаев, Н. В. Стрильчук

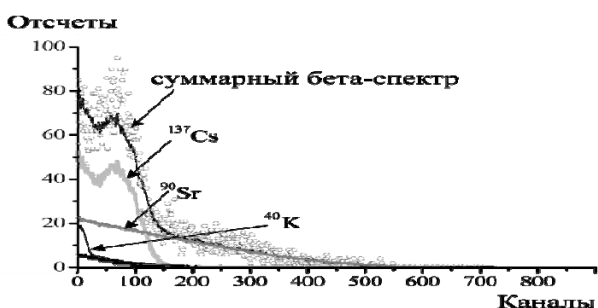
*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Изотопы  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{90}\text{Sr}$  вносят наибольший вклад в формирование дозовых нагрузок на окружающую среду из всех радионуклидов, выброшенных из разрушенного реактора ЧАЭС и сохранившихся в окружающей среде к настоящему времени. Поэтому очень важны методики, позволяющие оперативно и одновременно оценивать  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{137}\text{Cs}$  как для долговременного радиэкологического мониторинга загрязненных территорий, так и для изучения живых организмов, проживающих на этих территориях.

В образцах, отобранных в зонах с плотностью загрязнения 1 - 5 Ки/км<sup>2</sup>, кроме  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{137}\text{Cs}$  значительный вклад в полный  $\beta$ -спектр вносят электроны  $^{40}\text{K}$  ( $E_{\text{гр}} = 1,3$  МэВ). Для решения этих задач нами были проведены экспериментальные исследования и разработана методика, основанная на измерении энергетического спектра электронов, сопровождающих распад  $^{40}\text{K}$ ,  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{137}\text{Cs}$ . В методике используются пластиковые сцинтилляционные детекторы. Эта методика успешно работает при широком диапазоне соотношений  $^{90}\text{Sr}/^{137}\text{Cs} \geq 0,01$  в присутствии природных активностей  $^{40}\text{K}$ .

Обработка экспериментальных спектров проводилась методом их сравнения со спектрами, полученными на этом же спектрометре с использованием фантомов  $^{40}\text{K}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$  с объемными характеристиками, близкими к экспериментальным образцам.

Спектры калибровочных источников и фона описывались кубическими сплайнами и в дальнейшем использовались для описания экспериментальных спектров. Реализация этого процесса осуществлена в программе Beta Fit (рисунок).



Фрагмент экспериментального бета-спектра.

В отношении неживых объектов (почва, растительность), предварительно и тщательно гомогенизированных,  $\beta$ -спектрометрия  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{40}\text{K}$  возможна вне зависимости от размера образца. Но здесь существует задача корректного учета самопоглощения  $\beta$ -электронов в зависимости от

массы и плотности образца. Обычно, эта задача решается измерением  $\gamma$ -спектра образца на  $\gamma$ -спектрометре с детектором из сверхчистого германия с бериллиевым окном, где процесс самопоглощения электронов можно контролировать по самопоглощению характеристического излучения  $^{137\text{m}}\text{Ba}$ . Однако не во всех лабораториях есть такие спектрометры, тем более невозможно это делать в полевых условиях. Поэтому для оценки самопоглощения в неживых объектах нами разработана методика, основанная на смещении пика конверсионных электронов  $\gamma$  661 кэВ.

Также этот метод удовлетворительно работает для животных мелких размеров (массой тела до 40 - 50 г), хотя неопределенность, связанная с топографией скелета, размерами тела и условиями, в которых проводятся измерения, остается. Поэтому, работая с очередной принципиально новой по анатомии группой организмов, следует проводить предварительную оценку отклонения результатов  $\beta$ -спектрометрии  $^{90}\text{Sr}$  от результатов радиохимии.

Для мелких мышевидных грызунов массой тела от 14 до 45 г с удельной активностью  $^{137}\text{Cs}$  от 1 до 400 Бк/г результаты  $\beta$ -спектрометрии согласовываются с данными радиохимического анализа в пределах 15 - 20 %, причем соотношение  $A(^{137}\text{Cs})/A(^{90}\text{Sr})$  в изученных особях составляло от 2 до 100.

Такое же сравнение результатов измерений  $^{90}\text{Sr}$  в образцах почвы показало полное совпадение в пределах 10 - 15 %, при изменении активности в образцах на четыре порядка. В ранее проведенных исследованиях без учета активности  $^{40}\text{K}$  расхождение увеличивалось в среднем до 30 %, а для образцов почвы, где активности  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{40}\text{K}$  были соизмеримы, – до 100 % [1].

Таким образом, разработанная методика учитывает физико-химическое состояние исследуемых объектов и нестабильность работы электронных систем в полевых условиях. Это обеспечивает повышение точности измерений и надежность работы спектрометров. Такая методика позволяет проводить исследования концентрации  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{137}\text{Cs}$  в различных объектах при изменении соотношения  $^{137}\text{Cs}/^{90}\text{Sr}$  от 1 до 100 с погрешностью не хуже 20 %.

1. А.И. Липская, М.В. Желтоножская, Н.В. Кулич и др. Чорноморський держ. ун-т ім. Петра Могили. Наукові праці. Серія "Техногенна безпека". 173(185), 59 (2012).

## ПОВНОЦІННЕ ХАРЧУВАННЯ ЛЮДИНИ – ГОЛОВНИЙ ЧИННИК ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ ЗДОРОВ'Я І ЖИТТЄДІЯЛЬНОСТІ НАСЕЛЕННЯ У СКЛАДНИХ РАДІОЕКОЛОГІЧНИХ УМОВАХ

**В. І. Паламарчук**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

В умовах сучасної складної радіоекологічної ситуації в Україні, що створилась після Чорнобильської катастрофи, проблема забезпечення здоров'я та життєдіяльності населення є однією із пріоритетних серед багатьох проблем мінімізації наслідків аварії на ЧАЕС. Слід зауважити, що на здоров'я людей, окрім радіаційного фактора, додатково впливають невластивні процесам життєдіяльності організму людини різноманітні хімічні субстанції, металоорганічні сполуки, продукти техногенного походження тощо.

У цьому зв'язку особливого значення набуває гостра потреба здійснення протирадіаційного захисту здоров'я населення. Вирішення цього завдання можна досягти шляхом експериментального дослідження та створення нових високоякісних, ефективних засобів і харчових продуктів антипроменевої дії, які мають відповідати вимогам основних положень концепції протирадіаційного харчування: вони повинні мати радіопротекторні та імунокорегуючі властивості, активно сприяти виведенню з організму радіонуклідів. У цьому плані важливе значення належить новим ефективним засобам, що мають радіопротекторні та імунокорегуючі властивості, оскільки стан імунологічної реактивності організму значною мірою визначає характер післярадіаційних ускладнень.

Результати численних досліджень по вивченню властивостей нових речовин і препаратів в експериментальних умовах на тваринах та клінічні спостереження дали змогу нам отримати високоефективні засоби і харчові добавки лікувально-профілактичної дії. За своєю природою створені нами нові харчові продукти з протирадіаційними властивостями є білково-вітамінними харчовими продуктами, що містять ряд важливих життєво-необхідних есенціальних компонентів, у тому числі мікро- і мікроелементи, збагачені комплексом вітамінів А, Д, Е та іншими біологічно активними речовинами, що суттєво впливають на підвищення радіорезистентності та резистентності протипухлинної дії.

Як показують дослідження вітчизняних і зарубіжних учених, серед осіб, які зазнали променевої дії, дуже вірогідний підвищений показник онкологічного захворювання. У цьому зв'язку до числа найбільш перспективних засобів профілактики канцерогенезу на всіх його стадіях є, перш за все, природні, нетоксичні антиканцерогени і антиоксиданти, ряд життєво необхідних мікро- і макроелементів. Дуже важливою властивістю ряду есенціальних компонентів дієти є їхня здатність не тільки підвищувати загальну резистентність, але й знижувати ризик розвитку рака, індукований радіацією. При цьому особливістю природних біологічноактивних добавок є їхня нетоксичність, що пояснюється не тільки експериментальними даними, але й багатовіковим досвідом вживання їх людиною.

Неваді, дуже вірогідний підвищений показник онкологічного захворювання. У цьому зв'язку до числа найбільш перспективних засобів профілактики канцерогенезу на всіх його стадіях є, перш за все, природні, нетоксичні антиканцерогени і антиоксиданти, ряд життєво необхідних мікро- і макроелементів. Дуже важливою властивістю ряду есенціальних компонентів дієти є їхня здатність не тільки підвищувати загальну резистентність, але й знижувати ризик розвитку рака, індукований радіацією. При цьому особливістю природних біологічноактивних добавок є їхня нетоксичність, що пояснюється не тільки експериментальними даними, але й багатовіковим досвідом вживання їх людиною.

Нова лікувально-профілактична продукція рекомендується для впровадження в лікувально-профілактичних заходах охорони здоров'я населення України, але в першу чергу для лікування та профілактики професійного контингенту людей, які працюють у сфері постійної дії іонізуючого випромінювання та потерпілих від аварії на ЧАЕС:

громадяни, які безпосередньо щоденно працюють у чорнобильській зоні відчуження (їх близько 1000 чоловік, включаючи персонал ЧАЕС);

громадяни, які брали безпосередню участь у ліквідації аварії та її наслідків;

потерпілі від Чорнобильської катастрофи громадяни, включаючи дітей, які зазнали впливу радіоактивного опромінювання внаслідок Чорнобильської катастрофи. Для кожної групи ризику громадян має бути конкретний, диференційний, індивідуальний підхід профілактики та лікування потерпілих (діти, дорослі жінки та чоловіки). Адаже повноцінне харчування населення є головним керованим чинником, що забезпечує нормальний розвиток, здоров'я та якість життя людини, її працездатність, довголіття, творчі потенціали. Дефіцит основних харчових речовин і компонентів або дисбаланс їх у раціонах призводить до незворотних змін внутрішнього середовища організму, порушення клітинного метаболізму

## Публікації в реферованих журналах

### Ядерна фізика:

І.М. Вишневецький, В.І. Слісенко, І.О. Корж,  
О.І. Кальченко

Засновник вітчизняної школи з нейтронної фізики  
Вісн. НАН України **6**, 74 – 77 (2012)

Ю.Н. Павленко, К.О. Теренецький, В.П. Вербицький, А.И. Рундель, Ю.Я. Карлышев, О.К. Горпинич, Л.И. Слюсаренко, А.В. Степанюк, И.П. Дряпаченко, Э.Н. Можжухин

Подбарьерное взаимодействие дейтронов с ядрами  $^{58,62}\text{Ni}$

Известия РАН (сер. физ.) **76**, 1003 – 1007 (2012)

И.Н. Вишневецкий, В.А. Желтоножский, А.Н. Саврасов

Исследование фотоделения  $^{237}\text{Np}$  и  $^{241}\text{Am}$

Известия РАН (сер. физ.) **76**, 1017 – 1020 (2012)

О.О. Белюскина, В.И. Гранцев, К.К. Кисурин, С.Е. Омельчук, Г.П. Палкин, Ю.С. Рознюк, Б.А. Руденко, В.С. Семенов, Л.И. Слюсаренко, Б.Г. Стружко

О дифракционной природе упругого рассеяния дейтронов на ядрах дейтерия, трития и гелия-3 при средних энергиях

Известия РАН (сер. физ.) **76**, 1045 – 1051 (2012)

В.І. Слісенко, І.О. Корж, О.І. Кальченко,  
М.Ф. Коломієць, В.П. Вербицький, О.Д. Григоренко

Життєвий та творчий шлях академіка НАН України  
М.В. Пасічника

Інститут ядерних досліджень 200 с (2012)

С.Г. Бунин, А.П. Войтер, М.Е. Ильченко,  
В.А. Романюк

Самоорганизующиеся радиосети со сверхширокополосными сигналами

Национальный технический университет Украины “КПІ” Київ. Наукова думка (2012).- 444

В.Т. Купряшкін, Л.П. Сидоренко, О.І. Феоктістов, Є.П. Ровенських

Спектр електронів низькоенергетичної області, що виникає при опроміненні Au  $\alpha$ -частинками  $^{238}\text{Pu}$   
Український фізичний журнал **57**, 5 – 11, (2012)

М.М. Правдивий, І.О. Корж, М.Т. Скляр  
Середні резонансні параметри ядер телуру і неодиму

Український фізичний журнал **57**, 593 – 598 (2012)

В.І. Кирищук, А.П. Лашко, Т.М. Лашко

Аномалії в коефіцієнтах внутрішньої конверсії загальмованих ротаційних гамма-переходів  
Український фізичний журнал **57**, 1097 – 1107 (2012)

А.П. Лашко, Т.М. Лашко

Енергії низьколежачих збуджених станів  $^{175}\text{Lu}$   
Ядерна фізика та енергетика **13**, 7 – 10 (2012)

М.М. Правдивий, І.О. Корж, М.Т. Скляр  
Середні резонансні параметри ядер рутенію і палладію

Ядерна фізика та енергетика **13**, 11 – 16 (2012)

Н. Ф. Митрохович

Спектры энергий электронов автоионизации и их коррелированность по направлению вылета  $\beta$ -частицы

Ядерна фізика та енергетика **13**, 17 – 21 (2012)

M.S. Borysova

Bumping structure of initial energy density distributions and peculiarities of pion spectra in  $A + A$  collisions

Ядерна фізика та енергетика **13**, 39 – 45 (2012)

А.Е. Вальков, А.К. Зайченко

Метод расчета изохронного поля циклотрона У-240

Ядерна фізика та енергетика **13**, 101 – 107 (2012)

І.М. Вишневецький, О.І. Кальченко, І.О. Корж,  
В.І. Слісенко

Короткий біографічний нарис про життя та творчість академіка НАН України Митрофана Васильовича Пасічника

Ядерна фізика та енергетика **13**, 119 – 122 (2012)

С.Ю. Межевич, А.Т. Рудчик, Є.І. Коший, С. Клічевські, В.М. Кир'янчук, А.А. Рудчик, С.Б. Сакута, Р. Сюдак, Б. Чех, Я. Хоїньські, А. Щурек

Пружне й непружне розсіяння іонів  $^{11}\text{B}$  ядрами  $^{14}\text{C}$  при енергії 45 MeV

Ядерна фізика та енергетика **13**, 123 – 131 (2012)

О.М. Горбаченко, Н.Р. Дзисюк, А.О. Каденко,  
І.М. Каденко, В.А. Плюйко, Г.І. Применко

Вимірювання та теоретичний аналіз перерізів ядерних реакцій  $(n,p)$ ,  $(n,\alpha)$ ,  $(n,2n)$  на ізотопах диспрозію, ербію, ітербію

Ядерна фізика та енергетика **13**, 132 – 140 (2012)

М.В. Макарець, Є.О. Петренко, В.М. Пугач



- Накопичення заряду на сенсорах металевого стрип-детектора під дією іонного пучка  
Ядерна фізика та енергетика **13**, 146 – 152 (2012)
- А.Е. Вальков, А.К. Зайченко  
Определение токов в концентрических обмотках циклотрона У-240  
Ядерна фізика та енергетика **13**, 182–187 (2012)
- С.Н. Федоткин  
Роль экранирования в процессе ионизации атома при аннигиляции позитронов, испущенных при  $\beta^+$  - распаде  
Ядерна фізика та енергетика **13**, 223 – 227 (2012)
- А.Т. Рудчик, Р.М. Зелінський, В.А. Плюйко, А.П. Ільїн, Вал.М. Пірнак, О.А. Понкратенко, А.А. Рудчик, В.В. Улещенко  
Енергетична залежність розсіяння ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  та ізотопічні відмінності потенціалів взаємодії  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{16}\text{O}$   
Ядерна фізика та енергетика **13**, 237 – 245 (2012)
- А.Т. Рудчик, О.В. Геращенко, А.А. Рудчик, Є.І. Кощій, С. Клічевські, К. Русек, С.Ю. Межевич, В.А. Плюйко, О.А. Понкратенко, Вал.М. Пірнак, А.П. Ільїн, В.В. Улещенко, Р. Сюдак, Б. Чех, Я. Хоїньські, А. Щурек  
Пружне та непружне розсіяння іонів  ${}^{14}\text{N}$  ядрами  ${}^7\text{Li}$  при енергії 80 МеВ  
Ядерна фізика та енергетика **13**, 246 - 254 (2012)
- V.A. Plujko, O.M. Gorbachenko, E.P. Rovenskykh, V.A. Zheltonozhskii  
E1 gamma-transitions in hot atomic nuclei  
Ядерна фізика та енергетика **13**, 335 – 340 (2012)
- V.Yu. Denisov, N.A. Pilipenko  
Capture cross section for systems leading to element 120  
Ядерна фізика та енергетика **13**, 346 – 349 (2012)
- Yu.N. Pavlenko, V.L. Shablov, V.O. Kyva, O.K. Gorpnich, N.L. Doroshko, A.V. Stepanyuk, O.I. Rundel, L.L. Dulger, D.V. Kasperovych  
Deuteron and triton decay of  ${}^5\text{He}$  resonances in the reaction  ${}^7\text{Li}(d, \alpha){}^5\text{He}$   
Ядерна фізика та енергетика **13**, 350 – 355 (2012)
- А.Р. Lashko, Т.Н. Lashko  
The internal conversion coefficient for the K-forbidden E1-transition with the energy of 55 keV in  ${}^{177}\text{Hf}$   
Ядерна фізика та енергетика **13**, 356 – 360 (2012)
- А.Т. Рудчик, К.А. Черкас, А.А. Рудчик, Є.І. Кощій, С. Клічевські, К. Русек, В.А. Плюйко, О.А. Понкратенко, С.Ю. Межевич, Вал.М. Пірнак, Р. Сюдак, Б. Чех, Я. Хоїньські, А. Щурек  
Механізми реакції  ${}^6\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{O}){}^7\text{Li}$  та потенціал взаємодії ядер  ${}^7\text{Li} + {}^{17}\text{O}$   
Ядерна фізика та енергетика **13**, 360 – 368 (2012)
- А.Т. Рудчик, Р.М. Зелінський, А.А. Рудчик, Вал.М. Пірнак, С. Клічевські, Є.І. Кощій, К. Русек, В.А. Плюйко, О.А. Понкратенко, С.Ю. Межевич, А.П. Ільїн, В.В. Улещенко, Р. Сюдак, Я. Хоїньські, Б. Чех, А. Щурек  
Пружне й непружне розсіяння іонів  ${}^{18}\text{O}$  ядрами  ${}^6\text{Li}$  при енергії 114 МеВ та ізотопічні відмінності взаємодії ядер  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{18}\text{O}$  та  ${}^6\text{Li} + {}^{16,18}\text{O}$   
Ядерна фізика та енергетика **13**, 369 – 376 (2012)
- В.Л. Литневский, Г.И. Косенко, Ф.А. Иванюк, В.В. Пашкевич  
Учет оболочечной структуры ядер  ${}^{100}\text{Mo}$  и  ${}^{110}\text{Pd}$  в реакциях синтеза ядер  ${}^{200}\text{Po}$ ,  ${}^{210}\text{Ra}$  и  ${}^{220}\text{U}$   
Ядерная физика **75**, 39 – 46 (2012)
- О.О. Белюскина, В.И. Гранцев, К.К. Кисурин, С.Е. Омельчук, Г.П. Палкин, Ю.С. Рознюк, Б.А. Руденко, В.С. Семенов, Л.И. Слюсаренко, Б.Г. Стружко  
Развал дейтронов на тритонах  
Ядерная физика **75**, 1532 – 1543 (2012)
- В.Л. Литневский, Г.И. Косенко, Ф.А. Иванюк, В.В. Пашкевич  
Учет ориентации сталкивающихся ионов при описании синтеза тяжелых ядер  
Ядерная физика **75**, 1579 – 1591 (2012)
- Yu.A. Berezhnoy, D.V. Fedorchenko, V.P. Mikhailuyk, V.V. Pilipenko  
Polarization phenomena in the intermediate energy elastic deuteron scattering from  ${}^{12}\text{C}$  and  ${}^{16}\text{O}$  nuclei  
Eur. Phys. Journal **48**, 1 – 5 (2012)
- F.A. Danevich, E. Andreotti, M. Hult, G. Marissens, V.I. Tretyak, and A. Yuksel  
Search for a decay of  ${}^{151}\text{Eu}$  to the first excited level of  ${}^{147}\text{Pm}$  using underground  $\gamma$ -ray spectrometry  
Eur. Phys. Journal A **48**, 157 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Measurement of charged particle multiplicities in pp collisions at  $\sqrt{s}=7\text{TeV}$  in the forward region  
Eur. Phys. Journal C **72**, 1947 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Observation of X(3872) production in pp collisions at  $\sqrt{s}=7\text{TeV}$   
Eur. Phys. Journal C **72**, 1972 (2012)

- D.M. Chernyak, F.A. Danevich, A. Giuliani, E. Olivieri, M. Tenconi, V.I. Tretyak  
Random coincidence of  $2\nu 2\beta$  decay events as a background source in bolometric  $0\nu 2\beta$  decay experiments  
Eur. Phys. Journal C **72**, 1989 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Opposite-side flavour tagging of B mesons at the LHCb experiment  
Eur. Phys. Journal C **72**, 2022 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Measurement of Upsilon production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV  
Eur. Phys. Journal C **72**, 2025 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch (the LHCb Collaboration)  
Measurement of  $\psi(2S)$  meson production in pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV  
Eur. Phys. Journal C **72**, 2100 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch (the LHCb Collaboration)  
Measurement of relative branching fractions of B decays to  $\psi(2S)$  and  $J/\psi$  mesons  
Eur. Phys. Journal C **72**, 2118 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch (the LHCb Collaboration)  
Measurement of prompt hadron production ratios in pp collisions at  $\sqrt{s}=0.9$  and 7 TeV  
Eur. Phys. Journal C **72**, 2168 (2012)
- V.I. Abrosimov, D.M. Brink, A. Dellafiore, F. Maitera  
Self-consistent pairing interaction and collective motion in nuclei: A semiclassical approach  
Eur. Phys. Journal. Web of Conferences **38**, 04003/1-6 (2012)
- F.A.Ivanyuk  
The deformation energy and fission barriers of heavy nuclei  
Eur. Phys. Journal. Web of Conferences **38**, 08002/1-6 (2012)
- V. Kirischuk, A. Savrasov, N. Strilchuk, V. Zheltonozhsky  
Precise energy measurements of the first-excited state in  $^{197}\text{Au}$   
Eur. Phys. L **97**, 32001/1 – 4 (2012)
- F.A. Ivanyuk, K. Pomorski, J. Bartel  
The shape transitions in rotating nuclei  
Int. Jour. Mod. Phys. E **21**, 1250032/1-9 (2012)
- J.P. Blocki, A.G. Magner and I.S. Yatsyshyn  
Gross-shell effects in the dissipative nuclear dynamics  
Int. Jour. Mod. Phys. E **21**, 1250034/1 – 9 (2012)
- H. Back, G. Bellini, J. Benziger, D. Bick, G. Bonfini, D. Bravo, M. Buizza-Avanzini, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice, C. Carraro, P. Cavalcante, A. Chavarria, A. Chepurinov, D. D'Angelo, S. Davini, A. Derbin, A. Etenko, F. von Feilitzsch, G. Fernandes, K. Fomenko, D. Franco, C. Galbiati, S. Gazzana, C. Ghiano, M. Giammarchi, M. Goeger-Neff, A. Goretti, L. Grandi, E. Guardincerri, S. Hardy, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A. Kayunov, S. Kidner, V. Kobychev, D. Korablev, G. Korga, Y. Koshio, D. Kryn, M. Laubenstein, T. Lewke, E. Litvinovich, B. Loer, F. Lombardi, P. Lombardi, L. Ludhova, I. Machulin, S. Manecki, W. Maneschg, G. Manuzio, Q. Meindl, E. Meroni, L. Miramonti, M. Misiaszek, D. Montanari, P. Mosteiro, V. Muratova, L. Oberauer, M. Obolensky, F. Ortica, K. Otis, M. Pallavicini, L. Papp, L. Perasso, S. Perasso, A. Pocar, R.S. Raghavan, G. Ranucci, A. Razeto, A. Re, A. Romani, N. Rossi, D. Rountree, A. Sabelnikov, R. Saldanha, C. Salvo, S. Schönert, H. Simgen, M. Skorokhvatov, O. Smirnov, A. Sotnikov, S. Sukhotin, Y. Suvorov, R. Tartaglia, G. Testera, D. Vignaud, R.B. Vogelaar, J. Winter, M. Wojcik, A. Wright, M. Wurm, J. Xu, O. Zaimidoroga, S. Zavatarelli, G. Zuzel  
Borexino calibrations: hardware, methods, and results  
Journal of Instrumentation **07**, P10018/1 – 41 (2012)
- H. Abrahmowicz, V. Aushev, N. Zhmak  
Scaled momentum distributions for  $K^0$ s and  $\Lambda/\Lambda^0$  in DIS at HERA  
Journal of High Energy Physics **1203**:020 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Measurement of the  $B_{\pm}$  production cross-section in pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV  
Journal of High Energy Physics **1204**:093 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Measurement of mixing and CP violation parameters in two-body charm decays  
Journal of High Energy Physics **1204**:129 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

- Inclusive  $W$  and  $Z$  production in the forward region at  $\sqrt{s}=7$  TeV  
Journal of High Energy Physics **1206**:058 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Measurements of the branching fractions of the decays  $B_s^0 \rightarrow D_s^+ K^+$  and  $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$   
Journal of High Energy Physics **1206**:115 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Observation of double charm production involving open charm in pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV  
Journal of High Energy Physics **1206**:141 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Measurement of the isospin asymmetry in  $B \rightarrow K(^*) \mu^+ \mu^-$  decays  
Journal of High Energy Physics **1207**:133 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Measurement of b-hadron branching fractions for two-body decays into charmless charged hadrons  
Journal of High Energy Physics **1210**:037 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Study of  $D_s J$  decays to  $D^+ K_s$  and  $D^0 K^+$  final states in pp collisions  
Journal of High Energy Physics **1210**:151 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Measurement of the fraction of  $Y(1S)$  originating from  $\chi b(1P)$  decays in pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV  
Journal of High Energy Physics **1211**:031 (2012)
- S.P. Maydanyuk, S.V. Belchikov  
Calculation of penetrability of barriers in the proton-decay problem: fully quantum approach and initial condition of decay  
Journ. Phys. Stud. **15** (4), 23 p. (2012)
- V.S.Olkhovsky  
Time as a quantum observable canonically conjugate to energy. Time analysis of quantum processes of tunneling and collisions (nuclear reactions)  
LAP – LAMBERT Academic Publishing, Germany, 2012, 177 p.
- V.S. Olkhovsky, E. Recami, S.P. Maydanyuk  
Time as Quantum Observable, Canonically Conjugated to Energy  
Measurements in quantum mechanics, ed.by Mohammad Reza Pahlavani, ISBN 978-953-51-0058- Published by In Tech Janeza Trdine 9, 51000 Rijeka, Croatia, 17 – 56 (2012)
- S.P. Maydanyuk, V.S. Olkhovsky  
Full Quantum Study of the FRW Model with Radiation and Chaplygin Gas  
The Big Bang: Theory, Assumptions and Problems, Eds: Jason R.O'Connell and Alice L.Hale, Nova Publishers, 185 – 196 (2012)
- V.S. Olkhovsky  
A Brief Introduction Review on the Problems of the Origin of the Universe  
The Big Bang: Theory, Assumptions and Problems, Eds: Jason R. O'Connell and Alice L. Hale, Nova Publishers, 197 – 304 (2012)
- P. Belli, R. Bernabei, R.Cerulli, F.A. Danevich, E. Galenin, A. Gektin, A. Incicchitti, V. Isaienko, V.V. Kobychyev, M. Laubenstein, S.S. Nagorny, R.B. Podviyanuk, S. Tkachenko, V.I. Tretyak  
Radioactive contamination of  $SrI_2(Eu)$  crystal scintillator  
Nucl. Instrum. Meth. A **670**, 10 – 17 (2012)
- V. Pugatch, O. Okhrimenko  
Metal micro-detector TimePix imaging synchrotron radiation beams at the ESRF Bio-Medical Beamline ID17  
Nucl. Instrum. Meth. **682**, 8 – 11 (2012)
- P.G.Bizzeti, L.Carraresi, F.A.Danevich, T.Fazzini, P.R.Maurenzig, F.Taccetti, N.Taccetti, V.I.Tretyak  
Response of  $CdWO_4$  crystal scintillator for few MeV ions and low energy electrons  
Nucl. Instrum. Meth. A **696**, 144 – 150 (2012)
- H. Abrahmowicz, V. Aushev, N. Zhmak  
Inclusive-jet photoproduction at HERA and determination of alphas  
Nucl. Phys. B **864**, 1 – 37 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Measurement of the ratio of branching fractions  $BR(B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma)/BR(B_s^0 \rightarrow \phi \gamma)$  and the direct CP asymmetry in  $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma$   
Nucl. Phys. B **867**, 1 – 18 (2013)
- С.П.Майданюк  
Ядерное тормозное излучение : Методы квантовой механики и электродинамики в задачах излучения фотонов  
Palmarium Academic Publishing, Saarbrücken, 2012, 140 p.

- N. Carjan, F.A. Ivanyuk, V.V. Pashkevich  
Cassini-oval description of the energy balance at scission during  $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$   
Physics Procedia **31**, 66 – 77 (2012)
- V.M. Kolomietz, S.V. Lukyanov, A.I. Sanzhur  
Nucleon distribution in nuclei beyond the  $\beta$ -stability line  
Phys. Rev. C **85**, – 034309/1 – 20 (2012)
- V.L. Litnevsky, V.V. Pashkevich, G.I. Kosenko, F.A. Ivanyuk  
The account of the shell structure of colliding nuclei in the fusion-fission reactions  
Phys. Rev. C **85**, 034602/1 – 9 (2012)
- P. Belli, R. Bernabei, R.S. Boiko, V.B. Brudanin, F. Cappella, V. Caracciolo, R. Cerulli, D.M. Chernyak, F.A. Danevich, S. d'Angelo, E.N. Galashov, A. Incicchitti, V.V. Kobychhev, M. Laubenstein, V.M. Mokina, D.V. Poda, R.B. Podvianuk, O.G. Polischuk, V.N. Shlegel, Yu.G. Stenin, J. Suhonen, V.I. Tretyak, Ya.V. Vasiliev  
Search for double- $\beta$  decay processes in  $^{106}\text{Cd}$  with the help of a  $^{106}\text{CdWO}_4$  crystal scintillator  
Phys. Rev. C **85**, 044610/ 1 – 12 (2012)
- J.P. Blocki, A.G. Magner  
Chaoticity and shell effects in the nearest-neighbor distributions for an axially-symmetric potentials  
Phys. Rev. C. **85**, 064311/1 – 10 (2012)
- O.M. Povoroznyk, O.K. Gorpinich, O.O. Yachmenjov, A.V. Mokhnach, O.A. Ponkratenko, G. Mandaglio, F. Curciarello, V. De Leo, G. Fazio, G. Giardina  
Experimental evidence of the  $^6\text{He}$  level at  $E^* = 18.3$  MeV via the  $^4\text{He} + ^3\text{H}$  three-body reaction  
Phys. Rev. C **85**, 064330/1 – 8 (2012)
- S.P. Maydanyuk  
Model for bremsstrahlung emission accompanying interactions between protons and nuclei from low energies up to intermediate energies: Role of magnetic emission  
Phys. Rev. C **86**, 014618/1 – 21 (2012)
- V.M. Kolomietz, S.V. Lukyanov, A.I. Sanzhur  
Curved and diffuse interface effects on the nuclear surface tension  
Phys. Rev. C **86**, 024304/1 – 8 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Measurement of b-hadron production fractions in 7 TeVpp collisions  
Phys.Rev. D **85**, 032008/1 – 16 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Analysis of the resonant components in  $B_s \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$   
Phys.Rev. D **86**, 052006/ 1 – 20 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Measurement of the  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$  branching fraction and angular amplitudes  
Phys.Rev. D **86**, 071102/1 – 9 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Search for the X(4140) state in  $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K^+$  decays  
Phys.Rev. D **85**, 091103/1 – 7 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Measurements of the branching fractions and CP asymmetries of  $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$  and  $B^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+$  decays  
Phys.Rev. D **85**, 091105/ 1 – 8 (2012)
- G. Bellini, J. Benziger, D. Bick, G. Bonfini, D. Bravo, M.B. Avanzini, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice, C. Carraro, P. Cavalcante, A. Chavarria, D. D'Angelo, S. Davini, A. Derbin, A. Etenko, K. Fomenko, D. Franco, C. Galbiati, S. Gazzana, C. Ghiano, M. Giammarchi, M. Goeger-Neff, A. Goretti, L. Grandi, E. Guardincerri, S. Hardy, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A. Kayunov, A. Kobychhev, D. Korablev, G. Korga, Y. Koshio, D. Kryn, M. Laubenstein, L. Lewke, E. Litvinovich, B. Loer, F. Lombardi, P. Lombardi, L. Ludhova, I. Machulin, S. Manecki, W. Maneschg, G. Manuzio, Q. Meindl, E. Meroni, L. Miramonti, M. Misiaszek, D. Montanari, P. Mosteiro, V. Muratova, L. Oberauer, M. Obolensky, F. Ortica, K. Otis, M. Pallavicini, L. Papp, L. Perasso, S. Perasso, A. Pocar, R.S. Raghavan, G. Ranucci, A. Razeto, A. Re, P.A. Romani, A. Sabelnikov, R. Saldanha, C. Salvo, S. Schonert, H. Simgen, M. Skorokhvatov, O. Smirnov, A. Sotnikov, S. Sukhotin, Y. Suvorov, R. Tartaglia, G. Testera, D. Vignaud, R.B. Vogelaar, F. von Feilitzsch, J. Winter, M. Wojcik, A. Wright, M. Wurm, J. Xu, O. Zaimidoroga, S. Zavatarelli, G. Zuzel  
Search for solar axions produced in the  $p(d; ^3\text{He})\alpha$  reaction with Borexino detector  
Phys. Rev. D **85**, 092003/1 – 11 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Searches for Majorana neutrinos in  $B^-$  decays  
Phys.Rev. D **85**, 112004/1 – 13 (2012)
- R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Measurement of the ratio of branching fractions  $B(B^0 \rightarrow K^* 0 \gamma) / B(B^0_s \rightarrow \varphi \gamma)$   
Phys. Rev. D **85**, 112013/1 – 8 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Measurement of the CP-violating phase  $\varphi_s$  in the decay  $B^0_s \rightarrow J/\psi \varphi$   
Phys. Rev. Lett. **108**, 101803/1 – 9 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Evidence for CP violation in time-integrated  $D^0 \rightarrow h^- h^+$  decay rates  
Phys. Rev. Lett. **108**, 111602/1 – 8 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Observation of  $B_s \rightarrow J/\psi f_2(1525)$  in  $J/\psi K^* K^-$  final states  
Phys. Rev. Lett. **108**, 151801/1 – 7 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

First observation of the decays  $B^-_0 \rightarrow D^* K^- \pi^+ \pi^-$  and  $B^- \rightarrow D^0 K^- \pi^+ \pi^-$   
Phys. Rev. Lett. **108**, 161801/1 – 8 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Differential branching fraction and angular analysis of the decay  $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$   
Phys. Rev. Lett. **108**, 181806/1 – 8 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

First evidence of direct CP violation in charmless two-body decays of  $B_s$  mesons  
Phys. Rev. Lett. **108**, 201601/1 – 8 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Strong constraints on the rare decays  $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$  and  $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$   
Phys. Rev. Lett. **108**, 231801/1 – 8 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Determination of the sign of the decay width difference in the  $B_s$  system  
Phys. Rev. Lett. **108**, 241801/1 – 7 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

First observation of the decay  $B^+ c \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$   
Phys. Rev. Lett. **108**, 251802/1 – 7 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Observation of the decay  $B^0 \rightarrow D^0 \bar{K}^* K^-$  and evidence for  $B^s \rightarrow D^0 \bar{K}^* K^-$   
Phys. Rev. Lett. **109**, 131801/1 – 8 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Measurement of the  $B_s$  effective lifetime in the  $J/\psi f_0(980)$  final state  
Phys. Rev. Lett. **109**, 152002/1 – 8 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Observation of excited  $\Lambda_b^0$  baryons  
Phys. Rev. Lett. **109**, 172003/1 – 8 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Measurements of B+c production and mass with the  $B+c \rightarrow J/\psi \pi^+$  decay  
Phys. Rev. Lett. **109**, 232001/1 – 8 (2012)

G. Bellini, J. Benziger, D. Bick, S. Bonetti, G. Bonfini, M.B. Avanzini, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice, C. Carraro, P. Cavalcante, A. Chavarria, D. D'Angelo, S. Davini, A. Derbin, A. Etenko, F. von Feilitzsch, K. Fomenko, D. Franco, C. Galbiati, S. Gazzana, C. Ghiano, M. Giammarchi, M. Goger-Neff, A. Goretti, L. Grandi, E. Guardincerri, S. Hardy, Aldo Ianni, Andrea Ianni, V. Kobychychev, D. Korablev, G. Korga, Y. Koshio, D. Kryn, M. Laubenstein, T. Lewke, E. Litvinovich, B. Loer, P. Lombardi, F. Lombardi, L. Ludhova, I. Machulin, S. Manecki, W. Maneschg, G. Manuzio, Q. Meindl, E. Meroni, L. Miramonti, M. Misiaszek, D. Montanari, P. Mosteiro, V. Muratova, L. Oberauer, M. Obolensky, F. Ortica, M. Pallavicini, L. Papp, C. Pena-Garay, L. Perasso, S. Perasso, A. Pocar, R.S. Raghavan, G. Ranucci, A. Razeto, A. Re, A. Romani, A. Sabelnikov, R. Saldanha, C. Salvo, S. Schonert, H. Simgen, M. Skorokhvatov, O. Smirnov, A. Sotnikov, S. Sukhotin, Y. Suvorov, R. Tagaglia, G. Testera, D. Vignaud, R.B. Vogelaar, J. Winter, M. Wojcik, A. Wright, M. Wurm, J. Xu, O. Zaimidoroga, S. Zavatarelli, G. Zuzel

Absence of a day-night asymmetry in the  $^7\text{Be}$  solar neutrino rate in Borexino  
Phys. Lett. B **707**, 22 – 26 (2012)

J.W. Beeman, F.A. Danevich, V.Ya. Degoda, E.N. Galashov, A. Giuliani, V.V. Kobychychev, M. Mancuso, S. Marnieros, C. Nones, E. Olivieri, G. Pessina, C. Rusconi, V.N. Shlegel, V.I. Tretyak, Ya.V. Vasiliev

A next-generation neutrinoless double beta decay experiment based on  $\text{ZnMoO}_4$  scintillating bolometers  
Phys. Lett. B **710**, 318 – 323 (2012)

P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, A. d'Angelo, A. Incicchitti, V.V. Kobychev, M. Laubenstein, O.G. Polischuk, V.I. Tretyak

Search for  ${}^7\text{Li}$  solar axions using resonant absorption in LiF crystal: Final results  
Phys. Lett. B **711**, 41 – 45 (2012)

P. Alvarez-Sanchez, R. Barzaghi, G. Bellini, J. Benziger, B. Betti, L. Biagi, D. Bick, G. Bonfini, D. Bravo, M. Buizza-Avanzini, B. Caccianiga, L. Cadonati, C. Carraro, P. Cavalcante, G. Cerretto, A. Chavarria, D. D'Angelo, S. Davini, C. De Gaetani, A. Derbin, A. Etenko, H. Esteban, K. Fomenko, D. Franco, C. Galbiati, S. Gazzana, C. Ghiano, M. Giammarchi, M. Goger-Neff, A. Gorretti, L. Grandi, E. Guardincerri, S. Hardy, Aldo Ianni, Andrea Ianni, M. Jones, A. Kayunov, V. Kobychev, D. Korablev, G. Korga, Y. Koshio, D. Kryn, M. Laubenstein, T. Lewke, E. Litvinovich, B. Loer, P. Lombardi, F. Lombardi, L. Ludhova, I. Machulin, S. Manecki, W. Maneschg, G. Manuzio, Q. Meindl, E. Meroni, L. Miramonti, M. Misiaszek, D. Misiaen, D. Montanari, P. Mosteiro, V. Muratova, L. Oberauer, M. Obolensky, F. Ortica, K. Otis, M. Palavicini, L. Papp, D. Passoni, L. Pinto, L. Perasso, S. Perasso, V. Pettiti, C. Plantard, A. Pocar, R.S. Raghavan, G. Ranucci, A. Razeto, A. Re, A. Romani, N. Rossi, A. Sabelnikov, R. Saldanha, C. Salvo, S. Schonert, J. Serrano, H. Simgen, M. Skorokhvatov, O. Smirnov, A. Sotnikov, P. Spinnato, S. Sukhotin, Y. Suvorov, R. Tartaglia, G. Testera, D. Vignaud, M.G. Visconti, R.B. Vogelaar, F. von Feilitzsch, J. Winter, M. Wojcik, A. Wright, M. Wurm, J. Xu, O. Zaimidoroga, S. Zavatarelli, G. Zuzel

Measurement of CNGS muon neutrino speed with Borexino

Phys. Lett. B **716**, 401 – 405 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Measurement of the effective  $B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$  lifetime  
Phys. Lett. B **707**, 349 – 356 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Measurement of the CP violating phase  $\varphi_s$  in  $B_s^0 \rightarrow J/\psi f_0(980)$   
Phys. Lett. B **707**, 497 – 505 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Search for the rare decays  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  and  $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$   
Phys. Lett. B **708**, 55 – 67 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Measurement of b-hadron masses  
Phys. Lett. B **708**, 241 – 248 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

First observation of the decay  $B_s^0 \rightarrow K^{*0} \bar{K}^{*0}$   
Phys. Lett. B **709**, 50 – 58 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Measurement of the  $B_s^0 - B_s^{-0}$  oscillation frequency  $\Delta m_s$  in  $B_s^0 \rightarrow D_s(3)\pi$  decays  
Phys. Lett. B **709**, 177 – 184 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Observation of CP violation in  $B^+ \rightarrow DK^+$  decays  
Phys. Lett. B **712**, 203-212, (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Measurement of the  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$  branching fraction  
Phys. Lett. B **713**, 172 – 179 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Measurement of the  $D_s^{*+} - D_s^-$  production asymmetry in 7 TeV pp collisions  
Phys. Lett. B **713**, 186 – 195 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Measurement of the polarization amplitudes and triple product asymmetries in the  $B_s^0 \rightarrow \varphi \varphi$  decay  
Phys. Lett. B **713**, 369 – 377 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Measurement of the CP-violating phase  $\varphi_s$  in  $B_s \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$  decays  
Phys. Lett. B **713**, 378 – 386 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Measurement of the cross-section ratio  $\sigma(\chi c 2)/\sigma(\chi c 1)$  for prompt  $\chi c$  production at  $\sqrt{s}=7$  TeV  
Phys. Lett. B **714**, 215 – 223 (2012)

H. Abrahmowicz, V. Aushev, N. Zhmak

Measurement of isolated photons accompanied by jets in deep inelastic ep scattering  
Phys. Lett. B **715**, 88 – 97 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)

Measurement of the effective  $B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$  lifetime  
Phys. Lett. B **716**, 393 – 400 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
A model-independent Dalitz plot analysis of  $B^+ \rightarrow DK^+$  with  $D \rightarrow K^0_S h^+ h^-$  ( $h = \pi, K$ ) decays and constraints on the CKM angle  $\gamma$   
Phys. Lett. B **718** 43 – 55 (2012)

R. Aaij, V. Iakovenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch et al (the LHCb Collaboration)  
Measurement of the ratio of prompt  $\chi_c \rightarrow J/\psi$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV  
Phys. Lett. B **718**, 431 – 440 (2012)

T.V. Obikhod,  
Derived category and new physics at the LHC  
Proceedings of the International Geometry Center **5**, N **1**, 31 – 42 (2012)

V. Pugatch, O. Okhrimenko  
Metal micro-detectors for radiation therapy instrumentation  
Radiotherapy and Oncology **102**, S57–S58 (2012)

S. P. Maydanyuk, A. Del Popolo, V. S. Olkhovskiy, E. Recami  
A Fully Quantum Model of Big Bang  
Theoretical Concepts of Quantum Mechanics, ed. by Mohammad Reza Pahlavani  
ISBN 978-953-51-0088-1 – Published by In Tech, Croatia, 2012 (pp.341-382)

### Атомна енергетика:

С.І. Азаров, Ю.В. Литвинов, В.Л. Сидоренко  
Екологічні проблеми вибору майданчика для будівництва нових блоків АЕС України  
Екологічна безпека **2**, 70 – 73 (2012)

С.І. Азаров, В.Л. Сидоренко  
Економічна оцінка відверненого екологічного ризику (соціального збитку) для населення, що проживає на техногенно небезпечних територіях  
Екологічні науки **3**, 69 – 73 (2012)

С.І. Азаров, О.В. Руденко, В.Л. Сидоренко, С.А. Єременко  
Радіаційний ризик для населення від пожеж в лісах, забруднених чорнобильськими радіонуклідами  
Екологічна безпека і природокористування **9**, 19 – 25 (2012)

С.І. Азаров, Ю.В. Литвинов, В.Л. Сидоренко  
Екологічна безпека як складова національної безпеки України  
Збірник наукових праць “Вісник КДУ” **2/2012**, 142 – 146 (2012)

С.І. Азаров, Ю.В. Литвинов, В.Л. Сидоренко  
Про використання терміну “Екологічна безпека” в Україні”  
Науково-практичний журнал “Екологічні науки” **2/2012** (2), 12 – 16 (2012)

В.В. Рязанов  
Стохастический аналог периода реактора - время достижения заданного уровня числом нейтронов  
Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля **19**, 11 – 19 (2012)

В.І. Киришук, А.П. Лашко, Т.М. Лашко  
Аномалії в коефіцієнтах внутрішньої конверсії загальмованих ротаційних гамма-переходів  
Український фізичний журнал **57**, 1097 – 10107 (2012)

В.Л. Демехин, В.В. Илькович, В.Н. Буканов  
Оценка разброса флюенсов нейтронов на образцы-свидетели металла корпуса ВВЭР-1000 дополнительной программы  
Ядерна та радіаційна безпека **2(54)**, 21 - 22 (2012)

С.І. Азаров, В.Л. Сидоренко, Ю.В. Литвинов  
Проблемні питання запобігання незаконного поводження з радіоактивними матеріалами в Україні  
Ядерна та радіаційна безпека **2(54)**, 23 – 30 (2012)

А.П. Лашко, Т.М. Лашко  
Енергії низьколежачих збуджених станів  $175\text{Lu}$   
Ядерна фізика та енергетика **13**, 7 – 10 (2012)

Ю.Г. Щепкин, В.И. Слисенко, Е.А. Павленко, Т.А. Костюк  
Исследование взаимодействия нейтронов с веществом при высокой плотности взаимодействий. Часть I. Сечение взаимодействия нейтронов с веществом при высокой плотности взаимодействий  
Ядерна фізика та енергетика **13**, 22 – 27 (2012)

Ю.Г. Щепкин, В.И. Слисенко, Е.А. Павленко, Т.А. Костюк  
Исследование взаимодействия нейтронов с веществом при высокой плотности взаимодействий. Часть II. Сечение взаимодействия нейтронов с веществом при высокой плотности взаимодействий  
Ядерна фізика та енергетика **13**, 28 – 38 (2012)

В.Л. Демехин, В.В. Илькович, В.Н. Буканов  
Оценка ошибки результатов расчетов функционалов нейтронного потока, воздействующего на корпус ВВЭР-1000  
Ядерна фізика та енергетика **13**, 56 – 61 (2012)

В.А. Бабенко, В.И. Гулик, В.Н. Павлович



Моделирование двухзонных электроядерных систем

Ядерная физика и энергетика **13**, 266-275 (2012)

V.F. Razbudey

Neutron Spectra and Fluxes in Horizontal Channels of Research Reactor WWR-M while Conversion on Low-Enriched Fuel

Ядерна фізика та енергетика **13**, 316 – 321 (2012)

A.P. Lashko, T.N. Lashko

The internal conversion coefficient for the K-forbidden E1-transition with the energy of 55 keV in  $^{177}\text{Hf}$

Ядерна фізика та енергетика **13**, 356 – 360 (2012)

П.М. Ворона, В.Ф. Разбудей

Визначення жорсткості спектра як параметра нейтронного поля в дослідницькому реакторі ВВР-М

Ядерна фізика та енергетика **13**, 379 – 381 (2012)

V.V. Ryazanov

Superstatistics and Lifetime

American Journal of Mathematics and Statistics

**2(3)**, 49-56 (2012)

V.V. Ryazanov

Nonequilibrium Thermodynamics based on the distributions containing lifetime as thermodynamic parameter

Journal of thermodynamics (2012) Article ID 203203

V.V. Ryazanov

Nonequilibrium Thermodynamics and Distributions Time to achieve a Given Level of a Stochastic Process for Energy of System

Journal of thermodynamics (2012), Article ID 318032

V.V. Ryazanov

Nonequilibrium Statistical Operator for Systems of Finite Size International

Journal of Theoretical and Mathematical Physics (2012) DOI: 10.5923/j.ijtmp.20120201.01

O. Grytsenko, S. Pugach, V. Diemokhin, V. Bukanov, M. Marek, S. Vandlik

Exposure Conditions of Reactor Internals of Rovno VVER-440 Nuclear Power Plant Units 1 and 2

Journal of ASTM International **9(4)**, (2012)

Монографія. Цивільний захист.

С.І.Азаров, В.М. Андрієнко, М.В.Андрієнко, В.Л.Сидоренко, С.А.Єременко, А.В.Прусський; Методологія комплексного аналізу й оцінки техногенно-екологічної небезпеки від продуктів аварії на складах боєприпасів

За загальною редакцією С.І.Азарова. - К.: Українська технологічна група, (2012) 241с.

## Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство:

А.П. Долголенко

Электронные уровни конфигураций дивакансий в кремнии

Вопросы атомной науки и техники **5(81)**, 13 – 20 (2012)

І.М. Вишневецький, О.В. Конорева, П.Г. Литовченко, М.Б. Пінковська, В.П. Тартачник

Модельювання структурних пошкоджень у монокристалах фосфіду галію

Доповіді НАН України **3**, 92 – 98 (2012)

A.Ya. Dzyublik, E.K. Sadykov, G.I. Petrov, V.V. Arinin, F.G. Vagizov, V.Yu. Spivak

Mössbauer forward scattering spectra of ferromagnets in radio-frequency magnetic field

Ядерна фізика та енергетика **13**, 73 – 82 (2012)

A. Nigam, G. Schwabegger, M. Ullah, R. Ahmed, I.I. Fishchuk, A. Kadashchuk, C. Simbrunner, N. Sitter, M. Premaratne, and V. Rao

Strain induced anisotropic effect on electron mobility in  $C_{60}$  based organic field effect transistors

Applied Physics Letters **101(8)**, 083305 (2012)

I.Yu. Goliney, V.I. Sugakov, L. Valkunas, G.V. Ver-tsimakha

Effect of metal nanoparticles on energy spectra and properties of peripheral light-harvesting LH2 complexes from photosynthetic bacteria

Chemical Physics **404**, 116 – 122 (2012)

П. Fishchuk, A. Kadashchuk, M. Ullah, H. Sitter, N.S. Sariciftci and H. Bässler

Electric field dependence of charge-carrier hopping transport at large carrier concentrations in disordered organic solids: Meyer-Neldel and Gill energies

Journal of Physics: Conf. Series **376(1)**, 012011 (2012)

A.A. Chernyuk, V.I. Sugakov and V.V. Tomylo

Exciton phase transition in semiconductor quantum wells with disk-shaped electrode

J.Phys.: Condens. Matter **24**, 195803 (2012)

A.Ya. Dzyublik, E.K. Sadykov, G.I. Petrov, V.V. Arinin, F.G. Vagizov, V.Yu. Spivak

Transmission of Mössbauer rays through ferromagnets in radio-frequency magnetic field

Hyperfine interaction DOI 10.1007/s10751-012-06332-5

- I.I. Fishchuk, A. Kadashchuk, Mujeeb Ullah, H. Sitter, A. Pivrikas, J. Genoe, H. Bäessler  
Electric field dependence of charge-carrier hopping transport within the random energy landscape in an organic field effect transistor  
Phys. Rev. B **86**, 045207 (2012)
- X. Li, A. Kadashchuk, I.I. Fishchuk, W.T.T. Smaal, G. Gelinck, D.J. Broer, J. Genoe, P. Heremans and H. Bäessler  
Electric Field Confinement Effect on Charge Transport in Organic Field-Effect Transistors  
Phys. Rev. Lett. **108**, 066601/1 – 5 (2012)
- O.I. Dmytruk, V.I. Sugakov  
Movement and amplification of exciton condensed phase pulses and interaction between pulses and interaction between pulses in semiconductor quantum wells  
Phys. Lett. A **376**, 2804 – 2807 (2012)
- V. Mykhaylovskyy, V. Sugakov, G. Vertsimakha  
Degradation of quantum dots under nuclear irradiation and its influence on exciton spectra in semimagnetic semiconductors  
Phys. Status Solidi B, 1–7 (2012)
- Фізика плазми:**
- M. Khan, K. Schoepf, V. Goloborod'ko  
Resonance and synergy effects on fast ion transport in tokamaks  
LAP LAMBERT Academic Publishing (2012-08-29)
- М.В. Павлов, В.Б. Таранов, Г.А. Эль  
Обобщенные гидродинамические редукции кинетического уравнения для солитонного газа  
Теоретическая и математическая физика **85(2)**, 294 – 302 (2012)
- T. Matsuoka, T.S. Rudenko, I. Funaki, K.P. Shamrai, T. Nakamura, H. Nishida, T. Tanikawa, T. Hada, S. Shinohara  
One dimensional modeling of radio frequency electric field penetration into magnetized plasmas  
Japanese J. Appl. Phys. **51(9)**, 096201/1-9 (2012)
- A.O. Moskvitin, V.O. Yavorskij, V.Ya. Goloborod'ko, Yu.K. Moskvitina  
First orbit losses of charged fusion products in tokamak: flux calculation  
Journal of Kharkiv University, physical series "Nuclei, Particles, Fields" 2/54/, 4 – 14 (2012)
- M.Khan, K.Schoepf, V.Goloborod'ko, V.Yavorskij  
Symplectic Simulation of Fast Alpha Particle Radial Transport in Tokamaks in the Presence of TF Ripples and Neoclassical Tearing Mode  
Journal of Fusion Energy **31**, 547 – 561 (2012)
- Yu.K. Moskvitina, A.O. Moskvitin, O.A. Shyshkin, V.O. Yavorskij, K. Schoepf  
The Effect of Externally Applied Resonant Magnetic Perturbations on Fusion Product Dynamics in Toroidal Plasmas: Numerical Simulation  
Journal of Fusion Energy **31**, 1 – 7 (2012)
- S.S. Medley, Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, R.E. Bell, A. Bortolon, N.A. Crocker, D.S. Darrow, A. Diallo, C.W. Domier, R.J. Fonck, E.D. Fredrickson, S.P. Gerhardt, N.N. Gorelenkov, G.J. Kramer, S. Kubota, B.P. LeBlanc, K.C. Lee, E. Mazzucato, G.R. McKee, M. Podestà, Y. Ren, A.L. Roquemore, D.R. Smith, D. Stutman, K. Tritz, R.B. White  
Investigation of a transient energetic charge exchange flux enhancement ('spike-on-tail') observed in neutral-beam-heated H-mode discharges in the National Spherical Torus Experiment  
Nucl. Fusion **52**, 013014 (2012)
- T. Motomura, S. Shinohara, T. Tanikawa  
K.P. Shamrai  
Characteristics of low-aspect ratio, large-diameter, high-density helicon plasmas with variable axial boundary conditions  
Phys. Plasmas **19**, 043504/1 – 12 (2012)
- V.M. Lashkin, A.S. Desyatnikov, E.A. Ostrovskaya, Yu.S. Kivshar  
Azimuthal vortex clusters in Bose-Einstein condensates  
Phys. Rev. A. **85**, 013620/1 – 6 (2012)
- C.M. Muscatello, W.W. Heidbrink, Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, M.A. van Zeeland, Yu.V. Yakovenko  
Velocity-space studies of fast-ion transport at a sawtooth crash in neutral-beam heated plasmas  
Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 025006/1 – 13 (2012)
- M.H. Tyshchenko, Yu.V. Yakovenko  
Transformations of kinetic Alfvén waves in toroidal plasmas

Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 065002/1 – 7 (2012)

O.P. Fesenyuk, Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko

*GAM* frequency and the structure of Alfvén continuum in toroidal plasmas with high  $q^2\beta$

Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 085014/1 – 11 (2012)

Ya.I. Kolesnichenko, B.S. Lepiavko, V.V. Lutsenko, Yu.V. Yakovenko

Equations for drift-Alfvén and drift-sound eigenmodes in toroidal plasmas

Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 105001/1 – 11 (2012)

K.P. Shamrai and N.A. Beloshenko

Scaling laws for the helicon eigenmodes in a nonuniform plasma cylinder

Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Plasma Physics **18**, No. 6, 102. – 104 (2012)

### Радіоекологія та радіобіологія:

О.Л. Зарубин, В.А. Костюк, А.А. Залисский, та ін.  
Динамика распределения  $^{137}\text{Cs}$  по органам и тканям рыб разных экологических групп водоема-охладителя

Гидробиол. журн. **48(1)**, 109 – 115 (2012)

С.І. Азаров, В.Л. Сидоренко, В.І. Паламарчук  
Забезпечення життєдіяльності населення у складних радіоекологічних умовах

Збірник наукових праць Інституту державного управління у сфері цивільного захисту **1**, 38 – 39 (2012)

В.А. Желтоножский, М.В. Желтоножская, Н.В. Кулич

Исследование радионуклидного состава топливных частиц, отобранных внутри 4-го блока ЧАЭС  
Известия РАН (сер. физ.) **76**, 1231 – 1233 (2012)

О.Л. Зарубин

Вміст  $^{137}\text{Cs}$  в організмі судака з водойми-охолоджувача ЧАЕС

Надзвичайна ситуація **4(173)**, 37 – 40 (2012)

Л.К. Бездробна, Л.В. Тарасенко, Т.В. Циганок, С.Ю. Нечаєв, Ю.О. Носач, Т.В. Мельник, Л.І. Швайко

Результати цитогенетичного обстеження групи персоналу, який виконує роботи з будівництва Нового безпечного конфрайменту в зоні ЧАЕС  
Проблеми радіаційної медицини та радіобіології **17**, 127 – 135 (2012)

А.И. Липская, М.В. Желтоножская, Н.В. Кулич, В.И. Николаев, А.А. Гродзинская

Поведение радионуклидов в лесных экосистемах, прилегающих к 30-км зоне ЧАЭС

Техногенна безпека **185(173)**, 59 – 66 (2012)

Л.В. Тарасенко, Т.В. Циганок

Цитогенетичні ефекти в лімфоцитах периферійної крові персоналу підприємств об'єкту "Укриття"

Техногенна безпека **187(175)**, 62 – 67 (2012)

О.Л. Зарубин, В.А. Костюк, И.А. Малюк, А.А. Залисский

Накопление  $^{137}\text{Cs}$  судаком (*Lucioperca lucioperca* L.)

Ядерна фізика та енергетика, **13**, 175 – 181 (2012)

І.П. Дрозд, А.І. Липська, Л.К. Бездробна, В.А. Шитюк, О.А. Сова

Дослідження кінетики  $^{131}\text{I}$  в організмі щурів за одноразового надходження

Ядерна фізика та енергетика **13**, 283-289 (2012)

Т.І. Тугай, А.В. Тугай, М.В. Желтоножська, Л.В. Садовніков

Закономірності впливу низьких доз опромінення на мікроскопічні гриби

Ядерна фізика та енергетика **13**, 396 – 402 (2012)

М.В. Желтоножская, Н.В. Кулич, А.И. Липская, В.И. Николаев, Н.В. Стрильчук

Новые методические подходы к одновременному измерению активности  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{137}\text{Cs}$  в объектах окружающей среды

Ядерна фізика та енергетика **13**, 403 – 407 (2012)

Н.Е. Зарубина

Влияние количества осадков и температуры воздуха на накопление  $^{137}\text{Cs}$  высшими грибами

Ядерна фізика та енергетика **13**, 408 – 412 (2012)

I.V. Khomich, Yu.N. Lobach, Yu.N. Nesteruk, V.N. Shevel

Operational radiation protection at the Kiev's research reactor WWR-M

International Nuclear Safety Journal **1**, 1 – 8 (2012)

## Доповіді на конференціях

### Ядерна фізика

V.V. Kobychев

Double beta decay: Experimental status

6th Int. Workshop on DM & GRB, Yongpyong, Korea, February 23 – 26, 2012

Т.В. Обиход

Поиск суперчастиц на коллайдере LHC путем применения компьютерного моделирования

X Конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, Харьков, Украина, 27 февраля – 2 марта 2012 г.

Ю.Н. Павленко, В.Л. Шаблов, В.А. Кива, Л.Н. Дорошко, О.К. Горпинич, А.В. Степанюк

Возбуждение резонансов  $^4\text{He}$  в реакции  $^6\text{Li}(d,\alpha)^4\text{He}$

X Конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, Харьков, Украина, 27 февраля – 2 марта 2012 г.

Ю.Н. Павленко, В.Л. Шаблов, В.А. Кива, О.К. Горпинич, Л.Н. Дорошко, А.В. Степанюк, И.А. Тырас

Особенности распада резонансов  $^{4,5,6}\text{He}$  в многочастичных каналах реакций  $d+^{6,7}\text{Li}$

X Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, Харьков, Украина, 27 февраля – 2 марта 2012 г.

Ю.М. Павленко, О.І. Рундель, К.О. Теренецький, В.П. Вербицький, І.П. Дряпаченко, В.В. Осташко, О.К. Горпинич, Л.І. Слюсаренко, Ю.Я. Карлишев, Е.М. Можжухін

Механізми підбар'єрної взаємодії дейтронів з ядрами  $^{58,62}\text{Ni}$ ,  $^{124}\text{Sn}$  та  $^{208}\text{Pb}$

X Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, Харьков, Украина, 27 февраля – 2 марта 2012 г.

О.О. Белоускина, В.И. Гранцев, К.К. Кисурин, С.Е. Омельчук, Ю.С. Рознюк, Б.А. Руденко, В.С. Семенов, Л.И. Слюсаренко, Б.Г. Стружко

Распределение дейтронов в трехчастичных реакциях развала в  $d+d$  столкновениях

X Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, Харьков, Украина, 27 февраля – 2 марта 2012 г.

О.Ю. Охріменко, В.М. Пугач, В.М. Яковенко  
Система радіаційного моніторингу внутрішнього трека експерименту LHCb

X конференція по фізиці високих енергій, ядерній фізиці та прискорювачам, Харків, Україна, 27 лютого – 2 березня 2012 р.

V.M. Pugatch et al.

Metal Micro-detectors for Radiation therapy instrumentation

International Conference on Translational Research in Radiation Oncology /Physics for Health in Europe. ICTR-PHE 2012. Geneva, March 2<sup>nd</sup>, 2012

Т.В. Обиход

Поиски новой физики на LHC путем применения концепции производной категории

Международная конференция “Геометрия в Одессе - 2012”, Одесса, Украина, 28 мая – 1 июня 2012 г.

О.О. Beliuskina, V.I. Grantsev, K.K. Kisurin, S.E. Omelchuk, Yu.S. Roznyuk, B.A. Rudenko, V.S. Semenov, L.I. Slusarenko, B.G. Struzhko  
Energy and angular distributions of deuterons in reaction  $D + D \rightarrow p + n + d$

LXII International conference “NUCLEUS 2012”, Voronezh, Russia, June 25 – 30, 2012

V.A. Zheltonozhsky, A.M. Savrasov  
Isomeric ratios for  $^{233}\text{U}$  and  $^{241}\text{Am}$  photofission fragments

LXII international conference “Nucleus 2012”, Voronezh, Russia, June 25 – 30, 2012

I.N. Vyshnevsky, S.S. Drapey, V.A. Zheltonozhsky, A.M. Savrasov

Penetration effects in the E1 and E2 hindered transitions in the Sn nuclei

LXII international conference “Nucleus 2012”, Voronezh, Russia, June 25 – 30, 2012

I.N. Vyshnevsky, V.A. Zheltonozhsky, A.M. Savrasov

Isomeric cross-sections ratios for  $120\text{m.gSb}$  in  $(p,n)$ -reaction for nearthreshold region

LXII international conference “Nucleus 2012”, Voronezh, Russia, June 25 – 30, 2012

V.I. Abrosimov, D.M. Brink, A. Dellafiore, F. Matera

Self-consistent pairing interaction and collective motion in nuclei: A semiclassical approach

International Conference "Nuclear Structure and Related Topics", Dubna, Russia, July 2 – 7, 2012

F.A. Ivanyuk

The Deformation Energy and Fission Barriers of Heavy Nuclei

International Conference "Nuclear Structure and Related Topics", Dubna, Russia, July 2 – 7, 2012

D.M. Chernyak et al.

Cryogenic zinc molybdate scintillation bolometers to search for neutrinoless double beta decay of  $^{100}\text{Mo}$   
11th CNS Int. Summer School, Center for Nuclear Study, Wako, Saitama, Japan, August 29 – September 4, 2012

A.S. Nikolaiko et al.

Development of  $\text{CdWO}_4$  crystal scintillators from enriched isotopes for  $2\beta$ -decay experiments

Int. Conf. on Oxide Mat. for Electronic Engineering OMEE-2012, Lviv, Ukraine, September 3 – 7, 2012

D.M. Chernyak et al.

Cryogenic  $\text{ZnMoO}_4$  scintillation bolometers for high sensitivity search for neutrinoless  $2\beta$  decay of  $^{100}\text{Mo}$   
V Int. Pontecorvo Neutrino Physics School, Alushta, Ukraine, September 6 – 16, 2012

D.V. Poda et al.

$\text{CdWO}_4$  crystal scintillators from enriched isotopes for double beta decay experiments

Int. Conf. on Luminescent Detectors and Transformers of Ioniz. Radiation LUMDETR'2012, Halle, Germany, September 10 – 14, 2012

N. Zhmak

Hadronic final states at HERA

ISMD2012, Кельце, Польща, 16 – 21 вересня 2012 р.

J.P. Blocki, A.G. Magner

Transport coefficients for a slow Fermi-particle motion

19th Nuclear Physics Workshop "Maria and Pierre Curie", Structure and Dynamics of Atomic Nuclei, Kazimierz Dolny, Poland, September 26 – 30, 2012

F.A. Ivanyuk, K. Pomorski

On the Poincare instability of rotating nuclei

19th Nuclear Physics Workshop "Maria and Pierre Curie", Structure and Dynamics of Atomic Nuclei, Kazimierz Dolny, Poland, September 26 – 30, 2012

F.A. Danevich

Study of neutrino properties and weak interaction in double beta decay experiments

Int. Conf. "Problems of Modern Physics", Karazin University, Kharkiv, Ukraine, October 26, 2012

Ф. Даневич

Сцинтилляторы для поиска  $2\beta$ -распада атомных ядер

Международная конференция "Инженерия сцинтилляционных материалов и радиационные технологии" - ИСМАРТ-2012, ОИЯИ, Дубна, Россия, 20 – 23 ноября 2012 г.

O.Yu. Okhrimenko, V.M. Pugatch, V.M. Yakovenko

LHCb Radiation Monitoring System performance in the year 2012.

LHCb Collaboration Meeting. CERN, Geneva, November 26, 2012

F.A. Ivanyuk

On the Scission Point Configuration of Fissioning Nuclei

THEORY-2: Scientific Workshop on the Nuclear Fission Dynamics and the Emission of Prompt Neutrons and Gamma Rays, Biarritz, France, November 28 – 30, 2012

V.M. Pugatch

TimePix measuring interference in nuclear reactions and restructuring in metals

MEDIPIX Collaboration Meeting. Geneva, CERN, November 28, 2012

### Атомна енергетика:

O.O. Gritzay

An ICERR from potential Ukrainian users' perspective

Технічна нарада з питань можливого створення центрів передового досвіду на базі високопотоківих дослідницьких реакторних установок, Франція, 9 – 12 квітня 2012 р.

O.O. Gritzay

Ukrainian Nuclear Data Centre Progress Report, 2011/12.

Технічна нарада МАГАТЕ «The International Network of Nuclear Reaction Data Centres (NRDC)», Париж, Франція, 16 – 20 квітня 2012 р.

O. Gritzay, N. Otsuka, V. Semkova, S.P. Simakov, V. Zerkin

EXFOR formats and rules: present status and proposals how to store neutron source data.

Технічна нарада МАГАТЕ «The International Network of Nuclear Reaction Data Centres (NRDC)», Париж, Франція, 16 – 20 квітня 2012 р.

O.O. Gritzay

Education and training at the Kyiv research reactor  
Регіональний семінар щодо освітньої та тренувальної практики на дослідницьких реакторах, Прага, Чехія, 3 – 7 червня 2012 р.

С.І. Азаров, Ю.В. Литвинов

Моніторинг радіоактивних продуктів розпаду при пожежі в об'єкті "Укриття"

Міжнародні наукові читання "Білі ночі" – 2012  
"Проблеми безпеки XXI століття та шляхи їх вирішення, Київ, 4 – 8 червня 2012 р.

V. Makarovskiy, V. Slisenko

The RRRFR Program Completion by KINR  
Workshop on Russian Research Fuel Return Program Lessons Learned, Tihany, Hungary, June 12 – 15, 2012

В.Л. Сидоренко, С.І. Азаров, С.А. Еременко  
Особенности воздействия продуктов сгорания и взрывов на артскладах на окружающую среду  
XXIV Международная научно-практическая конференция по проблемам пожарной безопасности, Балашиха, Россия, 3 – 4 июля 2012 г.

С.С. Драпей

Результати американко-українського співробітництва у сфері фізичного захисту, обліку та контролю ядерних матеріалів за 1997 - 2012 роки  
53-я міжнародна конференція INMM, Орlando, США, 13 – 23 липня 2012 р.

И.Н. Вишнеvский, В.И. Слисенко

Конверсия высокообогащенного топлива исследовательского реактора в рамках международной инициативы.

Научно-технический семинар-совещание «Развитие атомной энергетики России и Украины: фактор устойчивого межгосударственного сотрудничества», Сочи, Россия, 10 – 12 сентября 2012 г.

С.І. Азаров, Ю.В. Литвинов, В.Л. Сидоренко  
Екологічна безпека як складова національної безпеки України

2-й Міжнародний конгрес "Захист навколишнього

го середовища. Енергоощадність. Збалансоване природокористування", Львів, 19 – 22 вересня 2012 р.

С.І. Азаров, Ю.В. Литвинов, В.Л. Сидоренко, С.А. Еременко

Застосування радіохвильових методів контролю для виявлення пожежонебезпечного стану лісів  
II Міжнародна науково-практична конференція "Пожежна безпека: теорія і практика", Черкаси, 12 жовтня 2012 р.

С.І. Азаров, О.В. Азарова, В.Л. Сидоренко, О.Д. Гудович

Моделирование пожаров и взрывов в угольных шахтах и их последствия

II Міжнародна науково-практична конференція "Пожежна безпека: теорія і практика", Черкаси, 12 жовтня 2012 р.

O.O. Gritzay, A.K. Grymalo, V.A. Libman  
S.P. Volkovetskiy

Development of Neutron Filter Technique for High precision Nuclear Data Measurements

Технічна нарада МАГАТЕ «Use of Neutron Beams for High Precision Nuclear Data Measurements», Будапешт, Угорщина, 10 – 13 грудня 2012 р.

### Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство:

V.I. Sugakov

The peculiarities of formation of implanted atom concentration beyond the ion range

Workshop "Nonlinear effects in Materials under irradiation", South Africa, Pretoria, February 12 – 17, 2012

V. Revka, L. Chyrko, Yu. Chaikovskiy, Yu. Gulchuk

Estimation of RPV material embrittlement for Ukrainian NPP based on surveillance test data

Third International Conference on Nuclear Power Plant Life Management Salt Lake City, Utah, United States of America, 14 – 18 травня 2012

А.Я. Дзюблик

Возбуждение ядер при электронных переходах  
Российско-украинский семинар «Проблемы нескольких частиц с сильным и кулоновским взаимодействием», Киев, Украина, 30 – 31 мая 2012 г.

A.Ya. Dzyublik, V.Yu. Spivak

Mössbauer spectra of ferromagnets in radio-frequency magnetic field

International Conference "Problem in Theoretical Physics" dedicated to the 100<sup>th</sup> anniversary of Alexander Davydov, Kyiv, October 8 – 11, 2012

A.Ya. Dzyublik

Nuclear Excitation at Electron Transition

International Conference "Problem in Theoretical Physics" dedicated to the 100<sup>th</sup> anniversary of Alexander Davydov, Kyiv, October 8 – 11, 2012

V.I. Sugakov

Peculiarities of exciton condensed phase manifestation in quantum wells.

International Conference "Problem in Theoretical Physics" dedicated to the 100<sup>th</sup> anniversary of Alexander Davydov, Kyiv, October 8 – 11, 2012

Л.І. Чирко, В.М. Ревка, Е. Майборода, О.В. Тригубенко, Ю.В. Чайковський, Г.П. Гринченко, Р.В. Франков

Охрупчивание основного металла корпуса реактора энергоблока №2 Запорожской АЭС

XX Міжнародна конференція з фізики радіаційних явищ та радіаційного матеріалознавства, Крим, Алушта, Україна, 10 – 15 вересня 2012 р.

В.М. Буканов, І.М. Вишневський, В.І. Слісенко, Л.І. Чирко

Науковий супровід атомної енергетики

X-ий Міжнародний форум "Паливно-енергетичний комплекс України: сьогодні і майбутнє" 35 років атомної енергетики України - досягнення і перспективи Київ, 27 вересня 2012 р.

Ю.Я. Мешков, С.А. Котречко, Г.П. Зимица, В.М. Ревка

Связь между радиационно-индуцированными изменениями механических свойств корпусного металла и величиной радиационного ресурса корпуса реактора

Міжнародна науково-технічна конференція "Конструкційна міцність матеріалів і ресурс обладнання АЕС" (Ресурс-2012), Київ, 2 – 5 жовтня 2012 р.

В.М. Ревка, Л.І. Чирко, Ю.В. Чайковський  
Визначення референсної температури  $T_0$  для матеріалів корпусів реакторів ВВЕР-1000 в неопромінену стані

Міжнародна науково-технічна конференція "Конструкційна міцність матеріалів і ресурс обладнання АЕС" (Ресурс-2012), Київ, Україна, 2 – 5 жовтня 2012 р.

В.М. Ревка, О.В. Тригубенко, Ю.В. Чайковський, Л.І. Чирко

Особливості окрихчення металу корпусу реактора ЗАЕС-2

Міжнародна науково-технічна конференція "Конструкційна міцність матеріалів і ресурс обладнання АЕС" (Ресурс-2012), Київ, 2 – 5 жовтня 2012 р.

I.E. Anokhin, M. Lerch, M. Petasecca, A. Rozenfeld, O. Zinets

Response of Silicon Diodes for Synchrotron Radiation

IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Anaheim, CA, USA, October 27 – November 3, 2012.

### Фізика плазми:

А.Г. Борисенко

Источник бескапельных плазменных потоков для наноэлектроники

13-я Международная научно-практическая конференция «Современные информационные и электронные технологии, Одесса, Украина, 4 – 8 июня 2012 г.

I. Litovko, A. Goncharov, A.N. Dobrovolskiy, S.P. Dunets

The negatively charged particles focusing by positive space charge lens

39th EPS Conference on Plasma Physics, 2012, Stockholm, Sweden, June 21 – 25, 2012

V. Yavorskij, V. Goloborod'ko, A. Moskvitin, K. Schoepf

Fokker-Planck Model of spatial and velocity distributions of collisional loss of fast ion in tokamaks

39th EPS Conference on Plasma Physics, Stockholm, Sweden, July 2 – 6, 2012

О.А. Fedorovich, O. Kovalchuk, V. Pugatch, O. Okhrimenko, D. Storozhyk, V. Kiva, M. Campbell, X. Llopart, S. Pospisil, Y. Prezado, M. Renier  
Metal micro-detectors: development of "transparent" position sensitive detector for beam diagnostics

Alushta-2012 International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop "Nano- and micro-sized structures in plasmas", Alushta, Ukraine, September 17 – 22, 2012



O.A. Fedorovich

On the "enlightenment" nonideal, Hydrogen-oxygen plasma at a concentration of  $N_e \leq 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

Alushta-2012 International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop "Nano- and micro-sized structures in plasmas", Alushta, Ukraine, September 17 – 22, 2012

O.A. Fedorovich, L.M. Voitenko

On the influence of degree Hydrogen-oxygen non-ideal plasma Factors in decay

Alushta-2012 International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop "Nano- and micro-sized structures in plasmas", Alushta, Ukraine, September 17 – 22, 2012

Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, O.P. Fesenyuk

Geodesic acoustic mode and Alfvén eigenmodes in tokamaks with high  $q^2\beta$

Alushta-2012 International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop "Nano- and micro-sized structures in plasmas", Alushta, Ukraine, September 17 – 22, 2012

A.O. Moskvitin, V.O. Yavorskij, V.Ya. Goloborod'ko, Yu.K. Moskvitina, O.A. Shyshkin

Energy and pitch-angle distribution of the prompt losses in tokamak with non-circular cross-section

Alushta-2012 International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop "Nano- and micro-sized structures in plasmas", Alushta, Ukraine, September 17 – 22, 2012

Yu.K. Moskvitina, A.O. Moskvitin, O.A. Shyshkin, V.O. Yavorskij, V.Ya. Goloborod'ko

Energy and particle fluxes in presence of rmp in axisymmetric 2D tokamak plasmas

Alushta-2012 International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop "Nano- and micro-sized structures in plasmas", Alushta, Ukraine, September 17 – 22, 2012

P.V. Porytskyy

On the influence of metal impurities on the transport properties of multicomponent arc plasma

Alushta-2012 International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop "Nano- and micro-sized structures

in plasmas", Alushta, Ukraine, September 17 – 22, 2012

P.V. Porytskyy, P.D. Starchyk

On the influence of electrode erosion on the properties of nonideal plasma of underwater discharge

Alushta-2012 International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop "Nano- and micro-sized structures in plasmas", Alushta, Ukraine, September 17 – 22, 2012

Yu.K. Moskvitina, A.O. Moskvitin, O.A. Shyshkin, V. Yavorskij, K. Schoepf

Modelling of the effect of externally applied resonant magnetic perturbations on  $\alpha$ -particle dynamics in tokamak plasmas

24th Fusion Energy Conference, San Diego, USA, October 8 – 13, 2012

S.E. Sharapov, B. Alper, H.L. Berk, D.N. Borba,

B.N. Breizman, C.D. Challis, I.G.J. Classen,

E.M. Edlund, J. Eriksson, A. Fasoli,

E.D. Fredrickson, G.Y. Fu, M. Garcia-Munoz,

T. Gassner, K. Ghantous, V. Goloborodko,

N.N. Gorelenkov, M.P. Gryaznevich, S. Hacquin,

W.W. Heidbrink, C. Hellesen, V.G. Kiptily,

G.J. Kramer, P. Lauber, M.K. Lilley, M. Lisak,

F. Nabais, R. Nazikian, R. Nyqvist, M. Osakabe,

C. Perez von Thun, S.D. Pinches, M. Podesta,

M. Porkolab, K. Shinohara, K. Schoepf, Y. Todo,

K. Toi, M.A. van Zeeland, I. Voitsekhovich,

R.B. White, V. Yavorskij, ITPA EP TG, JET-EFDA Contributors

Energetic Particle Instabilities in Fusion Plasmas

24th Fusion Energy Conference, San Diego, USA, October 8 – 13, 2012

V.B. Taranov

Continuous symmetries and exact solutions to the Vlasov-Maxwell plasma models

Int. Conf. "Problems of Theoretical Physics", Kiev, Ukraine, October 8 – 11, 2012

V. Yavorskij, T. Gassner, V. Goloborod'ko,

A. Polevoi, K. Schoepf, S.E. Sharapov

Impact of Fusion Alpha Driven Current on the Magnetic Configuration of a Tokamak

24th Fusion Energy Conference, San Diego, USA, October 8 – 13, 2012

V.B. Taranov

Hydrodynamic reductions of the kinetic electron plasma model and their symmetries

8th Int. Conf. "Electronics and Applied Physics",  
Kyiv, Ukraine, October 24 – 27, 2012

О.А. Fedorovich, L.M.Voitenko

About the influence of the parameters of dense  
plasma on its decay coefficient at the electron con-  
centration  $10^{17} \text{cm}^{-3}$ ;  $\text{Ne} \leq 10^{22} \text{cm}^{-3}$

Научно - координационная сессия РАН «Иссле-  
дования неидеальной плазмы», Москва, Россия,  
4 – 7, декабря 2012 г.

### Радіоекологія та радіобіологія:

І.П. Дрозд, М.Ю. Гриджук

Новий методичний підхід до радіаційного захисту  
персоналу об'єктів атомної енергетики та  
промисловості

Міжнародна науково-практична конференція  
"Ольвійський форум – 2012: стратегії України в  
геополітичному просторі", м. Севастополь, 6 – 10  
червня 2012 р.

І.П. Дрозд, А.І. Липська, М.Ю. Гриджук

Оптимізація контрзаходів щодо радіаційного  
захисту персоналу та населення у випадку за  
проектної аварії на атомному реакторі

Міжнародна науково-практична конференція  
"Ольвійський форум – 2012: стратегії України в  
геополітичному просторі", м. Севастополь, 6 – 10  
червня 2012 р.

А.І. Липська, М.В. Желтоножська, В.І. Ніколаєв,  
Н.В. Куліч, О.О. Бурдо

Радіоекологічні умови зони відчуження ЧАЕС та  
інкорпорація радіонуклідів у дрібних гризунів із  
забруднених біотопів

Міжнародна науково-практична конференція  
"Ольвійський форум – 2012: стратегії України в  
геополітичному просторі", м. Севастополь, 6 – 10  
червня 2012 р.

М.В. Желтоножская, Н.В. Кулич

Исследование концентрации радионуклидов в  
образцах почвы, отобранной внутри аварийного  
блока ЧАЭС и в почвах прилегающих территории

Міжнародна науково-практична конференція  
"Ольвійський форум – 2012: стратегії України в  
геополітичному просторі", м. Севастополь, 6 – 10  
червня 2012 р.

А.І. Липська, О.О. Бурдо, В.І. Ніколаєв,  
Н.В. Куліч

Спектрометричні та цитогенетичні дослідження  
мишеподібних гризунів із радіаційнозабруднених  
територій

VIII Міжнародна науково-практична конферен-  
ція "Екологічна безпека: проблеми і шляхи ви-  
рішення" Алушта, Україна, 10 – 14 вересня  
2012 р.

М.В. Желтоножская, Н.В. Кулич, А.И. Липская  
Исследование изотопного состава горячих частиц  
из 4-го блока ЧАЭС

VIII Міжнародна науково-практична конферен-  
ція "Екологічна безпека: проблеми і шляхи ви-  
рішення" Алушта, Україна, 10 – 14 вересня  
2012 р.

В.В. Тришин, О.В. Гайдар

Створення бази даних для ядерної криміналістики  
в Україні

Нарада Об'єднаної робочої групи з Глобальної  
ініціативи протидії ядерному тероризму, Іспра,  
Італія, 2 – 6 жовтня 2012 р

L.K.Bezdrobna, L.V.Tarasenko, T.V.Tsyganok,  
Yu.O.Nosach, S.Yu.Nechayev, L.I.Shvayko Cytoge-  
netic indicators of workers involved in the new con-  
finement building in zone of 4th block of ChNPP. –  
11th LOWRAD International Conference on "The  
Effects of Low and Very Low Doses of Ionizing  
Radiation on Human Health and Biotopes", Lion,  
France, December 17 – 18, 2012

О. Burdo, D. Vishnevskiy, A. Lypska

Results of cytogenetic studies of murine rodents of  
the Chernobyl Exclusion Zone

11th LOWRAD International Conference on "The  
Effects of Low and Very Low Doses of Ionizing  
Radiation on Human Health and Biotopes", Lion,  
France, December 17 – 18, 2012

## Конференції, наради, проведені інститутом протягом року

### IV Міжнародна конференція «Актуальні проблеми ядерної фізики та атомної енергетики», 3 – 7 вересня 2012 р.

З 3 по 7 вересня 2012 року в м. Києві відбулася IV Міжнародна конференція «Актуальні проблеми ядерної фізики та атомної енергетики» (NPAE-Kyiv2012). Організатори конференції – Національна академія наук України, Інститут ядерних досліджень НАН України у співробітництві з Київським Національним університетом імені Тараса Шевченка. Організаційний та програмний комітети очолював директор Інституту ядерних досліджень НАН України академік НАН України І.М. Вишневський.

Конференція була присвячена широкому колу питань, пов'язаних з проблемами, перспективами та новітніми досягненнями в дослідженні колективних процесів в атомних ядрах, ядерних реакцій при низьких та високих енергіях, структури ядра, рідкісних ядерних процесів, науковим досягненням в галузі нейтронної та реакторної фізики, отриманні ядерних даних для науки і техніки, атомної енергетики, розвитку експериментальних установок та детекторної техніки, а також застосуванню ядерно-фізичних технологій в промисловості, медицині та різних галузях науки, техніки і промисловості.

Розглядалися наукові і практичні питання використання атомної енергії, розробки і застосування ядерних детекторів та використання ядерно-фізичних установок у наукових дослідженнях.

Конференція отримала міжнародне визнання і привернула увагу науковців і фахівців з багатьох країн світу. В конференції взяли участь 175 делегатів, в тому числі 34 учасники з Алжиру, Австрії, Бразилії, Канади, Лівії, Німеччини, Норвегії, Індії, Італії, Польщі, Румунії, Словаччини, Словенії, США, Франції, Японії, а також 36 учасники з країн колишнього СРСР. Україну на конференції представляли 105 провідних вчених з інститутів НАН України, закладів вищої освіти та науково-технічних установ Києва, Одеси, Чорнобиля, Сум, Ужгорода та Харкова.

На 5 пленарних засіданнях конференції було виголошено 19 доповідей, впродовж 5 днів працювало 3 паралельні секції, на яких було зроблено 180 усних доповідей. Працювало 2 стендові секції, на яких було представлено 44 наукові повідомлення.

Повну інформацію про конференцію розміщено на веб-сторінці [www.kinr.kiev.ua/NPAE-](http://www.kinr.kiev.ua/NPAE-)

[Kyiv2012/index.html](http://Kyiv2012/index.html) та на веб-сайті [www.npae2012.kiev.ua](http://www.npae2012.kiev.ua).

#### Доповіді на пленарних засіданнях

Shul'ga Nikolai. High energy wave packets in radiation by ultrarelativistic electrons in matter

Toke Jan. Surface boiling - An obvious but like no other decay mode of highly excited nuclei

Tang Xiaodong. How does the carbon fusion reaction happen in stars?

Betak Emil. Possibilities of statistical pick-up and knock-out in the pre-equilibrium (exciton model) nuclear reactions for the cluster emission

Ring Peter. On the way to a microscopic derivation of nuclear energy density functionals

Gridnev Konstantin. Extreme neutron rich sector of the nuclear chart: new horizons!

Lojewski Zdzislaw. Spontaneous fission of superheavy nuclei in macroscopic-microscopic model

Torresi Domenico. Resonance scattering experiments on thick gas target with the LNS radioactive beams

Shlomo Shalom. Modern energy density functional for properties of finite nuclei and nuclear matter

Karnaukhov Ivan. NSC KIPT neutron source based on the sub-critical assembly driven by accelerator

Royer Guy. Generalized liquid drop model and fission fusion alpha and cluster radioactivity and superheavy nuclei

Cherubini Silvio. Indirect methods and new techniques in nuclear astrophysics

Giuliani Andrea. Status and prospects of the search for neutrinoless double beta decay

Bernabei Rita. DAMA/LIBRA results and the perspectives of the second stage

Barabash Alexander. Double beta decay experiments: beginning of a new era

Poenaru Dorin. Cluster radioactivity and alpha decay of superheavy nuclei

Heinz Sophia. Superheavy element research at the velocity filter ship

Sobiczewski Adam. Predictive power of nuclear-mass models

Jenkovszky Laszlo. Reggeometry of lepton- and hadron-induced reactions

**Доповіді співробітників інституту  
на секційних засіданнях**

I.P. Dryapachenko, E.M. Mozhzhuhin, V.V. Ostashko, Yu.M. Pavlenko, O.I. Rundel, A.F. Sharov. Comparison of digital methods for storage, sorting and displaying of the spectrometric information

V.I. Zagrebaev, Yu.G. Teterev, V.I. Zhemenuk, G.V. Myshinsky, S.V. Mitrofanov.  $^6\text{He}$  ion source on the electron beam of MT-25 microtron

L.S. Martceniuk. Estimation of additional time of passage by identical particles of the quantum hole in view of exchange interaction of particles at movement of them towards each other

D.V. Bondarenko, N.V. Golembowska, T.V. Kovalinska, T.K. Lebska, T.M. Maevska, E.G. Mihneva, V.I. Sakhno. Experimental researches of the effectiveness of the usage of methods of applied nuclear physics for food production

M.V. Romaniuk. Meson photoproduction an-baryon resonances

V.M. Mokina, F.A. Danevich, V.V. Kobychyev, H. Kraus, V.B. Mikhailik, L.L. Nagornaya. Optimization of light collection from crystal scintillators for cryogenic experiments

Yu.Sorokin. The silicon tracking system of the cbm experiment: overview and development progress

A.P. Dolgolenko, L.S. Martceniuk. The superposition states in quantum systems radiation defects of semiconductor monocrystals

V.A. Plujko, O.M. Gorbachenko, E.P. Rovenskykh, V.A. Zheltonozhskii. E1 gamma-transitions in hot atomic nuclei

O.M. Gorbachenko, V.A. Plujko, B.M. Bondar, E.P. Rovenskykh, M.M. Zolko. Effect of collective states on nuclear level density and nuclear reaction observables

V.M. Kolomietz and S.V. Radionov. Non-markovian diffusion over a potential barrier in the presence of periodic time modulation

V.I. Abrosimov, D.M. Brink, A. Dellafiore and F. Matera. Pairing collective excitations in nuclei: a semiclassical approach the shape transitions in rotating nuclei

F.A. Ivanyuk, K. Pomorski and J. Bartel. The shape transitions in rotating nuclei

V. Pugatch. Beauty and charm physics at the large hadron collider

M.S. Borysova, Yu. Karpenko and Yu.M. Sinyukov. Influence of tubular initial conditions on pion spectra in A + A collisions

V. Iakovenko on behalf of LHCb. Measurement of  $B_s^0 \rightarrow \Phi\Gamma$  branching fraction in LHCb experiment

T.V. Obikhod Searching for physics beyond the standard model at the LHC

V. Iakovenko on behalf of LHCb. Rare b decays at LHCb experiment

O.O. Gritzay, V.A. Libman, S.P. Volkovetskyi. Based on manganese filtered neutron beam at the Kyiv research reactor

O.O. Gritzay, A.K. Grymalo, V.V. Koloty, V.A. Pshenychnyi, V.P. Shakhov, V.M. Venedyktov. Determination of total neutron cross section of CR-52 with using average energy shift method for filtered neutron beam

O.O. Gritzay and M.M. Vakulenko. Development of the code for filter calculation

V.M. Khotyayintsev, A.V. Aksenov, O.M. Khotyayintseva, V.M. Pavlovich. Neutron flux oscillations in the travelling wave reactor

S.P. Volkovetskyi, O.O. Gritzay, V.A. Libman. The averaged cross sections of natural carbon in the energy region 90-160 keV

O.M. Khotyayintseva, V.M. Pavlovich, V.M. Khotyayintsev. The feedback to power effect in the traveling wave reactor

V.O. Babenko, V.I. Gulik and V.M. Pavlovych. The optimal geometric characteristics of two-zone subcritical systems for different fuel compositions

V.M. Pavlovych, A.I. Sanzhur and S.A. Storozhenko. Two-group approximation for the neutron noise analysis.

S.Yu. Mezhevych, A.T. Rudchik, K. Rusek, E.I. Koshchy, S. Kliczewski, V.M. Kyryanchuk, A.A. Rudchik, S.B. Sakuta, R. Siudak, B. Czech, J. Choiński, A. Szczurek.  $^{10}\text{Be} + ^{15}\text{N}$  potential from  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{15}\text{N}$  reaction analysis

A.T. Rudchik, V.Yu. Kanishchev, Val.M. Pirnak, A.A. Rudchik, O.A. Ponkratenko, S. Kliczewski, E.I. Koshchy, K. Rusek, V.A. Plujko, A.V. Mokhnach, J. Choiński, B. Czech, R. Siudak, A. Szczurek.  $^{11}\text{B} + ^8\text{Be}$  optical potential from  $^7\text{Li}(^{12}\text{C}, ^{11}\text{B})^8\text{Be}$  reaction analysis

S. Yu. Mezhevych, A. T. Rudchik, K. Rusek, E. I. Koshchy, S. Kliczewski, V. M. Kyryanchuk, A.A. Rudchik, S.B. Sakuta, R. Siudak, B. Czech, J. Choiński, A. Szczurek.  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^7\text{Li})^{18}\text{O}$  reaction mechanism

A.T. Rudchik, K.A. Chercas, A.A. Rudchik, E.I. Koshchy, S. Kliczewski, K. Rusek, S.Yu. Mezhevych, Val.M. Pirnak, V.A. Plujko, O.A. Ponkra-

tenko, J. Choiński, B. Czech, R. Siudak, A. Szczurek.  ${}^6\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{O}){}^7\text{Li}$  reaction mechanism and  ${}^7\text{Li} + {}^{17}\text{O}$  potential

S.Yu. Mezhevych, A.T. Rudchik, K. Rusek, E.I. Koshchy, S. Kliczewski, V.M. Kyryanchuk, A.A. Rudchik, S.B. Sakuta, R. Siudak, B. Czech, J. Choiński, A. Szczurek.  ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{N}$  potential from  ${}^{14}\text{C}({}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^{16}\text{N}$  reaction analysis

N.A. Pilipenko, V.Yu. Denisov. Capture cross section for systems leading to element 120

A.T. Rudchik, V.Yu. Kanishchev, Val.M. Pirnak, A.A. Rudchik, O.A. Ponkratenko, S. Kliczewski, E. I. Koshchy, K. Rusek, V.A. Plujko, A.P. Ilyin, J. Choiński, B. Czech, R. Siudak, A. Szczurek, V.V. Uleshchenko. Elastic and inelastic scattering of the 115 MeV  ${}^{12}\text{C}$  ions by  ${}^7\text{Li}$

A.T. Rudchik, R.M. Zelinsky, Val.M. Pirnak, A.A. Rudchik, S. Kliczewski, E. I. Koshchy, K. Rusek, V.A. Plujko, O.A. Ponkratenko, S.Yu. Mezhevych, A.P. Ilyin, J. Choiński, B. Czech, R. Siudak, A. Szczurek, V.V. Uleshchenko. Elastic and inelastic scattering of 114 MeV  ${}^{18}\text{O}$  ions by  ${}^6\text{Li}$

A.T. Rudchik, K. Rusek, S. Kliczewski, E.I. Koshchy, Val.M. Pirnak, E. Pjasecki, I. Strojek, A. Trzcińska, J. Choiński, B. Czech, A.A. Rudchik, A. Stolarz. Elastic and inelastic scattering of  ${}^{15}\text{N}$  ions by  ${}^{12}\text{C}$  at 81 MeV

V.O. Nesterov. Influence of the Pauli principle and polarization on  ${}^{16}\text{O}+{}^{16}\text{O}$  interaction potential

A.T. Rudchik, O.V. Gerashchenko, A.A. Rudchik, E.I. Koshchy, S. Kliczewski, K. Rusek, S.Yu. Mezhevych, Val.M. Pirnak, O.A. Ponkratenko, V.A. Plujko, A.P. Ilyin, J. Choiński, B. Czech, R. Siudak, A. Szczurek, V.V. Uleshchenko. Elastic and inelastic scattering of the 80 MeV  ${}^{14}\text{N}$  ions by  ${}^7\text{Li}$

O.A. Ponkratenko, Yu.O. Shyrma. Energy dependent optical potential from  ${}^{16}\text{O}+{}^{12}\text{C}$  elastic scattering

O.O. Beliuskina, V.I. Grantsev, K.K. Kisurin, S.E. Omelchuk, Yu.S. Roznyuk, B.A. Rudenko, V.S. Semenov, L.I. Slusarenko, B.G. Struzhko. Inelastic collision of deuterons with tritons

A.T. Rudchik, O.V. Gerashchenko, A.A. Rudchik, E.I. Koshchy, S. Kliczewski, K. Rusek, S.Yu. Mezhevych, Val.M. Pirnak, O.A. Ponkratenko, V.A. Plujko, J. Choiński, B. Czech, R. Siudak, A. Szczurek. Mechanism of  ${}^7\text{Li}({}^{14}\text{N}, {}^{15}\text{N}){}^6\text{Li}$  reaction at 80 MeV

S.P. Maydanyuk. Model of bremsstrahlung emission accompanying interactions between protons and nuclei from low up to intermediate energies

V. Pugatch, M. Campbell, C. Grania, X. Llopart, S. Pospisil, O. Kovalchuk, V. Kyva, Ya. Nikolaiko,

O. Okhrimenko, V. Ostashko, Yu. Pavlenko, M. Pugatch, D. Storozhyk. New features of the experimental studies of three-particle nuclear reactions at low energies

V.V. Davydovskyy, A.D. Foursat. Reaction  ${}^{12}\text{C}(d,pn){}^{12}\text{C}$  at 56 MeV in the diffraction approximation

Yu.N. Pavlenko, V.M. Pugatch, V.L. Shablov, V.V. Ostashko, O.K. Gorpnich, I.P. Dryapachenko. Results and perspectives of experimental studies of multi-particle reactions with light nuclei at low energies

V.L. Shablov, Yu.N. Pavlenko, N.L. Doroshko, A.V. Mikhailov. Scattering properties of two-fragment resonances produced in multiparticle nuclear reactions

V.S. Olkhovsky, S.A. Omelchenko. The space-time description of interference phenomena in nuclear reactions with three particles in the final channel

V.L. Litnevsky, F.A. Ivanyuk, G.I. Kosenko and V.V. Pashkevich. The two step reaction model for the yield of Hg isotopes

V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, N.L. Doroshko, T.I. Lokot'ko, S.A. Omelchenko. On cross sections and durations of neutron-nucleus scattering near one-two resonances distorted by the non-resonant background in the system of the center of mass and in the laboratory system

V.Yu. Denisov. Unified model for alpha-decay and alpha-capture

A.A. Kurteva. Beta-decay  ${}^{231}\text{Th}$ ; About the nature of suppression of weak forces in nuclei

N.F. Mitrokhovich, V.T. Kupryashkin, L.P. Sidorenko. Correlation researches of an outgoing directions "shake-off" electron and positron at b+-decay

V.M. Kolomietz, S.V. Lukyanov and A.I. Sanzhur. Curved and diffuse interface effects on the nuclear surface tension

O.M. Povoroznyk, V.S. Vasilevsky. Experimental and theoretical analysis of the resonance spectrum in  ${}^6\text{He}$ .

J.P. Blocki, A.G. Magner, and A.A. Vlasenko. Nuclear asymmetry energy, neutron skin and isovector stiffness

A.Ya. Dzyublik. Nuclear excitation at electron transition

V.M. Kolomietz, S.V. Lukyanov and A.I. Sanzhur. Nucleon distribution in nuclei beyond beta-stability line

I.N. Vyshnevsky, S.S. Drapey, V.A. Zheltonozhsky, A.M. Savrasov. Penetration effects in the E1 and E2 hindered transitions in the Sn nuclei

V.Yu. Denisov. Polarized electric dipole moment of well-deformed reflection asymmetric nuclei

A.P. Kobushkin and Ya.D. Krivenko-Emetov. The two-photon exchange in  $d(e, e')d'$  scattering of longitudinally polarized electrons on polarized deuterons

V.N. Bukanov, V.L. Diemokhin, O.V. Grytsenko, V.V. Ilkovych, O.G. Vasylieva. Development of surveillance specimen dosimetry experiment at Unit 3 of Rivne NPP

V. Revka, L. Chyrko, Yu. Chaikovskiy, O. Trygubenko. Different approaches to estimation of RPV material embrittlement

V.N. Bukanov, V.L. Diemokhin, O.V. Grytsenko, A.M. Pugach, S.M. Pugach, O.G. Vasylieva, V.V. Ilkovych. Dosimetry of VVER-1000 reactor pressure vessel and surveillance specimens at Ukrainian NPPs

T.V. Kovalinska, N.V. Khalova, I.A. Ostapenko, V.I. Sakhno, I.M. Vyshnevskyy, A.G. Zelinskyy. The improvement of KINR NASU experimental base and methods of nondestructive control of functional characteristics of nuclear power stations' equipment and materials

S.N. Pelykh, M.V. Maksimov. VVER-1000 fuel rearrangement optimization taking into account both fuel cladding durability and burnup

S.N. Fedotkin. Atomic ionization at positron-electron annihilation at  $\beta^+$  - decay

V.V. Kobychев for the DarkSide. Collaboration DarkSide program of direct dark matter searches

P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, S. d'Angelo, A. Incicchitti, G.P. Kovtun, N.G. Kovtun, M. Laubenstein, D.V. Poda, O.G. Polischuk, A.P. Shcherban, D.A. Solopikhin, J. Suhonen, V.I. Tretyak. Double beta processes in  $^{96}\text{Ru}$  and  $^{104}\text{Ru}$

A.S. Barabash, P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, V. Caracciolo, S. Castellano, D.M. Chernyak, R. Cerulli, F.A. Danevich, E.N. Galashov, A. Incicchitti, V.V. Kobychев, S.I. Konovalov, M. Laubenstein, D.V. Poda, R.B. Podvivanuk, O.G. Polischuk, V.N. Shlegel, V.I. Tretyak, V.I. Umatov, Ya.V. Vasiliev. First results of the experiment to search for double beta decay of  $^{116}\text{Cd}$  with the help of enriched  $^{116}\text{CdWO}_4$  crystal scintillators

P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, S. d'Angelo, A. Incicchitti, G.P. Kovtun, N.G. Kovtun, M. Laubenstein, D.V. Poda, O.G. Polischuk, A.P. Shcherban, D.A. Solopihin, V.I. Tretyak. First search for double beta decay of osmium by low background HPGe detector

V.I. Kirischuk and M.V. Strilchuk. New observations for the triggering of  $^{178}\text{M}_2\text{Hf}$  isomer embedded in Ta matrix by 25 keV electrons

A.M. Dovbnya, S.S. Kandybei, V.I. Kirischuk and Yu.M. Ranyuk. New observations for the triggering of  $^{178}\text{M}_2\text{HF}$  isomer embedded in Ta matrix by 30 keV electrons

V.V. Kobychев on the behalf of AMoRE Collaboration. The AMoRE experiment for investigation of double beta decay of  $^{100}\text{Mo}$

## **X Українська конференція з обліку та контролю ядерного матеріалу, 10-14 вересня 2012 р.**

Десята щорічна українська конференція з обліку та контролю ядерного матеріалу проходила з 10 по 14 вересня 2012 р. в Учбовому центрі з фізичного захисту обліку та контролю ядерних матеріалів імені Джорджа Кузьмича Інституту ядерних досліджень НАН України (м. Київ). Конференція була організована та проведена Учбовим центром з фізичного захисту обліку та контролю ядерних матеріалів спільно з Міністерства США та Об'єднаним дослідницьким центром Європейської Комісії. Програма конференції охоплювала всі актуальні для України напрямки в галузі обліку та контролю ядерного матеріалу. Участь у конференції дала можливість спеціалістам з обліку та контролю ядерного матеріалу

українських АЕС, дослідницьких інститутів, державних органів та інших організацій, обмінятися досвідом, обговорити актуальні питання, які хвилюють усіх учасників. Інформацію про конференцію розміщено на веб-сторінці <http://www.mpca.kiev.ua/confer.htm>

Учасниками конференції були 93 особи, що представляли 9 країн світу, Євросоюз та МАГАТЕ. На конференції було заслухано 41 доповідь, а саме:

A.E. Новиков. Анализ некоторых аспектов реализации Дополнительного протокола

O.M. Онищенко. Професійна підготовка та підвищення кваліфікації фахівців з фізичного захисту ядерних матеріалів

В.И. Бойко, М.Е.Силаев. Состояние и перспективы развития образовательных программ по УКиФЗ в Томском политехническом университете

Д.В. Волнистов. Система подготовки российских специалистов в области учета и контроля ядерных материалов в УМЦУК

И.А.Цильковский, А.В. Калмазан. Подготовка специалистов в области физической защиты на базе АНО «Сибирский институт повышения квалификации»

Д.А. Черкашин, В.А. Кирияченко. Создание Лаборатории системы контроля и управления доступом при Севастопольском национальном университете ядерной энергии и промышленности

Н.Э. Кравченко. Обзор рекомендаций МАГАТЭ (Серия изданий МАГАТЭ по физической ядерной безопасности №15, 2011 г.) по ядерной безопасности ядерных и других радиоактивных материалов, вышедших из под регулирующего контроля

Marius Urvakis. Development of Physical Protection Regulation in Lithuania

О.Б. Гурко. Физическая защита ядерных объектов в нормативно-правовых требованиях

Л.Л. Волівач. Роль внутрішніх військ МВС України в системі фізичної ядерної безпеки держави

Л.М. Салий. О роли человеческого фактора в управлении физической ядерной безопасностью

Виктор Пащенко Взгляд инспектора – защита против угрозы внутреннего нарушителя

Е.И. Катунин, М.В. Бродягин. Особенности внедрения и применения инженерно-технических средств системы физической защиты при реализации проекта по модернизации системы физической защиты объекта "Укрытие" ДСП ЧАЭС

Klaus Luetzenkirchen. Nuclear safeguards and forensics at ITO

С.Д. Лопатин. Применение интегрированных гарантий в Украине

Michael Browne. CHNPP safeguards lessons learned and potential applications to Fukushima Daiichi (1F) MPC&A issues

Fabian Rorif. Principles and Design of a State-level Integrated Safeguards Approach: Implementation in Ukraine

Keiichiro Hori. Overview of mid- and long-term roadmap towards the decommissioning and the challenges of nuclear material management at Fukushima Daiichi nuclear power station

И.Р. Жебет. Модернизация системы физической защиты ОП ЮУАЭС. Проблемы и решения

В.А. Розум. Подходы и методы, использованные при создании проекта реконструкции комплекса инженерно-технических средств реакторного отделения энергоблока №1 Хмельницкой АЭС

А.А.Досимбаев. Организация учета, контроля и физической защиты в Институте ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан при отправке отработанного ядерного топлива в страну происхождения

І.Я. Дерлюк, Ю.П. Солтис. Досвід ВП «Рівненська АЕС» з приведення діяльності з забезпечення фізичного захисту у відповідність до «Порядку експлуатації інженерно-технічних засобів систем фізичного захисту ядерних установок, об'єктів, призначених для поводження з радіоактивними відходами, іншими джерелами іонізуючого випромінювання»

В.К. Кулинич. Использование современных технических средств в системах физической защиты

С.П. Клімов, Ю.В. Калько. Організація та забезпечення інспекційної діяльності МАГАТЄ щодо застосування інтегрованих гарантій в умовах ВП ЗАЕС

М.А. Волков, Л.Л. Волівач. Впровадження культури захищеності в підрозділах внутрішніх військ МВС України з охорони ядерних установок

Е.В. Арсенина. Опыт проведения оценки состояния системы учета и контроля ядерных материалов

Г.Ж. Елигбаева. Государственная система учета и контроля ядерных материалов в Республике Казахстан

С.А. Богданов. Совершенствование системы УиК ЯМ в ГНЦ РФ-ФЭИ

М.А. Харитоновна. Опыт реализации требований Дополнительного протокол

В.Ю. Демьяненко, А.Н. Савченко, Т.Е. Кузнецова. Применение современных технических средств в системах физической защиты

И.В. Омелянов, С.М. Боришкевич. Выполнение гарантий МАГАТЭ на Ривненской АЭС

Т. Г. Луданова, В. Н. Макаровский, В. И. Лисенко. Применение гарантий, учет и контроль ЯМ, физическая защита при вывозе высокообогащенного облученного ядерного топлива с исследовательского реактора ВВР-М Института ядерных исследований НАН Украины

К.В. Константінова. Стан виконання завдань Міненерговугілля України щодо забезпечення функціонування державної системи обліку та контролю ядерних матеріалів



Н.М. Клос. Вдосконалення порядку державного фінансування фізичного захисту ядерних установок та ядерних матеріалів

Д.В. Кутний, Г.В. Зима, С.А. Ванжа, В.А. Михайлов. Об основных составляющих системы измерений на установке

В.Н. Дмитра. Обращение с отработавшим ядерным топливом на ЮУАЭС

А.В. Медведев, С.А. Ванжа, Д.В. Кутний, Ф.В. Белкин. Методы оценки активности изотопов урана при транспортировке и учете малых количеств

Д.А. Захарьевич, Ю.Н. Курьлева, А.И. Шумихина. Моделирование сокращенного процесса обращения с РАО и ОЯТ

### **Нарада учасників цільової комплексної програми НАН України «Астрофізичні і космологічні проблеми прихованої маси і темної енергії Всесвіту (Космомікрофізика-2)», 21-22 листопада 2012 р.**

21-22 листопада 2012 р. в Інституті ядерних досліджень НАН України була проведена нарада учасників цільової комплексної програми НАН України «Астрофізичні і космологічні проблеми прихованої маси і темної енергії Всесвіту (Космомікрофізика-2)». Програма виконувалась 3 роки ученими з різних інститутів і університетів України. Метою програми були астрономічні, астрофізичні, лабораторні дослідження темної матерії та темної енергії у Всесвіті. У нараді прийняли участь 28 учених з провідних наукових установ України. До учасників наради із привітаннями звернулися директор Інституту ядерних досліджень академік НАН України І.М. Вишневський, академіки НАН України, члени Президії НАН України Я.С. Яцків та В.М. Локтев. Із вступним словом виступив керівник програми академік НАН України В.М. Шульга. На нараді було виголошено 12 усних та представлено 14 стендових доповідей. Повну інформацію про нараду розміщено на веб-сторінці <http://lpd.kinr.kiev.ua/kmf12/>

#### **Доповіді на пленарних засіданнях:**

Ф.А. Даневич. Дослідження нейтрино і пошуки темної матерії

В.О. Пелих. Огляд частини досліджень за темою, що виконувалась у ІППММ: групова класифікація моделей аксіонної електродинаміки; відкриття та дослідження ультрарелятивістської

спін-гравітаційної взаємодії; проблеми гравітаційної енергії і спінорні поля

Ю.В. Штанов. Основні наукові результати за темою "Космологічні і астрофізичні тести фундаментальної фізики

В.С. Цветкова, В.М. Шульга. Использование явления гравитационного линзирования для поиска темной материи во Вселенной: итоги работ по программе

В.І. Жданов. Темна матерія, темна енергія та гравітаційні лінзи: результати та перспективи

О.І. Жук. Проблемні аспекти багатовимірних моделей

М. Ейнгорн. Динаміка Всесвіту всередині комірки однорідності

І.Б. Вавилова. Властивості баріонної і небаріонної матерії в галактиках і скупченнях галактик. Звіт за 2010-2012 р.

Б.С. Новосядлий. Стан та перспективи встановлення природи темної енергії на основі наземних та космічних експериментів

П.Н. Федоров, В.М. Шульга. Каталог ХРМ как инструмент для изучения кинематики галактики

Б.І. Гнатик. Астрофізика космічних променів: космологічний аспект «Космомікрофізика»

В. Кобичев. Пропозиції супутникових і підземних експериментів в рамках Програми космічних досліджень НАН України

### **Щорічна наукова конференція ІЯД НАН України, 28 січня – 1 лютого 2013 р.**

З метою підбиття підсумків наукової діяльності інституту за рік у ІЯД НАН України проводяться Щорічні наукові конференції. Чергова конференція відбулася 28 січня – 1 лютого

2013 р. На конференції були представлені основні напрямки роботи інституту, а саме:

1. Ядерна фізика.
2. Атомна енергетика.

3. Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство.

4. Теорія термоядерного синтезу та фізика плазми.

5. Радіоекологія та радіобіологія.

У конференції взяли також участь фахівці з інших наукових установ України.

Були проведені пленарні засідання з оглядовими доповідями (30 хв.), та секційні паралельні засідання з оригінальними повідомленнями (10–15 хв.). Крім того, частину наукових робіт було представлено на стендовій секції.

Повну інформацію про конференцію розміщено на веб-сторінці

[http://www.kinr.kiev.ua/Annual\\_Conferences/KINR2013/](http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2013/)

**Доповіді на пленарних засіданнях:**

О.Я. Дзюблик. Збудження ядер електронним переходом (NEET).

І.П. Дрозд. Хронічний вплив іонізуючої радіації на ссавців та людину.

Л.І. Чирко. Металознавчий супровід стану металу корпусів ядерних реакторів в Україні

## МІЖНАРОДНЕ НАУКОВЕ ТА НАУКОВО-ТЕХНІЧНЕ СПІВРОБІТНИЦТВО

Впродовж 2012 року інститут здійснював пряме співробітництво з 11 зарубіжними науковими ядерними центрами та установами, а саме: Національним інститутом ядерної фізики (INFN, Італія), Національною лабораторією Гран Сассо (Італія), університетом Флоренції (Італія), Міланським університетом (Італія), а також з Інститутом ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського (м. Краків, Польща), Інститутом ядерних досліджень (м. Варшава, Польща), DESY (м. Гамбург, Німеччина) в рамках міжнародного проекту HERA-B, CERN (м. Женева, Швейцарія) згідно з міжнародною колаборацією LHCb, GSI (м. Дармштадт, Німеччина), Національним університетом м. Сеула (Південна Корея), Міністерством енергетики США та науковими центрами та інститутами Російської Федерації.

В 2012 році широка ефективна міжнародна діяльність проводилась у відділі фізики лептонів.

В рамках співпраці з групою DAMA (університети Риму „Ла Сапінца” і „Тор Вергата” та відповідні їм секції Національного інституту ядерної фізики, Національна лабораторія Гран-Сассо, Італія; участь ІЯД НАН України відображена на сайті колаборації <http://peopleroma2.infn.it/~dama/web/members.html>) проводилися дослідження подвійного бета-розпаду, рідкісних альфа- та бета-розпадів, пошук гіпотетичних процесів та частинок, велась розробка низькофонових детекторів для дослідження рідкісних ядерних розпадів.

В рамках колаборації BOREXINO (Італія, Німеччина, США, Франція, Польща, Росія, Україна: [http://borex.lngs.infn.it/pbook/Borexino\\_Collaboration.php](http://borex.lngs.infn.it/pbook/Borexino_Collaboration.php)) вимірювались потоки нейтрино від Сонця, від прискорювача в ЦЕРН, з надр Землі (так звані геонейтрино), досліджувались рідкісні ядерні та суб'ядерні процеси (пошук сонячних аксіонів, порушення принципу Паулі, тощо).

В рамках проекту SuperNEMO (Франція, Велика Британія, США, Росія, Іспанія, Японія, Чехія, Фінляндія, Україна, Польща, Словаччина: <http://nemo.in2p3.fr/collaboration/>) велась підготовка великомасштабного експерименту з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду  $^{82}\text{Se}$  з чутливістю до маси нейтрино на рівні 0,05 – 0,1 еВ. Зокрема, розроблено детектор для високочутливого вивчення радіоактивної забрудненості зразків селенової фольги та калориметр для майбутнього експерименту.

Учені відділу фізики лептонів брали участь у колаборації AMoRE (Республіка Корея, Російська Федерація, Україна, Китайська Народна Рес-

публіка і Федеративна Республіка Німеччини, веб-сайт колаборації: <http://q2c.snu.ac.kr/DBD/>), метою якої є здійснення великомасштабного експерименту з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  за допомогою сцинтиляційних кристалів молібдату кальцію.

Відділ бере активну участь у колаборації EURECA (Велика Британія, Німеччина, Франція, ЦЕРН, ОІЯД Дубна, Україна, Іспанія). Наукова участь відділу відображена на сайті колаборації: <http://www.eureca.ox.ac.uk/>. Співробітники відділу ведуть розробку та дослідження ряду перспективних напрямків з метою можливого використання в експерименті сцинтиляційних кристалів.

Була продовжена співпраця з відділенням Національного інституту ядерної фізики Італії у Флоренції з дослідження відгуку сцинтиляційних детекторів вольфрамату кадмію до іонів та низькоенергетичних електронів.

Триває плідна співпраця співробітників відділу фізики лептонів з Центром ядерної спектроскопії та мас-спектрометрії (м. Орсе, Франція) з метою розробки радіоактивно чистих сцинтиляційних болометрів молібдату цинку для високочутливого експерименту з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  в рамках проекту LUMINEU.

Ведуться розробки методів вимірювання та дослідження наднизьких рівнів радіоактивного забруднення ізотопно збагачених матеріалів та детекторів для пошуку подвійного бета-розпаду в рамках проекту ISOTTA: <http://isotta.in2p3.fr/> (проект Європейської структури ASPERA).

Активно продовжувалось міжнародне співробітництво у відділі фізики високих енергій.

На великому адронному колайдері (ЦЕРН, Женева) виконано фізичні дослідження зіткнень протонів з протонами при енергії 7 та 8 TeV (с.ц.м) в експерименті LHCb.

Вперше спостережено розпад В-мезонів, складених із charm- та beauty-кварків, по чотиричастинковому каналу ( $B_c \rightarrow J/\psi + 3\pi$ ) з утворенням charm-мезону та трьох  $\pi$ -мезонів. Результати вимірювань надали можливість селекції серед численних теоретичних моделей, такої, що найближче відтворює результати експерименту.

У 2012 р. за допомогою системи радіаційного моніторингу (СРМ), створеної співробітниками ІЯД НАН України, для виключення непередбаченого радіаційного ушкодження кремнієвих сенсорів та мікроелектроніки внутрішнього трекера, а також для моніторингу світимості експерименту LHCb була виміряна доза, поглинута кре-

мнієвими сенсорами внутрішнього трека експерименту LHCb.

В рамках розробки елементів детекторної системи експерименту CBM (FAIR, Дармштадт) в експериментах на тестових пучках та в лабораторних дослідженнях встановлено, що двосторонні кремнієві мікростріпові детектори типу CBM04 за своїми технічними характеристиками (зокрема, радіаційною стійкістю) відповідають вимогам побудови на їхній основі кремнієвої трекової системи.

Спільно з лабораторією плазмових технологій розроблено та виготовлено перші модулі мікростріпових металевих детекторів із змінним кроком (до 2 мк) стріпів та виконано поставку першої партії детекторів (5 шт.) на замовлення фірми DLS (DIAMOND LIGHT SOURCE, Велика Британія).

В 2012 р. співробітники відділу теорії ядра проводили спільні наукові дослідження з Циклотронним інститутом Техаського університету (м. Коледж-Стейшен, Техас, США), Національним інститутом ядерної фізики (м. Флоренція, Італія), Оксфордським університетом (Велика Британія), Університетом ім. М. Кюрі-Склодовської (м. Люблін, Польща), університетом Бордо-1 (м. Бордо, Франція), Інститутом ядерних проблем (м. Варшава, Польща), Міжнародним агентством з атомної енергії (м. Відень, Австрія).

Отримано коефіцієнти інерції та ядерного тертя у квазікласичному наближенні для мультипольних коливань ядерної поверхні, статистичні розподіли відстаней між рівнями в потенціалі Вудса - Саксона та коефіцієнти ядерної енергії симетрії; запропонована раніше модель для опису реакцій злиття-поділу, узагальнена шляхом врахування довільної початкової орієнтації налітаючих іонів; визначена форма та енергія деформації важких ядер вздовж лінії поділу; в енергії деформації враховано краплинну та оболонкову компоненти; в квазістатичному наближенні розраховано виходи фрагментів поділу та їхня кінетична енергія.

Протягом 2012 р. успішно продовжувалось співробітництво відділу ядерних реакцій з рядом наукових установ Росії.

В рамках співробітництва з Об'єднаним інститутом ядерних досліджень (м. Дубна, Росія) проводились дослідження властивостей легких нейтронно-надлишкових ядер в реакціях із вторинними пучками.

У співпраці з колективом Лабораторії ядерних реакцій ім. Г.М. Фльорова (ОІЯД, м. Дубна, Росія) продовжувались спільні дослідження структури легких радіоактивних ядер, зокрема  ${}^6\text{He}$  та  ${}^9\text{Li}$ .

Успішно продовжувалось співробітництво з науково-дослідним інститутом ядерної фізики МДУ (м. Москва, Росія), в рамках якого із застосуванням супермультиплетної потенціальної моделі взаємодії найлегших кластерів виконувався аналіз диференціальних перерізів реакцій  $d + d$ ,  $d + {}^3\text{H}$ .

Відновилося співробітництво з Інститутом атомної енергетики (м. Обнінськ, Росія). У рамках цього співробітництва досліджувались властивості неізольованого розпаду резонансів  ${}^8\text{Be}$  в реакції  ${}^{11}\text{B}(p, \alpha\alpha)\alpha$  та  ${}^5\text{He}$  і  ${}^8\text{Be}$  в реакції  ${}^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$  при низьких енергіях пучків протонів і дейтронів.

У відділі фізики твердого тіла в рамках проекту Вісбі (Visby) (Швеція) «Nanoscale Architectures for Bioanalytical Applications» розраховано підсилення поглинання світла LH2-комплексами фотосинтезуючих бактерій в присутності наночастинки золота.

За договором про співробітництво з університетом м. Осака (Японія) проведено моделювання методом Монте-Карло фазових перетворень в системі нестабільних частинок.

Продовжувалось співробітництво з університетами м. Баєр (Німеччина) та м. Лінца (Австрія) з теоретичного дослідження стрибкової рухливості носіїв заряду та триплетних екситонів в неупорядкованих органічних напівпровідниках.

Відділ фізики важких іонів у 2012 р. продовжував співробітництво з Російським дослідницьким центром «Інститут ім. І.В. Курчатова» (м. Москва), Об'єднаним інститутом ядерних досліджень (м. Дубна), Інститутом ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського (м. Краків), Інститутом ядерних проблем ім. А. Солтана (м. Варшава), Лабораторією важких іонів Варшавського університету, з університетом штату Флорида (м. Таллахассі, США) з дослідження ядерних реакцій з важкими іонами.

Відділ теорії ядерного синтезу здійснював плідну міжнародну співпрацю з Інститутом теоретичної фізики університету м. Інсбрук (Австрія) та Калемським центром з термоядерного синтезу, JET (Велика Британія).

За минулий рік було розроблено аналітичну модель та отримано функцію розподілу швидких іонів, що втрачаються в токамаках. З посиланням на цю модель було проведено розрахунки просторово-енергетичних розподілів потоку іонів на першу стінку токамака-реактора JET (Велика Британія).

Створено числові алгоритми для аналізу впливу МГД-нестійкостей на поведінку швидких іонів в токамаках.

Розроблено та впроваджено числовий метод

розрахунків коефіцієнтів радіальної дифузії швидких іонів в токамаках при наявності електромагнітних збурень.

Розроблено та протестовано числові пакети для аналізу та інтерпретації результатів вимірювань втрат швидких іонів на токамаці-реакторі JET. Для проведення моделювання поведінки швидких іонів на токамаці-реакторі ITER в рамках міжнародного проекту EFDA ITM було адаптовано числові модулі розрахунків джерела іонів інжекції та їхні функції розподілу відповідно до міжнародних вимог проекту ITM.

Співробітники відділу теорії плазми продовжували дослідження по проекту "Helicon Electrodeless Advanced Thruster", який має на меті розробку нових методів прискорення плазми і виконується спільно з японськими колегами з Інституту космічних та астронавтичних наук (м. Канагава), Токійського університету сільськогосподарства і технологій (м. Токіо), університету Кюшу (м. Фукуока) та Токайського університету (м. Канагава). В ході досліджень у 2012 році запропоновано механізм прискорення геліконної плазми пондеромоторними силами, які генеруються електромагнітними полями гібридних мод, утворених зв'язаними геліконними і квазіелектростатичними хвилями. Знайдено скейлінг для процесу проникнення обертового електростатичного поля в густу плазму та оцінено ефективність нелінійних механізмів збудження таким полем стаціонарних електронних струмів.

В 2012 р. групою співробітників відділу теорії плазми та відділу фізики плазми розпочато дослідження за спільним проектом НАН України та УНТЦ "Розробка технології створення функціональних вуглецевих наноструктур на основі новітнього гібридного геліконно-дугового іонно-плазмового реактора", який виконується у співпраці з групами дослідників з ІМФ НАН України та ІНМ НАН України та вченими з університету Пуатьє (м. Пуатьє, Франція), Каліфорнійського університету (м. Лос Анжелес, США), Інституту фотонних технологій (м. Йена, Німеччина) та університету Західної Вірджинії (м. Моргантаун, США).

Відділ дослідницького реактора ВВР-М успішно продовжував співробітництво з Національною адміністрацією ядерної фізичної безпеки (Міністерство енергетики США), спрямоване на підвищення безпеки дослідницьких реакторів та розробки нових типів реакторів.

У відділі здійснювався прийом фахівців із США, МАГАТЕ, які зайняті проблемами ядерної безпеки. Розроблена й узгоджена з Державним комітетом ядерного регулювання України доку-

ментація стосовно вивозу відпрацьованого палива до Росії.

У 2012 р. плідна міжнародна співпраця проводилася Центром екологічних проблем атомної енергетики.

Разом з Інститутом трансуранових елементів (м. Карлсруе, Німеччина) сформульовано вимоги щодо технічних характеристик мас-спектрометра й допоміжного обладнання, необхідного для поглибленого дослідження характеристик ядерних та радіоактивних матеріалів. Складено специфікації на мас-спектрометр і допоміжне обладнання. Розпочато підготовчу роботу для акредитації майбутньої мас-спектрометричної лабораторії в комплексі з радіохімічною лабораторією для приготування зразків для мас-спектрометричного аналізу. Доопрацьовано специфікації на мас-спектрометр та допоміжне обладнання для проведення повторного тендера.

В рамках міжрегіонального проекту, в якому крім України беруть участь Росія, Молдова, Грузія, Казахстан та Німеччина, розробляються ефективні заходи боротьби з незаконним переміщенням радіоактивних та ядерних матеріалів в Україні. Проект включає оснащення ІЯД НАН України мобільною лабораторією для характеристики ядерних матеріалів і джерел іонізуючого випромінювання на місці інциденту. На базі ІЯД НАН України планується проведення тренінгів і семінарів для представників організацій і установ, причетних до протидії незаконному обігу радіоактивних матеріалів як України, так і інших країн СНД. З метою поглиблення взаємодії на міжнародному рівні проектом також передбачається розробка процедур доступу до баз даних Євросоюзу та Росії з характеристик ядерних матеріалів, процедур обміну зразками між аналітичними експертними лабораторіями та створення спільних баз даних з характеристик транспортних контейнерів і джерел іонізуючого випромінювання.

Активна робота по розширенню міжнародних зв'язків проводилась у відділі радіобіології та радіоекології. У квітні 2012 року відділ відвідала делегація японських вчених, що прибула з метою обміну досвідом щодо відновлення навколишнього середовища у містах Фукушіма (Японія) та Чорнобиль (Україна).

У 2012 р. активно працював Український центр Міжнародної системи ядерної інформації (INIS).

Головне завдання центру - введення інформації про роботи згідно з тематичним обсягом системи INIS (МАГАТЕ), що були виконані в Україні. Протягом 2012 р. було надіслано дані про 1238 таких робіт. За запитамі науковців ІЯД

НАН України та інших організацій здійснено 259 пошуків інформації за замовленими темами з радіоекології, радіомоніторингу навколишнього середовища, міграції радіонуклідів, радіаційного матеріалознавства, різних аварійних ситуацій, пов'язаних з ядерними установками та ін. При цьому використовувались методи пошуку, рекомендовані МАГАТЕ. Важливою ділянкою роботи є надання інформації INIS науковцям інституту та інших організацій, а також аналіз цієї інформації. Центр брав активну участь у розповсюдженні наукової інформації в Україні (інститути НАН України, університети) та поза межами України (Австрія, Канада, Бразилія, Індія та ін.).

У 2012 р. продовжувались науково-інформаційні контакти з фізичною секцією відділення фізичних та хімічних наук (МАГАТЕ). В рамках цього співробітництва Український центр ядерних даних разом із Секцією ядерних даних МАГАТЕ виконав компіляцію експериментальних даних про взаємодію ядер з нейтронами, зарядженими частинками та фотонами, отриманих українськими вченими та опублікованих в українських та закордонних наукових журналах і виданнях, та роботу по представленню їх в форматі EXFOR для включення до світового банку експериментальних даних CSISRS. Проводилося розповсюдження міжнародних баз ядерних даних CINDA, EXFOR в ІЯД НАН України та Київському національному університеті імені Тараса Шевченка.

Підтримувались регулярні зв'язки з МАГАТЕ з поточних питань. До інституту регулярно приїздили експерти МАГАТЕ з метою проведення поточної інспекції дослідницького реактора ВВР-М та перевірки стану збереження відпрацьованого ядерного палива та надання інформаційної допомоги щодо безпечної експлуатації реактора.

За 2012 р. Навчальним центром з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу ім. Дж. Кузмича розроблено проекти двох нормативно-правових актів - «Положення про державну систему професійної підготовки, перепід-

готовки та підвищення кваліфікації фахівців з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу» та «Вимоги щодо оцінки стану систем обліку та контролю ядерних матеріалів».

Розроблено навчальні програми та навчальні матеріали курсів з фізичного захисту за такими темами:

- управління інженерно-технічними засобами системи фізичного захисту;

- управління системою фізичного захисту;
- процедури фізичного захисту.

Навчальним центром проведено п'ять курсів з підвищення кваліфікації фахівців з фізичного захисту України, на яких пройшли навчання 115 осіб.

Завершено підготовку та проведено офіційне відкриття навчально-тренувального майданчика комплексу інженерно-технічних засобів системи фізичного захисту (відкриття відбулося 10 вересня 2012 р.). Майданчик широко застосовується для проведення практичних навчань з фізичного захисту та оперативно-тактичних навчань підрозділів, що входять до сил реагування.

Окрім співробітництва з провідними науковими центрами Європи та США ІЯД проводить співпрацю з науковими установами колишнього СРСР, а саме:

- Інститутом ядерної фізики (ІЯФ) Республіки Узбекистан;

- Інститутом атомної енергетики (м. Обнінськ);

- ІЯФ РГП «Національного ядерного центру Республіки Казахстан»;

- Об'єднаним інститутом ядерних досліджень (м. Дубна);

- Інститутом ядерних досліджень РАН (м. Москва).

Протягом 2012 р. в ІЯД НАН України було прийнято 132 іноземних вчених та спеціалістів із США, Австрії, Німеччини, Великої Британії, Італії, Польщі, Японії, Бразилії, включаючи учасників міжнародної конференції, семінарів, нарад. з них, 53 особи - учасники міжнародних заходів, що були проведені на базі інституту.



## До 90-річчя з дня народження О. Ф. Німця

13 лютого 2012 р. виповнилося 90 років з дня народження відомого вченого в галузі ядерної фізики, заслуженого діяча науки і техніки України, академіка НАН України, доктора фізико-математичних наук, професора Олега Федоровича Німця.

О. Ф. Німець народився 13 лютого 1922 р. в Києві. У 1940 р. закінчив із відзнакою середню школу № 38 і вступив до Київського політехнічного інституту. У 1943 р. поступив на 2-й курс Уральського індустріального інституту, а з 1944 р. відновив навчання в Київському політехнічному інституті, який закінчив із відзнакою в 1947 р. за спеціальністю “виробництво радіоапаратури”. Із 1947 по 1949 р. працював в Інституті будівельної механіки АН УРСР на посаді молодшого наукового співробітника.

Увесь творчий шлях Олега Федоровича пов'язаний з Академією наук УРСР. У 1949 р. він почав працювати у відділі фізичної електроніки Інституту фізики АН УРСР. У 1951 р. вступив до аспірантури. У 1954 р. Олег Федорович захистив кандидатську дисертацію.

З 1954 р. О. Ф. Німець обіймав посади вченого секретаря, керівника лабораторії, заступника директора Інституту фізики АН УРСР. На основі результатів, отриманих на циклотроні У-120 в експериментах по дослідженню взаємодії дейтронів з ядрами, О. Ф. Німець у 1961 р. захистив докторську дисертацію.

Очолювана ним лабораторія ядерних реакцій переросла в 60-ті роки минулого століття у відділ ядерних реакцій, що став одним із провідних підрозділів Інституту фізики, а згодом (з 1970 р.) Інституту ядерних досліджень АН УРСР. Усе життя та наукова діяльність О. Ф. Німця тісно пов'язані з відділом ядерних реакцій, який він очолював із 1965 по 2000 р. З 2000 р. і до останніх днів життя О. Ф. Німець працював на посаді головного наукового співробітника цього відділу.

У 1973 р. О. Ф. Німцю присвоєно звання члена-кореспондента, а у 1978 р. - академіка АН УРСР. З 1974 р. протягом 10 років Олег Федорович обіймав посаду директора Інституту ядерних досліджень АН УРСР.

О. Ф. Німець є автором та співавтором багатьох винаходів та понад 500 наукових праць. Серед них чотири монографії, три підручники та довідник з ядерної фізики. Творчий доробок



ученого охоплює багато фундаментальних та прикладних напрямків ядерної фізики, атомної енергетики, охорони навколишнього середовища.

До найвагоміших здобутків О. Ф. Німця слід віднести створення наукової школи з ядерних реакцій, яка налічує 16 докторів і близько 40 кандидатів наук.

Значну увагу О. Ф. Німець приділяв зміцненню міжнародних зв'язків української науки в області ядерної фізики та атомної енергетики. Протягом багатьох років він очолював делегації від Української РСР на сесіях МАГАТЕ. О. Ф. Німець був членом наукової ради з ядерної фізики Академії наук СРСР та головою наукової ради з проблеми “Ядерна фізика” Академії наук УРСР і Національної академії наук України.

Науково-дослідна та педагогічна діяльність О. Ф. Німця відзначена двома орденами “Знак Пошани”, орденом України “За заслуги” III ступеня, премією ім. К. Д. Синельникова АН УРСР (1976 р.) та Державною премією України в галузі науки і техніки (1999 р.). У 2002 р. О. Ф. Німцю присвоєно звання заслуженого діяча науки і техніки України.

Глибока наукова інтуїція, професійна майстерність, критичний підхід до роботи, чуйне ставлення до людей, живий інтерес до всього нового в науці створили О. Ф. Німцю високий авторитет серед вітчизняних та закордонних учених. Ім'я О. Ф. Німця вшановане на меморіальній дошці в Інституті ядерних досліджень НАН України.



## До 100-річчя з дня народження М. В. Пасічника

17 червня 2012 р. виповнилося 100 років з дня народження відомого вченого в галузі ядерної фізики, академіка НАН України, заслуженого діяча науки і техніки України, доктора фізико-математичних наук, професора Митрофана Васильовича Пасічника.

М. В. Пасічник народився 17 червня 1912 р. на Полтавщині в с. Жирківка Нехворощанського району. У 1929 р. закінчив трудову семирічну школу. Того ж року вступив до Полтавського інституту народної освіти, після закінчення якого був залишений при кафедрі фізики. З 1932 по 1935 р. навчався в аспірантурі Інституту фізики ВУАН УРСР, а по закінченні працював у цьому інституті науковим співробітником. Після присудження йому в 1938 р. вченого ступеня кандидата фіз.-мат. наук очолив лабораторію цього інституту. Протягом 1940 – 1941 рр. працював проректором Чернівецького університету й завідувачем кафедри експериментальної фізики.

З перших днів Великої Вітчизняної війни і до її закінчення Митрофан Васильович перебував у лавах діючої армії. Він пройшов дорогами війни від Києва до Волги і закінчив її у визволеному Відні. Він нагороджений бойовими орденами та медалями.

1946 р. за ініціативою І.В. Курчатова М.В. Пасічник відкликається з армії й направляється на наукову роботу до Інституту фізики АН УРСР, де до 1948 р. працює старшим науковим співробітником, а з 1949 р. очолює відділ ядерної фізики і стає директором інституту (1950 - 1965 рр.).

М. В. Пасічник – ініціатор створення і перший директор (1970 - 1973 рр.) Інституту ядерних досліджень АН УРСР, де до 1987 р. працював завідувачем відділу ядерної фізики. В останні роки свого життя був радником при дирекції інституту.

Перші наукові праці Митрофана Васильовича присвячено вивченню дифракції швидких електронів та електроннографічному вивченню структури тонких шарів речовини.

Уся наступна наукова робота М. В. Пасічника була зосереджена на дослідженнях з ядерної та нейтронної фізики. Наслідком його досліджень у галузі нейтронної фізики в 50-ті роки минулого століття стала докторська дисертація (1956 р.). У 1958 р. його обирають членом-кореспондентом АН УРСР, а в 1961 р. – дійсним членом АН УРСР. У 1962 р. йому було присвоєно почесне звання “Заслуженого діяча науки України”.

М. В. Пасічник був засновником наукової школи з фізики швидких і повільних нейтронів.



Високий авторитет школи призвів до організації на базі ІЯД АН УРСР постійних конференцій з нейтронної фізики для всіх ядерних центрів колишнього СРСР. Починаючи з 1971 р. постійним головою оргкомітету цих конференцій був М. В. Пасічник.

Характерною рисою Митрофана Васильовича завжди була цілеспрямованість його основної діяльності на розвиток ядерної фізики в Україні, передусім на створення експериментальної бази в цій галузі. Ряд робіт останніх років його життя присвячено проблемам безпечної ядерної енергетики, розвитку концепції модернізації теплових водо-водяних атомних реакторів ВВЕР-1000 та розробці фізичної теорії аварії на четвертому блоці Чорнобильської АЕС.

Чимало зробив М. В. Пасічник для зміцнення міжнародних зв'язків української ядерної науки, представляючи Україну на сесіях ООН, а потім у МАГАТЕ, де тривалий час очолював делегації нашої країни.

Перу вченого належить три монографії з ядерної фізики, більше 250 публікацій з питань ядерної та нейтронної фізики, мирного використання атомної енергії. За заслуги в розвитку вітчизняної науки він нагороджений трьома орденами Трудового Червоного Прапора, Почесними грамотами Президії Верховної Ради УРСР.

У 1996 р. пішов із життя видатний учений, полум'яний патріот України, який присвятив все своє життя служінню своїй Батьківщині.

Світла пам'ять про Митрофана Васильовича, який усім своїм серцем уболівав за престиж вітчизняної науки, назавжди збережеться в серцях тих, хто його знав і працював разом з ним.

## До 70-річчя з дня народження В. М. Коломійця

10 жовтня 2012 р. виповнилось 70 років з дня народження відомого фізика-теоретика, завідуючого відділом теорії ядра Інституту ядерних досліджень НАН України, професора, член-кореспондента НАН України Коломійця Володимира Михайловича.

В. М. Коломієць народився 10 жовтня 1942 р. в смт Любеч Чернігівської області. У 1965 р. з відзнакою закінчив фізичний факультет Київського державного університету ім. Т.Г. Шевченка. У 1968 р. завершив навчання в аспірантурі Інституту фізики АН УРСР. У 1969 р. захистив кандидатську, а в 1979 р. – докторську дисертацію. З 1970 р. Володимир Михайлович працює в Інституті ядерних досліджень АН УРСР, де обіймав посади старшого наукового співробітника, завідувача лабораторії, а в 1992 р. очолив відділ теорії ядра. У 2006 р. В. М. Коломійця обрано членом-кореспондентом НАН України за спеціальністю «ядерна фізика».

Основними напрямками наукової діяльності В. М. Коломійця є дослідження поведінки атомних ядер при значних внутрішніх збудженнях, ядерного поділу, атомно-ядерних процесів, процесів релаксації та рівняння стану важких ядер, термодинамічних властивостей ядер. Володимир Михайлович зробив значний внесок у розвиток теорії атомного ядра, зокрема теорії колективного руху в ядрах. У роботах Володимира Михайловича доведено, що на колективний рух у ядрах і формування транспортних коефіцієнтів жорсткості й тертя істотно впливає динамічне збурення поверхні Фермі.

В. М. Коломієць розробив теорію оболонкової структури важких ядер з урахуванням ефектів надплинності та швидкого обертання ядер; установив можливість існування за великих кутових моментів ядра так званих іраст-пасток (*yrast-traps*), потрапляючи до яких ядро має аномально великий час життя відносно  $\gamma$ -розпаду.

Володимир Михайлович запропонував і детально описав у багатьох публікаціях принципово нову модель ядра як краплі фермі-рідини. Модель враховує вплив фермієвського руху нуклонів на транспортні характеристики ядра, а також значною мірою узагальнює й уточнює класичну крапельну модель ядра.

Широко відомі праці В. М. Коломійця з дослідження процесів релаксації та ефектів в'язкості в ядерній фермі-рідині. Він створив теорію кипіння ядерної фермі-рідини, основним елемен-



том якої є динаміка розвитку бульбашкової нестійкості. Володимир Михайлович уперше запропонував використовувати таку нестійкість як імовірний механізм ядерної мультифрагментації при зіткненні важких іонів.

Володимир Михайлович – автор і співавтор понад 230 наукових праць, серед яких дві монографії з теорії структури ядра, фундаментальний збірник праць із теорії колективного руху в ядрах (1990). Він підготував вісім кандидатів наук, а за період його завідування у відділі теорії ядра захищено п'ять докторських дисертацій. Під керівництвом В. М. Коломійця активно працює відома наукова школа.

Протягом багатьох років Володимир Михайлович успішно здійснює наукове співробітництво з провідними ядерними центрами світу, є членом редколегії багатьох наукових журналів, двох спеціалізованих учених рад із захисту дисертацій, членом бюро Відділення ядерної фізики та енергетики НАН України.

В. М. Коломієць нагороджений міжнародними грантами Фонду Сороса (США), Європейського фонду INTAS, Фонду Німецького дослідницького товариства (DFG). За цикл робіт із теорії ядерного колективного руху в 2011 р. йому було присуджено премію ім. О. С. Давидова НАН України.

Наукова спільнота, колеги, учні й друзі щиро вітають Володимира Михайловича з ювілеєм, бажають йому міцного здоров'я, творчої наснаги та нових успіхів у дослідницькій праці.

## Авторський покажчик / Author index

- Азаров С.І. 151, 152, 154, 157  
 Азарова О.В. 157  
 Арцимович М.В. 31  
 Аушев В.С. 66  
 Бабак О.В. 40  
 Бабенко В.А. 152  
 Бездробна Л.К. 136, 137, 154  
 Белюскіна О.О. 144, 145, 155  
 Бондарьков Д.М. 125  
 Борзаковський А.Є. 101  
 Борисенко А.Г. 158  
 Буканов В.М. 151, 158  
 Бурдо О.С. 105  
 Бурдо О.О. 160  
 Вальков О.Є. 85, 144, 145  
 Варніна В.І. 100, 101  
 Венедиктов В.М. 94  
 Вербицький В.П. 40, 144, 155  
 Вишневський І.М. 50, 51, 144, 152, 157, 158  
 Вірко В.Ф. 120, 123  
 Вірко Ю.В. 123  
 Войтер А.П. 37, 83, 84, 85, 144  
 Волковецький С.П. 95  
 Ворона П.М. 152  
 Гайдар О.В. 128, 135, 160  
 Гайдар Т.О. 135  
 Голіней І.Ю. 98  
 Голобородько В.Я. 109, 113  
 Горпинич О.К. 37, 144, 155  
 Гранцев В.І. 144, 145, 155  
 Григоренко О.Д. 40, 144  
 Гримало А.К. 94  
 Гриневич Ю.П. 129  
 Грищай О.О. 94, 95  
 Гроза А.А. 100, 101  
 Даневич Ф.А. 156  
 Демьохін В.Л. 151  
 Дзюблик О.Я. 157, 167  
 Долголенко О.П. 103, 152  
 Доронін М.І. 83, 85  
 Дорошко Н.Л. 25, 155  
 Драпей С.С. 157  
 Дрозд І.П. 126, 127, 154, 160, 167  
 Дряпаченко І.П. 37, 144, 155  
 Єременко С.А. 151, 152, 157  
 Желтоножська М.В. 125, 131, 142, 154, 160  
 Желтоножський В.О. 50, 51, 144, 154  
 Жмак Н.А. 66  
 Завада Р.В. 135  
 Зайченко О.К. 144, 145  
 Зарубін О.Л. 154  
 Зарубіна Н.Є. 138, 154  
 Іванюк Ф.О. 145  
 Ільїн А.П. 145  
 Ількович В. В. 151  
 Кальченко О.І. 144  
 Карлишев Ю.Я. 37, 144, 155  
 Касперович Д.В. 37  
 Кива В.О. 75, 78, 155  
 Киришук В.І. 144, 151  
 Кир'ячук В.М. 144  
 Кісурін К.К. 144, 145, 155  
 Кобичев В.В. 57, 61  
 Ковальов О.М. 83, 85  
 Ковальчук О.С. 78  
 Колесниченко Я.І. 105, 107, 108, 110, 111  
 Коломієць М.Ф. 144  
 Колотий В.В. 94  
 Корзіна Т.О. 37  
 Куліч Н.В. 125, 131, 142, 154, 160  
 Купряшкін В.Т. 47, 144  
 Куц В.І. 101  
 Лашко А.П. 49, 144, 151  
 Лашко В.А. 47  
 Лашко Т.М. 49, 144, 151  
 Лепявко Б.С. 111  
 Лиманець А.О. 75  
 Липська А.І. 126, 129, 131, 142, 154, 160  
 Литвинов Ю.В. 151, 157  
 Литовченко П.Г. 100, 101, 152  
 Лібман В.А. 95, 130, 133  
 Луданова Т.Г. 87  
 Луценко В.В. 108, 111  
 Мазний І.О. 83  
 Майборода О.Є. 158  
 Майданюк С.П. 147  
 Макаровський В.М. 87  
 Малигіна Г.М. 76  
 Малюк І.А. 132, 154  
 Марченко Л.С. 100, 101  
 Межевич С.Ю. 144, 145  
 Мельник Т.В. 136, 154  
 Митрохович М.Ф. 49, 144  
 Михайлов Л.В. 45  
 Міліція В.М. 78  
 Можжухін Е.М. 37, 144, 155  
 Ніколаєв В.І. 131, 142, 154  
 Носач Ю.О. 136, 154  
 Обіход Т.В. 155  
 Ольховський В.С. 25  
 Омельчук С.Є. 144, 145, 155  
 Осташко В.В. 37, 155  
 Охріменко О.Ю. 155  
 Павленко Е.А. 92, 93, 151  
 Павленко І.О. 135  
 Павленко Ю.М. 37, 83, 144, 155  
 Павлович В.М. 152  
 Паламарчук В.І. 143, 154  
 Палкін Г.П. 144, 145  
 Панасенко Я.В. 75  
 Пінковська М.Б. 100, 152  
 Пірнак В.М. 145  
 Плюйко В.А. 144, 145  
 Понкратенко О.А. 145  
 Порицький П.В. 121  
 Посполіта В.В. 129  
 Правдивий М.М. 29, 30, 144  
 Пугач В.М. 67, 75, 76, 78, 144, 155  
 Разбудей В.Ф. 133  
 Ревка В.Н. 158  
 Ровенских Е.П. 51, 144  
 Рознюк Ю.С. 144, 145, 155  
 Романюк Л.І. 120  
 Руденко Б.А. 144, 145, 155  
 Рудик О.Ф. 132  
 Рудчик А.Т. 144, 145  
 Рудчик А. А. 144, 145  
 Рундель О.І. 144, 155  
 Рязанов В.В. 151  
 Саврасов А.М. 50, 51, 144  
 Савчук В.Г. 37  
 Садовніков Л.В., 154  
 Сваричевська О.В. 135  
 Святун О.В. 135  
 Сидоренко В.Л. 47, 151, 152, 154, 157  
 Сидоренко Л.П. 49, 144  
 Семенов В.С. 144, 145, 155  
 Скляр М.Т. 144  
 Слісенко В.І. 87, 92, 93, 144, 151, 157, 158  
 Слободян В.М. 120, 123  
 Слюсаренко Л.І. 144, 145, 155  
 Соколов О.М. 126, 154

- Сорока В.І. 31  
 Сорокін Ю.Є. 75, 76  
 Старчик М.І. 100, 101  
 Старчик П.Д. 121  
 Степанюк А.В. 37, 144, 155  
 Сторожик Д.І. 78  
 Стрильчук Н.В. 142, 154  
 Стружко Б.Г. 144, 145, 155  
 Таранов В.Б. 153  
 Тарасенко Л.В. 136, 137, 154  
 Тартачник В.П. 152  
 Телецька С.В. 129  
 Теренецький К.О. 144, 155  
 Тищенко М.Г. 114  
 Томілко В.В. 152  
 Тригубенко О.В. 158, 164  
 Тришин В.В. 128, 132, 133, 134, 135, 160  
 Улещенко В.В. 145  
 Устинов А.І. 85  
 Федорович О.А. 78  
 Федорченко В.І. 137  
 Федоткін С.М. 15, 145  
 Феоктистов О.І. 47, 144  
 Фесенюк О.П. 107  
 Франков Р.В. 158  
 Фурса А.Д. 28  
 Циганок Т.В. 136, 137, 154  
 Чайковський Ю.В. 158  
 Червонна Л.Є. 133  
 Черкас К.А. 145  
 Чирко Л.І. 158, 167  
 Шамрай К.П. 120, 123  
 Шаров А.Ф. 31, 37  
 Шахов В.П. 94  
 Шевченко Ю.Б. 130, 133, 134  
 Шитюк В.А. 126, 131, 154  
 Шматко Г.Г. 100, 101  
 Щепкін Ю.Г. 92, 93, 151  
 Яворський В.О. 106, 113  
 Яковенко В.М. 155  
 Яковенко Ю.В. 105, 107, 110, 114  
 Abrosimov V.I. 10, 146, 155, 162  
 Anokhin I.E. 97, 158  
 Aushev V.E. 146, 147, 150  
 Babenko V.A. 162  
 Belchikov S.V. 147  
 Beloshenko M.A. 117, 154  
 Belyuskina O.O. 38, 39, 155, 163  
 Bezdrobna L.K. 160  
 Borysova M.S. 68, 144, 162  
 Bukanov V.M. 152, 164  
 Burdo O.O. 124, 160  
 Chaikovskiy Yu.V. 157, 164  
 Chaus A.V. 80  
 Chercas K.A. 42, 162  
 Chernyak D.M. 52, 54, 55, 146, 148, 156  
 Chernyuk A.A. 152  
 Chyrko L.I. 157, 164  
 Danevich F.A. 52, 53, 54, 55, 56, 58, 62, 63, 64, 145, 146, 147, 148, 149, 150, 156, 162, 164, 166  
 Davydovskiy V.V. 22, 163  
 Denisiuk D.S. 82  
 Denisov V.Yu. 18, 19, 145, 163, 164  
 Diemokhin V.L. 152, 164  
 Dmytruk O.I. 153  
 Dolgolenko O.P. 162  
 Dolinska M.E. 163  
 Doroshko N.L. 36, 145, 163  
 Drapey S.S. 155, 164  
 Dryapachenko I.P. 35, 36, 162, 163  
 Dulger L.L. 35, 36  
 Dzyublik O.Ya. 16, 152, 157, 158, 163  
 Fedorovich O.A. 158, 159, 160  
 Fedotkin S.M. 164  
 Fesenyuk O.P. 154, 159  
 Fishchuk I.I. 99, 152, 153  
 Foursat A.D. 22, 163  
 Goliney I.Yu. 96, 152  
 Goloborod'ko V.Ya. 153, 158, 159  
 Gorpinich O.K. 35, 36, 145, 148, 163  
 Grantzev V.I. 38, 39, 155, 163  
 Gritzay O.O. 156, 157, 162  
 Grymalo A.K. 157, 162  
 Grytsenko O.V. 152, 164  
 Gulik V.I. 162  
 Iakovenko V.M. 69, 70, 71, 79, 145, 146, 147, 148, 149, 150, 151, 156, 162  
 Ilkovich V.V. 164  
 Ilyin A.P. 41, 163  
 Ivanyuk F.O. 14, 146, 148, 156, 162, 163  
 Karlyshev Yu.Ya. 35, 36  
 Kasperovych D.V. 35, 36  
 Khalova N.V. 164  
 Khomich I.A. 154  
 Khotyayintseva O.M. 86, 162  
 Kirischuk V.I. 146, 164  
 Kiryanchuk V. M. 43, 162, 163  
 Kisurin K.K. 38, 39, 155, 163  
 Kobychew V.V. 52, 53, 55, 56, 59, 60, 63, 64, 146, 147, 148, 149, 150, 155, 162, 164, 166  
 Kolesnichenko Ya.I. 153, 154, 159  
 Kolomietz V.M. 7, 8, 9, 148, 162, 163  
 Koloty V.V. 162  
 Korzyna T.O. 36  
 Kostyuk V.A. 139, 140  
 Kovalchuk O.S. 81, 82, 158, 163  
 Kovalinska T.V. 162, 164  
 Krivenko-Emetov Ya.D. 164  
 Kupryashkin V.T. 46, 163  
 Kurteva A.A. 17, 163  
 Kyva V.O. 35, 81, 145, 163  
 Lashkin V.M. 119, 153  
 Lashko A.P. 48, 145, 152  
 Lashko T.M. 48, 145, 152  
 Lepyavko B.S. 154  
 Levon A.I. 32, 33, 34, 104  
 Libman V.A. 157, 162  
 Litovko I.V. 111, 146, 152  
 Litovko I.V. 122, 158  
 Lobach Yu.M. 154  
 Lokot'ko T.I. 163  
 Ludanova T.G. 165  
 Lukyanov S.V. 7, 148, 163  
 Lutsenko V.V. 153, 154  
 Lymanets A.O. 72  
 Lypska A.I. 160  
 Magner A.G. 11, 12, 13, 146, 148, 156, 163  
 Makarovskiy V.M. 157, 165  
 Maliuk I.A. 139, 140  
 Marchenko V.S. 112  
 Martceniuk L.S. 162  
 Maydanyuk S.P. 23, 147, 148, 151, 163  
 Mezhevych S.Yu. 42, 43, 162, 163  
 Mikhailiuk V.P. 21, 145  
 Militsiya V.M. 82  
 Mitrokhovich M.F. 466 163  
 Mokhnach G.V. 148, 162  
 Mokina V.M. 52, 64, 148, 162  
 Mozhzhukhin E.M. 35, 36, 162  
 Mykhaylovskyy V.V. 153  
 Nagorny S.S. 63, 147  
 Nesterov V.O. 20, 163  
 Nesteruk Yu. M. 154  
 Nikolaiko A.S. 64, 156, 163  
 Nosach Yu.O. 160  
 Obikhod T.V. 26, 27, 151, 162

- Okhrimenko O.Yu. 73, 74, 79, 81, 82, 145, 146, 147, 148, 149, 150, 151, 156, 163  
 Olkhovsky V.S. 23, 24, 147, 151, 163  
 Omelchenko S.O. 163  
 Omelchuk S.E. 38, 39, 155, 163  
 Onischuk V.A. 104  
 Ostapenko I.A. 164  
 Ostashko V.V. 35, 36, 162, 163  
 Panchenko V.G. 115  
 Pavlenko V.M. 115  
 Pavlenko Yu.M. 35, 36, 81, 145, 162, 163  
 Pavlovyh V.M. 86, 162  
 Pilipenko N.A. 19, 145, 163  
 Pirnak V.M. 41, 42, 162, 163  
 Plujko V.A. 145, 162, 163  
 Poda D.V. 52, 55, 64, 148, 156, 164  
 Podviyanuk R.B. 52, 55, 63, 64, 147, 148, 164  
 Polischuk O.G. 52, 55, 56, 64, 148, 150, 164  
 Ponkratenko O.A. 41, 42, 44, 148, 162, 163  
 Porytsky P.V. 159  
 Povoroznyk O.M. 148, 162  
 Pugach M.V. 81, 82, 163  
 Pugach O.M. 164  
 Pugach S.M. 152, 164  
 Pugach V.M. 35, 79, 81, 82, 145, 146, 147, 148, 149, 150, 151, 155, 156, 158, 162, 163  
 Radionov S.V. 8, 162  
 Razbudey V.F. 91, 152  
 Revka V.M. 157, 164  
 Rovenskykh E.P. 145  
 Roznyuk Yu.S. 38, 39, 155, 163  
 Rudchik A.A. 41, 42, 43, 162, 163  
 Rudchik A.T. 41, 42, 43, 162, 163  
 Rudenko B.A. 38, 39, 155, 163  
 Rudenko T.P. 118  
 Rundel O.I. 145, 162  
 Ryazanov V.V. 88, 89, 90, 152  
 Sakhno V.I. 162, 164  
 Sanzhur A.I. 148, 162, 163  
 Savrasov A.M. 146, 155, 164  
 Semenov V.S. 38, 39, 155, 163  
 Shamrai K.P. 117, 118, 153, 154  
 Shevel V.M. 154  
 Shyrma Yu.O. 44, 163  
 Sidorenko L.P. 46, 163  
 Slisenko V.I. 157  
 Slyusarenko L.I. 38, 39, 155, 163  
 Sorokin Yu.E. 77, 162  
 Spivak V.Yu. 152, 157  
 Starchyk P.D. 159  
 Stepanyuk A.V. 35, 36, 145  
 Strilchuk N.V. 146, 164  
 Storozhenko S.A. 162  
 Struzhko B.G. 38, 39, 155, 163  
 Sugakov V.I. 96, 102, 152, 153, 157, 158  
 Taranov V.B. 116, 159  
 Tarasenko L.V. 160  
 Tretyak V.I. 52, 53, 54, 55, 56, 58, 62, 63, 64, 65, 147, 148, 149, 150, 164  
 Tsyganok T.V. 160  
 Tyshchenko M.G. 154  
 Uleshchenko V.V. 41, 163  
 Vasylyeva O.G. 164  
 Vertsimakha G.V. 96, 152, 153  
 Vlasenko O.O. 11, 13, 163  
 Voitenko L.M. 159, 160  
 Volkovetsky S.P. 157, 162  
 Vyshnevsky I.M. 155, 160, 164  
 Yakovenko Yu.V. 153, 154, 159  
 Yatsyshyn I.S. 146  
 Yavorskij V.O. 153, 158, 159  
 Yurchenko S.S. 148, 149  
 Zaitov V.R. 104  
 Zarubin O.L. 139, 140, 141  
 Zarubina N. Ye. 139  
 Zelinsky R.M. 41, 163, 164  
 Zheltonozhsky V.A. 145, 146, 155, 162, 164  
 Zhmak N.A. 146, 147, 150, 156  
 Zinets O.S. 97, 158

Наукове видання

## Щорічник - 2012

Редактор *Л. М. Троян*  
Комп'ютерна верстка *Ф. О. Іванюк, О. Д. Григоренко*

Підп. до друку 28.03.2013. Формат 60×84/8. Ум. друк. арк. 20,7.  
Тираж 150 пр. Зам. № 5.

Інститут ядерних досліджень НАН України,  
просп. Науки, 47, м. Київ, 03680, тел. 525-14-56  
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 4051 від 18 квітня 2011 р.

Надруковано у ЦСТРІ м. Києва, філія № 7 «КОПІ ЦЕНТР»,  
просп. Перемоги, 37, м. Київ, 03056, тел.: 277-88-93, 277-37-49  
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 37096928 від 15 березня 2005 р.