

The background features a light blue gradient with faint, stylized molecular structures on the left side and a pattern of hexagons in various shades of blue and yellow on the right side.

BOOK OF ABSTRACTS

**International Conference
of Young Scientists
and Post-Graduate Students**

IEP-2025

Інститут електронної фізики
Національної академії наук України



ІЕФ-2025



**Міжнародна конференція
молодих учених
та аспірантів**

Ужгород, 20–23 травня 2025

МАТЕРІАЛИ КОНФЕРЕНЦІЇ

BOOK OF ABSTRACTS

**International Conference
of Young Scientists
and Post-Graduate Students**

Uzhhorod, May 20–23, 2025

ІЕФ-2025

Ужгород 2025

УДК 539.1
М 34

Збірник містить анотації до доповідей, представлених на Міжнародній конференції молодих учених та аспірантів ІЕФ-2025. Доповіді присвячені дослідженню явищ при електронних і атомних зіткненнях; елементарних процесів у лазерах і низькотемпературній плазмі; спектроскопії атомів, молекул, кристалів і неупорядкованих систем; нанотехнологій і наноструктур; матеріалів функціональної електроніки; ядерної фізики, радіаційної фізики і ядерної безпеки, радіоекології; теоретичної фізики.

The book includes abstracts of talks presented at the International Conference of Young Scientists and Post-Graduate Students IEP-2025. The talks are devoted to the studies of phenomena at electron and atomic collisions, elementary processes in lasers and low-temperature plasma, spectroscopy of atoms, molecules, crystals, and disordered systems, nanotechnology and nanostructures, materials for functional electronics, nuclear physics, radiation physics and nuclear safety, radioecology, and theoretical physics.

У к л а д а ч і:

Є.В. Олейніков, доктор філософії

В.І. Роман, кандидат фізико-математичних наук

Відповідальні за випуск:

А.М. Завілопуло, доктор фізико-математичних наук, професор

Т.Ю. Попик, кандидат фізико-математичних наук

© ІЕФ НАН України, 2025

© Є.В. Олейніков, укладач, 2025

© В.І. Роман, укладач, оригінал-макет, обкладинка 2025

ISBN 978-617-8127-59-6

ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА PREFACE	<u>12</u>
ФІЗИКА ДНК: ВІД БІОЛОГІЧНИХ ФУНКЦІЙ ДО ТЕХНОЛОГІЧНИХ ЗАСТОСУВАНЬ С.М. Перепелиця <i>Інституту теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, Київ, Україна</i>	<u>19</u>
ЗАСТОСУВАННЯ ТОПОЛОГІЧНИХ ІНВАНІАНТІВ ДЛЯ ОПИСУ НАДПРОВІДНОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ НА ОСНОВІ ГРАФЕНА Т. Обіход <i>Інституту ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна</i>	<u>23</u>
APPLYING DIFFERENT X-RAY SPECTROSCOPY TECHNIQUES FOR STUDYING GASEOUS HETEROCYCLIC COMPOUNDS: 2(5H)- THIOPHENONE О. Plekan <i>Elettra Sincrotrone Trieste, Trieste, Italy</i>	<u>26</u>
REVISITING THE FUNDAMENTAL NOTION OF TEMPERATURE AND INTRODUCING DYNAMICAL DEGREES OF FREEDOM J. Jellinek <i>Argonne National Laboratory, USA</i>	<u>28</u>
HYDROGEN IN FOCUS: UNVEILING THE SCIENCE AND FUTURE OF FUEL CELL TECHNOLOGIES А. Ostroverkh <i>Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, Germany</i> <i>Institute for Problems of Materials Sciences, Nat. Acad. Sci. Ukr., Kyiw, Ukraine</i>	<u>29</u>
ГЕНЕРАЦІЯ ЛЕПТОННОЇ ТА БАРІОННОЇ АСИМЕТРІЙ У РАННЬОМУ ВСЕСВІТІ С.Й. Вільчинський <i>Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна</i>	<u>32</u>

A DETAILED COLLISIONAL RADIATIVE MODEL FOR Ti PLASMA <u>N. Ghosh, L. Sharma</u> <i>Indian Institute of Technology Roorkee, Roorkee, India</i>	<u>37</u>
ДО ПИТАННЯ ПРО МОДЕЛЮВАННЯ СОНЯЧНИХ ПАНЕЛЕЙ У ПРОГРАМАХ «COMSOL MULTIPHYSICS» ТА «SIMULINK» <u>В.Є. Костик, І.М. Юркін</u> <i>ДВНЗ «Ужгородський Національний університет», Ужгород, Україна</i>	<u>39</u>
THEORETICAL INVESTIGATION OF GUIDED MODE RESONANCE EFFECT IN OPTICAL GAIN CAVITIES <u>I. Lukošiusas, K. Staliūnas</u> <i>Vilnius University, Laser Research Center, Vilnius, Lithuania</i>	<u>41</u>
МОДЕЛЮВАННЯ ВИХОДІВ ПРОДУКТІВ ФОТОПОДІЛУ Am-241 ДЛЯ ОБЛАСТІ ЕНЕРГІЙ ПЕРШОГО ШАНСУ <u>В.В. Пискач, О.О. Парлаг, О.І. Лендел, Є.В. Олейніков, І.В. Пилипчинець</u> <i>Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна</i>	<u>43</u>
RELATIONSHIP BETWEEN VOLUME CHANGE AND THERMAL CONDUCTIVITY <u>V.V. Sagan, V.A. Konstantinov</u> <i>B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv, Ukraine</i>	<u>45</u>
ДО ПИТАННЯ ПРО ОЗНАЧЕННЯ ШВИДКОСТІ СВІТЛА <u>В.М. Симулик¹, О.А. Потічний², Т.М. Заяць²</u> ¹ <i>Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна</i> ² <i>ДВНЗ «Ужгородський Національний університет, Ужгород, Україна</i>	<u>47</u>
РОЗРОБКА ПОЛІМЕРНИХ КРІОГЕЛІВ МЕТОДОМ ЦИКЛІЧНОГО ЗАМОРОЖУВАННЯ/РОЗМОРОЖУВАННЯ <u>Д.В. Куницький, В.Л. Демченко</u> <i>Інститут електроварювання ім. Є.О. Патона НАН України, Київ, Україна</i>	<u>50</u>
ВПЛИВ ПЛАЗМОВОЇ ОБРОБКИ НА КОНЦЕНТРАЦІЮ ВІЛЬНИХ НОСІЇВ ЗАРЯДУ РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНИХ СТРУКТУР GaN <u>В.В. Гладковський¹, М.В. Войтович², М.О. Семененко^{2,3}</u> ¹ <i>Національна академія наук України, Київ, Україна</i> ² <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова НАН України, Київ, Україна</i> ³ <i>Інститут фізики НАН України, Київ, Україна</i>	<u>51</u>

- SPECTRAL ELLIPSOMETRY INVESTIGATION OF SINGLE-CRYSTAL $\text{Ag}_{7+x}(\text{P}_{1-x}\text{Ge}_x)\text{S}_6$ SOLID SOLUTIONS** **54**
I.O. Shender¹, A.I. Pogodin¹, M.J. Filep², T.O. Malakhovska¹, M.M. Pop¹
¹*Uzhhorod National University, Uzhhorod, Ukraine*
²*Ferenc Rákóczi II Transcarpathian Hungarian College of Higher Education, Uzhhorod, Ukraine*
- CHARACTERISTICS AND CONDITIONS OF PULSE GAS-DISCHARGE SYNTHESIS OF THIN FILMS OF NICKEL OXIDE (NiO)** **56**
M.M. Feldii, O.Y. Mynia, O.K. Shuaibov, R.V. Hrytsak, M.M. Pop, V.V. Danylo, O.V. Zubaka
Uzhgorod National University, Uzhhorod, Ukraine
- RECOVERABLE LUMINESCENT HYDROGEN PEROXIDE SENSORS BASED ON CeO_{2-x} NANOPARTICLES** **58**
Yevhen Neuhodov¹, Pavel Maksimchuk¹, Ganna Grygorova¹, Kateryna Hubenko¹, Andrey Onishchenko², Nataliya Kavok¹, Galyna Dudetskaya¹, Yurii Kot³, Svetlana Yefimova¹, Vladyslav Seminko¹
¹ *Institute for Scintillation Materials NAS of Ukraine, Kharkiv, Ukraine*
² *Kharkiv National University of Radio Electronics, Kharkiv, Ukraine*
³ *V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine*
- СИМВОЛЬНА РЕГРЕСІЯ В АНАЛІЗІ ДАНИХ КОЛАЙДЕРНИХ ЕКСПЕРИМЕНТІВ** **59**
Д. Клекоць, Л. Голінка-Безшийко, О. Безшийко
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна
- SOFTWARE PACKAGES FOR THE BEAM AND BACKGROUND MONITORING IN THE LHCb EXPERIMENT** **62**
S.B. Chernyshenko, D.M. Ramazanov, V.O. Kyva, O.Yu. Okhrimenko, V.M. Pugatch
Institute for Nuclear Research, Kyiv, Ukraine
- ЕЛЕКТРОННА СТРУКТУРА ПРЕКУРСОРА Na_4Si_4 І КЛАТРАТУ $\text{Na}_{24}\text{Si}_{136}$** **65**
Д. І. Блецкан¹, В. В. Вакульчак¹, А. І. Гапак¹, В. М. Кабацій²
¹*Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна*
²*Мукачівський державний університет, Мукачево, Україна*
- ПРО НАРОДЖЕННЯ КВАНТОВОЇ МЕХАНІКИ ТА РІВНЯННЯ ДІРАКА** **68**
В.М. Симулик¹, І.М. Біган²
¹*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна*
²*ДВНЗ «Ужгородський Національний університет, Ужгород, Україна*

**CHARGE FORM FACTORS OF ^{20}Ne AND ^{28}Si NUCLEI
IN THE α -CLUSTER MODEL WITH DISPERSION** [71](#)

Yu.A. Berezhnoy¹, V.P. Mikhailyuk², S.E. Omelchuk², V.V. Pilipenko³

¹ *Karazin Kharkiv National University, Ukraine*

² *Institute for Nuclear Research, Kyiv, Ukraine*

³ *National Science Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”,
Kharkiv, Ukraine*

**ПАРАМЕТРИ ГАЗОРОЗРЯДНОЇ ПЛАЗМИ
НА СУМІШІ ПАРІВ ДИЙОДИДУ, ДИБРОМІДУ
І ДИХЛОРИДУ РТУТІ З ГЕЛІЄМ** [72](#)

В.В. Ковач, О.М. Малінін, О.Й. Миня, А.О. Малініна,
О.К. Шуаїбов, Р.В. Грицак, К.Б. Молнар, І.І. Бондар, М.О. Маргітич
ДВНЗ «Ужгородський національний університет», Ужгород, Україна

**РОБОТА ВИХОДУ ВТОРИННИХ ЕЛЕКТРОНІВ
ЗІ СПЛАВУ Cu-Al-Mg** [75](#)

С. Карпусь¹, М. Лящов^{2,4}, І. Шляхов³, Д. Захарчук¹

¹ *Луцький національний технічний університет, Луцьк, Україна*

² *Харківський національний університет, Харків, Україна*

³ *Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»,
Харків, Україна*

⁴ *Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна*

**ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЯ МОЛЕКУЛ АДЕНІНУ
ПРИ ОДНОЧАСНІЙ ДІЇ ДВОХ ЧАСТОТ
ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ** [77](#)

М.М. Сароз, М.І. Шафраньош, М.О. Маргітич, М.І. Суховія, Ш.Б. Молнар,
В.В. Ковач, О.О. Шпеник, І.І. Шафраньош, М.М. Кищак
Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна

**РАМАНІВСЬКЕ РОЗСІЮВАННЯ У СКЛОПОДІБНОМУ
ТЕТРАБОРАТІ ЛІТІЮ** [80](#)

П.С. Данилюк

ДВНЗ «Ужгородський національний університет», Ужгород, Україна

**МОДЕЛЮВАННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПОТОКІВ
ЗАЛИШКОВИХ ЕЛЕКТРОНІВ У ПУЧКАХ
ГАЛЬМІВНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ,
ЗГЕНЕРОВАНИХ ТАНТАЛОВИМ КОНВЕРТЕРОМ НА
МІКРОТРОНІ М-30** [82](#)

О.О. Парлаг, В.В. Пискач, Є.В. Олейніков, І.В. Пилипчинець
Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

КАЛІБРУВАННЯ HPGe-ДЕТЕКТОРА ЗА ВІДНОСНОЮ ЕФЕКТИВНІСТЮ ПО ЗАТРИМАНОМУ ГАММА-ВИПРОМІНЮВАНЮ ЕКРАНОВАНОГО РАДІОІЗОТОПУ Cs-138 **84**

І.В. Пилипчинець, О.І. Лендел, О.О. Парлаг, Є.В. Олейніков, В.В. Пискач
Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ТА ІЧ ОПТИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ НАНОКОМПОЗИТУ В СИСТЕМІ As₂S₃ –Bi₂S₃ **86**

Павлей С.І., Гасинець С.М., Войнарович І.М.
Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

АПАРАТУРА І ПРИЛАДИ ФІРМИ «MIRION (CANBERRA) TECHNOLOGIES, INC.» ДЛЯ РАДІАЦІЙНОГО МОНІТОРИНГУ ОБ'ЄКТІВ НАВКОЛИШНЬОГО СЕРЕДОВИЩА **88**

С.В. Самочерних
Товариство з обмеженою відповідальністю «Канберра Паккард», Київ, Україна

ОСОБЛИВОСТІ ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЇ БАКТЕРІЙ **90**

О.О. Бандурин¹, Б.М. Шарга², Ш.Б. Молнар², Ю.А. Бандурин³
¹*Ужгородський науковий ліцей Закарпатської ОВА, Ужгород, Україна*
²*ДВНЗ «Ужгородський національний університет», Ужгород, Україна*
³*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна*

НАНОКРИСТАЛИ TbO_{2-x} З ВИРАЖЕНОЮ ПРООКСИДАНТНОЮ АКТИВНІСТЮ І АФК-ЗАЛЕЖНОЮ ЛЮМІНЕСЦЕНЦІЄЮ ІОНІВ Tb³⁺ **93**

М.І. Лупан, В.В. Семінько, П.О. Максимчук, К.О. Губенко, В.К. Клочков, С.В. Єфімова
Інститут сцинтиляційних матеріалів Національної академії наук України, Харків, Україна

ДОСЛІДЖЕННЯ МЕХАНІЗМУ ПЕРЕДАЧІ КВАНТОВОЇ ІНФОРМАЦІЇ МІЖ ДВОМА АТОМАМИ КУБІТАМИ **95**

С.М. Кузьма, В.Ю. Лазур, В.В. Рубіш, О.К. Рейтій
ДВНЗ "Ужгородський національний університет", Ужгород, Україна

АВТОМАТИЗОВАНИЙ СКАНЕР ДЛЯ ДІАГНОСТИКИ ТА КОНТРОЛЮ ОДНОРІДНОСТІ ПОЛЯ ОПРОМІНЕННЯ ПУЧКА ПРИСКОРЕНИХ ЕЛЕКТРОНІВ **97**

М. Томишин, М. Романюк, І. Мегела
Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

**AN ANALYSIS OF EXPERIMENTAL DATA ON ^{14}N NUCLEUS
DISINTEGRATION BY HIGH-ENERGY PROTONS**

100

R. Murtazin¹, S. Karpus^{2,1}

¹*National Science Center «Kharkiv Institute of Physics and Technology» NAS of
Ukraine, Kharkiv, Ukraine*

²*Lutsk National Technical University, Lutsk, Ukraine*

ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЯ ТАУРИНУ

101

Ю.В. Федурця¹, Ю. А. Бандурин², Ш.Б. Молнар³, О.Ю.Бандурин³,
А. М. Завілопуло²

¹*Комунальне некомерційне підприємство «Закарпатський протипухлинний
центр» Закарпатської ОВА, Ужгород, Україна*

²*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна*

³*ДВНЗ Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна*

**ЗАДАЧІ ШТУЧНОГО ІНТЕЛЕКТУ В ТЕОРІЇ ДОЗИМЕТРИЧНИХ
ВИМІРЮВАНЬ**

104

П.В. Яворський, О.М. Поп, В.Т. Маслюк

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

**РОЗРОБКА УНІВЕРСАЛЬНОГО ШУКАЧА ВЕРШИН
У ТРИГЕРІ РІВНЯ HLТ1 НА LHC**

106

В.О. Янковський, А.С. Усачов, О.А. Безшийко, Л.О. Голінка-Безшийко

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Vrije Universiteit Amsterdam and Nikhef, Amstredam, Ukraine

**СПЕКТРИ ЕЛЕКТРОН-ФОТОННОЇ ЕМІСІЇ З ПОВЕРХОНЬ
ЛУЖНОГАЛОЇДНИХ КРИСТАЛІВ KCl, NaCl, KBr,
МОДИФІКОВАНИХ НАНОЧАСТИНКАМИ ТА НАНОПЛІВКАМИ
МЕТАЛІВ Cu та Ag**

109

А.А. Сливка, О.М. Конопльов

ДВНЗ «Ужгородський національний університет», Ужгород, Україна

**ДИСПЕРСІЙНІ СПІВВІДНОШЕННЯ ТА
ЕНЕРГЕТИЧНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ГЛОБАЛЬНОГО
 ^6Li -ПОТЕНЦІАЛУ**

112

І.І. Вертегел¹, К. Кемпер², Н. Кілі³, Є.І. Кошій⁴, В.М. Кир'янчук⁵,

С.Ю. Межевич¹, О.А. Понкратенко¹, А.А. Рудчик¹, К. Русек⁶,

Ю.О. Ширма¹, Ю.М. Степаненко¹, В.В. Улещенко¹,

¹*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

²*Університет штату Флорида, Таллахассі, США*

³*Національний центр ядерних досліджень, Шьверк, Польща*

⁴*Циклотронний інститут Техаського А&М-університету, США*

⁵*НАЕК «Енергоатом», Київ, Україна*

⁶*Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща*

**ВЗАЄМОДІЯ ФЕНІЛАЛАНІНУ З ЕЛЕКТРОНАМИ
НИЗЬКИХ ЕНЕРГІЙ**

[115](#)

Б.П. Бале́нко, О.В. Папп, В.С. Вукстич, Л.Г. Романова
Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

**LIGHT COLLECTION INTO FIBERS VIA NANOPRINTED
STRUCTURES**

[118](#)

О. Yermakov^{1,2}, М. Zeisberger², Н. Schneidewind², М. A. Schmidt²
¹*V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine*
²*Leibniz Institute of Photonic Technology, Jena, Germany*

**SHIELDING PROPERTIES AND RADIATION
MODIFICATION OF MAGNETIC NANOPARTICLE-
FUNCTIONALIZED TEXTILES**

[119](#)

К. Zolochevska, Р. Корчанскý
*Department of Magnetism, Institute of Experimental Physics, Slovak Academy
of Sciences, Košice, Slovakia*

**STUDY OF MOLECULE TOPOLOGIES FORMED
UNDER THE INFLUENCE OF RADIATION
BY CONSTRUCTING MOLECULAR GRAPHS**

[122](#)

V. Hanulych, N. Svatyuk
*Institute of Electronic Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine,
Uzhhorod, Ukraine*

**ENHANCEMENT OF CHIRAL SENSING
WITH META-GRATINGS**

[125](#)

О. Demianyk¹, С. Polevoy², В. Tuz¹, О. Yermakov^{1,3}
¹*V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine*
²*O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of the NAS of Ukraine,
Kharkiv, Ukraine*
³*Leibniz Institute of Photonic Technology, Jena, Germany*

ЗАПЛУТАНІ СТАНИ І ТЕОРЕМА БЕЛЛА

[127](#)

А. Антал
Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

**TUNNEL MAGNON TRANSFER THROUGH
A FERROMAGNETIC CHAIN**

[130](#)

S.M. Tunyk, E.G. Petrov
Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, Nat. Acad. Sci. Ukr Kyiv, Ukraine

**ПІКСЕЛЬНА МАТРИЦЯ ІОНІЗАЦІЙНИХ КАМЕР
У ВЕРИФІКАЦІЇ ЛІКУВАЛЬНИХ ПЛАНІВ
ПРОМЕНЕВОЇ ТЕРАПІЇ: АНАЛІЗ ТА
ОПТИМІЗАЦІЯ МЕТОДИК**

[132](#)

К.Г. Пінчук^{1,2}, Л.О. Голінка-Безшийко¹, О.О. Чигрин², Д.С. Коваленко^{2,3},
В.В. Русаков², О.А. Безшийко¹

¹*Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, Київ, Україна*

²*Державне некомерційне підприємство «Національний інститут раку»,
Київ, Україна*

³*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

**ПОРІВНЯННЯ ДОЗОВИХ РОЗПОДІЛІВ, ВИМІРЯНИХ
РІЗНИМИ ДЕТЕКТОРАМИ У ВЕЛИКИХ ТА МАЛИХ
РАДІАЦІЙНИХ ПОЛЯХ**

[135](#)

К.В. Вільчинська^{1,2}, О.А. Безшийко², Л.О. Голінка-Безшийко²,
Р.М. Зелінський³

¹*Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, Київ, Україна*

²*Універсальна клініка «Оберіг», Київ, Україна*

³*Медичний центр імені академіка Юрія Прокоповича Спіженка, Київ,
Україна*

**ADVANTAGES OF USING STATIONARY SOURCES OF
RADIOACTIVITY FOR RESEARCH IN PHYSICS AND ECOLOGY
USING THE "SIRIUS" FACILITY**

[138](#)

Н. Magus, Н. Vasylyeva, I. Shafranyosh, К. Skubenych, V. Lazur,
A. Zaporogets

Uzhhorod National University, Uzhhorod, Ukraine

**ВИКОРИСТАННЯ ЕРІД ТА АНТРОПОМОРФНОГО
ФАНТОМА Н&N ДЛЯ ОЦІНКИ ВПЛИВУ
ТРАНСЛЯЦІЙНИХ ЗМІЩЕНЬ НА ТОЧНІСТЬ
ДОВЕДЕННЯ ПОГЛИНЕНОЇ ДОЗИ В ДИСТАНЦІЙНІЙ
ПРОМЕНЕВІЙ ТЕРАПІЇ**

[141](#)

В.В. Русаков¹, В.П. Ващишин^{2,3}, Л.О. Голінка-Безшийко³, О.А. Безшийко³

¹*Державне некомерційне підприємство «Національний інститут раку»,
Київ, Україна*

²*ТОВ «КАПИТАЛ» МЦ «Універсальна клініка “Оберіг”» Київ, Україна*

³*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ,
Україна*

**SIMOURG2.0 – GEANT4 APPLICATION FOR SIMULATION OF
NUCLEAR DETECTORS WITH SIMPLE GEOMETRIES**

[144](#)

D. S. Kovalenko, V. V. Kobychiev, L. M. Kobychева, O. V. Zueva
Institute for Nuclear Research of NASU, Kyiv, Ukraine

- ВИЗНАЧЕННЯ КВАНТОВИХ ВИХОДІВ ГАММА-КВАНТІВ В АЛЬФА-РОЗПАДІ ^{235}U** [147](#)
В. Лебедь^{1,2}, О. Жуков¹, І. Малюк¹, М. Стрільчук¹, В. Тришин¹, Л. Голінка-Безшийко²
¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*
² *Київський національний університет імені Тараса Шевченка*
- ЕМІСІЙНІ ВЛАСТИВОСТІ АМІНОКИСЛОТИ ІЗОЛЕЙЦИНУ У ГАЗОВОМУ РОЗРЯДІ** [149](#)
О. Папц, Є. Світличний
Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна
- ВИХОДИ ІЗОТОПІВ ЛАНТАНОЇДІВ (Sm, Dy, Ho, Yb) ПРИ ПОДІЛІ ^{238}U** [151](#)
П.С. Деречкей, З.М. Біган, П.П. Пуга, М.С. Лящов, В.Т. Маслюк
Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна
- СИСТЕМА АВТОМАТИЧНОГО ПЕРЕКЛАДУ НАУКОВИХ ТА НАВЧАЛЬНИХ ТЕКСТІВ** [153](#)
М. О. Іконніков, Л. О. Голінка-Безшийко, О. А. Безшийко
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна
- REFLECTIONLESS METASURFACES: FROM TRANSVERSE-ELECTRIC BREWSTER EFFECT TO PERFECT ABSORPTION** [156](#)
Tymofii Shudra¹, Oksana Mankovska², Artem Hrinchenko³,
Oleh Yermakov^{3,4}
¹*School "Basis", Kyiv, Ukraine*
²*Ivan Franko National University of Lviv, Lviv, Ukraine*
³*V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine*
⁴*Leibniz Institute of Photonic Technology, Jena, Germany*
- ОСОБЛИВОСТІ МАС-СПЕКТРОМЕТРІЇ ТАУРИНУ В ГАЗОВІЙ ФАЗІ** [158](#)
О.В. Папц, А.М. Завілопуло, Є.Ю. Ремета
Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна
- НАПІВПРОВІДНИКОВА БЕТА-СПЕКТРОМЕТРІЯ ^{90}Sr ТА ^{137}Cs** [161](#)
Г. Прокопюк, О. Жуков, І. Малюк, М. Стрільчук, В. Тришин
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна
- DARK ENERGY-MATTER SECTOR: BRIEF HISTORY AND NEW HYPOTHESES** [164](#)
V.M. Simulik¹, I.M. Bigan², T.M. Zajac²
¹*Institute of Electron Physics, Nat. Acad. Sci. Ukr., Uzhhorod, Ukraine*
²*Uzhhorod National University, Uzhhorod, Ukraine*

**RESOLUTION OF ULTRASOUND DOPPLER SYSTEMS USING
COHERENT PLANE-WAVE COMPOUNDING**

[167](#)

Evgen A. Barannik, Mykhailo O. Hrytsenko

*Department of Medical Physics and Biomedical Nanotechnologies, V.N. Karazin
Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine*

**ПОШУК ХОЛОДНОГО ПОДІЛУ НУКЛІДІВ ПЛУТОНІЮ І
АМЕРИЦІЮ ЗА ДОПОМОГОЮ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРІЇ**

[170](#)

І.С. Ключев, В.В. Кобичев, Д.В. Касперович

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

ПЕРЕДМОВА

З великими сподіваннями на майбутнє науки в Україні ми представляємо Збірник тез Міжнародної конференції молодих учених та аспірантів «ІЕФ-2025», яка відбулася у мальовничому та культурно багатому місті Ужгород, Україна. Ця конференція є важливою академічною традицією Інституту електронної фізики НАН України, що сприяє науковому зростанню та розвитку нового покоління фізиків, а також стимулює міжнародне співробітництво та міждисциплінарні дослідження.

Конференція «ІЕФ-2025» об'єднала різноманітну спільноту молодих науковців, дослідників-початківців та аспірантів з усієї України та з-за кордону. Вона надала гостинну платформу для представлення передових досліджень, відкритих наукових дискусій та встановлення зв'язків серед молодих учених. Конференція стала важливим етапом у професійному становленні багатьох учасників.

Цьогорічна конференція охопила широкий спектр сучасних тем у галузі фізики, що відображає як фундаментальні напрями досліджень, так і новітні технологічні досягнення. Більш ніж 60 доповідей охопили наступні тематичні напрями:

- *Фізика парних зіткнень електронів, атомів, іонів, молекул і фотонів.*
- *Спектроскопія атомів та молекул.*
- *Нелінійна оптика, лазерна фізика.*
- *Фізико-хімічні основи і технології отримання, оброблення та застосування макроскопічних і мезоскопічних кристалів, плівок та склоподібних матеріалів.*
- *Низькоенергетична ядерна фізика.*
- *Радіаційна і техногенно-екологічна безпека.*
- *Теоретична фізика.*

Авторів найкращих наукових доповідей було відзначено дипломами.

ДИПЛОМ 1 ступеня - Олег Єрмаков, Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна (Харків, Україна).

ДИПЛОМ 2 ступеня - Ignas Lukosiunas, Vilnius University, Laser Research Center (Vilnius, Lithuania).

ДИПЛОМ 2 ступеня - Катерина Вільчинська, Київський національний університет ім. Тараса Шевченка (Київ, Україна).

ДИПЛОМ 3 ступеня - Дмитро Куницький, Інститут електрозварювання ім. Є.О. Патона НАН України (Київ, Україна).

ДИПЛОМ 3 ступеня - Іван Вертегел, Інститут ядерних досліджень НАН України (Київ, Україна).

ДИПЛОМ 3 ступеня - Олег Дем'яник, Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна (Харків, Україна).

Особливі ВІДЗНАКИ юного перспективного науковця отримали двоє школярів, які показали високий рівень наукових досліджень, незважаючи на свій вік:

ВІДЗНАКА - Тимофій Шудра, Науково-дослідницька приватна школа "Basis" (Київ, Україна).

ВІДЗНАКА - Олександр Бандурин, Ужгородський науковий ліцей Закарпатської ОВА (Ужгород, Україна).

Також слід відзначити оглядові лекції від досвідчених вчених, що були запрошені провести майстер-класи на конференції, а саме: директора Інституту теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України Сергія Перепелиці, старшої наукової співробітниці Інституту ядерних досліджень НАН України Тетяни Обіход, наукової співробітниці міжнародного дослідницького центру «Elettra Sincrotrone Trieste» Оксани Плекан, старшого наукового співробітника Арагонської національної лабораторії Юліуса Єллінека, завідувачки лабораторії Інституту проблем матеріалознавства ім. І.М.Францевича НАН України Анни Островерх та завідувача кафедри квантової теорії поля Київського національного університету імені Тараса Шевченка Станіслава Вільчинського.

Різноманітність і якість тез, представлених у цьому збірнику, свідчать про інтелектуальну активність та наукову зрілість молодих учасників. Кожна робота була оцінена науковими рецензентами з точки зору наукової новизни, змісту та чіткості викладення.

Конференція «ІЕФ-2025» стала не лише науковим заходом, а й важливим майданчиком для наставництва, натхнення та утвердження таких цінностей наукової спільноти, як точність, відкритість, креативність і співпраця. Учасників заохочували мислити критично, ставити амбітні питання та сміливо виходити за межі традиційних уявлень.

Щиро дякуємо всім, хто сприяв успіху конференції: організаційному комітету, науковим рецензентам, головам секцій, запрошеним доповідачам і, насамперед, молодим науковцям, завдяки яким ця подія ожила. Особлива вдячність нашим Збройним Силам України, завдяки яким всі ми маємо змогу працювати, організовувати такі форуми та продовжувати творити науку.

Ми переконані, що цей Збірник тез стане корисним довідником для наукової спільноти та джерелом натхнення для подальших досліджень у галузі фізики. Бажаємо всім учасникам нових наукових досягнень та з нетерпінням чекаємо на нові зустрічі.

Євген ОЛЕЙНИКОВ

голова організаційного комітету,
доктор філософії

Програмний комітет:

Голова - чл.-кор. НАН України Ганна ГОМОНАЙ

Заступник голови - проф. Анатолій ЗАВІЛОПУЛО

Члени програмного комітету:

проф. Олександр ГОМОННАЙ (Україна)

проф. Володимир МАСЛЮК (Україна)

проф. Петер КОПЧАНСЬКИЙ (Словаччина)

д.ф.-м.н. Євген РЕМЕТА (Україна)

др. Валдас ЙОНАУСКАС (Литва)

др. Оксана ПЛЕКАН (Італія)

др. Лаліта ШАРМА (Індія)

др. Шандор ДЕМЕШ (Угощина)

Організаційний комітет:

Голова- докт.філ. Євген ОЛЕЙНИКОВ

Заступник голови- Ігор ПИЛИПЧИНЕЦЬ

Члени організаційного комітету:

к. фіз.-мат. н. Олександр ПАПП

к. фіз.-мат. н. Оксана ПОП

к. фіз.-мат. н. Тетяна ПОПИК

к. фіз.-мат. н. Євген СВІТЛИЧНИЙ

к. фіз.-мат. н. Вікторія РОМАН

аспірант Віталій ГАНУЛИЧ

аспірант Станіслав ПАВЛЕЙ

аспірант Василь ПИСКАЧ

аспірант Михайло ТОМИШИН

аспірант Петро ЯВОРСЬКИЙ

PREFACE

It is with great honor and anticipation for the future of science that we present the Book of Abstracts of the International Conference of Young Scientists and Post-Graduate Students IEP-2025, held in the picturesque and culturally rich city of Uzhhorod, Ukraine. This conference represents a significant academic tradition of Institute of Electron Physics NAS of Ukraine, fostering the scientific growth and development of the next generation of physicists, while also promoting international cooperation and interdisciplinary research.

The IEP-2025 conference brought together a diverse group of young scientists, early-career researchers, and graduate students from across Ukraine and abroad. It provided a welcoming platform for the presentation of cutting-edge research, open scientific discussion, and the establishment of collaborative networks among emerging scholars. By offering the opportunity to engage with peers and experienced scientists alike, the conference continues to serve as a vital step in the professional journey of many researchers.

This year's conference covered a broad spectrum of contemporary topics in physics, reflecting both foundational areas of inquiry and the forefront of technological advancement. More than 60 reports covered the following thematic areas:

- *Physics of collisions of electrons, atoms, ions, molecules, and photons.*
- *Atomic and molecular spectroscopy.*
- *Nonlinear optics and laser physics.*
- *Physical and chemical fundamentals and technology of fabrication, treatment, and application of microscopic and mesoscopic crystals, films, and glasses.*
- *Low-energy nuclear physics.*
- *Radiation safety, anthropogenic environmental safety.*
- *Theoretical physics.*

The authors of the best presentations were awarded the conference diplomas.

First rank diploma – Oleh Yermakov (*V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine*).

Second rank diploma – Ignas Lukosiunas, *Vilnius University, Laser Research Center (Vilnius, Lithuania)*.

Second rank diploma – Kateryna Vilchynska, Taras Shevchenko National University of Kyiv (Kyiv, Ukraine).

Third rank diploma – Dmytro Kunytskyi, E.O. Paton Electric Welding Institute of the National Academy of Sciences of Ukraine (Kyiv, Ukraine).

Third rank diploma – Ivan Vertehel, Institute for Nuclear Research of the National Academy of Sciences of Ukraine (Kyiv, Ukraine).

Third rank diploma – Oleh Demianyuk, V.N. Karazin Kharkiv National University (Kharkiv, Ukraine).

Special diplomas for promising young scientists were awarded to two school students who demonstrated a high level of scientific research despite their age:

Special Diploma – Tymofii Shudra, “Basis” Private Research School (Kyiv, Ukraine).

Special Diploma – Oleksandr Banduryn, Uzhhorod Scientific Lyceum of the Zakarpattia Regional State Administration (Uzhhorod, Ukraine).

It is also worth noting the review lectures from experienced scientists who were invited to report at the conference, namely Serhiy Perepelitsa, director of the M.M. Bogolyubov Institute of Theoretical Physics NAS of Ukraine, Tetyana Obikhod, senior researcher of the Institute for Nuclear Research of the NAS of Ukraine, Oksana Plekan, researcher of the International Research Center "Elettra Sincrotrone Trieste", Julius Jellinek, senior researcher of the Argonne National Laboratory, Anna Ostroverkh, head of the laboratory of the I.M. Frantsevich Institute for Problems of Materials Science NAS of Ukraine, and Stanislav Vilchynsky, head of the department of quantum field theory of the Taras Shevchenko National University of Kyiv.

The range and quality of the abstracts presented in this volume reflect the intellectual vitality of the participating researchers. Each contribution has been reviewed for scientific merit and clarity, ensuring that the contents of this publication meet high academic standards.

Beyond its scientific purpose, the IEP-2025 conference served as a meaningful venue for mentorship, inspiration, and the reinforcement of values essential to the scientific community—rigor, openness, creativity, and cooperation. Participants were encouraged to think critically, challenge conventional ideas, and pursue bold questions.

In doing so, the conference not only highlighted present achievements but also laid the groundwork for future discoveries and innovations.

We extend our sincere gratitude to all who contributed to the success of IEP-2025: the organizing committee, scientific reviewers, session chairs, invited speakers, and, most importantly, the young scientists whose work gives life to this event. Special thanks go to the Ukrainian Armed Forces for enabling us to organize such scientific meetings and continue our research activity.

We are confident that this Book of Abstracts will serve as a valuable reference for readers interested in current developments across multiple domains of physics. We wish all participants new scientific achievements and look forward to new meetings.

Dr. Eugene OLEINIKOV,
Chair of the Organizing Committee

Programme Committee

Chairperson: Dr. Anna GOMONAI, Corr.
Member Nat. Acad. Sci. Ukr.

Vice Chairperson: Prof. Anatoly ZAVILOPULO

Members of the Programme Committee:

Prof. Alexander GOMONNAI (Ukraine)

Prof. Volodymyr MASLYUK (Ukraine)

Prof. Peter KOPČANSKÝ (Slovakia)

Dr. Eugene REMETA (Ukraine)

Dr. Yuriy AZHNIUK (Ukraine)

Dr. Valdas JONAUSKAS (Lithuania)

Dr. Oksana PLEKAN (Italy)

Dr. Lalita SHARMA (India)

Dr. Sándor DEMES (Hungary)

Organizing Committee

Chairperson: Dr. Eugene OLEINIKOV

Vice chairperson: Ihor PYLYPCHYNETS

Members of the Organizing Committee:

Dr. Oleksandr PAPP

Dr. Oksana POP

Dr. Viktoria ROMAN

Dr. Tetiana POPYK

Dr. Natalia SVATIUK

Vitaliy HANULYCH

Stanislav PAVLEY

Vasyl PYSKACH

Mykhailo TOMYSHYN

Petro YAVORSKY

ІЕФ-2025

ІЕР-2025

***ТЕЗИ
ДОПОВІДЕЙ***

ABSTRACTS

ФІЗИКА ДНК: ВІД БІОЛОГІЧНИХ ФУНКЦІЙ ДО ТЕХНОЛОГІЧНИХ ЗАСТОСУВАНЬ

С.М. Перепелиця

*Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, Київ
e-mail: perepelytsya@bitp.kyiv.ua*

У 40-х роках минулого століття стало зрозуміло, що носієм генетичної інформації є молекула ДНК. Це було продемонстровано в знаменитих експериментах Ейвері, МакЛеода та МакКарті [1]. Відкриття спричинило значний інтерес до ДНК, особливо до її структури, оскільки було очевидно, що розкриття просторової будови дозволить зрозуміти механізм кодування спадкової інформації. На той час уже було відомо, що ДНК складається з чотирьох типів нуклеотидів: аденіну (А), тиміну (Т), гуаніну (Г) і цитозину (Ц). У 1949 році хімік Ервін Чаргаф, який народився в Чернівцях, виявив, що в ДНК будь-якого організму кількість аденіну дорівнює кількості тиміну, а кількість гуаніну – кількості цитозину [2]. Це стало відомим як правила комплементарності Чаргафа.

Проте наявних даних було недостатньо, щоб побудувати модель структури ДНК. Для цього потрібно було мати уявлення про просторову організацію атомів у молекулі. Єдиним методом на той момент, що міг надати таку інформацію, був рентгеноструктурний аналіз, який на той час активно розвивався. Саме завдяки цьому методу група Моріса Вілкінса і Розалінд Франклін у Королівському коледжі отримала важливі експериментальні дані. Хоча вони працювали в одній лабораторії, їхні групи вели дослідження незалежно.

Спираючись на результати рентгеноструктурного аналізу та відомості про молекули ДНК, у 1953 році Джеймс Уотсон і Френсіс Крік запропонували модель структури ДНК у вигляді подвійної спіралі (Рис. 1 зліва) [3]. Ця модель узгоджувалася з наявними експериментальними даними рентгеноструктурного аналізу Вілкінса [4] і Франклін [5], пояснювала правила комплементарності Чаргафа та інші відомі факти. У 1962 році за це відкриття Уотсон, Крік і Вілкінс отримали Нобелівську премію з фізіології та медицини. Розалінд Франклін не дожила до того часу й не могла претендувати на цю нагороду, хоча сучасні історичні дослідження підкреслюють її ключову роль у цьому науковому досягненні. У доповіді буде наведено короткий історичний нарис того захоплюючого і водночас складного шляху, який пройшли дослідники для того, аби розгадати таємницю головної молекули життя.

Уже з перших робіт Уотсона, Кріка, Вілкінса і Франклін було відомо, що структура молекули ДНК суттєво залежить від умов навколишнього середовища [6]. Це пов'язано з тим, що азотисті основи ДНК є гідрофобними (вони прагнуть уникати контакту з водою), тоді як фосфатні групи, розташовані назовні подвійної спіралі, є гідрофільними. Фосфати ДНК несуть негативний заряд ($-e$) і у водному середовищі нейтралізуються позитивно зарядженими іонами (Рис. 1 посередині). Такі іони ДНК називають протийонами. Протийонами можуть бути іони металів (наприклад, K , Mg^{2+}), або молекулярні іони, наприклад, поліаміни (Рис. 1 справа). Таким чином, обов'язковими умовами для формування стабільної подвійної спіралі ДНК є достатня гідратація (наявність водного середовища) та наявність протийонів.

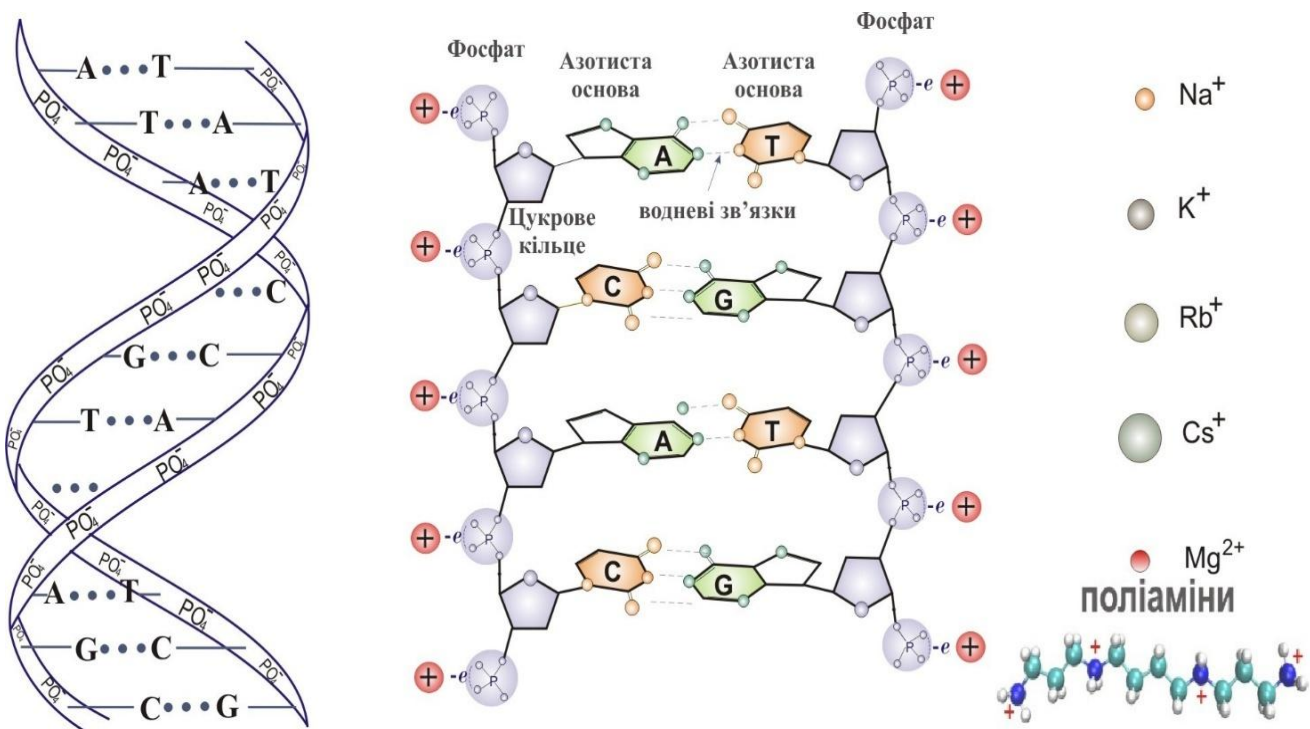


Рис. 1. Подвійна спіраль ДНК та позитивно заряджені йони (протийони), що нейтралізують негативний заряд макромолекули.

У зв'язку з важливістю протийонів для стабілізації структури ДНК першочерговим завданням є зрозуміти яким чином протийони розташовуються навколо подвійної спіралі. В цьому контексті однією з перших моделей, яка дала певне фізичне уявлення про розподіл протийонів навколо ДНК, стала модель Маннінга [7]. Дана модель представляє ДНК як ланцюжок зарядів, що розташовані один від одного відповідно до величини лінійної густини заряду макромолекули, а протийони розглядаються як заряджений континуум. За допомогою цієї моделі було одержано надзвичайно важливий якісний результат – показано, що протийони

конденсуються на ДНК, утворюючи шар іонної атмосфери навколо макромолекули. Пізніше були розвинуті більш докладні моделі на основі рівняння Пуассона-Больцмана, які дозволили детальніше описати розподіл протийонів навколо ДНК [8].

Незважаючи на успіх поліелектролітних моделей, вони в силу своїх обмежень не дають можливість досліджувати ефекти специфічності протийонів, а також особливості структури подвійної спіралі ДНК. В Інституті теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України було розроблено підхід, який ґрунтується на протилежній ідеї, а саме на тому, що ДНК з протийонами розглядається не як континуум, а як впорядкована структура у вигляді ґратки іонного типу [9,10]. Такий підхід дав можливість дослідити коливання протийонів ДНК та визначити моди специфічних іон-фосфатних коливань у випадку іонів лужних металів [11,12]. Загалом концепція динамічної іон-фосфатної ґратки ДНК виявилася плідною для описання різних експериментально спостережуваних ефектів. У доповіді буде наведено короткий огляд розвинутої концепції динамічної іон-фосфатної ґратки.

З іншого боку, окрім аналітичних моделей, для дослідження системи ДНК у водному середовищі з іонами надзвичайно плідними є методи числового моделювання. Впродовж останніх декад ці методи набули суттєвого розвитку і сформували окрему галузь, яка з одного боку доповнює експеримент, а з іншого боку є містком до аналітичних фізичних моделей, що описують окремі ефекти. У доповіді буде окреслено сучасні методи числового моделювання на різних рівнях організації молекули ДНК від електронного, де застосовують методи квантової хімії, до атомістичного та мезоскопічного рівнів, де застосовують методи молекулярної динаміки та крупнозернисті моделі. Як приклад застосування цих методів буде наведено результати моделювання ДНК з молекулами поліамінів [13,14] та потийонами лужних металів з різним характером гідратації [15,16].

Окреслені вище дослідження структури та динаміки іон-гідратної оболонки ДНК є, перш за все, важливими для розуміння фізичних механізмів біологічного функціонування ДНК. Проте, незважаючи на ключову біологічну роль, унікальні властивості молекули ДНК роблять її привабливою для застосування як матеріалу для розвитку різного роду нанотехнологій. ДНК-нанотехнології беруть свій початок з 80-х років минулого століття і набули стрімкого розвитку протягом останніх двох десятиліть. У доповіді буде окреслено різні види ДНК-нанотехнологій, зокрема, ДНК-орігамі, ДНК-наномотори та можливість побудови ДНК-квантового комп'ютера. Більш детально буде обговорюватися застосування ДНК в літій-іонних батареях [17,18] та фундаментальні проблеми, які у зв'язку з цим вирішуються за допомогою методу молекулярної динаміки.

- [2] E. Chargaff, E., Magasanik, B., Doniger, R. and Vischer, J Am Chem Soc 71, 1513 (1949).
- [3] J. D. Watson and F. H. C. Crick, Nature 171, 737 (1953).
- [4] H. R. Wilkins, M.H.F., Stokes, A.R. and Wilson, Nature 171, 738 (1953).
- [5] R. E. Franklin and R. G. Gosling, Nature 171, 740 (1953).
- [6] R. E. Franklin and R. G. Gosling, Acta Crystallogr. 6, 673 (1953).
- [7] G. S. Manning, Q. Rev. Biophys. 11, 179 (1978).
- [8] A. A. Kornyshev, D. J. Lee, S. Leikin, and A. Wynveen, Rev. Mod. Phys. 79, 943 (2007).
- [9] S. M. Perepelytsya and S. N. Volkov, Ukr. J. Phys. 49, 1072 (2004).
- [10] S. M. Perepelytsya and S. N. Volkov, Eur. Phys. J. E 24, 261 (2007).
- [11] S. M. Perepelytsya and S. N. Volkov, Eur. Phys. J. E 31, 201 (2010).
- [12] S. M. Perepelytsya and S. N. Volkov, J. Mol. Liq. 164, 113 (2011).
- [13] S. Perepelytsya, J. Uličný, A. Laaksonen, and F. Mocci, Nucleic Acids Res. 47, 6084 (2019).
- [14] S. Perepelytsya, T. Vasiliu, A. Laaksonen, L. Engelbrecht, G. Brancato, and F. Mocci, J. Mol. Liq. (2023).
- [15] S. M. Perepelytsya, J. Mol. Model. 24, 171 (2018).
- [16] S. M. Perepelytsya, Ukr. J. Phys. 65, 510 (2020).
- [17] S. B. Mitta, R. Harpalsinh, J. Kim, H. S. Park, and S. H. Um, Adv. Mater. Interfaces 9, (2022).
- [18] S. B. Mitta, J. Kim, H. H. Rana, S. Kokkiligadda, Y. T. Lim, S. H. Bhang, H. S. Park, and S. H. Um, PNAS Nexus 3, pgae213 (2024).

ЗАСТОСУВАННЯ ТОПОЛОГІЧНИХ ІНВАРІАНТІВ ДЛЯ ОПИСУ НАДПРОВІДНОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ НА ОСНОВІ ГРАФЕНУ

Т. Обіход

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ
e-mail: obikhod@kinr.kiev.ua*

Застосування топологічних інваріантів до опису надпровідної електроніки на основі графену є новим напрямком у фізиці конденсованих середовищ. Унікальні електронні властивості, притаманні графену, у поєднанні з його двовимірною структурою дозволяють досліджувати нові явища, зокрема топологічну надпровідність. Інтеграція топологічних інваріантів, зокрема чисел Черна і крайових станів, у теоретичну основу надпровідних графенових систем є важливою для поглиблення нашого розуміння та інженерних можливостей у цій галузі.

Виняткові електронні характеристики графену зумовлені його лінійною зонною дисперсією та високою рухливістю носіїв. Ці властивості полегшують реалізацію різних квантових станів під впливом зовнішніх магнітних полів або взаємодій. Нещодавні дослідження з'ясували, як топологічні інваріанти можуть бути використані для класифікації різних фаз у надпровідних графенових системах [1]. Зокрема, дослідження щільних кіральних хвильових надпровідних станів показало, що ці конфігурації мають ненульові числа Черна, які вказують на їхню топологічну природу [2]. Такі результати підкреслюють критичну роль, яку відіграє топологія у визначенні фазової поведінки та стабільності цих екзотичних надпровідних станів.

Більше того, було продемонстровано, що ці числа Черна не лише характеризують об'ємні властивості, але й визначають явища крайових станів, які мають вирішальне значення для практичного застосування в надпровідній електроніці. Крайові стани, що виникають внаслідок нетривіальної топології, є шляхами для транспорту без дисипації на границях, що є життєво важливим для підвищення продуктивності пристроїв. У цьому контексті розуміння того, як різні параметри – такі як хімічний потенціал або амплітуди параметрів порядку – впливають на розподіл чисел Черна, стає необхідним для створення матеріалів з бажаною електронною поведінкою.

Унікальні властивості графену включають:

- лінійний закон дисперсії електронів поблизу точок Дірака, що призводить до появи масивних безщільових ферміонів;
- високу мобільність носіїв заряду;
- можливість змінювати його електронну структуру через зовнішні поля, деформації або взаємодію з іншими матеріалами.

Поєднання графену з надпровідниками або іншими матеріалами можуть призводити до наступних топологічних станів:

- Майоранівські ферміони — квазічастинки є власними античастинками, що важливе для квантових обчислень.
- Топологічна надпровідність — стан, у якому надпровідність виникає завдяки топологічним властивостям системи.

Топологічні інваріанти для опису графенових систем дають можливість визначити, чи перебуває система у тривіальній чи нетривіальній фазі [3]. Топологічний інваріант дії Черна-Сімонса визначається формулою:

$$S_{CS} = -\frac{1}{2}k \int d^3x \epsilon^{\mu\nu\lambda} a_\mu \partial_\nu a_\lambda,$$

де a_{0j} – калібрувальне поле U(1), 0_{μ^0j0SO} – антисиметричний символ, k – константа.

У нетривіальній фазі система може підтримувати майоранівські моди на своїх краях або доменних стінках, а у тривіальній фазі такі моди відсутні. Z_2 -інваріанти дозволяють передбачити існування майоранівських мод, що виникають на краях графену або у точках з'єднання з надпровідником. Зміна числа Черна або Z_2 -інваріанта може сигналізувати про перехід між тривіальною та нетривіальною фазами. Такі топологічні інваріанти можуть бути визначені експериментально через: вимірювання провідності на краях системи (краєві стани), спектроскопію тунельного струму для виявлення майоранівських мод та вивчення квантових осциляцій, таких як квантовий ефект Холла.

Використання топологічних інваріантів для опису графенових систем відкриває широкі можливості для розробки нових технологій [4]:

1. Квантові комп'ютери: Майоранівські ферміони можуть бути використані для створення топологічних кубітів, які є більш стійкими до зовнішніх шумів.
2. Надпровідні транзистори: топологічні стани можуть забезпечити високу ефективність і низьке енергоспоживання.
3. Спінова електроніка: графен з топологічними властивостями може бути використаний для створення пристроїв, що працюють зі спіновими струмами.

Висновки

Топологічні інваріанти є потужним інструментом для опису та прогнозування поведінки надпровідних систем на основі графену. Вони дозволяють класифікувати топологічні фази матерії, передбачати існування майоранівських ферміонів та інших екзотичних станів, а також розробляти нові пристрої для квантових обчислень та наноелектроніки.

У поєднанні з унікальними властивостями графену цей підхід має потенціал стати основою для нового покоління електронних пристроїв.

- [1] Adeline Cr'epieux et al., Phys. Rev. B 108, 134515 (2023), arXiv:2211.11778 [cond-mat.supr-con].
- [2] Petra Högl et al., Phys. Rev. B 101, 245441 (2020).
- [3] Antonio Sergio Teixeira Pires, A Brief Introduction to Topology and Differential Geometry in Condensed Matter Physics (Second Edition) (Institute of Physics Publishing, Bristol, 2021).
- [4] Pasquale Marra, Journal of Applied Physics 132, 231101 (2022).

APPLYING DIFFERENT X-RAY SPECTROSCOPY TECHNIQUES FOR STUDYING GASEOUS HETEROCYCLIC COMPOUNDS: 2(5H)-THIOPHENONE

O. Plekan^{1*}, A. Ponzi², C. Grazioli³, M. Coreno³, M. de Simone⁴, F. Morini⁵,
E. Bernes⁶, G. Fronzoni⁶ and D. Toffoli^{4,6}

¹Elettra-Sincrotrone Trieste S.C.p.A., in Area Science Park, 34149 Basovizza, Trieste,
Italy,

²CNR-Istituto dell'Officina dei Materiali (IOM), area SISSA, 34136, Trieste, Italy,

³CNR-Istituto di Struttura della Materia (ISM), 34149 Basovizza, Trieste, Italy,

⁴CNR - Istituto Officina dei Materiali (IOM), 34149 Basovizza, Trieste, Italy,

⁵UHasselt, X-Lab, Agoralaan, 3590 Diepenbeek, Belgium,

⁶Dipartimento di Scienze Chimiche, Università degli Studi di Trieste, Trieste, Italy.

*oksana.plekan@elettra.eu

Heterocyclic compounds are fundamental building blocks in the synthesis of many organic complexes. This work deals with the heterocyclic compound containing one sulfur atom as part of the ring, as well as one oxygen atom, named 2(5H)-thiophenone (C₄H₄OS) (see Fig. 1). The large number of reports pertaining to the synthesis of different heterocycles and its derivatives corroborates the continuing intrigue and importance of these compounds in biology, chemistry, industry and medicine [1]. For example, substituted derivatives of 2(5H)-thiophenone are used in treatment of about 30 most common diseases such as hypertension, infarction, ischemia, arrhythmias, asthmas, atherosclerotic disorders, angina, cancer, stroke and diabetes [1, 2].

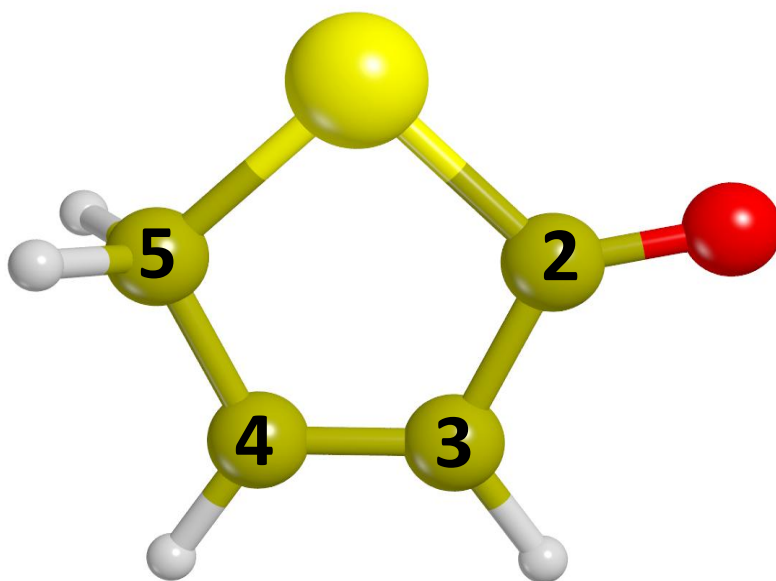


Fig.1. Schematic structure of 2(5H)-thiophenone with nonequivalent carbon atoms numbering.

For several decades excited states of heterocycles attracted particular attention, as these molecules constitute the smallest building block of oligo and polythiophenes-materials extensively used in organic electronics [3]. Electrocyclic ring-opening reactions are promising candidates for building molecular switches and serve as benchmark systems for fundamental, light-driven biochemical reactions [4]. In this regard, using time-resolved XUV photoelectron spectroscopy techniques the full ultrafast photochemical cycle (from photoexcitation, ring opening, through to the subsequent ground state dynamics) of gaseous 2(5H)-thiophenone has been investigated [5].

In view of the mechanism of biological, medical and photochemical importance of 2(5H)-thiophenone, a comprehensive analysis of its electronic structure under isolated conditions becomes crucial. Herein, electronic structure of 2(5H)-thiophenone in the gas phase was investigated by ultraviolet photoelectron spectroscopy (UPS) and x-ray photoemission spectroscopy (XPS) and near edge x-ray absorption fine structure (NEXAFS) spectroscopy at the C 1s, O 1s and S 2p edges. All assignments of the experimental results are supported by both ab-initio electron propagator OVGf calculations for the valence photoemission bands and density functional theory (DFT) and relativistic time dependent DFT calculations for the core levels XPS and NEXAFS spectra [6].

- [1] A.R. Katritzky, C.A. Ramsden, E.F.V. Scriven, R.J.K. Taylor. *Comprehensive Heterocyclic Chemistry III* (Elsevier) (2008).
- [2] K. A. Berryman, A. M. Doherty, J. J. Edmunds, W. C. Patt, M. S. Plummer, J. T. Repine. World Intellectual Property Organization, Warner-Lambert Company, No. 002165567A (1995).
- [3] H. Meng, Z. Bao, A.J. Lovinger, B. Wang, A. M. Mujsce. *J. Am. Chem. Soc.* 123 9214 (2001).
- [4] J. P. F. Nunes et al. *J Am Chem Soc.* 146 4134 (2024).
- [5] S. Pathak et al. *Nat. Chem.* 12 795 (2020).
- [6] O. Plekan et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 58 015101 (2025).

REVISITING THE FUNDAMENTAL NOTION OF TEMPERATURE AND INTRODUCING DYNAMICAL DEGREES OF FREEDOM

J. Jellinek

*Argonne National Laboratory, Lemont, Illinois 60439, USA
e-mail: jellinek@anl.gov*

An overview of the fundamental notion of temperature in physics is presented that includes its brief historical retrospective and thermodynamical and statistical mechanical origins, as well as its connection to dynamics [1]. The specific aspects of the notion of temperature in small (“nano”) systems, which arise from the violation of the equipartition theorem and the consequent loss of the intensive nature of temperature as a state variable in these systems, are discussed and analyzed [2]. The notion of dynamical temperature for subsystems of a small isolated system (these subsystems do not correspond to the conditions of either the microcanonical or canonical ensemble) is introduced [3]. New, so-called dynamical degrees of freedom – as an alternative to the traditional (kinematical) degrees of freedom – that restore the intensive nature of temperature in small systems are defined [2,3]. All the discussed aspects are illustrated through applications to small one- and two-component (alloy) metal clusters [2,3]. The utility of the subsystem temperatures as a tool for characterization of the differences in the thermal responses of the element-specific components of a nanoalloy to an increase of its internal energy is demonstrated. The power of the dynamical degrees of freedom in unravelling and understanding the most refined dynamical details of the complex, multistage phenomenon of “cluster melting” – a finite-size analog of bulk melting, which is a sharp first-order phase transition in crystalline bulk materials, – is illustrated. The analysis encompasses the characterization of the added dynamical intricacies in the melting of nanoalloys as compared to those in the melting of their one-component counterparts.

[1] E.M. Pearson, T. Halicioglu, W.A. Tiller, Phys. Rev. A 32, 3030 (1985).

[2] J. Jellinek, A. Goldberg, J. Chem. Phys. 113, 2570 (2000).

[3] D. Aleinikava, J. Jellinek, ChemPhysChem 24, e202300184 (2023).

* This work was supported by the Office of Basic Energy Sciences, Division of Chemical Sciences, Geosciences and Biosciences, U.S. Department of Energy under Contract No. DE-AC02-06CH11357.

HYDROGEN IN FOCUS: UNVELLING THE SCIENCE AND FUTURE OF FUEL CELL TECHNOLOGIES

A.S. Ostroverkh

*Technical University Darmstadt, Darmstadt, Germany
Institute for Problems of Materials Sciences, Nat. Acad. Sci. Ukr., Kyiv, Ukraine
e-mail: anna.ostroverkh84@gmail.com*

Modern energy consumption is driving us toward an imminent crisis. Rapid economic development and population growth have led to an aggressive depletion of fossil fuel reserves. At the same time, burning these fuels increases CO₂ emissions that warm our planet and cause ecological disruptions – like ocean acidification and desertification – as well as health problems, including cardiovascular and respiratory diseases. Transitioning away from fossil fuels is now an urgent imperative [1].

To address these pressing challenges, scientists, engineers, and policymakers are rallying behind the goal of achieving a zero-carbon energy system by 2050 [2–4]. Central to this transformation is hydrogen. Hydrogen, as a primary energizing molecule, has emerged at the forefront of this transformation strategy. As the simplest and most abundant element in the universe, hydrogen serves as a versatile energy carrier that can facilitate the storage, transport, and utilization of energy in various sectors. When hydrogen is utilized as a fuel, the ignition is not about combusting it in the traditional sense; it is about harnessing the energy stored in its chemical bonds. For instance, the energy released from breaking the strong H–H bond (which is around 436 kJ/mol) is what fuels the electrochemical processes that convert chemical energy into electrical energy. When produced via water electrolysis using renewable energy (green hydrogen), it offers a sustainable, zero-carbon pathway for future energy systems.

Existing energy infrastructure – such as pipelines and storage systems – can often be adapted for hydrogen, making it an attractive bridge to a carbon-neutral future.

Fuel cell technology capitalizes on this energy. Unlike traditional combustion engines that lose much of the energy as waste heat, fuel cells convert the energy locked in hydrogen's chemical bonds directly into electricity through electrochemical reactions. Unlike traditional combustion engines that waste energy as heat, fuel cells convert the chemical energy of hydrogen directly into electricity through an electrochemical process. This concept, first demonstrated in 1839 by Sir William Grove [5], has evolved to power a range of applications, from vehicles to stationary and portable power systems.

Fuel cells come in several types, each suited to different conditions and applications. Their characteristics include:

- **Proton Exchange Membrane Fuel Cells (PEMFCs):** Operate at low temperatures (50–100°C); ideal for transportation and portable devices.

- **Solid Oxide Fuel Cells (SOFCs):** Operate at high temperatures (500–1000°C); best for stationary power applications with fuel flexibility.
- **Alkaline Fuel Cells (AFCs):** Once used in space missions; their sensitivity to CO₂ limits broader terrestrial use.
- **Molten Carbonate Fuel Cells (MCFCs):** Function at moderate temperatures (600–700°C); suited for combined heat and power applications.
- **Direct Methanol Fuel Cells (DMFCs):** Operate at low temperatures; enable the direct use of methanol when hydrogen storage is a challenge.

At the core of every fuel cell lies the **Membrane Electrode Assembly (MEA)**. The MEA is a layered structure comprising: an electrolyte membrane that selectively conducts ions while blocking gases and two electrodes that include catalyst layers (usually containing noble metals like platinum) and gas diffusion layers.

For example, in a PEMFC, hydrogen molecules adsorb on the catalyst at the anode, splitting into protons and electrons. The electrons travel through an external circuit to produce electricity, while the protons pass through the membrane to the cathode, where they recombine with oxygen to form water.

Although theoretical models predict that MEAs could achieve power densities of up to 25 W cm⁻² (with electrolyte thicknesses of 5 – 10 μm) [6], real-world performance falls short. A platinum-based PEMFC with an 8 μm electrolyte might only reach about 4 W cm⁻² under an operating pressure of 300 kPa [7]. Similarly, high-temperature systems like SOFCs and solid proton fuel cells (P-SOFCs) report power densities around 1.872 W cm⁻² and 1.429 W cm⁻² respectively [8, 9]. These discrepancies not only highlight the technological challenges involved but also accentuate the pressing need for a deeper understanding and optimization of the MEA [10] design and its constituent materials:

- Catalyst degradation over time.
- Membrane aging and reduced ion conductivity.
- Gas crossover and water management issues and others.

Tackling these issues requires an integrated, multidisciplinary approach. Advances in nanostructured catalyst design and the development of robust ion-conducting membranes are key. There is also growing research into alternative catalysts; for instance, substituting noble metals with iron-based catalysts could lower costs, though stability and compatibility with conventional characterization methods (like XRD or RDE analysis) remain challenges. Researchers increasingly rely on advanced techniques – including X-ray Absorption Near Edge Structure (XANES), scanning and transmission electron microscopy (SEM/TEM), Mössbauer spectroscopy and mass spectrometry – along with computational modeling to optimize MEA design and performance.

Fuel cells are already making an impact today. They are powering fuel cell electric vehicles (FCEVs), providing a longer range and quick refueling compared to many battery-

electric options. They also deliver reliable, quiet, and clean stationary power for homes, businesses, and remote communities. Even in specialized applications such as military operations and portable electronics, fuel cells offer significant advantages.

Hydrogen and its derivative fuel cell technologies provide a crucial bridge from our current fossil-fuel-dependent systems to a sustainable, zero-carbon future. In this talk, I will explore hydrogen's journey – from its role as a clean, abundant energy carrier to its transformative application in fuel cells. I will delve into MEA design intricacies, and examine why real-world performance often falls short of theoretical limits. And will share insights from my own research on MEA level understanding including catalyst layers and exploring innovative, non-precious metal alternatives to further enhance performance.

This overview sets the stage for a detailed discussion on how continued innovation in hydrogen and fuel cell research can drive us toward a sustainable energy landscape. Through a careful balancing of theory and practice, we can unlock the full potential of these technologies to meet the challenges of a rapidly changing world.

- [1] WHO air quality database 2022, (2022) I.N. Smith, R.J. Brown, *J. Chem. Phys.* 36, 987 (2020).
- [2] K. Malik, S. Singh, S. Basu, A. Verma, *WIREs Energy and Environment*, 6, e244 (2017).
- [3] D.D. Zhu, J.L. Liu, S.Z. Qiao, *Adv. Mat.*, 28, 18, 3423 (2016).
- [4] J. Qiao, Y. Liu, F. Hong, J. Zhang, *Chem. Soc. Rev.*, 43, 631 (2014).
- [5] E. Katz, *Electrochem. Sci. Adv.*, 3, e2300023 (2023).
- [6] D.-K. Lim, H.-N. Im, S.-J. Song, *Sci. Rep.*, 6, 1, 18804 (2016).
- [7] M. Klingele, M. Breitwieser, S. Thiele, *J. Mater. Chem. A*, 3, 21, 11239 (2015).
- [8] G. Meng, C. Jiang, J. Ma, Q. Ma, X. Liu, *J. Power Sources*, 173, 1, 189 (2007).
- [9] Y. Pan, H. Zhang, K. Xu, Y. Zhou, B. Zhao, *Appl. Catal. B: Environ.*, 306, 121071 (2022).
- [10] A. Ostroverkh, V. Jokhanek, M. Dubau, P. Kus, I. Khalakhan, B. Smid, R. Fiala, M. Vaclavu, Y. Ostroverkh, V. Matolin, *Int. J. Hydrogen Energy*, 44, 35, 19344 (2019).

ГЕНЕРАЦІЯ ЛЕПТОННОЇ ТА БАРІОННОЇ АСИМЕТРІЙ У РАННЬОМУ ВСЕСВІТІ

С.Й. Вільчинський

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна
e-mail: stanislav.vilchinskii@cern.ch*

Розглядається генерація лептонної і баріонної асиметрії Всесвіту у рамках розширення Стандартної Моделі елементарних частинок (СМ) шляхом введення в модель правокіральных (стерильних) нейтрино (ν MSM). В рамках такого розширення СМ можливо одночасно пояснити ряд феноменів, що не знаходять пояснення в рамках Стандартної Моделі: 1) лівокіральні нейтрино СМ (активні нейтрино) стають масивними, що необхідно для пояснення явища нейтринних осциляцій; 2) у розпадах двох важчих правокіральных нейтрино на лептони і адрони генерується лептонна асиметрія Всесвіту; 3) найлегший стерильний нейтрино є кандидатом на роль частинки Темної матерії.

Лептонна асиметрія, яка генерується до електрослабкого переходу ($T_{EW} \sim 200$ ГеВ), переноситься на баріонний сектор СМ, вирішуючи, таким чином, проблему спостережуваної баріонної асиметрії Всесвіту. Після електрослабкого переходу згенерована лептонна асиметрія є важливою у процесі народження частинок Темної матерії, що має місце при температурі порядку 0.1 ГеВ. Для успішної генерації необхідної кількості відповідних частинок необхідно, щоб під час цього процесу у Всесвіті була присутня лептонна асиметрія у кількості $10^{-3} < \Delta < 2/11$.

Лагранжیان моделі ν MSM є таким:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + i\bar{\nu}_{IR} \partial_\mu \gamma^\mu \nu_{IR} - F_{\alpha I} \bar{L}_\alpha \tilde{\Phi} \nu_{IR} - \frac{M_{IJ}}{2} \bar{\nu}_{IR}^c \nu_{JR} + h. c., \quad (1)$$

де \mathcal{L}_{SM} — лагранжیان Стандартної моделі, ν_{IR} — ферміонні функції правокіральных стерильних нейтрино ($I = 1, 2, 3$), що є синглетами по відношенню до $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ перетворень, M_{IJ} — майоранівські маси стерильних нейтрино. $\nu_{IR}^c = \hat{C} \bar{\nu}_{IR}^T$, $\hat{C} = i\gamma^2 \gamma^0$ — оператор зарядового спряження. $\tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^*$, де Φ — хігсівський дублет, σ_2 — друга з матриць Паулі. $L_\alpha = \begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ e_\alpha \end{pmatrix}$ — лептонний дублет ($\alpha = e, \mu, \tau$), $F_{\alpha I}$ — матриця юкавівських констант взаємодії, $h. c.$ — означає ермітове спряження. Дана модифікація додає правокіральні нейтрино, які відсутні у СМ, і робить лептонний сектор електрослабкої теорії аналогічним до кваркового.

Лагранжیان (1) в базисі, де масова матриця стерильних нейтрино є діагональною, має вигляд:

$$\mathcal{L}^{ad} = -g_{\alpha I} \bar{L}_\alpha N'_I \tilde{\Phi} - \frac{M_I}{2} \bar{N}'_I{}^c N'_I + h. c., \quad (2)$$

де N'_I – правокіральні нейтрино і $g_{\alpha I}$ – елементи юкавівської матриці у цьому базисі.

Власні стани вихідного лагранжіану, в яких стерильні нейтрино народжуються та розпадаються, пов'язані зі станами лагранжіану (2) так:

$$v_r^c \simeq N'^c + \Theta v_L, \quad (3)$$

де v_L – активні нейтрино СМ в ароматовому базисі,

$$\Theta_{\alpha I} = \frac{v}{\sqrt{2}} \frac{g_{\alpha I}}{M_I} \quad (4)$$

кути змішування між активними та стерильними нейтрино. ($\Theta_{\alpha I} \ll 1$). Юкавівські константи зв'язку у діагональному базисі мають вигляд:

$$g_{\alpha 2} = \left(\frac{M \sum_i m_{\nu_i}}{2v^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{ia_{\alpha 2}}{\sqrt{\varepsilon}} - i\sqrt{\varepsilon} a_{\alpha 3} \right), \quad (5)$$

$$g_{\alpha 3} = \left(\frac{M \sum_i m_{\nu_i}}{2v^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{a_{\alpha 2}}{\sqrt{\varepsilon}} + \sqrt{\varepsilon} a_{\alpha 3} \right), \quad (6)$$

де m_{ν_i} — маси активних нейтрино, а $a_{\alpha I}$ виражаються через параметри масової матриці активних нейтрино (різниці квадратів мас, фази), що вимірюються в експериментах з нейтринних осциляцій. Оскільки найлегший стерильний нейтрино грає роль частинки Темної матерії, він слабо взаємодіє з частинками Стандартної моделі і тому не бере участь у генерації лептонної асиметрії, тому всюди індекс I приймає значення 2 або 3.

Найлегший стерильний нейтрино N_1 має масу порядку кількох КеВ. Два інші стерильні нейтрино N_2 і N_3 мають маси принаймні менші за електрослабкий масштаб (маси калібрувальних W , Z - бозонів). Ці дві частинки мають бути майже виродженими по масі, щоб створити суттєву лептонну асиметрію. Розглядаємо нейтрино з масами в проміжку $m_\pi < M_{2,3} < 2$ ГеВ, де $m_\pi = 140$ МеВ — маса мезона. Наявність у нейтрино маси, меншої маси піона, не узгоджується з експериментами. Верхня межа 2 ГеВ обрана для зручності, оскільки не існує ніяких експериментальних даних для $M_I > 2$ ГеВ.

Експериментально вимірюються не самі маси активних нейтрино, а величини $\Delta m_{ij} = m_i^2 - m_j^2$. Відповідно, існує деяка невизначеність в означенні мас активних нейтрино. На практиці використовують два варіанти — пряма та обернена ієрархії. У випадку прямої ієрархії маємо $m_1 = 0$, $m_2 = \sqrt{\Delta m_{21}^2} = 0.009$ еВ, $m_3 =$

$\sqrt{|\Delta m_{23}^2| + \Delta m_{21}^2} = 0.05 \text{ eV}$. У випадку оберненої ієрархії маємо $m_1 = \sqrt{|\Delta m_{23}^2| - \Delta m_{21}^2} = 0.048 \text{ eV}$, $m_2 = \sqrt{|\Delta m_{23}^2|} = 0.049 \text{ eV}$, $m_3 = 0$.

Генерація лептонної асиметрії є наслідок розпадів стерильних нейтрино N_2 і N_3 на лептони і мезони такими каналами розпаду:

$$N_I \rightarrow \pi^0 \nu_\alpha, \pi^+ e_\alpha^-, \pi^- e_\alpha^+, K^+ e_\alpha^-, K^- e_\alpha^+, \eta \nu_\alpha, \eta' \nu_\alpha, \rho^0 \nu_\alpha, \rho^+ e_\alpha^-, \rho^- e_\alpha^+ \quad (7)$$

Обрахунок даних процесів було проведено в наближенні нульової температури. У цьому випадку, для обраної області мас стерильних нейтрино можна використовувати найближення Фермі точкової взаємодії струмів. Розглянемо, як саме відбувається процес розпаду правокіральных нейтрино у моделі $\nu MSSM$. Стерильний нейтрино осцилює в активний нейтрино, який далі розпадається на проміжний Z^0 -бозон та активне нейтрино, або розпадається на заряджений лептон та W^\pm -бозон згідно правил Стандартної моделі. Z -бозон (або W^\pm -бозон) розпадається на пару кварк-антикварк. Так як кінетична енергія цих кварків є достатньо малою, вони формують зв'язаний стан. Оскільки $M_I < 2 \text{ GeV} \ll M_{Z(W)}$, ми можемо скоротити їх пропагатор у ефективну вершину і тоді розглядати мезон, як кінцевий продукт реакції (Рис. 1).

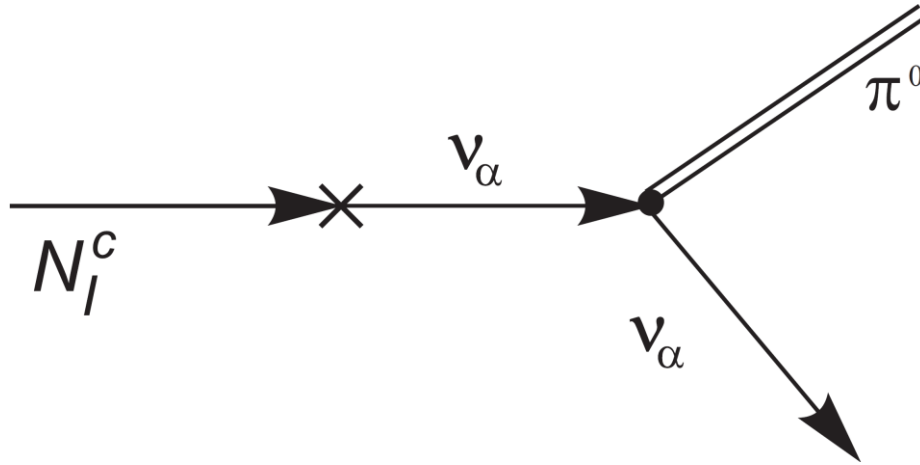


Рисунок 1. Ефективний низькоенергетичний розпад стерильного нейтрино на активне нейтрино покоління α та π^0 мезон.

Ефективна низькоенергетична взаємодія стерильних нейтрино з π^- -мезоном така:

$$\mathcal{L}_{eff} = i \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_\pi V_{ud} \Theta_{\alpha I} M_I \bar{e}_\alpha \left((1 + \gamma_5) - \frac{m_\alpha}{M_I} (1 - \gamma_5) \right) N_I \pi^- + h.c. \quad (8)$$

Отримані експериментально чисельні значення параметрів, що входять до нього, наступні:

$$f_\pi = 0.131 \text{ GeV}, \quad |V_{ud}| = 0.97, \quad G_F = 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}. \quad (9)$$

Аналогічно отримуються лагранжіани взаємодії стерильних нейтрино з іншими мезонами. Будуть змінюватись лише елементи матриці Кабібо-Кобяші-Маскава та форм-фактори f .

Лептонна асиметрія Δ визначається наступним чином:

$$\Delta = \frac{\Gamma_{\psi \rightarrow l} - \Gamma_{\psi \rightarrow \bar{l}}}{\Gamma_{\psi \rightarrow l} + \Gamma_{\psi \rightarrow \bar{l}}}, \quad (10)$$

де $\Gamma_{\psi \rightarrow l}$ і $\Gamma_{\psi \rightarrow \bar{l}}$ – повні ширини розпаду масових власних станів ψ_I стерильних нейтрино на лептони та антилептоли відповідно. В цьому випадку переважаючий вклад в лептонну асиметрію дають скелетні діаграми.

Вимога на значення лептонної асиметрії на момент початку народження Темної матерії дозволяє обмежити область значень параметрів моделі νMSM .

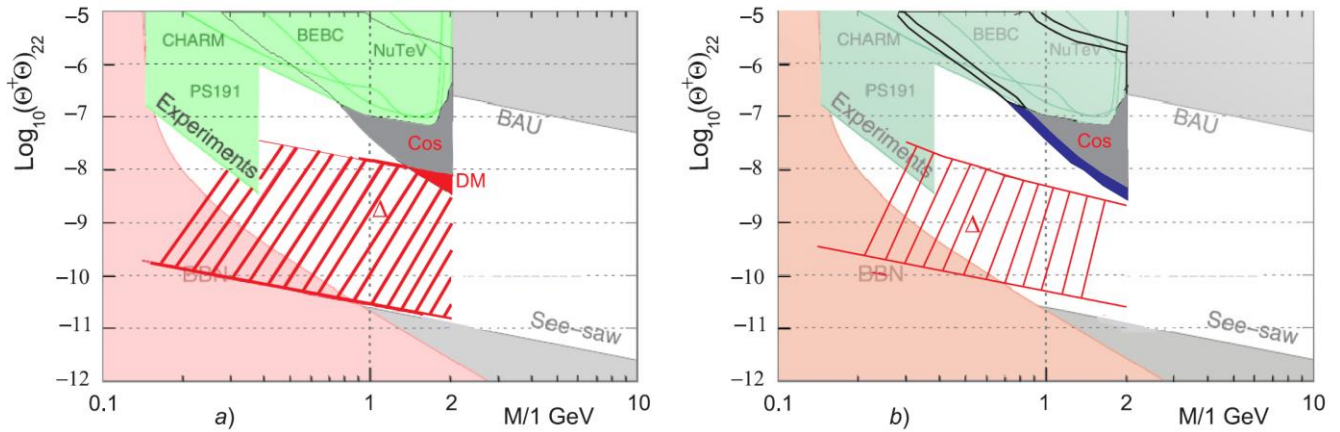


Рисунок 2. Суперпозиція отриманих обмежень і обмежень з літератури: а) випадок нормальної ієрархії, б) випадок інверсної ієрархії.

Суперпозиція отриманих обмежень і узагальнених обмежень з інших робіт представлена на Рис. 2. Вище лінії, що позначена «BAU», баріогенезис не можливий: в цій області стерильні нейтрино приходять до стану термодинамічної рівноваги за температури, вищої T_{EW} . Нижче лінії, позначеної «See-saw», дані по масам та кутам змішування нейтрино не можуть бути пояснені в рамках «see-saw» механізму. Область, позначена як «BBN», не задовільняє критеріям нуклеосинтезу теорії Великого Вибуху. Регіон, позначений як «Experiment», зображує частину області параметрів, яка виключається експериментами з пошуку синглетних нейтрино. Регіони, позначені як «Cos», « Δ » і «DM», були отримані в роботі. Регіон «Cos» показує область параметрів, дозволених космологічними обмеженнями: стерильні

нейтрино мають розпастися за температури, меншій, ніж їх маса ($T \lesssim M$) для порушення термодинамічної рівноваги, також, звичайно, вони мають розпастися до початку народження частинок Темної матерії, яка утворюється при температурі $T \sim 0.1$ ГеВ. Заштрихована область, позначена як « Δ », демонструє значення параметрів, дозволені обмеженням $10^{-3} < \Delta < 2/11$, область, позначена як «DM», зображує регіон параметрів, де останні два обмеження не суперечать одне одному. Остання область є сприятливою для народження частинок Темної матерії, згідно отриманих результатів. Як видно, така область існує лише у випадку нормальної ієрархії мас активних нейтрино.

A DETAILED COLLISIONAL RADIATIVE MODEL FOR Ti PLASMA

N.Ghosh, L.Sharma

Indian Institute of Technology Roorkee, Roorkee 247667, India
e-mail: nitish_g@ph.iitr.ac.in

Titanium plasmas are widely studied due to their applications in thin-film deposition, biomedical coatings, and advanced material processing. Accurate plasma diagnostics are essential for optimizing these applications, with laser-induced breakdown spectroscopy serving as a powerful non-intrusive technique. A reliable collisional radiative (CR) model is crucial for extracting plasma parameters such as electron temperature and density from spectral emissions. However, existing Ti plasma studies are limited by the lack of comprehensive atomic and collisional data. This study presents a detailed CR model for Ti plasma by validating it using laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS) measurements of Roberto et al. [1]. Radiative rates for 194 fine-structure levels considered in the model of Ti I are computed using the multiconfiguration Dirac-Hartree-Fock (MCDHF) method. Electron impact excitation cross-sections are calculated from the ground and metastable states $3d^24s^2$ (a^3F , a^1D , a^3P) and $3d^34s$ (a^5F) up to upper fine structure levels using relativistic distorted wave (RDW) [2] theory for a wide range of incident electron energy from excitation threshold to 250 eV. The CR model incorporates key plasma processes, including radiative decay, electron impact excitation, and de-excitation, ionization, and three-body recombination. Incorporating all of the key plasma processes into a collisional radiative solver, a system of rate equations is solved to get the upper-level population of the fine structure energy levels. Theoretical spectra are generated and compared with experimental LIBS measurements from Roberto et al. [1] for validation. Eight Ti I spectral lines are analyzed and electron temperature (T_e) and density (n_e) at different delay times of 0.5 and 3.5 μs are extracted. A strong agreement between computed and experimental results confirms the accuracy of our model. The validated atomic data and CR model pave the way for future applications in Ti plasma studies.

The intensity of an emission line ($f \rightarrow i$) I_{fi} related by the following relation with the upper-level population (n_f), radiative decay rate (A_{fi}) and the electronic transition energy (E_{fi}) as,

$$I_{fi} \propto n_f A_{fi} E_{fi}$$

The theoretical and experimental intensities are normalized by the following equation,

$$I_{k,CR(exp)}^N = \frac{I_{k,CR(exp)}}{\sum_{k=1}^8 I_{k,CR(exp)}}$$

We have to find the T_e and n_e for which the deviation parameter defined by the normalized CR model and experimental intensities as,

$$O\Gamma = \sum_{k=1}^8 (I_{k,CR}^N - I_{k,exp}^N)$$

will be a minimum. Figure 1 shows the comparison of theoretical and experimental intensities at 3.5 μs delay time for the optimized $T_e = 0.76$ eV and $n_e = 5.0 \times 10^{17}$ cm^{-3} . The detailed results will be discussed in the conference.

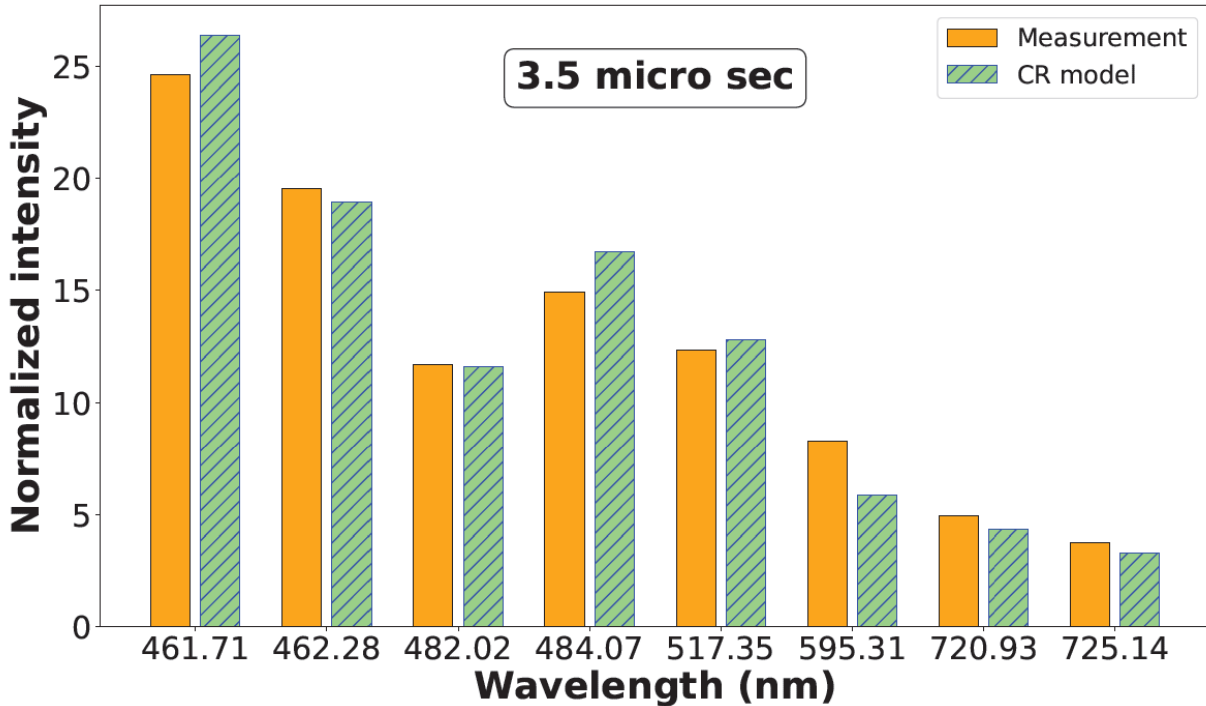


Figure 1. Comparison of the normalized intensity calculated from the CR model with experimental measurements at plasma delay time of and 3.5 μs .

- [1] R. E. Mejia, M. Raineri, R. Sarmiento, J. C. A'lvarez, P. Pacheco, Laser Plasma Characterization and Atomic Structure Calculations of Ti II, IEEE Transactions on Plasma Science 51 (10) (2023) 3035–3052.
- [2] L. Sharma, A. Surzhykov, R. Srivastava, S. Fritzsche, Electron-impact excitation of singly charged metal ions, Physical Review A 83 (6) (2011) 062701.

ДО ПИТАННЯ ПРО МОДЕЛЮВАННЯ СОНЯЧНИХ ПАНЕЛЕЙ У ПРОГРАМАХ «COMSOL MULTIPHYSICS» ТА «SIMULINK»

В.С. Костик, І.М. Юркін

ДВНЗ «Ужгородський Національний університет», Ужгород, Україна

e-mail: kostyk.viktorii@student.uzhnu.edu.ua

e-mail: igor.yurkin@uzhnu.edu.ua

Сонячна енергетика є одним із найбільш перспективних видів альтернативної енергії. З кожним роком все більше людей та компаній переходять на неї, попри її залежність від погодних умов, часу доби та сезону.

Вперше у 1883 році винахідником Чарльзом Фріттсом було відкрито перетворення світла в електрику у селені. У 1921 році Ейнштейн пояснив явище фотоефекту, а 1946 року було створено перший кремнієвий сонячний елемент. При цьому їх ефективність складала менше 10%.

Нестабільний характер вироблення енергії і спонукає до покращення та розвитку сонячних систем, зокрема розробки нових матеріалів та технологій їх виготовлення. В даний час розглядають різні типи сонячних панелей, в тому числі: кремнієві, III-V(GaAs, InP), багат шарові. Всі вони показують ефективність від 10% до 80% залежно від освітлення, в середньому до 30% [1].

У програмах для моделювання та симулювання фізичних явищ було розглянуто сонячні панелі, створені з кремнію та перовскіту. Це пов'язано з їх ефективністю, доступністю та легкістю виробництва [2]. Вольт-амперну характеристику змодельованої сонячної панелі у програмі Comsol Multiphysics за формулами з вільних ресурсів та наукових статей [3] наведено на рис.1.

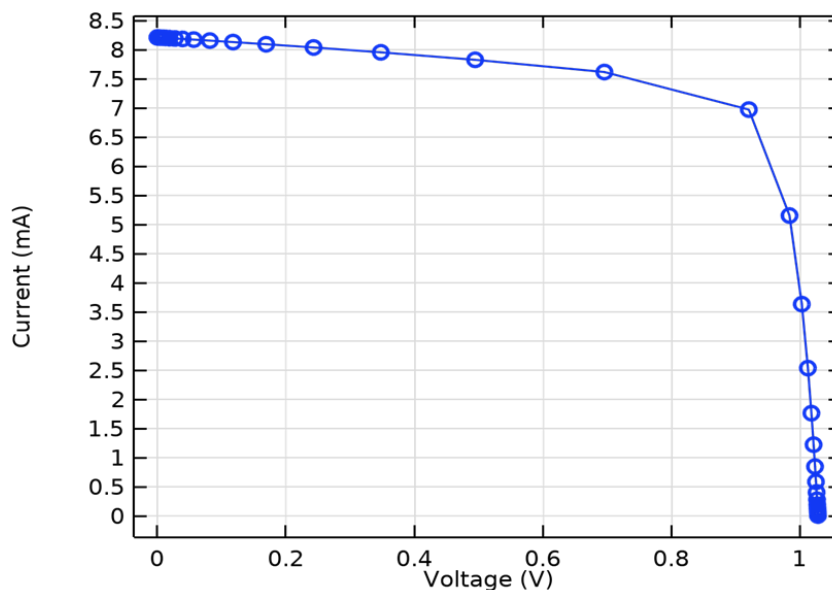


Рис. 1. Вольт-амперна характеристика сонячної панелі, змодельованої у програмі Comsol Multiphysics.

Дослідження систем для моделювання в майбутньому дозволить більш точно прогнозувати характеристики реальних сонячних панелей та станцій і при цьому не витратити величезну кількість ресурсів та часу.

- [1] Samaulah H. Efficiency analysis of tracking and stationary solar panel modes against solar radiation / H. Samaulah, Y. Basir, M. Helmi, F. Faturrizky, A. Sugawara // Journal of Engineering Sciences. – Sumy : Sumy State University, 2018. – Volume 5, Issue 1. – P. H23-H28.
- [2] Mehran Habibi, Fatemeh Zabihi, Mohammad Reza Ahmadian-Yazdi, Morteza Eslamian, Progress in emerging solution-processed thin film solar cells – Part II: Perovskite solar cells, Renewable and Sustainable Energy Reviews, Volume 62, 2016, Pages 1012-1031, ISSN 1364-0321.
- [3] Електронний ресурс: <https://www.pveducation.org/>

THEORETICAL INVESTIGATION OF GUIDED MODE RESONANCE EFFECT IN OPTICAL GAIN CAVITIES

I. Lukošiusas, K. Staliūnas

Vilnius University, Laser Research Center, Sauletekio Ave. 10, Vilnius, Lithuania
e-mail: ignas.lukosiunas@ff.vu.lt

The guided mode resonance (GMR) is an effect introduced by R. Magnusson in thin modulated dielectric cavities, characterized by narrow-band reflection and transmission properties, high resonance quality factors, as well as its applications for spatial filtering in laser systems, polarization filters, and angular dispersion control [1]. Such devices are broadly studied, however, only as passive filters that exhibit no optical gain. Structures with optical gain can enhance the transmitted and reflected radiation via an introduced imaginary refractive index, where the imaginary part corresponds to the exponential amplification of the guided mode's amplitude. The concept of enhanced radiation via incorporating gain is illustrated in Fig. 1.

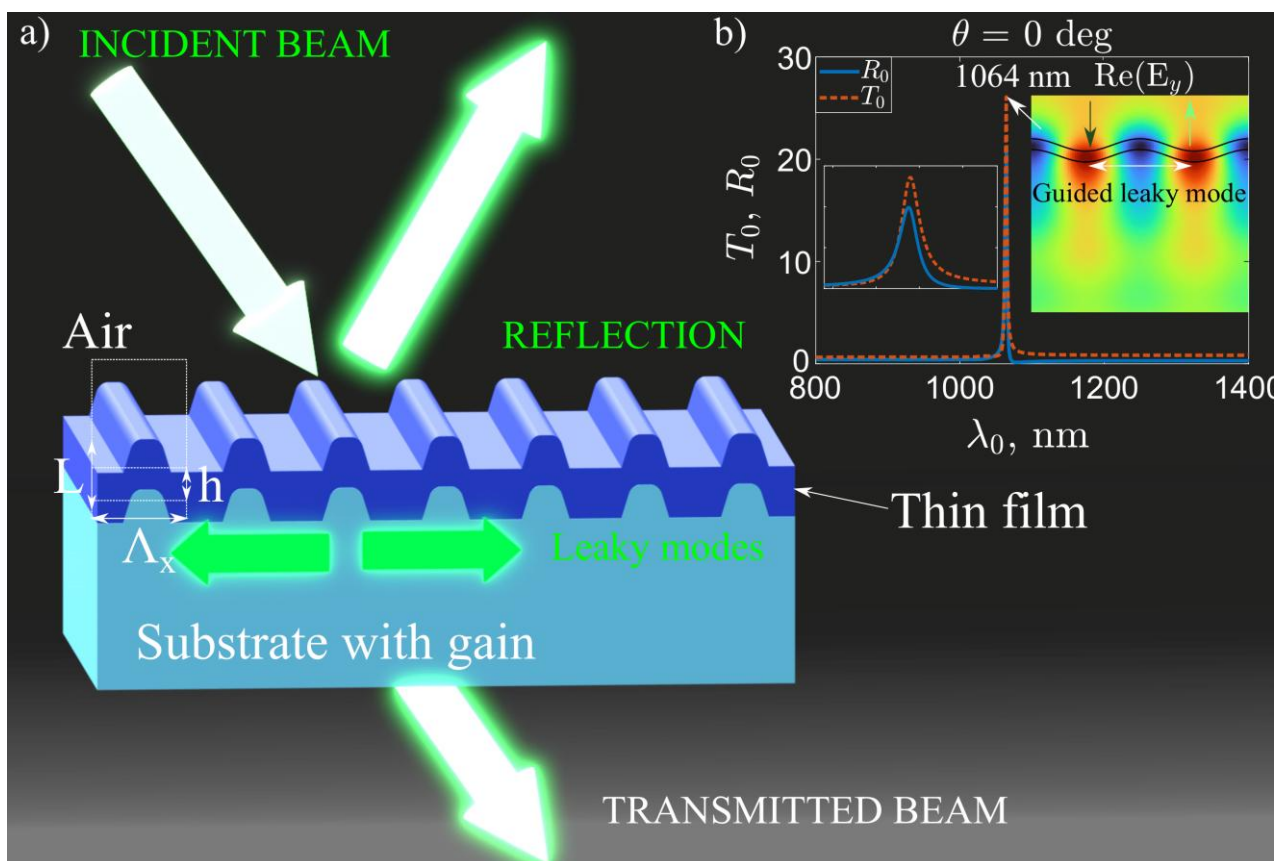


Figure 1. The concept of an active meta-mirror: a) the incident beam coupled into the waveguiding mode of the thin film. b). Reflection/transmission dependence on the wavelength by crossing the resonance along with the field distribution at the peak of spectral response.

The gain material is introduced as a perovskite with an imaginary refractive index capable of exponentially amplifying diffraction efficiencies [2]. With proper optimization algorithms and numerical tools [3], the device geometry can be tuned to achieve high resonance quality factors and optimal coupling between incident radiation, excited guided modes, and the radiation itself, thus maximizing the reflection and transmission coefficient values. Such structures can be used as angle sensitive amplifiers, low-pass amplifiers in laser systems. In this work, we apply a genetic optimization algorithm with the 2D RCWA method to achieve device designs that exhibit enhanced gain via the GMR effect. We also expand on the analytical model, which we use to explain the behavior and characteristics of the achieved results quantitatively.

- [1] S. S. Wang and R. Magnusson, "Theory and applications of guided-mode resonance filters," *Appl. Opt.* 32, 2606-2613 (1993).
- [2] A. Liu et al, "Metal Halide Perovskites toward Electrically Pumped Lasers". *Laser Photonics Rev* 2022, 16, 2200189.
- [3] M. G. Moharam and T. K. Gaylord, "Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction," *J. Opt. Soc. Am.* 71, 811-818 (1981).

МОДЕЛЮВАННЯ ВИХОДІВ ПРОДУКТІВ ФОТОПОДІЛУ $Am-241$ ДЛЯ ОБЛАСТІ ЕНЕРГІЙ ПЕРШОГО ШАНСУ

В.В. Пискач, О.О. Парлаг, О.І. Лендел, Є.В. Олейніков, І.В. Пилипчинець

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород
e-mail: v.pyskach@gmail.com

Незважаючи на те, що процес фотоподілу актинідів вивчається більше восьмидесяти років, він не втратив актуальності і у наш час [1, 2]. Це, в першу чергу, пов'язано з потребою у нових фотоядерних даних як для створення нових теоретичних моделей для кращого розуміння процесу поділу, так і для розробки нових технологій у галузі ядерної техніки [3]. Виходи продуктів поділу є одними з основних параметрів, що характеризують процес поділу та дозволяють дослідити вплив ядерної структури та динаміки на процес поділу [4]. Треба відмітити, що взаємодія фотонів з ядрами відбувається під дією електромагнітних сил, властивості яких добре відомі [5], що спрощує інтерпретацію отриманих результатів та дозволяє робити практично однозначні висновки про роль досліджуваних ефектів [6]. Особливо це стосується виходів продуктів фотоподілу актиноїду ^{241}Am , для якого до цих пір не проводилися систематичні дослідження для області енергій першого шансу поділу (без попередньої емісії частинок – від порогу (γ, f) - до порогу $(\gamma, 2f)$ -реакцій), де чітко проявляється вплив ядерних оболонок на формування продуктів фотоподілу актинідів [4], а наявні експериментальні дані дуже обмежені [7].

У роботі представлені результати комп'ютерного моделювання виходів продуктів фотоподілу ^{241}Am в області енергій першого шансу та аналізу впливу енергії збудження на їх формування. При проведенні розрахунків використовувався Монте-Карло код – GEF [8,9].

У результаті проведених моделювань отримані наступні результати:

- Встановлено діапазон області енергій першого шансу фотоподілу ^{241}Am від ~ 5.5 до ~ 12.5 MeV, який узгоджується з результатами моделювання кодом “GNASH” [10].
- Отримано розподіли пре-нейтронних (до емісії миттєвих нейтронів) і пост-нейтронних (після емісії миттєвих нейтронів) виходів продуктів залежно від їх маси для фіксованих енергій збудження: 6.48; 7.11; 7.81; 9.72; 11.32 та 12.58 MeV. Додатково одержані залежності виходів продуктів від числа нейтронів – ізотопні розподіли. Встановлено, що форма спектрів залежності виходів продуктів від їх маси та числа нейтронів у цілому відображають структуру розподілів виходів продуктів, характерну для існуючих експериментальних даних фотоподілу актинідів [6,7], і залежать від енергії збудження подільного ядра ^{241}Am .
- Встановлено залежності імовірності внеску окремих каналів поділу (симетричного – SL, двох асиметричних – SI, SII і супер-асиметричного – SA) на формування кінцевого спектру масових розподілів виходів продуктів від енергії збудження для подільного ядра ^{241}Am для області енергій першого шансу (див. Рис. 1). Основний внесок у формування масових спектрів виходів уламків фотоподілу ^{241}Am в області

енергій першого шансу вносять асиметричні канали поділу – SI і SII. Імовірності внеску каналів SII і SL зростають при спаді внеску каналу SI з ростом енергії збудження. Імовірності внеску каналу SA зростає до ~ 9 MeV і стає постійною до порогу другого шансу. Згідно модифікованої моделі масових каналів поділу [4] асиметричний канал поділу SI зумовлений замкненими сферичними оболонками у $Z = 50$ і $N = 82$, а канал SII, який має найбільший вихід, пов'язаний з оболонкою біля $N = 88$.

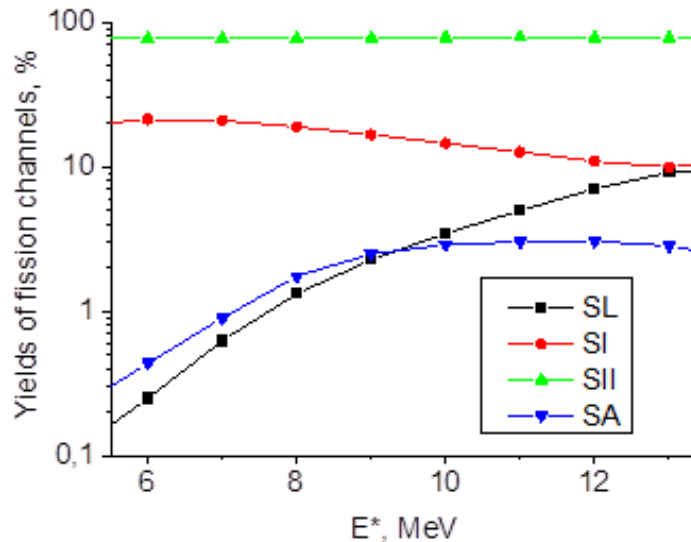


Рис. 1. Залежність внеску окремих каналів поділу (мод) від енергії збудження подільного ядра ^{241}Am .

Отримані значення пре-нейтронних і пост-нейтронних виходів продуктів фотоподілу ^{241}Am можуть бути використані для розвитку і тестування існуючих та створення нових модельних підходів опису процесу розпаду збуджених актинідів для області енергій беземісійного поділу.

- [1] L. Csige, D.M. Filipescu. Photofission Studies: Past and Future. (Springer, Singapore, 2022).
- [2] D.L. Balabanskia, P. Constantin. Eur. Phys. J. A. 60, 39 (2024).
- [3] A. Zilges, et al. Prog. Part. Nucl. Phys. 122, 103903 (2022).
- [4] K.-H. Schmidt, et al. Rep. Prog. Phys. 81, 106301 (2018).
- [5] H.E. Martz, et al. High-Energy (X-Ray and γ -Ray) Photon Interactions with Matter. (CRC Press, Boca Raton, 2016).
- [6] E.V. Oleynikov, et al. PAST. 145, 26 (2023).
- [7] Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR). Available from: <https://www-nds.iaea.org/exfor/>
- [8] F. Zou, et al. Annals of Nuclear Energy. 213, 111124 (2025).
- [9] GEF 2024/1.1. Available from: <http://www.khschmidts-nuclear-web.eu/GEF-2024-1-1.html>
- [10] M.L. Giacri-Mauborgne, et al. AIP Conf. Proc. 798, 31 (2005).

RELATIONSHIP BETWEEN VOLUME CHANGE AND THERMAL CONDUCTIVITY

V.V. Sagan, V.A. Konstantinov

*B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of the National Academy of Sciences of Ukraine, 47 Nauky Ave., Kharkiv 61103, Ukraine
e-mail: sagan@ilt.kharkov.ua*

It is important to note that theoretical calculations of thermal conductivity (κ) are typically performed under the assumption of constant density unless thermal expansion is explicitly taken into account. Ranninger [1] and Slack [2] were the first to highlight that volume changes with temperature can significantly affect κ due to the «quasi-harmonic» shift in the vibrational mode spectrum. This effect is generally negligible at low temperatures or when the thermal expansion coefficients and the Bridgman parameter (g) are small. However, as temperature increases, isobaric and isochoric κ can differ significantly, as demonstrated experimentally by Clayton and Batchelder for solid argon and by Konstantinov et al. [3] for a wide range of molecular crystals.

Notably, in the isochoric case, not only does the slope of $\kappa(T)$ change, but the sign of its derivative may also change. In particular, it has previously been shown that in the «plastic» (dynamically orientationally disordered, DOD) phases of molecular crystals, isochoric thermal conductivity increases with temperature, whereas isobaric κ remains almost constant or slightly decreases [3].

A similar situation can be observed in ionic crystals, such as lithium fluoride (LiF) and sodium chloride (NaCl) [4]. The study of thermal conductivity in such materials is crucial for various scientific and technological applications, as understanding heat transfer in ionic crystals enables better control of thermal properties in electronics, energy storage devices, and optical systems. Since ionic compounds like LiF and NaCl are widely used in high-temperature applications and as insulators, analyzing their thermal behavior helps improve efficiency, durability, and performance across different industries.

As clearly shown in the figure, the difference between isochoric and isobaric thermal conductivity at atmospheric pressure increases with temperature, reaching 80% at 800 K for LiF and 70% at 750 K for NaCl. The isobaric thermal conductivity (κ_p) for LiF deviates by 9% from the linear $1/T$ dependence (shown as a dashed line in the figure), whereas the isochoric thermal conductivity (κ_v) exceeds this trend by 95% at 750 K. Similarly, for NaCl, the deviation is 13%, with an increase of 48% at 800 K.

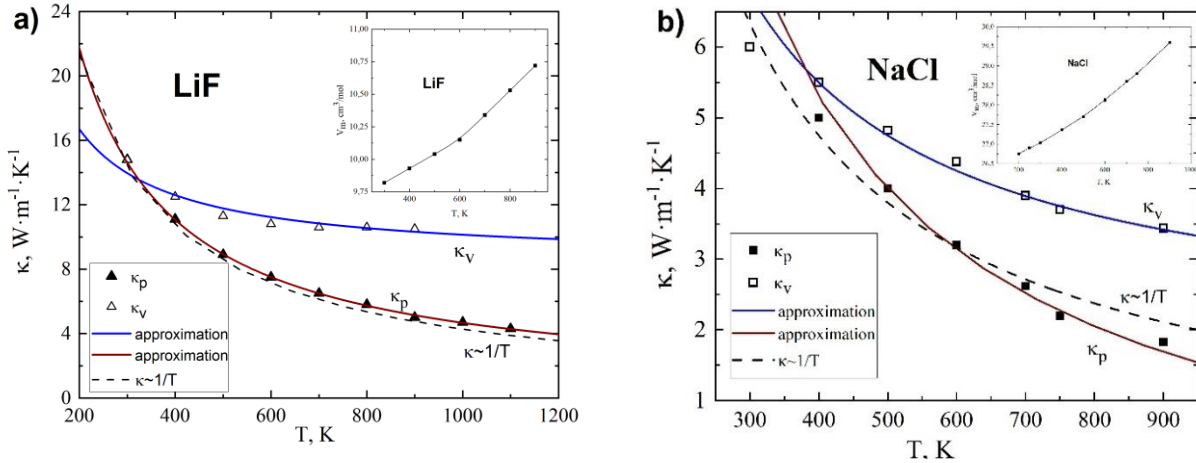


Figure 1. Dependence of isobaric (κ_p) and isochoric (κ_v) thermal conductivity on temperature for solid crystalline samples of LiF and NaCl.

Table 1. Total molar volume change from absolute zero to indicated temperature $\Delta V/V_0$, T_m melting point, $g = -(d \ln \kappa / d \ln V)_T$ is Bridgman coefficient, T_g is temperature at which g was determined, $\Delta \kappa / \kappa = g \cdot \Delta V / V_0$.

Substance	$\Delta V/V_0$, %	Structure	T_m , K	g	T_g , K	$\Delta \kappa / \kappa$, %	Reference
LiF	14	$F_m 3_m$	1121	11.3	300	160	[4]
NaCl	15.6	$F_m 3_m$	1074	7.3	300	114	[4]

The study of thermal conductivity in crystalline solids is crucial for understanding heat transport mechanisms in various physical systems, including electronic devices, thermoelectric materials, and high-temperature engineering applications. The observed differences between isochoric and isobaric thermal conductivity highlight the impact of anharmonic lattice interactions and volumetric effects, which are essential for accurate thermal modeling. This knowledge is particularly relevant in the design of materials optimized for heat dissipation, ensuring stability and efficiency in practical applications.

This work was supported by the National Research Foundation of Ukraine (project № 2023.03/0012).

- [1] J. Ranninger, Phys. Rev. 140, A2031 (1965).
- [2] G. A. Slack, in Proceedings of International Conference on phonon scattering in solids, ed. by H. J Albany (Service de documentation du CEN, Saclay, 1972), p. 24.
- [3] V. A. Konstantinov, in Heat Transfer - Theoretical Analysis, Experimental Investigations and Industrial Systems, ed. by A. Belmiloudi (InTech Open Access Publisher, 2011), p.157.
- [4] R. G. Ross, P. A. Andersson, B. Sundqvist, and G. Backstrom, Rep. Prog. Phys. 47, 1347 (1984).

ДО ПИТАННЯ ПРО ОЗНАЧЕННЯ ШВИДКОСТІ СВІТЛА

В.М. Симулик¹, О.А. Потічний², Т.М. Заяць²

¹*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна*

²*ДВНЗ «Ужгородський Національний університет», Ужгород, Україна*

e-mail: potichniy.oleksandr@student.uzhnu.edu.ua

Питанням про математичне доведення справжнього означення швидкості поширення світла займались у своїх працях такі відомі вчені як Гаус (1813), Ампер (1827), Фарадей (1831), Ленц (1834) та Максвелл (1865).

Станом на сьогодні класичними та добре відомими є означення фазової та групової швидкостей поширення світлового сигналу.

Однак наука була би не цікавою і не потрібною суспільству, якби не ставила постійно нові принципові задачі перед дослідниками. У загальноприйнятій на сьогодні квантовій механіці відразу постає запитання про швидкість руху фотона (не кажучи про запитання, а що таке фотон взагалі, яке далеко виходить за рамки цієї короткої тези).

Основною задачею сучасної фізики та астрономії є пошук вирішення проблеми, що таке темна матерія (ТМ) та темна енергія (ТЕ) Всесвіту. Якщо хоча б торкнутися таких досліджень, то відразу виникає просте запитання, а що таке швидкість світла у Всесвіті, де наявність ТМ та ТЕ є перевіреним експериментальним фактом.

Дійсно, серед теоретичних моделей, які дещо частково описують ТМ та ТЕ, добре відомими та часто обговорюваними є моделі квінтесенції [1–3] та варіації фізичних констант [4, 5], таких як швидкість світла та гравітаційна стала. У обох цих моделях, а також у ряді інших підходів до пояснення ТМ та ТЕ, відразу постає запитання про означення швидкості світла. Також величезна кількість сучасних публікацій стосується новітніх теорій ефіру та дослідів типу Майкельсона–Морлі з використанням лазерів та сучасної апаратури.

Не підозрюючи, наскільки це може бути актуальним через 20 років, ужгородські вчені апробували свої результати на міжнародній конференції [6] і скромно опублікували у [7]. Однак, було зроблено принциповий крок і математично доведено означення швидкості світла, як інтегральної характеристики електромагнітного поля у середовищі.

Відомий український вчений Вільгельм Фушич дещо раніше [8] опублікував означення швидкості світла на основі принципів гідродинаміки. Таке означення також актуальне сьогодні, особливо якщо його вивід та кінцеву формулу повторити на основі сучасної магнітогідродинаміки.

Отже, у роботі [7] представлено точний розв'язок рівнянь Максвелла у однорідному ізотропному непровідному середовищі, виведено серію з 15 найпростіших законів збереження для такого електромагнітного поля в середовищі (ці величини, що зберігаються, не містять похідних від функцій поля в термінах напруженостей), які є аналогами серії 15 конформних (наслідків перетворень з конформної групи) законів збереження Еріка фон Бессель-Хагена [9] для вільного електромагнітного поля в термінах 4-вектора потенціала (до речі, класичний результат [9] – це історично перше вдале застосування теореми Емми Нетер).

На цій основі, використовуючи закон збереження, що слідує з чисто лоренцевих перетворень (бууст), виведено формулу для означення швидкості світла як інтегральної характеристики електромагнітного поля.

Згаданий закон збереження має вигляд

$$\vec{N} = \int d^3x \left(\vec{x} p_0 - \frac{ct}{\sqrt{\epsilon\mu}} \vec{p} \right), \quad (1)$$

де $p_0 = \frac{1}{2}(\epsilon \vec{E}^2 + \mu \vec{H}^2)$, $\vec{p} = \sqrt{\epsilon\mu} \vec{E} \times \vec{H}$, – густини повних енергії та імпульсу електромагнітного поля, відповідно. Тут c – швидкість світла у вакуумі, а ϵ і μ – діелектричні проникливості середовища.

Звідси найпростіше вивести формулу для інтегральної характеристики електромагнітного поля.

На основі аналогії між світлом та суцільним матеріальним середовищем класичної нерелятивістської механіки вводимо поняття радіус-вектора руху центру енергії електромагнітного поля (\vec{E}, \vec{H}) :

$$\vec{R}(t) \equiv \frac{\int d^3x \vec{x} p_0(t, \vec{x})}{\int d^3x p_0(t, \vec{x})} = \frac{\vec{N} + \frac{ct}{\sqrt{\epsilon\mu}} \vec{P}}{P_0}.$$

З цієї формули знаходимо вираз для швидкості світла як інтегральної (глобальної) характеристики електромагнітного поля у довільному стані

$$\vec{v} = \vec{v}|\vec{E}, \vec{H}| \equiv \frac{d\vec{R}}{dt} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \frac{\vec{P}}{P_0}. \quad (2)$$

Таким чином визначена швидкість світла $\vec{v} = \vec{v}|\vec{E}, \vec{H}|$ є функціоналом напруженостей електромагнітного поля. Легко бачити, що у плоско-хвильовому наближенні цей вираз співпадає з виразом для фазової швидкості світла.

Нагадаємо, що чисто лоренцові перетворення, які теоретики називають просто “boost”, призводять до закону збереження (1), який у сучасній літературі інтерпретується (див., наприклад, [10, 11]) як закон збереження руху центру енергії електромагнітного поля. Тому виведена формула важлива для середовища, що містить ТМ та ТЕ, особливо її відповідні узагальнення, над якими працюємо.

Саме величина (2), що задається функціоналом $\vec{v} = \vec{v}|\vec{E}, \vec{H}|$, та її наближення вимірюються у всіх експериментах по визначенню швидкості світла, яке надходить до спостерігача від різноманітних джерел. Особливо, якщо ці вимірювання

виконуються під впливом енергії P_0 та імпульсу \vec{P} електромагнітного поля на обладнання експериментатора.

Певну користь від застосування виведеної формули слід очікувати також у сучасних дослідженнях одягнених фотонів (Dressed Photons) [12] та квантових потоків світла (Quantum Fluids of Light) [13].

Подальші дослідження можуть призвести до нових інженерних технологій.

- [1] P.J.E Peebles, B Ratra, *Astrophys. J. Lett.* 325, L17 (1988).
- [2] R.R. Caldwell, M. Kamionkowski, N.N. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 91, 071301 (2003).
- [3] Y.-F Cai *et al*, *Phys. Rept.* 493, 1 (2010).
- [4] V.G. Gurzadyan, S.-S. Xue, *Mod. Phys. Lett. A.* 18, 561. (2003).
- [5] H.J.M. Cuesta *et al*, *Astron. Astrophys.* 487, 47 (2008).
- [6] I.Yu. Krivsky, V.M. Simulik, Book of abstracts of 34-th EGAS Conference, Sofia, Bulgaria, 9–12 July 2002, P. 399–400.
- [7] I.Yu. Krivsky, V.M. Simulik, *Kyiv University Sci. Herald, Ser. Phys. Math.* 4, 12 (2002).
- [8] В.І. Фушич, *Доповіді НАН України* 1, 51 (1997).
- [9] E. Bessel-Hagen, *Math. Ann.* 84, 258 (1921).
- [10] В.І. Фушич, А.Г. Нікітін, *Симетрія рівнянь Максвелла (Наукова думка, Київ, 1983)*.
- [11] І.Ю. Кривський, В.М. Симулик, *Основи квантової електродинаміки у термінах напруженостей (Наукова думка, Київ, 1992)*.
- [12] M. Ohtsu, H. Sakuma. *Dressed Photons to Revolutionize Modern Physics, Exploring Longitudinal Electromagnetic Waves and Off-Shell Quantum Fields*, (Springer, Berlin, 2025).
- [13] I. Carusotto, C. Ciuti. *Quantum Fluids of Light*, *Rev. Mod. Phys.* 85, 299 (2013).

РОЗРОБКА ПОЛІМЕРНИХ КРІОГЕЛІВ МЕТОДОМ ЦИКЛІЧНОГО ЗАМОРОЖУВАННЯ/РОЗМОРОЖУВАННЯ

Д.В. Куницький, В.Л. Демченко

*Інститут електрозварювання ім. Є.О. Патона НАН України, Київ
e-mail: dvaleriyl@ukr.net*

Щороку мільйони людей страждають від хронічних захворювань, травмування унаслідок нещасних випадків, термічних опіків різної природи, переломів чи дефектів кісток. У деяких випадках рани загоюються швидко природним шляхом, у складніших процес затягується через порушення загоєння ран, що часто спричинює ускладнення. Тому багато зусиль докладається для виявлення механізму загоєння ран та розробки спеціальних перев'язувальних матеріалів.

Метою даної роботи було формування полімерних кріогелевих матеріалів на основі полівінілового спирту (ПВС), гіалуронової кислоти (ГК) і наночастинок Ag_2O методом заморожування/розморожування.

З використанням методів ширококутового розсіювання рентгенівських променів, диференціальної сканувальної калориметрії, термогравіметричного аналізу, механічних випробувань, антимикробних, цито- і генотоксичних досліджень були досліджені особливості структури, теплофізичні, механічні, антимикробні, цито- та генотоксичні властивості полімерних кріогелевих матеріалів ПВС- Ag_2O -ГК. Дослідження кріогелевих нанокompозитних матеріалів методом ширококутового розсіювання рентгенівських променів показали, що в процесі формування зразків відбувається відновлення іонів срібла в полімерних системах ПВС- Ag^+ -ГК за $T = 85$ °С протягом 1 години з подальшим утворенням наночастинок Ag_2O . Додавання гіалуронової кислоти до складу ПВС призводить до збільшення сорбційної ємності зразків, а зменшення часу заморожування та концентрації наночастинок збільшує водопоглинання кріогелевих матеріалів. Виявлено, що композит ПВС-ГК має вищий ступінь кристалічності порівняно з вихідним зразком ПВС. Термостабільність всіх досліджуваних зразків, крім ГК, практично не змінюється до температури 200 °С. Для досліджуваних кріогелевих матеріалів зростає розривна міцність зі збільшенням часу заморожування та концентрації наночастинок Ag_2O від 0,05 до 0,5 % мас. Кріогелеві нанокompозити ПВС-ГК- Ag виявляли антимикробну активність проти мікроорганізмів *S. aureus*, *S. epidermidis* та *E. coli* при концентраціях наночастинок оксиду срібла $\geq 0,05$ мас.%. Отримані нанокompозити не були цитотоксичними. Вони не пригнічували життєздатність клітинних культур MDCK і L-929 при концентраціях наночастинок оксиду срібла $\geq 0,1$ мас.%.

При дослідженні генотоксичних властивостей кріогелевих матеріалів не виявлено мутагенної та кластогенної активності, зразки не мають апоптогенної дії.

ВПЛИВ ПЛАЗМОВОЇ ОБРОБКИ НА КОНЦЕНТРАЦІЮ ВІЛЬНИХ НОСІЇВ ЗАРЯДУ РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНИХ СТРУКТУР GaN

В.В. Гладковський¹, М.В. Войтович², М.О. Семененко^{2,3}

¹Національна академія наук України, Київ

²Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова НАН України, Київ

³Інститут фізики НАН України, Київ

e-mail: vovahlad@gmail.com

Дослідження електричних властивостей тонких плівок GaN має важливе значення для створення високочастотних електронних приладів, твердотільних лазерів, світлодіодів та інших оптоелектронних пристроїв. Одним із ефективних методів неруйнівного аналізу таких властивостей є інфрачервона (ІЧ) спектроскопія, яка дає змогу визначати концентрацію вільних носіїв заряду, їхню рухливість та час релаксації.

Основою методу є явище плазмового резонансу, що виникає внаслідок взаємодії електромагнітної хвилі ІЧ-діапазону з вільними носіями заряду у напівпровідникових структурах. Плазмовий резонанс проявляється як різке зменшення амплітуди відбивання, за яким слідує її зростання. Положення і форма резонансного піка залежать від концентрації носіїв заряду, їхньої ефективної маси та часу розсіяння.

Для опису процесу розсіяння використовувалась модель одноелектронного осцилятора Друде–Лоренца. У цій моделі електромагнітна хвиля розсіюється на вільних носіях заряду, довжина вільного пробігу яких обернено пропорційна коефіцієнту затухання. При резонансній частоті майже вся енергія поглинається вільними носіями, що обумовлює залежність плазмової частоти від їхньої концентрації та ефективної маси, а ширину резонансного піка – від часу розсіяння.

Таким чином, використання моделі Друде–Лоренца для обчислення діелектричної функції та визначення характеристик плазмового резонансу забезпечує зручний та неруйнівний підхід до дослідження електричних параметрів напівпровідникових матеріалів.

Для обробки структур GaN використовувався плазмохімічний реактор планарної геометрії з керованим магнітним полем, яке сконфігуровано паралельно поверхні високочастотних електродів. Використання керованих магнітних полів дозволяє збільшити густину плазми та зменшити її неоднорідність у зоні розряду, яка може виникати через дрейфову нестійкість. Крім того, використання таких полів дає змогу контролювати напругу зміщення (енергію хімічно активних іонів) [1], що сприяє забезпеченню режиму низькоенергетичної обробки матеріалів для мінімізації розпилення та радіаційного пошкодження поверхні оброблюваних матеріалів в

результаті іонного бомбардування, а також контролювати швидкість травлення та форму профілю травлення.

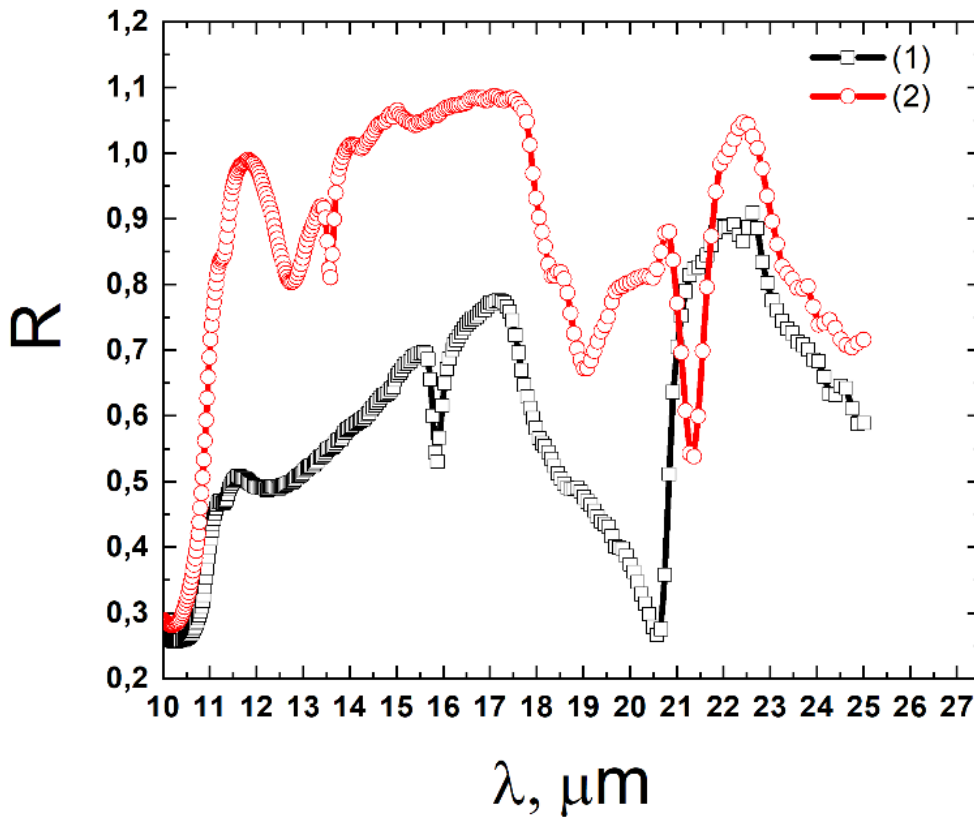


Рис. 1. Спектри ІЧ-відбивання до та після плазмової обробки багатошарової резонансно-тунельної структури GaN.

На рис. 1 показані спектри ІЧ-відбивання до та після плазмової обробки протягом 15 хв в атмосфері аргону для багатошарової резонансно-тунельної структури (4 шари) GaN наведені на рисунку. Перший шар має товщину (d) 1 мкм і концентрацію носіїв $N > 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$; другий шар: $d = 3$ мкм, концентрація $N \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$; третій шар: GaN, $d = 2$ мкм, $N = 10^{16} \text{ см}^{-3}$; четвертий шар: GaN, $d = 0,4$ мкм (GaN+Fe). Після плазмової обробки спостерігається помітна зміна ІЧ-спектра, що добре ілюструється на рисунку. Положення плазмової частоти визначається по максимальному переходу амплітуди ІЧ-відбивання та її різкому зростанню в околі довжини хвилі 20 мкм. Після обробки пік змістився до 21 мкм, а також з'явився ще один пік поблизу 19 мкм. Прояв розщеплення смуги, ймовірно, пов'язаний з високою концентрацією носіїв заряду, що свідчить про зміни, які відбулися в поверхневому високолегованому шарі товщиною 1 мкм. Положення та форму резонансів порівнювали шляхом апроксимації залежності R від (ω^{-2}) для кривих до та після обробки.

З рівняння залежності положення плазмової частоти визначили, що після плазмової обробки концентрація носіїв зменшилася на два порядки. Концентрація носіїв оцінюється за формулою для плазмової частоти:

$$\omega_p^2 = \frac{Nq^2}{\varepsilon m^*},$$

де N — концентрація вільних електронів, q — заряд електрона, m^* — ефективна маса електрона, ε — діелектрична проникливість матеріалу.

Плазмова обробка спричиняє зсув піку плазмової частоти GaN та призводить до розщеплення резонансної смуги. При цьому положення плазмового резонансу зсувається в область нижчих частот, що супроводжується зменшенням концентрації вільних носіїв заряду від $1,15 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ до $4,1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ після обробки.

[1] V.V. Hladkovskiy, et.a. Probl. At. Sci. Technol.1 (95), 156 (2015).

SPECTRAL ELLIPSOMETRY INVESTIGATION OF SINGLE-CRYSTAL $\text{Ag}_{7+x}(\text{P}_{1-x}\text{Ge}_x)\text{S}_6$ SOLID SOLUTIONS

I.O. Shender¹, A.I. Pogodin¹, M.J. Filep², T.O. Malakhovska¹, M.M. Pop¹

¹*Uzhhorod National University, Pidgirna St. 46, 88000, Uzhhorod; Ukraine,*

²*Ferenc Rákóczi II Transcarpathian Hungarian College of Higher Education
iryna.shender@uzhnu.edu.ua*

The superionic compounds Ag_7PS_6 and Ag_8GeS_6 belong to the large family of compounds with the argyrodite structure [1,2]. This work is devoted to investigation the influence of heterovalent cationic substitution $\text{P}^{5+} \leftrightarrow \text{Ge}^{4+}$ on the optical properties of $\text{Ag}_{7+x}(\text{P}_{1-x}\text{Ge}_x)\text{S}_6$ ($x = 0; 0.1; 0.25; 0.33; 0.5; 0.75; 1$) solid solutions.

Single-crystal samples of the $\text{Ag}_{7+x}(\text{P}_{1-x}\text{Ge}_x)\text{S}_6$ solid solutions were grown by directional crystallization from melt. The dispersion of the refractive index n of the pre-polished samples with a thickness of 0.2 mm was investigated using a HORIBA Smart SE spectral ellipsometer (spectral range 440–1000 nm, incidence angle 70°) [3]. The calculation of the refractive index dispersion n and extinction coefficient k was performed in the AutoSoft program using the Drude + Tauc Lorentz model.

The spectral dependencies of the refractive index exhibit nonlinearity, with a maximum observed in the spectral range of approximately $\sim 645 - 820$ nm.

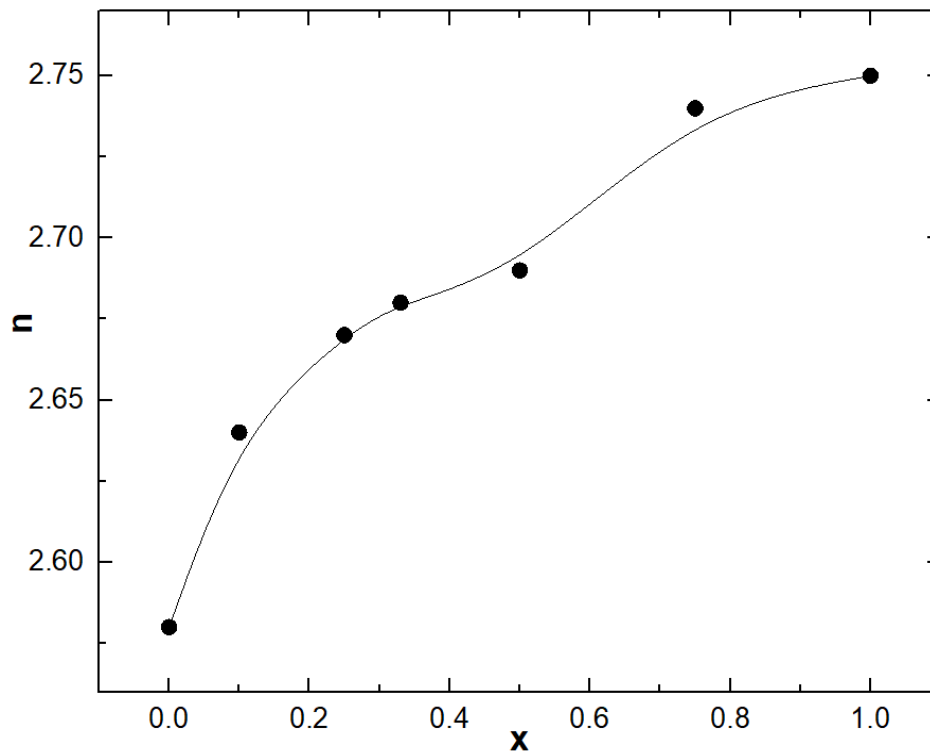


Figure 1. Composition dependence of the refractive index n for single crystals of $\text{Ag}_{7+x}(\text{P}_{1-x}\text{Ge}_x)\text{S}_6$ ($x = 0; 0.1; 0.25; 0.33; 0.5; 0.75; 1$) solid solutions.

It has been established that heterovalent cationic substitution $P^{5+} \rightarrow Ge^{4+}$ within the anion sublattice in $Ag_{7+x}(P_{1-x}Ge_x)S_6$ solid solutions leads to a monotonic nonlinear increase in the refractive index n from 2.58 for Ag_7PS_6 to 2.75 for Ag_8GeS_6 (Fig.1.).

The obtained refractive index values were used to describe the optical parameters using the Wemple-Di Domenico model.

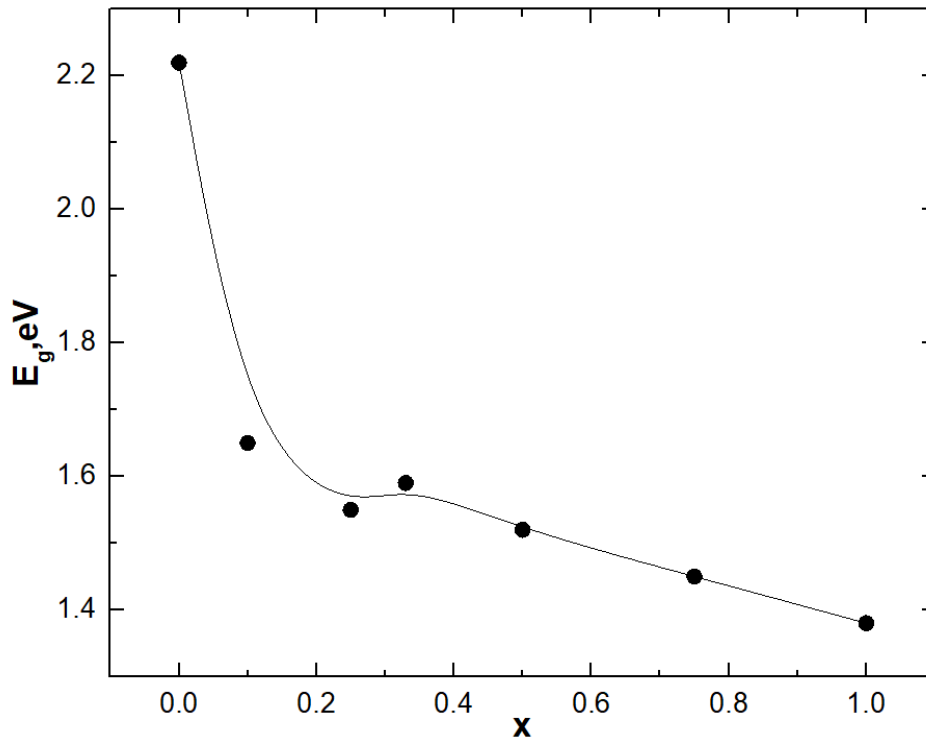


Figure 2. Compositional dependence of the optical band gap values of $Ag_{7+x}(P_{1-x}Ge_x)S_6$ ($x = 0; 0.1; 0.25; 0.33; 0.5; 0.75; 1$) solid solutions.

The determined values of the optical band gap E_g vary from 1.38 to 2.22 eV (Fig. 2), and suggest that the single-crystal samples of the $Ag_{7+x}(P_{1-x}Ge_x)S_6$ solid solutions could be considered as promising materials for solar energy applications.

- [1] W.F. Kuhs, R. Nitsche, K. Scheunemann The argyrodites - a new family of the tetrahedrally closepacked structures. *Mat. Res. Bull.* 1979, 14, 241–248. Doi: 10.1016/0025-5408(79)90125-9.
- [2] D.I. Bletskan, I.P. Studenyak, V.V. Vakulchak, A.V. Lukach. Electronic structure of Ag_8GeS_6 , *Semicond. Phys. Quantum. Electron. Optoelectron.* 2017, 20, 19–25. Doi:10.15407/spqeo20.01.019.
- [3] T.O. Malakhovska, A.I. Pogodin, M.J. Filep, M.M. Pop, I.O. Shender, H.Yu Havryl'tso, O.P. Kokhan, R.T. Mariychuk. Ellipsometric studies of $Ag_{7+x}(P_{1-x}Ge_x)S_6$ single crystalline solid solutions. *Sci. Bull. Uzhh. Univ. Ser. Chem.*, 2024, № 1 (51), 54-58. Doi: 10.24144/2414-0260.2024.1.54-58

CHARACTERISTICS AND CONDITIONS OF PULSE GAS- DISCHARGE SYNTHESIS OF THIN FILMS OF NICKEL OXIDE (NiO)

M.M. Feldii, O.Y. Mynia, O.K. Shuaibov, R.V. Hrytsak, M.M. Pop,
V.V. Danylo, O.V. Zubaka

*Uzhgorod National University, Narodna Pl. 3, Uzhgorod
e-mail: mykhailo.feldii@uzhnu.edu.ua*

Nickel oxide nanostructures are widely used in microelectronics, nanotechnology, medicine and biology. In particular, in [1] the results of the manufacture and application of dye-sensitized photocathodes from NiO were reported.

The report presents the results of a study of the conditions and characteristics of the synthesis of thin films of Nickel oxide by their deposition from an overvoltage nanosecond discharge (OND) plasma between Nickel electrodes in atmospheric pressure oxygen.

OND characteristics: voltage and current oscillograms on the discharge chamber electrodes, radiation spectra, oscillograms of the most intense spectral lines and bands were performed using the stand described in [2]. The distance between the electrodes, which were made of Nickel, was $d = 2-3$ mm. The discharge was ignited using a bipolar voltage pulse generator with a duration of 100–150 ns and an amplitude of $\pm(20-40)$ kV. The repetition rate of the voltage pulses could vary in the range of 40–1000 Hz. Under such OND ignition conditions, it existed in an overvoltage mode, when favorable conditions were created there for the generation of “runaway electrons” and the accompanying ultrasoft X-ray radiation. As a result of these factors, which played the role of the automatic pre-ionization system of the discharge gap, a spatially uniform discharge in the form of a ball with a diameter equal to the distance between the electrodes was ignited. The introduction of Nickel vapor into the discharge gap occurred due to the formation of ectons on the surface of the electrodes. Once in the plasma, Nickel vapor entered into plasma-chemical reactions with Oxygen and its decomposition products in the plasma to form clusters and nanoparticles of Nickel oxide. Due to the gas-dynamic expansion and scattering of the formed nanoparticles on the dielectric substrate installed near the electrode system, thin films of Nickel oxide were deposited.

At atmospheric pressure of Oxygen and frequency $f = 80$ Hz, the amplitude of voltage of one polarity on the electrodes was reached in the initial stage of the discharge and was ≈ 15 kV, and the current was about 200 A. The maximum pulse power of the discharge reached ≈ 4 MW, and the energy in a single electric pulse was 176 mJ.

Fig. 1 and Table 1 show the characteristic emission spectrum of the gas-vapor mixture "O₂ - Ni" when excited in the OND with ectonic introduction of Nickel vapor into the plasma and the results of its identification in the spectral range 200 – 450 nm.

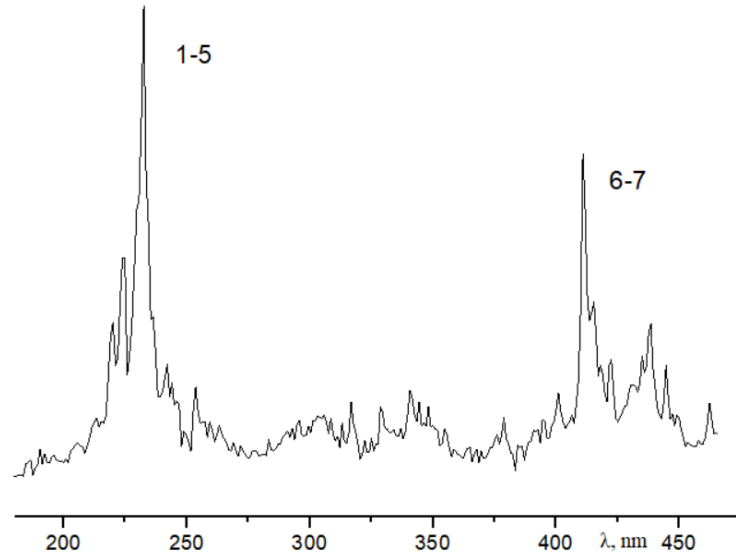


Figure 1. OND emission spectrum between Nickel electrodes at an atmospheric pressure of Oxygen of 1 atm ($f=80$ Hz, $d= 2-3$ mm).

Table1. Results of identification of the emission spectrum of OND plasma between Ni electrodes at an atmospheric pressure of Oxygen ($d=2$ mm; $f=80$ Hz).

№	λ table, nm	I_{exp} a.u. од.	Object	E_{low} , eV	E_{high} , eV	Term low	Term high
1	219.73	46	Ni I	0.21	5.85	$3d^9(^2D)4s \ ^3D_1$	$3d^8(^3P)4s4p(^3P^o) \ ^3P^o_1$
2	224.45	65	Ni I	0.109	5.631	$3d^9(^2D)4s \ ^3D_2$	$3d^8(^3F)4s4p(^1P^o) \ ^3F^o_2$
3	232.00	138	Ni I	0	5.34	$3d^8(^3F)4s^2 \ ^3F_4$	$3d^8(^3F)4s4p(^1P^o) \ ^3G^o_5$
4	241.93	34	Ni I	0.165	5.28	$3d^8(^3F)4s^2 \ ^3F_3$	$3d^8(^1D)4s4p(^3P^o) \ ^3D^o_2$
5	300.24	19	Ni I	0.025	4.15	$3d^9(^2D)4s \ ^3D_3$	$3d^8(^3F)4s4p(^3P^o) \ ^3D^o_3$
6	409.59	93	O ₂	$B^3\Sigma \rightarrow X^3\Sigma (1,19)$			
7	437.26	79	O ₂	$B^3\Sigma \rightarrow X^3\Sigma (2,21)$			

In the ultraviolet region of the spectrum, only the spectral lines of the Nickel atom were observed. The most intense of them was the resonant spectral line at 232.00 nm. No NiII spectral lines were detected. This distribution of the intensity of the NiI spectral lines (see table) is consistent with the distribution of the effective cross sections of excitation of these lines by direct electron impact [3]. The dynamics and results of the synthesis of films based on clusters and nanoparticles of Nickel oxide are planned to be carried out using the XploRA PLUS Raman scattering spectrometer.

- [1] K. Zhu, G. Vbl, and A. Yuijse, Chem. Phys. Rev.5, 021305 (2024).
- [2] O.K. Shuaibov, A.O. Malinina, Progress in Physics of Metals, 22, 382 (2021).
- [3] Yu. M. Smirnov Journal of Applied Spectroscopy. 76, 661, (2009).

RECOVERABLE LUMINESCENT HYDROGEN PEROXIDE SENSORS BASED ON CeO_{2-x} NANOPARTICLES

Yevhen Neuhodov¹, Pavel Maksimchuk¹, Ganna Grygorova¹, Kateryna Hubenko¹,
Andrey Onishchenko², Nataliya Kavok¹, Galyna Dudetskaya¹,
Yurii Kot³, Svetlana Yefimova¹, Vladyslav Seminko¹

¹ *Institute for Scintillation Materials NAS of Ukraine, Kharkiv, Ukraine*
e-mail: yevhen.neuhodov@gmail.com

² *Kharkiv National University of Radio Electronics, Kharkiv, Ukraine*

³ *V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine*
e-mail: yevhen.neuhodov@gmail.com

Reactive oxygen species (ROS) play a significant role in the processes occurring in living organisms. Such forms as hydroxyl radicals, superoxide ions and hydrogen peroxide (HP) are among the most common products of cellular metabolism and in low concentrations play an important role in many intracellular physiological processes.

However, due to the fact that these molecules are essentially free radicals, an increase in their concentration above normal can lead to extremely negative consequences, such as oxidation of cell membranes, damage to proteins, DNA, lipids, which ultimately can manifest itself in the development of oxidative stress and cell death. That is why the regulation of ROS concentration at the cellular level is a very important task.

Luminescent hydrogen peroxide sensors based on nanoparticles (NP) activated by rare earth ions are highly sensitive, photo- and temperature-stable and reversible, in addition, sensitivity and reversibility can be improved. Which gives a significant advantage, since, unlike most organic HP sensors, they are suitable for multiple use.

The work is devoted to the study of the properties of luminescent sensors for the detection of HP based on CeO_{2-x} and CeO_{2-x} nanoparticles.

It was found that undoped (CeO_{2-x}) and doped Eu³⁺ (CeO_{2-x}:Eu³⁺) colloidal cerium nanoparticles obtained in this study provide effective detection of hydrogen peroxide by quenching the luminescence bands of Ce³⁺ (as a result of oxidation Ce³⁺ → Ce⁴⁺) and Eu³⁺ (as a result of energy transfer from Eu³⁺ ions to hydroxyl groups).

It was shown that the luminescent sensors CeO_{2-x} and CeO_{2-x}:Eu³⁺ are reversible, and the recovery rate can be significantly increased by using temperature and/or continuous UV irradiation (325 nm). As a result, the time for complete recovery of the luminescence signal for both sensors can be reduced from several days to less than 1 hour.

Acknowledgments: This research was supported by National Research Foundation of Ukraine, Grant № 2023.03/0050.

СИМВОЛЬНА РЕГРЕСІЯ В АНАЛІЗІ ДАНИХ КОЛАЙДЕРНИХ ЕКСПЕРИМЕНТІВ

Д. Клекоць, Л. Голінка-Безшийко, О. Безшийко

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ
e-mail: klekots.denis@gmail.com*

Активний розвиток фізики високих енергій та зокрема колайдерних експериментів, світність яких суттєво зростає при кожному оновленні прискорювача, спричиняє нові виклики, пов'язані з необхідністю виконання аналізу даних. Так, найбільш видатне за останні десятиліття відкриття бозона Хіггса [1,2] зазначає віху в сучасних дослідженнях, досягнуту за допомогою детального аналізу великої кількості даних.

В останні роки використання машинного навчання у фізиці високих енергій стало досить популярним. Такі алгоритми як посилені дерева рішень [3] та нейронні мережі [4] демонструють високу ефективність у задачах класифікації, включаючи відділення сигнальних та фонових подій. Попри значний успіх, великим обмеженням методів машинного навчання є інтерпретабельність. Більшість підходів працюють за принципом «чорної скрині», що дають передбачення, в той час як їх внутрішня частина та обґрунтування прийнятих рішень зазвичай залишаються незрозумілими науковцям, які виконують аналіз даних. Для вирішення даної проблеми ми пропонуємо новий підхід, заснований на символній регресії, алгоритм якої [5] в результаті віднаходить аналітичне рівняння, що пов'язує фізично вимірні дані для побудови критеріїв, за якими відсіюється фон від сигналу. Запропонований метод порівнюється з використанням посилених дерев рішень [3]. Для демонстрації було використано відкритий набір даних колаборації ATLAS [6]. Для демонстрації підходу ми використовуємо лише лептону моду розпаду бозона Хіггса, проте ідея підходу є універсальною.

Модель посилених дерев рішень була натренована за допомогою обчислювального пакету XGBoost [7] для виконання бінарного передбачення з використанням 100 дерев, максимальна глибина кожного з них дорівнює 12 гілок. При цьому 80% даних використовувалося для тренування, в той час як 20% було зарезервовано для валідації. Тренування символної регресії здійснювалося за допомогою коду PySg [5] на тих же даних.

Для оцінки ефективності аналізу використовували активаційну функцію сигмоїд (σ) та метрику бінарної перехресної ентропії (L).

$$\sigma(x) = \frac{1}{1 + e^{-x}}$$

$$L = -\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i \cdot \ln(p_i) + (1 - y_i) \cdot \ln(1 - p_i)$$

Тут підсумовування проводиться за подіями, y_i – достовірний тип події (рівне 1 для сигналу та 0 - для фону), p_i – передбачення моделі. За результатами перевірки моделей на валідаційному наборі даних, ентропія L становила 0.544 та 0.503 для моделей посилених дерев рішень та символної регресії відповідно.

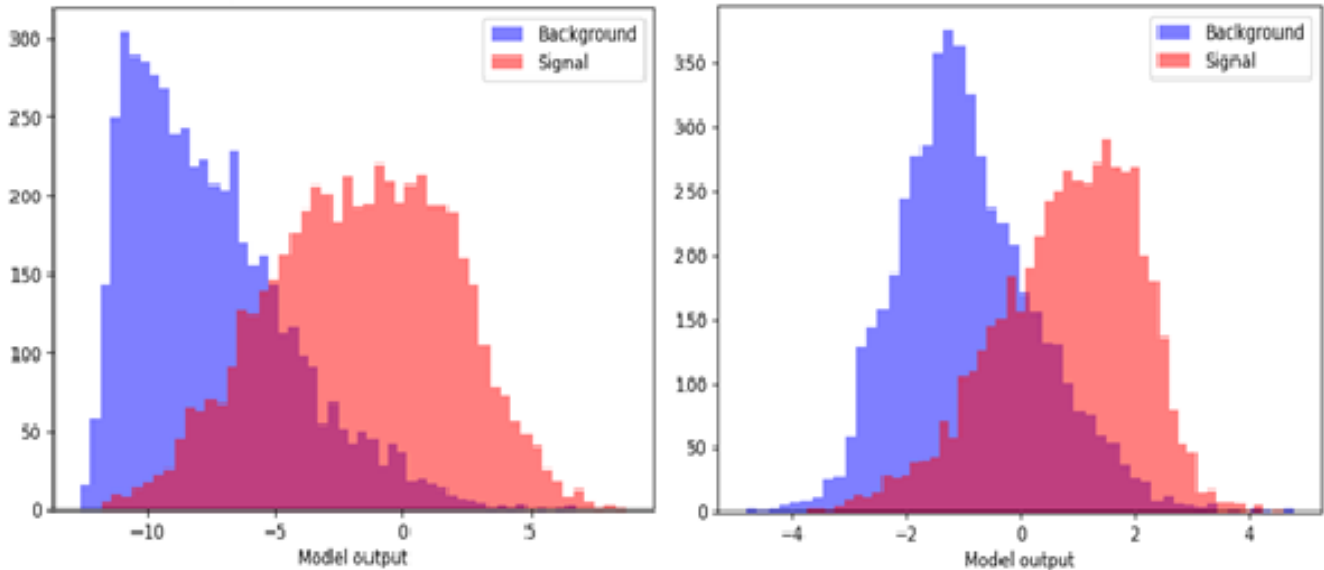


Рис. 1. Вихідні значення моделі бінарної класифікації, побудованої на основі посилених дерев рішень (зліва) та символної регресії (справа). Достовірно сигнальні події позначені червоним кольором, достовірно фонові події - блакитним

На рис.1 зображенні гістограми вихідних значень моделі без активаційної функції.

Отримані результати тренування моделі символної регресії та її порівняння з моделлю посилених дерев рішень вказують на зменшення перехресної ентропії на 9,2%, а також модель символної регресії є аналітичною формулою, що має значно більш цінний науковий результат порівняно з деревом рішень чи нейронною мережею.

Дослідження частково підтримано фінансуванням НФДУ в рамках проєкту «Вирішення сучасних проблем хімії, біомедицини, фізики та матеріалознавства з використанням центру високопродуктивних обчислень і машинного навчання», реєстраційний номер заявки 2023.05/0024 (Конкурс «Дослідницькі інфраструктури для проведення передових наукових досліджень»).

- [1] ATLAS Collaboration, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, Physics Letters B 716,1 (2012), 1-29. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>
- [2] CSM Collaboration, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, Physics Letters B 716,1 (2012), 30-61. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>
- [3] B. P. Roe *et al*, Boosted decision trees, an alternative to artificial neural networks, Nucl.Instrum.Meth.A 543 (2005) 2-3, 577-584. DOI: [10.1016/j.nima.2004.12.018](https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.12.018)
- [4] H. Kolanoski, Application of Artificial Neural Networks in Particle Physics, ICANN 1996. DOI: https://doi.org/10.1007/3-540-61510-5_1
- [5] M. Cranmer. Interpretable Machine Learning for Science with PySR and SymbolicRegression.jl, DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2305.01582>
- [6] ATLAS collaboration (2014). Dataset from the ATLAS Higgs Boson Machine Learning Challenge 2014. CERN Open Data Portal. DOI: [10.7483/OPENDATA.ATLAS.ZBP2.M5T8](https://doi.org/10.7483/OPENDATA.ATLAS.ZBP2.M5T8)
- [7] T. Chen, C. Guestrin. XGBoost: A Scalable Tree Boosting System. DOI: <https://doi.org/10.1145/2939672.2939785>

SOFTWARE PACKAGES FOR THE BEAM AND BACKGROUND MONITORING IN THE LHCb EXPERIMENT

S.B. Chernyshenko, D.M. Ramazanov, V.O. Kyva, O.Yu. Okhrimenko, V.M. Pugatch
Institute for Nuclear Research, Kyiv, Ukraine
e-mail: chsb2010@gmail.com

The LHCb experiment [1] is aimed at accurately measuring CP violation in the decays of hadrons with heavy quarks. LHCb also performs studies of heavy ion collisions, lepton flavour universality, rare decays and the searches of the processes beyond the Standard Model. There is a unique feature of the LHCb experiment to carry out studies in the collider mode and in the fixed-target mode with gaseous target, simultaneously. Upgrading LHCb in 2019–2021 allowed to increase the instantaneous luminosity in RUN-3 to $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. For the safety and reliability reasons there are three Beam and Background monitoring systems in the LHCb experiment in RUN-3 (2022–2026) [2]. The development and successful implementation of the software packages for one from this triad, namely RMS-R3, is a subject of this presentation. RMS-R3 is eight detectors assembly with a specific design for performing on-line two monitoring tasks: permanent measuring and presenting of the instantaneous luminosity and its evolution, controlling the reproducibility of safe and background-free conditions of the experiment.

While the first task solution was presented last year at the IEP Conference 2024 [3], this presentation is devoted to describing the software packages developed and implemented to perform the second task. It is targeted to provide a user-friendly interface for physicists on duty in the LHCb Control Room. Using WinCC tools it displays RMS-R3 information for quick elimination of contingency situations (like exceeding the maximum luminosity of the LHCb experiment, shift of the beam's collision region, large background, etc.). The performance of this task is based on exploitation of the method of asymmetry.

Asymmetry methods for enhanced monitoring capabilities at LHCb was successfully implemented for the RMS-R3 software packages. Program codes were written to create 2D time-dependent plots for the asymmetry projections X and Y axes in WinCC for four pairs of the RMS-R3 detectors, with established boundary conditions. Windows in the WinCC graphical application now display asymmetry projections for each pair of the RMS-R3 detectors, while algorithms calculate average asymmetry values and determine safe operational limits for asymmetries.

One can see, that the value of both asymmetries is very low and does not exceed 1%! This reflects the fact that the position of interaction region (IP8) is unchangeable within $40 \mu\text{m}$ in X -, Y - direction and 9 mm in Z - direction, as calculated by the primary vertices' reconstruction by the LHCb Vertex Detector, confirmed by the LHC Beam

Position Monitors. On the other hand, RMS-R3 capable to measure with an accuracy of 0.1 %, even over long period of time. This was used to establish the acceptable limits for the change of asymmetries, which guarantee safe and effective data taking. Fig. 1 shows asymmetries measured by two pairs of the RMS-R3 detectors, located close to the beam pipe.

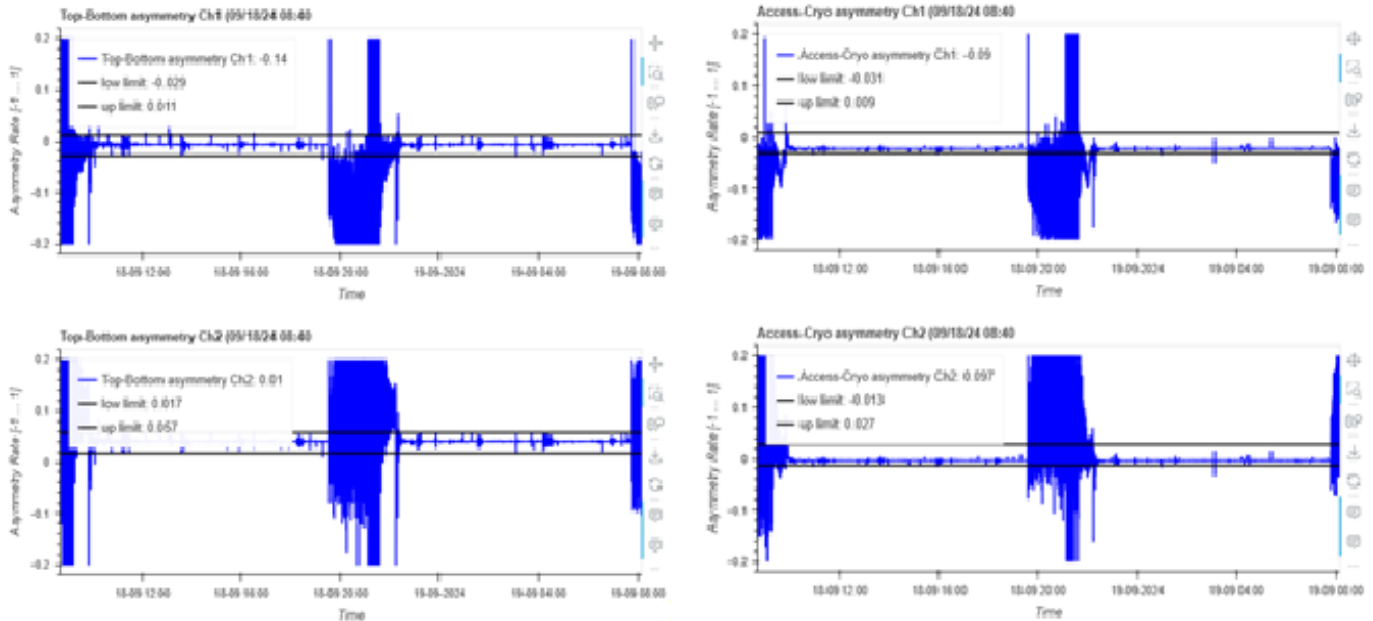


Figure 1. Asymmetries plots for the RMS-R3 detectors pairs (close to the beam pipe). Left panel: “Top-Bottom” detectors. Right panel: “Left-Right” detectors. Horizontal lines indicate upper and lower limits of allowed asymmetries. (data correspond to 2024 runs)

A graphical interface on the MONET web browser resource with four dedicated monitors displaying asymmetry projections for “Top-Bottom” and “Left-Right” detectors pairs was implemented. These interfaces now appear as separate screens on the LHCb control panel in the Control Room, providing operators with real-time monitoring capabilities. Comprehensive comments integrated into the interface explain the asymmetry method and guide operators when values exceed established limits. Data collection and processing architecture was optimized through specialized code that collects detectors data and formats it appropriately for analysis, with output functionality implemented in WinCC for comprehensive data recording.

The integration in frames of WinCC and MONET resources represents a crucial achievement, enabling efficient monitoring of beam and background conditions. Through this integration, RMS-R3 has been fully incorporated into the LHCb ECS environment with scripts for data processing and visualization in WinCC and MONET. The advantage of these software solutions is the new user functionality and seamless integration of the RMS-R3 system into LHCb's monitoring structure.

Acknowledgments

This work was supported by the EURIZON Fellowship programme Grant EU #3014 "RMS beam and background online monitoring system in the LHCb experimental environment".

- [1] R. Aaji, S. Chernyshenko et al. The LHCb upgrade I. *Journal of Instrumentation*, 19(05):P05065 (2024) 1-211.
- [2] S.B. Chernyshenko et al., "RMS-R3 – the system for monitoring region of interaction and background at the LHCb experiment (CERN)", *Nuclear Physics and Atomic Energy*, 24(2) (2023) 148-153.
- [3] S. B. Chernyshenko, V. M. Dobishuk, V. M. Pugatch, Functionality features of the RMS-R3 system in the third physics run of the LHCb experiment. *Nucl. Phys. At. Energy* 2024, volume 25, issue 2, pages 188-193.

ЕЛЕКТРОННА СТРУКТУРА ПРЕКУРСОРА Na_4Si_4 І КЛАТРАТУ $\text{Na}_{24}\text{Si}_{136}$

Д. І. Блецкан¹, В. В. Вакульчак¹, А. І. Гапак¹, В. М. Кабацій²

¹Ужгородський національний університет, Ужгород,

²Мукачівський державний університет, Мукачево

email: crystal_lab457@yahoo.com

Особливу увагу в галузі термоелектрики останнім часом привертають клатрати, зокрема і клатрат $\text{Na}_{24}\text{Si}_{136}$. Синтез клатрату $\text{Na}_{24}\text{Si}_{136}$ базується на видаленні атомів Na із прекурсора Na_4Si_4 шляхом термічного розкладання, реакції з хімічними окиснювачами, або іскрового плазмового спікання, після якого тетраедричні кластери Si переформовуються у клатратні клітки при досить високих температурах (623–873 К).

Силіцид натрію (Na_4Si_4) кристалізується в моноклінній структурі з просторовою групою $C2/c$ і параметрами ґратки $a = 12.1536 \text{ \AA}$, $b = 6.5452 \text{ \AA}$, $c = 11.1323 \text{ \AA}$, $\alpha = 90.000^\circ$, $\beta = 118.9^\circ$, $\gamma = 90.000^\circ$, $Z = 4$ [1]. Кристалічна структура NaSi побудована з ізольованих тетраедрів $[\text{Si}_4]^{4-}$, оточених катіонами Na^+ на кожній грані тетраедра (рис. 1, а). Елементарна комірка Na_4Si_4 містить 16 атомів Na і 16 атомів Si.

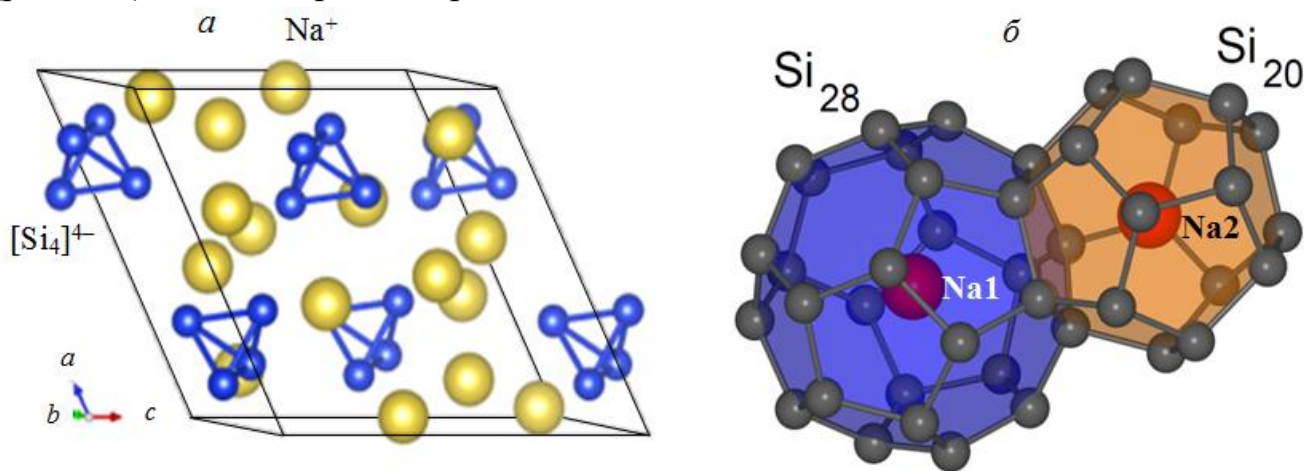


Рис. 1. а – Кристалічна структура Na_4Si_4 ; б – ув'язування двох правильних поліедрів Si_{20} і Si_{28} , інкапсульованих атомами Na1 і Na2 клатрату $\text{Na}_{24}\text{Si}_{136}$.

Клатрат $\text{Na}_{24}\text{Si}_{136}$ – це структурний клатрат типу-II, що кристалізується в гранецентрованій кубічній структурі ($a = 14.62 \text{ \AA}$) просторової групи $Fd\bar{3}m$ [2]. В елементарній комірці наявні 16 п'ятикутних додекаедрів Si_{20} і вісім більших гексакайдекаедрів Si_{28} (рис. 1, б). Центри багатогранників Si_{20} , і Si_{28} зайняті атомами натрію Na1 і Na2, займаючи $16c$ - і $8b$ -кратні позиції й характеризуються координаційними числами 20 і 28 відповідно (рис. 1, б). У клатрату $\text{Na}_{24}\text{Si}_{136}$ поліедральні клітини Si, інкапсульовані атомами Na, містять спільні поверхні з тетраедрично координованими зв'язками.

Електронні структури Na_4Si_4 і клатрату $\text{Na}_{24}\text{Si}_{136}$, розраховані методом функціоналу електронної густини в LDA-наближенні, приведені на рис. 2, *а*, *б* відповідно. Структури енергетичних зон розглядуваних сполук сильно різняться. У Na_4Si_4 повністю заповненими є 20 енергетичних зон, об'єднаних у три зв'язки, які розділені забороненими енергетичними проміжками. Рівень Фермі потрапляє у заборонену зону. Вершина валентної зони в Na_4Si_4 локалізована в точці Z, а дно зони провідності знаходиться в точці Г. Отже, силіцид натрію є непрямозонним напівпровідником з розрахованою шириною забороненої зони $E_{gi} = 1.08$ eV.

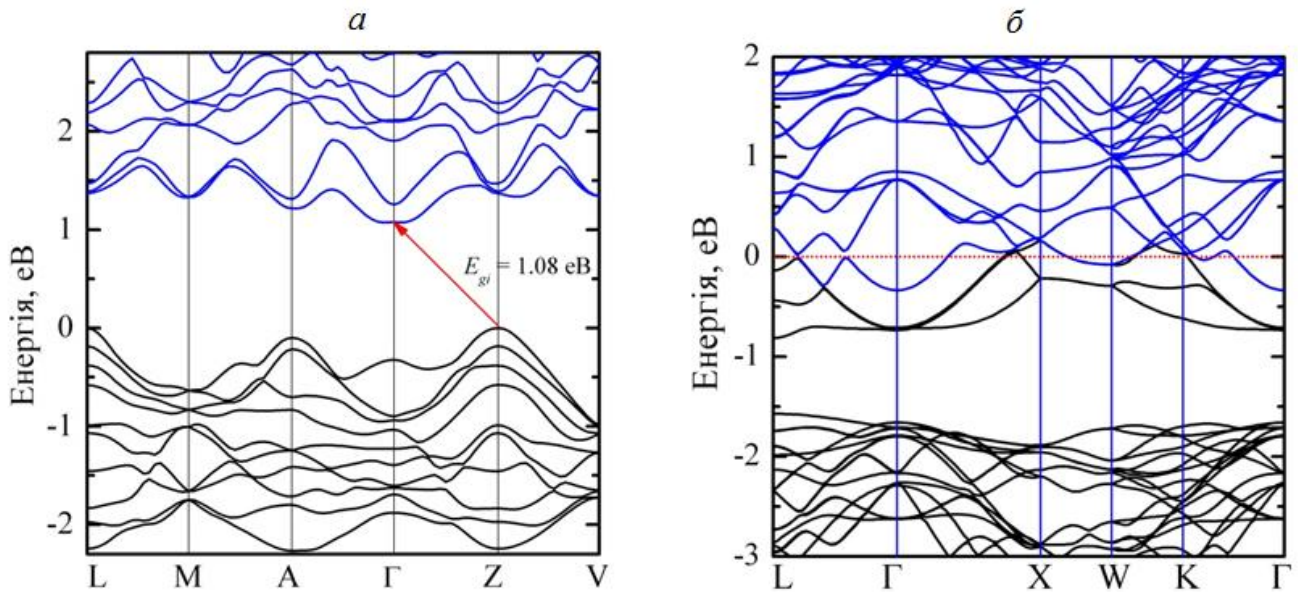


Рис. 2. Зонна структура Na_4Si_4 (*а*) і клатрату $\text{Na}_{24}\text{Si}_{136}$ (*б*) у приферміївській області.

На відміну від прекурсора Na_4Si_4 , рівень Фермі у клатрату $\text{Na}_{24}\text{Si}_{136}$ знаходиться в зоні провідності (рис. 2, *б*), тобто даний клатрат є металічним. Це вказує на те, що взаємодія Na–Na і Na–Si є переважно іонною, а Na діє головним чином як донор електронів. Рівень Фермі відсікає у зоні провідності енергетичний інтервал з максимальною шириною у точці Г, рівною 0.8 eV. Цей інтервал відокремлений від основної частини валентної зони енергетичною щілиною 0.76 eV.

У клатрату $\text{Na}_{24}\text{Si}_{136}$ повністю заповненими є 70 енергетичних зон. Інформацію про внески атомних орбіталей у кристалічні стани $\text{Na}_{24}\text{Si}_{136}$ дають розрахунки повної й локальних парціальних густин станів. Повна ширина валентної зони клатрату $\text{Na}_{24}\text{Si}_{136}$ визначається відносним розташуванням *s*- і *p*-станів кремнію і складає 12.55 eV. Внесок станів атомів натрію у повну густину валентних станів є незначним. Найнижча підзона з 23 заповнених зон сформована в основному 3*s*-станами кремнію з незначною домішкою 3*p*-станів натрію. В енергетичному інтервалі від –7 до –5 eV знаходиться так звана *s-p*-область, тобто область гібридизації 3*s*- і 3*p*-станів Si. У валентній зоні даного клатрату цій області відповідають 12 енергетичних зон.

Верхня зв'язка з 33 енергетичних зон сформована з домінуючим внеском $3p$ -станів Si. В кремній-натрієвому металічному клатраті $\text{Na}_{24}\text{Si}_{136}$ в області незаповнених електронних станів домінують внески p - і d -станів кремнію, а в околі рівня Фермі незначний внесок дають s -стани натрію.

- [1] T. Goebel, Y. Prots, F. Haarmann, Z. Kristallogr. NCS 223, 187, (2008).
- [2] C. Cros, M. Pouchard, C. R. Chimie 12, 1014, (2009).

ПРО НАРОДЖЕННЯ КВАНТОВОЇ МЕХАНІКИ ТА РІВНЯННЯ ДІРАКА

В.М. Симулик¹, І.М. Біган²

¹Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

²ДВНЗ «Ужгородський Національний університет, Ужгород, Україна
e-mail: bihan.ivan@student.uzhnu.edu.ua

У 2025 році виповнюється 100 років з дня народження квантової механіки як теоретичної моделі атомних явищ. Дійсно, 100 років минає з дня появи відомої статті Вернера Гейзенберга [1] про матричне формулювання квантової механіки у термінах спостережуваних величин та фундаментальних статей Вольфганга Паулі [2, 3]. Відома стаття Ервіна Шредінгера про основне рівняння *нерелятивістської* квантової механіки [4] була опублікована на рік пізніше – у 1926 році. Побудова основ квантової теорії була завершена у 1928 році з появою статті Поля Дірака [5], де представлено основне рівняння *релятивістської* квантової механіки. Саме Гейзенберг, Шредінгер, Дірак та Паулі за їхні теоретичні роботи були відзначені Нобелівськими преміями.

Цікаво, що запропоноване Паулі квантово-механічне рівняння для електрона не знайшло такого поширення як рівняння Шредінгера та Дірака, а Нобелівську премію він отримав за принцип виключення Паулі, згідно з яким два електрони не можуть перебувати в одному квантовому стані. Такий стан згідно Паулі характеризується чотирма квантовими числами, включаючи введене ним нове квантове число. Цей ступінь вільності був ідентифікований у 1925 році Джорджем Уленбеком та Самуелем Гоудсмітом як спін електрона.

Щодо квантової фізики в цілому, то вона бере свій початок з праці [6] ще одного Нобелівського лауреата Макса Планка, а теоретичні моделі Гейзенберга, Шредінгера, Дірака та Паулі спираються не лише на відкриття Макса Планка, але й на цілу низку робіт не менш відомих авторів, таких як Альберт Ейнштейн, Ернст Резерфорд, Нільс Бор, Вальтер Герлах та Отто Штерн, Артур Комптон і багато інших. Наукові успіхи вчених у багатому на результати 1925 році стали можливими завдяки наполегливій та результативній праці їх попередників за період з 1901-го по 1924 роки. Якщо навіть коротко говорити про історію створення квантової механіки, то необхідно згадати про авторів рівняння Клейна – Гордона. Саме з цього рівняння вивели свої власні рівняння і Ервін Шредінгер, і Поль Дірак.

Нагадуванням про *сторічний період* домінування квантової теорії є нещодавній огляд [7], у якому описано 39 різних виведень рівняння Дірака разом з їх аналізом на сучасному рівні. У [7] показано вплив рівняння Дірака на 100 років розвитку релятивістської квантової механіки.

Рік 2025 проголошено Міжнародним роком квантової науки і техніки саме у зв'язку з теоретичними розробками Вернера Гейзенберга та Ервіна Шредінгера, з часу опублікування яких минає 100 років, див. наприклад редакційну статтю [8] у відомому журналі. У огляді [8] відмічено три періоди розвитку квантової теорії, які мають у своїй основі наукові праці трьох різних поколінь фізиків-теоретиків. Це початок, про який вже йшла мова вище, а також розвиток та сучасність.

Щодо періоду розвитку, то він розпочинається після завершення побудови основ та узгодження інтерпретації квантової механіки і включає побудову квантової електродинаміки, квантової хромодинаміки та стандартної моделі і узгодження з експериментальними даними. На цій основі відбувся технологічний прорив. Прикладами квантових технологій є лазери, магнітно-резонансна томографія та інтегральні схеми. А квантова теорія почала змінювати такі галузі, як хімія, матеріалознавство, астрофізика та космологія. Цей період супроводжувався поступовим прийняттям особливих ефектів, що виникають у квантовому режимі.

Цікаво, що сучасний період автори огляду [8] характеризують як зв'язок з інформатикою. Змирившись з квантовою дивністю, вчені усвідомили, що квантовий світ має величезну, притаманну здатність для обробки квантової інформації. Виділяється можливість створення універсального квантового комп'ютера та досягнення переваги квантових обчислень у практичних застосуваннях.

Здавалося б, істориками фізики написано десятки книжок і сотні статей про період «квантової революції», але, на превеликий жаль, історики – це не фізики-теоретики (за незначними виключеннями поєднання цих професій). На жаль, недостатньо уваги приділено ролі таких вчених як Чарльз Дарвін та Гендрік Крамерс у побудові основ квантової механіки.

У огляді [7], зокрема, підкреслено роль Чарльза Галтона Дарвіна (онука ще відомішого Чарльза Роберта Дарвіна). Він, наприклад, першим пояснив [9] деталі рівняння Дірака та його інтерпретацію, запропонував квазірелятивістське наближення, що включає член, який носить його ім'я. А вказаний ним очевидний зв'язок рівняння Дірака з рівняннями Максвелла у [7] запропоновано назвати вектором Дарвіна.

Нижче звертаємо увагу на цікаву історію, яка відбулася з Гендріком Антоні Крамерсом. Насправді цей дуже скромний за своїм характером чоловік, але потужний фізик-теоретик, вивів основне рівняння релятивістської квантової механіки одночасно з Полем Діраком, але не опублікував його своєчасно. У той час багато вчених апробовували, перевіряли, свої результати на Вольфгангу Ернсту Паулі, який любив листуватися з колегами, але, на жаль, з роками прославився своїм скептицизмом. Він скептично поставився і до результатів Крамерса, який під впливом авторитета Паулі затримав свою публікацію на сім років [10, 11].

Історія про існування паралельного доведення Крамерса була добре відома сучасникам і описана у монографіях [12, 13]. Через кілька років після успіху і визнання результату Дірака [3] Паулі таки оцінив доведення Крамерса і «пропустив до друку» цей результат [10, 11]. Паулі знову був дуже критичним, але після довгої переписки погодився, що процедура Крамерса була законною, але «не елегантною». Вивід рівняння Дірака представлений Крамерсом станом на сьогодні має певні привабливі риси, які полягають у природній релятивістській інваріантності доведення. Також очевидно, що Крамерс жодним чином не апелює до «добування квадратного кореня з оператора Клейна – Гордона». Крім того, доведення представлено Крамерсом очевидним чином вплинуло на такі способи виведення рівняння Дірака як метод Ван дер Вардена – Сакураї та Райдера, і на багато інших способів, описаних у [7].

Автори монографій [12, 13] про науковий доробок та життєвий шлях Крамерса згадують також і про парі між кількома відомими основоположниками квантової

теорії на тему, хто першим знайде релятивістське рівняння першого порядку для електрона. Парі виграв Поль Дірак, а Крамерс був серед програвавших, але невідомо чи хтось оплатив ставки.

Таким чином, список з 39 доведень рівняння Дірака [7] можна суттєво доповнити завдяки результатам Крамерса [10, 11] і не лише. Зокрема у друці знаходиться стаття Л. Фабрі, де рівняння Дірака виведено з рівнянь Маделунга.

Використання навіть найпростішого безмасового рівняння Дірака привело до пояснення фізики графенових стрічок, а їх застосування – до цілої низки нових інженерних розробок. Тому рівняння Дірака все частіше привертає увагу викладачів та студентів інженерних факультетів.

Очевидно, що за 100 років квантова теорія накопичила також і проблеми. Чи можемо ми зрозуміти межу між квантовим та класичним світами? Як закони класичної термодинаміки можуть впливати з квантової механіки? Чи можна квантувати гравітацію, і як експериментатори можуть шукати ознаки квантової гравітації?

Існує низка публікацій, в яких границі застосування класичної електродинаміки суттєво розширені на атомну та ядерну фізику (в тому числі і ужгородських вчених). Але це станом на сьогодні стосується лише класичної та квантової електродинаміки. Особливим «айсбергом для Титаніка» стоїть проблема пояснення темної матерії та темної енергії Всесвіту!

Володимир Симулик щиро вдячний Валерію Гусиніну за низку плідних дискусій про період народження квантової механіки (1925 – 1928 рр.) і внесок таких вчених як Вольфганг Паулі і Гендрік Крамерс у побудову основ квантової теорії.

[1] W. Heisenberg, Z. Phys. 33, 879 (1925).

[2] E. Schrödinger. Annalen der Physik 384 (79), 361 (1926).

[3] P.A.M. Dirac, Proc. R. Soc. A. 117, 610 (1928).

[4] W. Pauli, Z. Phys. 31, 373 (1925).

[5] W. Pauli, Z. Phys. 31, 765 (1925).

[6] M. Planck, Ann. Phys. (Berlin) 309, 553 (1901).

[7] V.M. Simulik, J. Phys. A: Math. Theor. 58, 053001 (2025).

[8] Editorial, Phys. Rev. Let. 134, 150001 (2025).

[9] C.G. Darwin, Proc. R. Soc. A. 118, 654 (1928).

[10] H.A. Kramers, Verhandelingen Zeeman jubileum 403-412 (1935).

[11] H.A. Kramers, Die Grundlagen der Quantentheorie, *Hand- und Jahrb. Chem. Phys.* (Akademie Verlag, Leipzig, Vol.11.7, 1938).

[12] M. Dresden, H.A. Kramers: between tradition and revolution (Springer-Verlag, New York, 1987).

[13] D. Ter Haar, Master of Modern Physics. *The Scientific Contributions of H.A. Kramers* (Princeton University Press, Princeton, 1998).

CHARGE FORM FACTORS OF ^{20}Ne AND ^{28}Si NUCLEI IN THE α -CLUSTER MODEL WITH DISPERSION

Yu.A. Berezhnoy¹, V.P. Mikhailyuk², S.E. Omelchuk², V.V. Pilipenko³

¹ *Karazin Kharkov National University, Ukraine*

² *Institute for Nuclear Research, Kyiv, Ukraine*

³ *National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology", Ukraine
e-mail: mikhailyuk@kinr.kiev.ua*

The structure of nuclei is investigated during many decades of the development of nuclear physics. The theoretical study of scattering processes of high-energy electrons by nuclei makes it possible to extract sufficiently reliable information about the characteristics of nuclei and about the nucleon distribution density in them. The electron-nucleus scattering cross section (charge form factor) depends mainly on the ground-state charge distribution in the target nucleus and at a high momentum transfer can reveal fine details of the nuclear structure.

The calculation of the charge form factors and charge density distribution of nuclei is generally a complex problem, which is usually investigated using the independent particle model approximation. This approach is attractive because of its simplicity, but in some cases fails to reproduce the high momentum transfer data from electron scattering by nuclei. For this reason, in our previous papers (see, for example, Refs. [1], [2] and references therein) we introduced the hypothesis of dispersion (swelling) of the α -clusters in the nuclear medium.

In such approach, analytical expressions for the charge form factors, single-particle densities and root mean square radii of various $4N$ -nuclei were obtained on the basis of the α -cluster model with dispersion.

In the present work α -cluster model with dispersion is advanced to the case of ^{20}Ne and ^{28}Si nuclei. At the calculations of charge, form factors of these nuclei the trigonal bipyramid D_{2d} configuration for ^{20}Ne nucleus while the bitetrahedron D_{3h} configuration for ^{28}Si nucleus are used. The previously considered molecule-like configuration for ^{20}Ne nucleus compares with the D_{2d} configuration one. The calculated charge form factors and root mean square radii of such nuclei are in a reasonable agreement with the available experimental data.

[1] Yu.A. Berezhnoy, V.P. Mikhailyuk, V.V. Pilipenko, *Int.J.Mod.Phys. E* 24 (2015) 89 p.

[2] Yu.A. Berezhnoy, V.P. Mikhailyuk, *Eur.Phys.J. A* 53:125 (2017).

ПАРАМЕТРИ ГАЗОРОЗРЯДНОЇ ПЛАЗМИ НА СУМІШІ ПАРІВ ДИЙОДИДУ, ДИБРОМІДУ І ДИХЛОРИДУ РТУТІ З ГЕЛІЄМ

В.В. Ковач, О.М. Малінін, О.Й. Миня, А.О. Малініна,
О.К. Шуаїбов, Р.В. Грицак, К.Б. Молнар, І.І. Бондар, М.О. Маргітич

ДВНЗ «Ужгородський національний університет», Ужгород, Україна
e-mail: valerii.kovach@uzhnu.edu.ua

Відкриття фотомолекулярного ефекту випарування води та керування процесами в живих клітинах за допомогою світла потребують створення ефективних джерел спектрального випромінювання, які одночасно випромінюють смуги та лінії в заданих спектральних діапазонах. Серед таких джерел є газорозрядна плазма на сумішах парів дигалогенідів ртуті (HgBr_2 , HgI_2 та HgCl_2) з гелієм, яка випромінює спектральні смуги у фіолетово-синьому та синьо-зеленому спектральних діапазонах з максимальною інтенсивністю на $\lambda_{\text{макс}} = 444$ нм, $\lambda_{\text{макс}} = 502$ нм, $\lambda_{\text{макс}} = 557$ нм [1]. Мета досліджень - визначити параметри газорозрядної плазми на сумішах парів трьох дигалогенідів ртуті з гелієм, встановити фізико-хімічні закономірності в залежності від приведеної напруженості електричного поля і на їх основі виявити можливість підвищити енергетичні параметри випромінювачів.

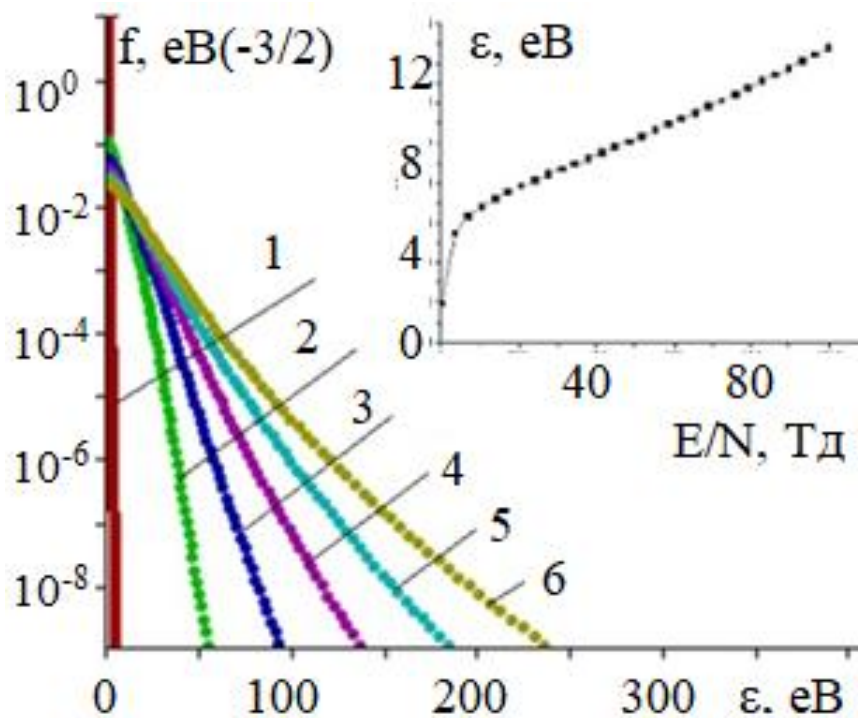


Рис. 2

На рис.1 представлено характерний вид функції розподілу електронів за енергіями (ФРЕЕ) при зміні параметра E/N в діапазоні 1-173 Тд для суміші

$\text{HgI}_2\text{-HgBr}_2\text{-HgCl-He} = 159,5:324:1080:131280$ Па при загальному тиску суміші $P=132843,6$ Па для значень параметру E/N : 1 Тд – 1; 2- 35,4 Тд; 3 - 69,9 Тд; 4 -104 Тд; 5 – 139 Тд; 6 - 173 Тд; на вставці - залежність середньої енергії електронів від величини приведенного електричного поля.

Збільшення величини E/N призводить до зростання кількості «швидких» електронів у розряді. Середня енергія електронів розряду різко збільшується від 0.31 до 15.9 еВ при підвищенні E/N від 1 до 200 Тд.

Для величини приведенного електричного поля 62.3Тд значення середньої енергії електронів, швидкості дрейфу електронів та температури були: 8,286 еВ, $2,5 \times 10^5$ м/с та 96117,6⁰К відповідно. Концентрація електронів на поверхні внутрішнього електрода для щільності струму 265×10^3 А/м² складала - $66,25 \times 10^{17}$ м⁻³.

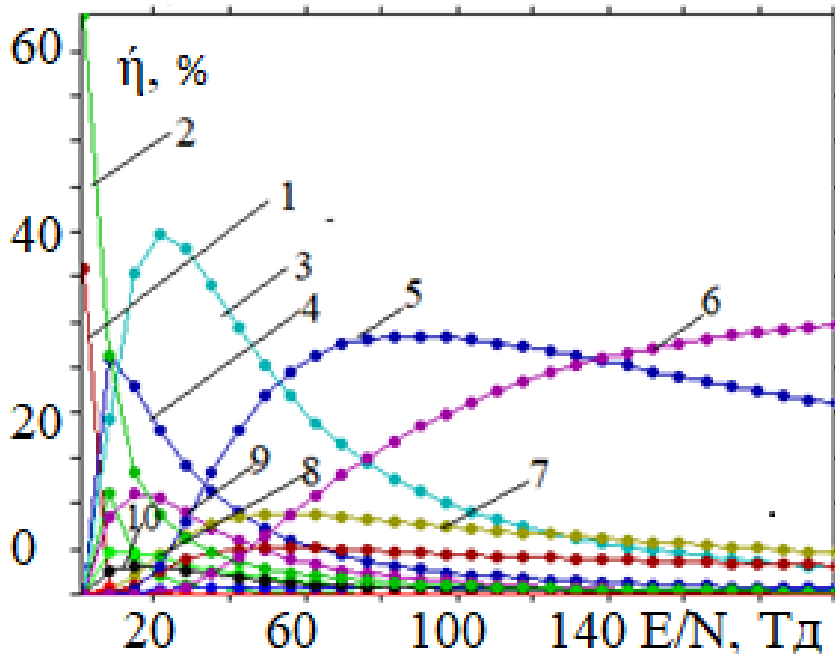


Рис.2

На рис.2. представлено залежність питомих втрат потужності розряду на процеси зіткнень електронів з молекулами дигалогенідів ртуті і атомами гелію від параметра E/N для суміші: $\text{HgI}_2 - \text{HgBr}_2 - \text{HgCl} - \text{He} = 159,6 - 324 - 1080 - 131280$ Па при загальному тиску 132843,6 Па від параметра E/N : 1 – коливальне збудження молекул диброміду ртуті (енергія порогу 0.035 еВ), 2 – пружне розсіювання електронів на атомах гелію, 3 – збудження ($\text{HgBr}_2(D)$) – стану молекул HgBr_2 (енергія порогу 7.86 еВ), 4 – дисоціативне збудження $X^2\Sigma^+_{1/2}$ -стану молекул HgBr^* (енергія порогу 5.00 еВ), 5 – збудження атомів гелію (енергія порогу 19.80 еВ), 6 - іонізація атомів гелію, 7 – іонізації молекул диброміду ртуті (енергія порогу 8.54 еВ), 9 – дисоціативне збудження $V^2\Sigma^+_{1/2}$ стану молекул HgBr (енергія порогу 6.40

еВ), 10 – дисоціативний збудження стану $V^2\Sigma^+_{1/2}$ молекул HgCl (енергія порогу 6.49) еВ).

Значення питомих втрат потужності розряду при дисоціативному збудженні ексиплексних молекул монойодиду, моноброміду і монохлориду ртуті електронами збільшується зі зростанням E/N . Вона досягає максимуму 10,6 %, 18,1 %, 39,8 %, 4,7 % і 3,1 % при значеннях параметра E/N рівних 21,6 Тд, 21,6 Тд, 21,6 Тд, 14,7 Тд, і 14,7 Тд для електронних станів моноброміду ртуті $X^2\Sigma^+_{1/2}$, $V^2\Sigma^+_{1/2}$; диброміду ртуті ($HgBr_2(D)$) і $V^2\Sigma^+_{1/2}$ – стану монойодиду ртуті та монохлориду ртуті відповідно, а при подальшому підвищенні параметра E/N вона зменшуються. Для приведеної напруженості поля, при якій проводився експеримент (62,3 Тд), частки питомої потужності розряду для $V^2\Sigma$ -стану були: 3.2% (HgBr), 1,3% (HgI), 1.1% (HgCl), а для стану ($HgBr_2(D)$) 18,9% ($HgBr_2$).

У результаті досліджень встановлено значення приведеної напруженості електричного поля, для яких питомі втрати потужності розряду максимальні. Застосування їх в ексиплексних випромінювачах дозволить збільшити потужність випромінювання і коефіцієнт корисної дії.

[1] О.М. Малінін та ін. Міжнародна конференція «Ядерна фізика на Закарпатті». Ужгород, 21-23 травня 2024, 143 (2024).

РОБОТА ВИХОДУ ВТОРИННИХ ЕЛЕКТРОНІВ ЗІ СПЛАВУ Cu-Al-Mg

С. Карпусь¹, М. Лящов^{2,4}, І. Шляхов³, Д. Захарчук¹

¹Луцький національний технічний університет, м. Луцьк, вул. Львівська, 75

²Харківський національний університет, м. Харків, майдан Свободи, 4

³Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»,
м. Харків, вул. Академічна, 1

⁴Інститут електронної фізики, м. Ужгород, вул. Університетська, 21
E-mail: sizafu65@gmail.com

Представлено результат аналізу роботи виходу вторинних електронів зі сплаву Cu-Al-Mg при температурі зразків 293 К (Рис.1а), 523 К, 623 К та 673 К на основі вивчення вольт-амперних характеристик (ВАХ), отриманих у [1] за допомогою сферичного електростатичного аналізатора при опроміненні зразків пучком первинних електронів з енергією до 600 еВ. Експериментально отримані ВАХ, одержані при попередній обробці [2], представлено у вигляді залежності $\ln I$ від \sqrt{U} (Рис. 1b та 1c, де I – емісійний струм, U – потенціал колектора), з якої графічним способом знайдено значення напруги, що відповідає лінійним ділянкам цієї залежності.

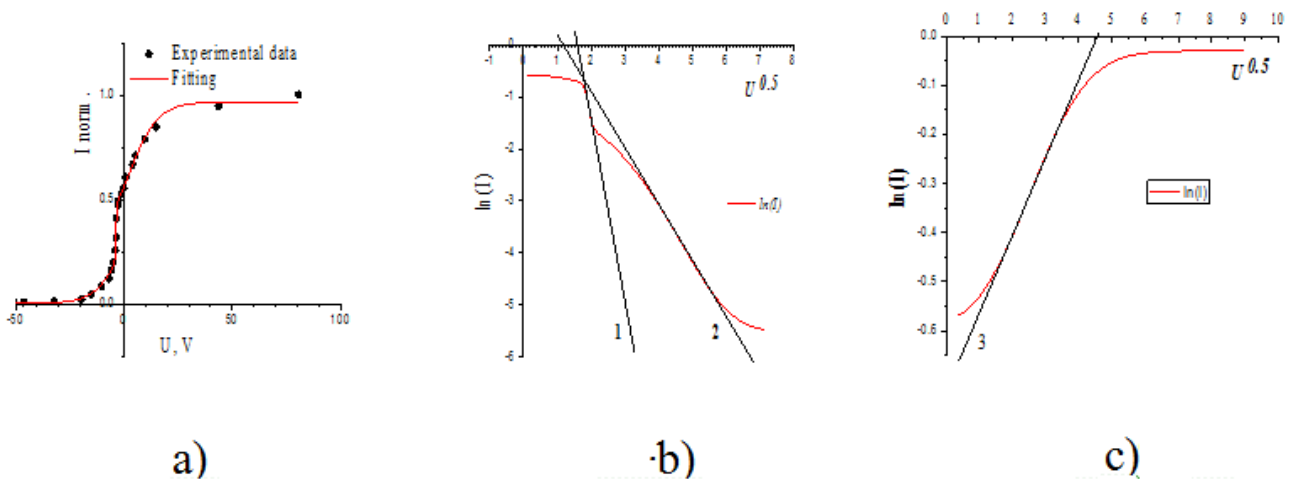


Рис.1. Приклад ВАХ (а) та залежність впливу зовнішнього поля при потенціалах затримки (b) та витягування (c) на емісійний струм при $T=293$ К.

Показано, що в діапазоні зазначених температур робота виходу вторинних електронів змінюється під дією різних факторів, а саме: зміни товщини окисного прошарку зразка та зміни роботи виходу вторинних електронів. З урахуванням літературних даних по роботі виходу електронів з поверхні для полікристалів та його

оксидів [3], було визначено лінійні ділянки [4] в областях негативних та позитивних потенціалів колектора, які є важливими для подальших досліджень. При визначенні роботи виходу враховано поправку на «ефект Шотткі» [5].

- [1] V. L. Borisov, V. N. Lepeshinska "Secondary emission properties of magnesium and beryllium alloy emitters after short-term activation": Science. manual: M.: "Izvestiia Academy of Sciences of the USSR", 1958, vol. XXII, No. 5, p. 534-545
- [2] М. Лящов, С. Карпусь, О. Шопен, Є. Цяцько. Спектральні характеристики термостимульованих вторинних емісійних електронів зі сплаву Cu-Al-Mg // Proceedings of the scientific works of the international conference Nuclear Physics in Transcarpathia (to the 55th anniversary of the Department of Photonuclear Processes of the IEP of the NAS of Ukraine) May 21-23. 2024 p. 172.
- [3] Fomenko V. S. Emission properties of materials. Handbook, K., "Naukova Dumka", 1981
- [4] S. Dushman «Electron Emission from Metals as a Function of Temperature», Phys. Rev. 21, 623 (1923)
- [5] W. Schottky «Über den Einfluß von Strukturwirkungen, besonders der Thomsonschen Bildkraft, auf die Elektronenemission der Metalle», Phys. Zs., 15, p. 872-878 (1914)

ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЯ МОЛЕКУЛ АДЕНІНУ ПРИ ОДНОЧАСНІЙ ДІЇ ДВОХ ЧАСТОТ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

М.М. Сароз, М.І. Шафраньош, М.О. Маргітич, М.І. Суховія, Ш.Б. Молнар,
В.В. Ковач, О.О. Шпеник, І.І. Шафраньош, М.М Кишак

Ужгородський національний університет, Ужгород
e-mail: mykhailo.saroz@uzhnu.edu.ua

У нашій попередній роботі [1] було виявлено синергетичний вплив лазерного випромінювання, що свідчить про особливий механізм трансформації енергії у збудженій молекулі цитозину. Закономірно постає питання щодо проведення подібних досліджень з іншими молекулами азотистих основ нуклеїнових кислот. Причинами цього є виявлення механізмів фотоіндукованого пошкодження біомолекулярних структур, а також потреби новітніх біотехнологій. Оскільки відомо, що ультрафіолетове випромінювання (УФ) негативно впливає на живі організми, важливо зрозуміти на молекулярному рівні механізми руйнування структури ДНК, РНК та їхніх складових. УФ випромінювання, поглинене нуклеїновими кислотами, може викликати каскад небезпечних фотохімічних подій і потенційно може призвести до пошкодження генетичного коду. Руйнування клітин та біологічних структур під дією ультрафіолетового випромінювання залишається актуальним питанням не лише фізики, але й біології та медицини. Оскільки в першу чергу руйнуються азотисті основи цих структур, необхідно дізнатись, як взаємодіють випромінювання та нуклеїнова кислота, та які потенційні наслідки можуть бути викликані цією взаємодією. Першою стадією впливу випромінювання на молекули є утворення збуджених електронно-коливних станів цих молекул. В подальшому збуджені стани беруть участь у фотоіндукованих, а також у термічно активованих реакціях, навіть у випадках, коли вважається, що беруть участь лише основні стани молекул. Особлива роль відводиться метастабільним триплетним станам, які внаслідок своїх фізичних особливостей сприяють першопричинній реалізації складних біологічних процесів, зокрема фотосинтезу, ферментативного каталізу, а також деструктивним реакціям.

У даній роботі представлені результати дослідження люмінесценції молекул аденіну під впливом електромагнітного випромінювання ультрафіолетового та видимого діапазонів.

Люмінесценція досліджувалась з використанням спектрофлуориметра RF-6000 компанії Shimadzu [2]. Джерелом ультрафіолетового випромінювання була ксенонова лампа. Даний спектрофлуориметр був доповнений лазерним джерелом, промінь якого був направлений під кутом 45° до кута опромінення від ксенонової

лампи. Параметри лазера є наступними: режим неперервний, довжина хвилі 530 нм, потужність 0,25 Вт. Нейтральний розчин аденіну був приготовлений на основі дистилляту води та препарату цієї азотистої основи фірми Sigma-Aldrich (чистота 99 %).

Фотолюмінесценції аденіну спостерігалася під дією випромінювання ксенонової лампи на довжині хвилі 275 нм. При цьому максимум люмінесценції розчину аденіну проявляється в області довжин хвиль 360 нм. При одночасній дії лазерного випромінювання з довжиною хвилі 530 нм та випромінювання ксенонової лампи виникає додатковий максимум в довгохвильовій області спектра при 420 нм. На нашу думку, механізм появи довгохвильового максимуму полягає в наступному. Дія випромінювання ксенонової лампи з довжиною хвилі 275 нм призводить до збудження синглетних станів S_1 , а лазерне випромінювання їх переводить у більш високозбуджені стани S_n за рахунок нелінійних ефектів, а саме двоквантового поглинання, яке імовірно при дії інтенсивного лазерного випромінювання.

Ми прогнозуємо, що утворені високозбуджені стани S_n у результаті процесів інтеркомбінаційної конверсії помітно збільшують заселеність триплетних станів T_n . В свою чергу ці стани, внаслідок явища інтеркомбінаційної конверсії, спричиняють заселення нижніх триплетних станів T_1 . Радіаційний розпад триплетних станів T_1 викликає фосфоресценцію, яка і є причиною появи другого максимуму в області довжин хвиль 415 нм.

Цікавим є також порівняння отриманих нами даних зі спектром люмінесценції газової фази аденіну, ініційовану пучком електронів [3]. Взаємодія повільних електронів з молекулами аденіну в газовому стані супроводжується виникненням у діапазоні 200 – 500 нм спектра люмінесценції складної форми, що свідчить про інтенсивну фрагментацію молекул. Спектр випромінювання аденіну формують процеси дисоціативного збудження молекул, дисоціативного збудження з іонізацією, збудження електронних рівнів вихідної молекули та молекулярного іона. При цьому слід зазначити, що в газовій фазі аденіну дезактивація метастабільних триплетних станів практично відсутня. Автори роботи [3] в результаті ідентифікації спектра люмінесценції дійшли висновку, що максимум в області довжин хвиль 370 нм відповідає флуоресценції, а максимум в області довжин хвиль 410 нм – фосфоресценції.

Таким чином, у проведених експериментах ми звертаємо увагу на високу ймовірність заселення метастабільних триплетних станів аденіну міжсистемним кросингом шляхом внутрішньої конверсії електронно-збуджених синглетних станів.

- [1]. Шпеник В.Ю., Шафраньош М.І., Молнар Ш.Б., Шпеник О.О., Суховія М. І., Шафраньош І. І., Журнал фізичних досліджень, Т. 26, № 4 (2022), С. 8.
- [2]. S. Corporation, Shimadzu Spectrofluorophotometer RF-6000. Instruction Manual, (2015).
- [3]. І.І. Шафраньош, Ю.Ю. Свида, М.І. Шафраньош, М.О. Маргітич,
- [4]. М.І. Суховія, М.М. Чаварга, Б.М. Маргітич, Ю.В. Бокоч. Науковий вісник УжНУ. Серія Фізика. №41. – 2017. С. 126 – 131.

РАМАНІВСЬКЕ РОЗСІЮВАННЯ У СКЛОПОДІБНОМУ ТЕТРАБОРАТІ ЛІТІУ

П.С. Данилюк

*ДВНЗ «Ужгородський національний університет», Ужгород
e-mail: pavlo.danyliuk@uzhnu.edu.ua*

Досліджено спектри раманівського розсіювання склоподібного $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$. Вимірювання виконані на мікрораманівському спектрометрі Renishaw inVia з роздільною здатністю 0.5 cm^{-1} при кімнатній температурі. Для збудження використовувалося лазерне випромінювання з довжиною хвилі 785 нм. Одержані спектри представлені на рис. 1.

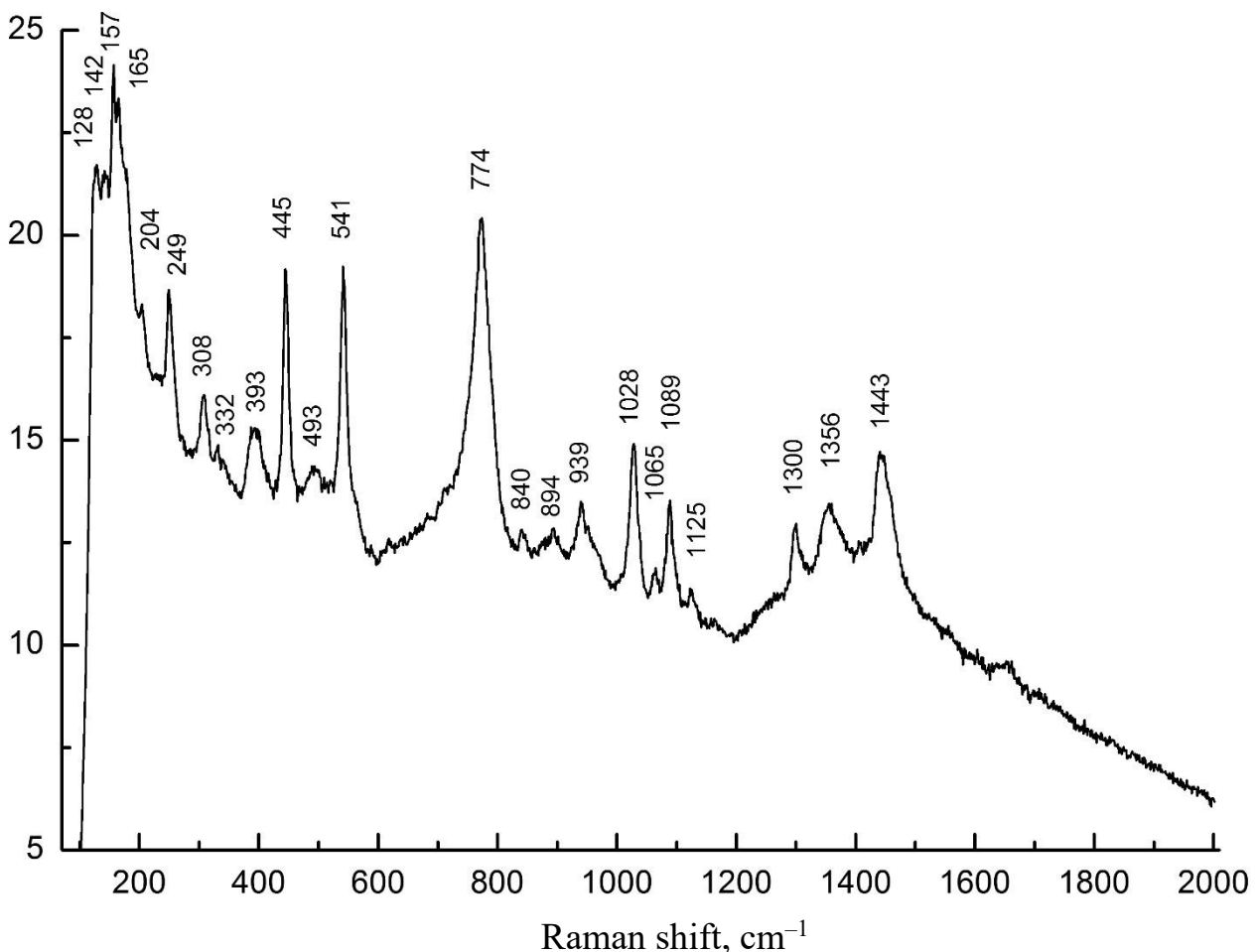


Рис 1. Спектр раманівського розсіювання у склоподібному $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$.

В спектрі раманівського розсіювання спостерігаються 23 смуги різної інтенсивності, які, переважно, зумовлені нормальними та змішаними коливаннями складних бор-кисневих $[\text{BO}_3]$, $[\text{BO}_4]$, $[\text{B}_3\text{O}_8]$, $[\text{B}_5\text{O}_8]$, $[\text{B}_5\text{O}_{11}]$, $[\text{B}_2\text{O}_5^4]$, $[\text{B}_4\text{O}_7^2]$, і літій-кисневих комплексів $[\text{LiO}_4]$, $[\text{LiO}_6]$ [1–7]. Ідентифікація смуг наведена в таблиці.

Таблиця. Ідентифікація смуг у спектрі раманівського розсіювання склоподібного $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$.

RS, cm^{-1}	Ідентифікація
128 142 157 165	Вільні коливання структурних комплексів $[\text{LiO}_4]$ і $[\text{LiO}_6]$; моди, пов'язані з плазмонами та вібраціями атомів кисню.
204 249 308	Вібраційні моди каркасів $[\text{LiO}_6]$.
204	Деформаційні (згинні) моди зв'язків $[\text{BO}_4]$.
332	Симетричні вібраційні коливання іонів Li^+ .
393	Вібраційні моди каркасів $[\text{LiO}_4]$.
445	Коливання іонів Li^+ ; згинні коливання ланцюгів B–O–B.
493	Симетричні коливання тетраедрів $[\text{BO}_4]$.
541	Асиметрична деформація групи $[\text{BO}_3]$.
774	Асиметричний розтяг тетраедрів $[\text{BO}_4]$ та симетричні вібраційні коливання шестичленних кілець з одним тетраедром $[\text{BO}_4]$.
840	Вібраційні коливання піроборатних кілець $[\text{B}_2\text{O}_5^{4-}]$.
894	Асиметричний розтяг тетраедрів $[\text{BO}_4]$.
939	Симетричний розтяг групи $[\text{BO}_3]$.
1028	Коливання за рахунок спотворення тетраедрів $[\text{BO}_4]$.
1065 1089	Симетричні коливання діборатних груп $[\text{B}_3\text{O}_8]$, $[\text{B}_4\text{O}_7^{2-}]$; симетричний розтяг блоків B_3 .
1125	Коливання за рахунок спотворення тетраедрів $[\text{BO}_4]$.
1300 1365 1443	Асиметричний розтяг груп $[\text{BO}_3]$; симетричний розтяг плоских трикутників $[\text{BO}_3]$; коливання діпентаборатних груп $[\text{B}_5\text{O}_{11}]$; розтяг в мета та пентаборатних кільцях груп $[\text{B}_5\text{O}_8]$ і ланцюгах B–O ⁻ .

- [1] G.L. Paul, W. Taylor, J. Phys. C: Solid State Phys. 15, 1753 (1982).
 [2] S. Furusawa, S. Tange, Y. Ishibashi, K. Miwa, J. Phys. Soc. Japan. 59, 1825 (1990).
 [3] A.V. Vdovin, V.N. Moiseenko, V.S. Gorelik, Ya.V. Burak, Physics of Solid State. 43, 1648 (2001).
 [4] A.E. Elbelrhiti, A. Maillard, M.D. Fontana, J. Phys.: Cond. Matter. 17, 7441 (2005).
 [5] Ya.V. Burak, V.T. Adamiv, I.M. Teslyuk, Func. Mater. 13, 591 (2006).
 [6] Yu.K. Voronko, A.A. Sobol, V.E. Shukshin, Inorganic Materials. 49, 923 (2013).
 [7] B.V. Padlyak, I.I. Kindrat, V.O. Protsiuk, A. Drzewiecki, Ukr. J. Phys. Opt. 15, 103 (2014).

МОДЕЛЮВАННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПОТОКІВ ЗАЛИШКОВИХ ЕЛЕКТРОНІВ У ПУЧКАХ ГАЛЬМІВНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ, ЗГЕНЕРОВАНИХ ТАНТАЛОВИМ КОНВЕРТЕРОМ НА МІКРОТРОНІ М-30

О.О. Парлаг, В.В. Пискач, Є.В. Олейніков, І.В. Пилипчинець
Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна
e-mail: v.pyskach@gmail.com

Гальмівні фотони, згенеровані танталовими (Та) конверторами на електронних прискорювачах, широко використовується для вивчення характеристик фотоядерних реакцій та вирішення широкого кола прикладних ядерно-фізичних задач [1, 2]. Оскільки оптимальна товщина Та конвертера (коли вихід гальмівних фотонів максимальний) менша за довжину вільного пробігу електрона в ньому, то в згенерованих пучках гальмівного випромінювання будуть наявні залишкові електрони [3, 4]. При взаємодії з опромінюваними зразками, вони будуть генерувати в них вторинні частинки (фотони, фотонейтрони [3]), додатково стимулювати електрон-ядерні і фотоядерні реакції та викликати пошкодження зразків за рахунок їх нагрівання (термалізації) [5]. Ці фактори можуть суттєво вплинути на кінцеві результати досліджень характеристик фотоядерних процесів [5].

У результаті проведеного аналізу наявних експериментальних та теоретичних досліджень встановлено, що на кінцеві характеристики пучків електронів та згенерованих гальмівних фотонів, окрім їх початкової енергії, будуть суттєво впливати також їх параметри на виході прискорювачів, які, в свою чергу, залежать від технічних характеристик блоків виводу електронів та можуть суттєво відрізнятися між собою навіть для однотипних прискорювачів [2, 5, 6]. Тому для оптимізації процесів опромінення досліджуваних зразків (наприклад, стимуляції фотоядерних процесів) на окремих типах прискорювачів виникає потреба у визначенні характеристик отриманих пучків гальмівних фотонів і потоків залишкових електронів з урахуванням їх технічних параметрів.

Метою представленої роботи було визначення характеристик (спектральних, інтегральних, профілів і поперечних розподілів по площині за конвертером) пучків гальмівних фотонів, згенерованих Та конвертером на електронному прискорювачі ІЕФ НАН України – мікротроні М-30 з врахуванням його технічних параметрів [2, 7, 8], та потоків залишкових електронів у пучках гальмівного випромінювання для оптимізації процесу стимуляції фотоядерних реакцій.

Для отримання інформації про характеристики пучків гальмівних фотонів і потоків залишкових електронів було використане комп'ютерне моделювання з застосування програмного коду Монте-Карло – GEANT4 [9], оскільки він забезпечує можливість отримання необхідних результатів у максимальному наближенні до реальних умов їх формування [2, 5, 10]. Розрахунки проводилися для початкової енергії електронів – 17.5 МеВ.

Встановлені початкові характеристики пучка електронів, що взаємодіють з Та конвертером, з врахуванням технічних характеристик блоку виводу електронів у

повітря мікротрона М-30: інтегральний вміст електронів – 1.0071 е/е, вторинних фотонів, згенерованих Ті вікном – 0.0010 γ /е (їх процентний вміст у пучку електронів – 0.1012 %), просторовий розподіл електронів у площині розміщення Та конвертора відтворює форму Ті вікна.

Досліджено залежності спектральних і інтегральних характеристик частинок (згенерованих гальмівних фотонів, залишкових електронів) та їх поперечних розподілів у площині, що фіксуються після Та конвертора, від його товщини: зі збільшенням товщини Та конвертера інтегральні значення пучка гальмівних фотонів збільшуються до 4.0 мм – від 0.0704 до 2.1747 γ /е, з 4.0 мм до 10.0 мм зменшується до 1.2286 γ /е, натомість інтегральні значення залишкових електронів зменшуються від 1.0165 до 0.0197 е/е, їх процентний вміст у пучку гальмівного випромінювання зменшується від 93.5264 до 1.5782 %. Треба відмітити, що відбувається зміна номінальної енергії електронів, що фіксуються після Та конвертора у площині 1000x1000 мм від його товщини: 0.04 мм – 17.3 МеВ, 0.4 мм – 16.7 МеВ, 1.0 мм – 15.4 МеВ, при товщинах від 4.0 до 10.0 мм значення номінальної енергії неперервно спадають.

Встановлена залежність поперечних розподілів по площині після Та конвертора від його товщини, яка підтверджена розрахунками залежності інтегральних значень гальмівних фотонів і залишкових електронів при їх фіксації від геометричних розмірів детекторів і їх форми. Зі збільшенням площі детекторів від 122.72 до 10E+6 мм² числові інтегральні значення гальмівних фотонів і залишкових електронів, що ними фіксуються, збільшуються від 0.0450 до 1.3048 γ /е та від 0.0078 до 0.9530 е/е.

Отримані результати про характеристики пучків гальмівних фотонів, потоків залишкових електронів і співвідношень між ними дозволяють оптимізувати процес опромінення зразків з врахуванням їх технічних і ядерно-фізичних характеристик та спрогнозувати результати експериментальних досліджень на електронному прискорювачі ІЕФ НАН України – мікротроні М-30 з врахуванням його технічних характеристик.

- [1] A. Zilges et al. Prog. Part. Nucl. Phys. **122**, 103903 (2022).
- [2] E. Oleinikov, et al. J. Nucl. Part. Phys. **13**, 7 (2023).
- [3] I.V. Pylypchynets, et al. Uzh. Un. Sci. Her. Series Physics, **45**, 50 (2019).
- [4] A.K. Gillespie, et al. Nucl. Engineer. Tech. **56**, 3084 (2024).
- [5] E. Oleinikov, et al. J. Nucl. Part. Phys. **13**, 17 (2023).
- [6] A. Ryczkowski, et al. Zeitschrift Medizin. Physik. **34**, 510 (2024).
- [7] M.I. Romanyuk et al. J. Phys. Stud. **26**, 1201(2022).
- [8] M.I. Romanyuk et al. PAST, **139**, 137 (2022).
- [9] GEANT4 11.1. <https://geant4.web.cern.ch/support/download>.
- [10] E.V. Oleinikov, et al. PAST. **153**, 148 (2024).

КАЛІБРУВАННЯ HPGe-ДЕТЕКТОРА ЗА ВІДНОСНОЮ ЕФЕКТИВНІСТЮ ПО ЗАТРИМАНОМУ ГАММА- ВИПРОМІНЮВАНЮ ЕКРАНОВАНОГО РАДІОІЗОТОПУ Cs-138

І.В. Пилипчинець, О.І. Лендел, О.О. Парлаг, Є.В. Олейніков, В.В. Пискач

*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород
e-mail: igor.profi@gmail.com*

Для успішного вирішення задач контролю зберігання, переміщення і нерозповсюдження подільних ядерних матеріалів (актинідів), які, зазвичай, знаходяться в герметичних контейнерах (як правило з нержавіючої сталі), необхідна інформація про їх ізотопний і кількісний склад. Для ідентифікації вмісту таких контейнерів широко використовується спосіб, який базується на використанні експериментально отриманої інформації про значення інтенсивності стимульованого затриманого гамма-випромінювання від продуктів (легких та важких уламків) їх фотоподілу [1-3]. Слід зазначити, що точність аналізу у даному випадку буде залежати від точності вимірів інтенсивності гамма-квантів опромінених зразків, і, відповідно, від точності калібрування детектора за відотною ефективністю для окремих енергій.

Ефективність високочистих германієвих детекторів залежить від багатьох параметрів: енергії гамма-випромінювання, фізичних характеристик детектора (типу, ефективного об'єму, наявності мертвого шару (для детекторів які експлуатуються десятками років [4]), матеріалу і товщини захисного кожуха детектора) і зразка (геометрична форма і розміри) та пов'язана з умовами проведення вимірювань [5-7]. Тому перед проведенням експериментальних досліджень виникає необхідність калібрування детекторів по ефективності для конкретних схем аналізу, де враховано усі фактори запланованих вимірювань.

У випадку детектування затриманого гамма-випромінювання від продуктів поділу екранованих ядерних матеріалів визначення абсолютних значень ефективності у більшості випадків недоступне [2,8]. Передусім це пов'язано з відсутністю достовірної інформації про їх ізотопний склад, геометричні розміри і вагу, та фізико-хімічні і геометричні характеристики екранів (контейнерів), та, не в останню чергу, про технічні параметри детектора [5,6]. Усі ці ж фактори обмежують використання сучасних розрахункових кодів для моделювання кривої ефективності [5,6].

Тому практично єдиною можливістю визначення відотної ефективності HPGe-детектора (або самокалібрування) при аналізі ізотопного складу ядерних матеріалів є використання інформації, отриманої зі спектрів затриманого гамма-випромінювання від продуктів їх поділу [8-10].

У роботі представлені результати калібрування по відносній ефективності HPGe-детектора з використанням гамма-променів радіоізоотопу ^{138}Cs (з енергіями – 462.8; 1009.8; 1436.0; 2218.0 та 2639.6 кеВ) – продукту фотоподілу екранованого

ядра ^{238}U , який знаходився у герметичному контейнері з виготовленому з нержавіючої сталі марки 12X18H10T. Для стимуляції реакції фотоподілу екранованих ядер ^{238}U було в сталевому контейнері використано гальмівне випромінювання з енергією 12.5 MeV, згенероване на електронному прискорювачі ІЕФ НАН України – мікротроні М-30. Гамма-спектрометричні виміри проводилися на детекторі Ortec HPGe (150 см³). Похибка вимірювань не перевищувала 5%. Достовірність та точність значень визначеної відносної ефективності підтверджено результатами вимірів абсолютної ефективності з використанням атестованих стандартних джерел при ідентичних експериментальних умовах [11].

У результаті проведеної роботи встановлено можливість використання затриманого гамма-випромінювання радіоізоотопу ^{138}Cs – продукту фотоподілу ^{238}U для калібрування HPGe-детекторів за відносною ефективністю для розширеного енергетичного діапазону до 2639.5 кеВ (стандартні комерційні джерела забезпечують енергетичний діапазон до 1840 кеВ).

Використання часової залежності інтенсивності запізнілих гамма-ліній від ^{138}Cs продукту фотоподілу ^{238}U дозволяє покращити точність та надійність визначення відносної ефективності у порівнянні з одиночними вимірами [10].

Приведений підхід може бути використаний для розробки схем калібрування за відносною ефективністю з використанням затриманого гамма-випромінювання від радіоізоотопу ^{138}Cs , утвореного у результаті фотоподілу, як фертильних, так і подільних ядерних матеріалів, у контейнерах довільної геометричної форми на електронних прискорювачах.

Запропонований у роботі спосіб калібрування напівпровідникових детекторів дозволяє підвищити точність і достовірність аналізу при ідентифікації екранованих подільних ядерних матеріалів за їх стимульованим запізнілим гамма-випромінюванням для випадків, коли немає достовірної інформації про технічні параметри пакувальних контейнерів.

[1] A. Zilges, et al. Prog. Part. Nucl. Phys. 122, 103903 (2022).

[2] О.О. Парлаг та ін. Патент України на корисну модель № 133090. Бюл. №6 від 25.03.2019.

[3] I.V. Pylypchynets, et al. PAST. 141, 103 (2022).

[4] K.H. Satti, et al. Applied Radiation and Isotopes 202, 111067 (2023).

[5] M.C. Lépy, et al. Metrologia. 52, S123 (2015).

[6] I.V. Pylypchynets, et al. IJISRT. 8, 651 (2024).

[7] I. Pylypchynets, et al. J. Radioanal. Nucl. Chem. 319, 1315 (2019).

[8] A.I. Hawari et al. J. Radioanal Nucl Chem. 265, 257 (2005).

[9] U. Rizwan, et al. NIM A 802, 102 (2015).

[10] N.I. Zaika, et al. Measurement Techniques. 36, 90 (1993).

[11] I.V. Pylypchynets, et al. PAST. 144, 47 (2023).

ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ТА ІЧ ОПТИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ НАНОКОМПОЗИТУ В СИСТЕМІ $As_2S_3 - Bi_2S_3$

Павлей С.І., Гасинець С.М., Войнарович І.М.

*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород
e-mail: staspavlej5@gmail.com*

Фізика нанорозмірних структур – найактуальніша область сучасного матеріалознавства, інтерес до якої пов'язаний з перспективами створення нових квантових пристроїв і систем з широкими функціональними можливостями для опто- і наноелектроніки, інформаційних технологій нового покоління. Зменшення розмірності в одному, двох або трьох напрямках надає нові можливості створення матеріалів і пристроїв зі специфічними характеристиками та зміну їх властивостей за допомогою явища квантового розмірного ефекту. Наноккомпозити халькогенідів металів V групи, впроваджені в матрицю халькогенідного скла, можуть бути перспективними матеріалами в оптиці, електроніці, оптоелектроніці завдяки унікальним оптичним властивостям, таким як висока прозорість у ближній та середній інфрачервоній області, високий лінійний і нелінійний показник заломлення. Поєднання аморфного халькогенідного скла, як основного середовища, та нанокристалів сульфїду вісмуту привертає наш інтерес, оскільки внутрішня анізотропія в кристалічній структурі цього матеріалу сприяє утворенню одномірних наноструктур, зокрема наноголок, нанострічок.

Композитні стекла системи $As_2S_3-Bi_2S_3$ були отримані з бінарних сполук As_2S_3 і Bi_2S_3 чистоти ОСЧ, методом прямого сплавлення в евакуйованих кварцових ампулах. Формування наноккомпозиту здійснювали шляхом перекристалізації швидко загартованих композитних стекел $(As_2S_3)_{1-x}(Bi_2S_3)_x$ ($x=0.08, 0.1, 0.12, 0.14$) при різних температурно-часових режимах відпалу 220–280°C (1–5 год.). Вимірювання електрофізичних параметрів проводилися в температурному діапазоні 493–640 К в режимі постійного струму у вакуумі за допомогою електрометра ІТН-6 в межах $10^{-6} - 10^{-13}$ А з похибкою вимірювання не гірше 10%, залежно від границі вимірювання. ІЧ спектри досліджувалися в діапазоні 400–8000 cm^{-1} .

Збільшення концентрації сульфїду вісмуту призводить до збільшення питомої провідності та зменшення енергії активації електропровідності від 1.2 еВ до 0,9 еВ для $x=0$ і 0,14, відповідно, що свідчить про появу додаткових рівнів у межах забороненої зони халькогенідного скла. Рекристалізація композитів призводить до різкого збільшення питомої провідності та зменшення енергії активації, що можна пояснити в рамках моделі мікронеоднорідної провідності або перколяційним

механізмом, у якому збільшення провідності пов'язане з перекриттям областей просторового заряду, що виникають на межі матриця–нанокристал. Введення сульфїду вісмуту та рекристалізація композитів призводить до появи додаткових смуг поглинання в ІЧ спектрах порівняно зі спектрами сульфїду миш'яку, пов'язаних зі структурними одиницями Bi_2S_3 .

АПАРАТУРА І ПРИЛАДИ ФІРМИ «MIRION (CANBERRA) TECHNOLOGIES, INC.» ДЛЯ РАДІАЦІЙНОГО МОНІТОРИНГУ ОБ'ЄКТІВ НАВКОЛИШНЬОГО СЕРЕДОВИЩА

С.В. Самочерних

*Товариство з обмеженою відповідальністю «Канберра Паккард»
Київ, Україна
e-mail cpua@cpse.net*

У зв'язку з широким використанням у промисловості та енергетиці України радіаційних речовин існує небезпека забруднення окремих територій радіонуклідами. Джерелами радіації є ядерні енергетичні та дослідницькі установки, випробування ядерної зброї, відходи уранових шахт та підприємств ядерного паливного циклу. Потенційними джерелами радіаційного забруднення можуть стати аварії на ядерних установках та сховищах радіоактивних відходів. В умовах значної кількості екологічних проблем різного рівня складності та вкрай обмежених ресурсів, доступних для їх вирішення, гарантування екологічної безпеки ядерних об'єктів і радіаційного захисту населення та довкілля, зведення до мінімуму шкідливого впливу наслідків аварії на Чорнобильській АЕС віднесено до національних пріоритетів охорони навколишнього природного середовища і раціонального використання природних ресурсів [1]. Тому проведення оцінки радіаційного стану окремих територій є надзвичайно актуальним.

Радіаційний контроль об'єктів навколишнього середовища є вихідним профілактичним і захисним заходом, на базі результатів якого формується і приймається до виконання вся система наступних заходів, що забезпечують зниження рівня опромінення як учасників проведення робіт, так і населення. Ефективність радіаційного контролю залежить від швидкості та достовірності одержуваної інформації, а також від ступеня повноти його проведення.

Аналіз сучасного стану розробок приладів радіаційного контролю показав, що в даний час ринок цих приладів переживає період розвитку. Як технічні характеристики, так і конструктивні рішення приладів лежать у дуже широкому діапазоні.

Для проведення якісного радіаційного моніторингу об'єктів довкілля в останні роки широко використовується обладнання фірми Міріон. Це в першу чергу детектори гамма-випромінювання з надчистого германію і багатоканальні аналізатори імпульсів, альфа-спектрометри, альфа-бета радіометри, вимірювачі

потужності дози гамма-випромінювання для екологічного моніторингу, монітори повітряного середовища, портативні гамма-спектрометри та дозиметричні і радіометричні прилади [2].

Як приклад розглядається гамма-спектрометричний комплекс на базі детектора з надчистого германію BE3830P багатоканального аналізатора імпульсів LYNX та програмного забезпечення Genie 2K з опцією ISOCS.

Детектор BE3830P має активну площину 3800 кв.мм із товщиною 30 мм. Роздільні здатності:

- ≤ 0.45 кеВ для енергії 5.9 кеВ,
- ≤ 0.72 кеВ для енергії 122 кеВ,
- ≤ 1.8 кеВ для енергії 1332 кеВ.

Багатоканальний аналізатор імпульсів LYNX є цифровим сигнальним процесором з 32К пам'яті, вбудованим джерелом високої напруги (з трьома діапазонами для різних типів детекторів), АЦП, Ethernet і USB інтерфейси та вбудований веб-сервер.

Програмне забезпечення Genie 2K керує усіма параметрами електроніки, обробляє спектри та створює протоколи результатів вимірювань. Опція ISOCS дозволяє відкалібрувати кожний окремий детектор по ефективності реєстрації гамма-квантів і проводити вимірювання абсолютної активності зразків різної геометрії без використання калібрувальних радіоактивних джерел.

Таким чином, вищезгаданий гамма-спектрометричний комплекс є універсальним інструментом визначення концентрації радіонуклідів у будь-яких об'єктах навколишнього середовища. Комплекс має варіант мобільного виконання зі спеціальним модульним захистом, візком та лазерним вимірювачем відстані.

[1]. Посилання на інформацію про обладнання фірми Міріон: www.mirion.com

ОСОБЛИВОСТІ ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЇ БАКТЕРІЙ

О.О. Бандурин¹, Б.М. Шарга², Ш.Б. Молнар², Ю.А. Бандурин³

¹Ужгородський науковий ліцей Закарпатської ОВА, Ужгород, Україна

²ДВНЗ Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна

³Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна
e-mail: banduryn2@gmail.com

В останнє десятиріччя велика увага дослідників з усього світу прикута до своєчасного та швидкого виявлення бактерій патогенного характеру. Зокрема важливим є виявлення патогенних для людини стафілококів, інфекції яких часто виявляються в усьому світі. Вони суттєво впливають на захворюваність і смертність людей та завдають значних економічних збитків через втрату працездатності. В умовах війни в Україні зростає вагомість бактерій *Pseudomonas aeruginosa*, які, як і стафілококи, часто інфікують рани, що може стати причиною серйозних ускладнень і ампутацій. В той же час ще не знайдено швидких і дешевих методів ідентифікації ізолятів цих бактерій. Аналогічна ситуація і з патогенними бактеріями харчового походження, які часто фіксуються в усьому світі та суттєво впливають навіть на соціально-економічний розвиток окремих країн. Вчені досліджують можливість застосування явища фотолюмінесценції (ФЛ) для швидкого та надійного виявлення бактерій. Одночасно відбувається як вивчення цього явища для різних видів бактерій, так і розвиток діагностичних методик. Разом з тим, низка складних питань має бути вирішена на цьому шляху. Це, по-перше, пошук відповідної спектральної області, де проявляється люмінесценція конкретного виду бактерій, а також визначення необхідної довжини хвилі збуджуючих фотонів. По друге, потрібно здійснити вивчення люмінесцентних характеристик бактерій, а не їх розчинів, оскільки дуже часто молекули розчинника суттєво спотворюють спектри люмінесценції. Ми розробили методику дослідження ФЛ саме біомаси бактерій.

Вимірювання спектрів люмінесценції бактерій здійснювалось на спектрофлюорофотометрі Shimadzu RF-6000 [1]. Культури бактерій висівалися на 5 мм шар поживного агару в чашки Петрі. Одну повну мікробіологічну петлю накладали на площу 1 см² на чорну матову поверхню прямокутника 25x25 мм, виготовленого з пластмасової оболонки дискети 3,5 дюйма. Прямокутник з біомасою легко розташовувався вертикально у спеціально виготовленому тримачі зразків. Збуджуючі люмінесценцію фотони падали на поверхню зразка під кутом 15°. Відповідно спостереження люмінесценції відбувалось під кутом 75° до поверхні. Така геометрія досліду забезпечила значне зниження потоків розсіяних та відбитих від поверхні зразка фотонів [2].

На вихідну щілину відсіку з ксеноновою лампою встановлювався світлофільтр СС-15, а на вхідну щілину детектуючої частини приладу - світлофільтр ЖС-11.

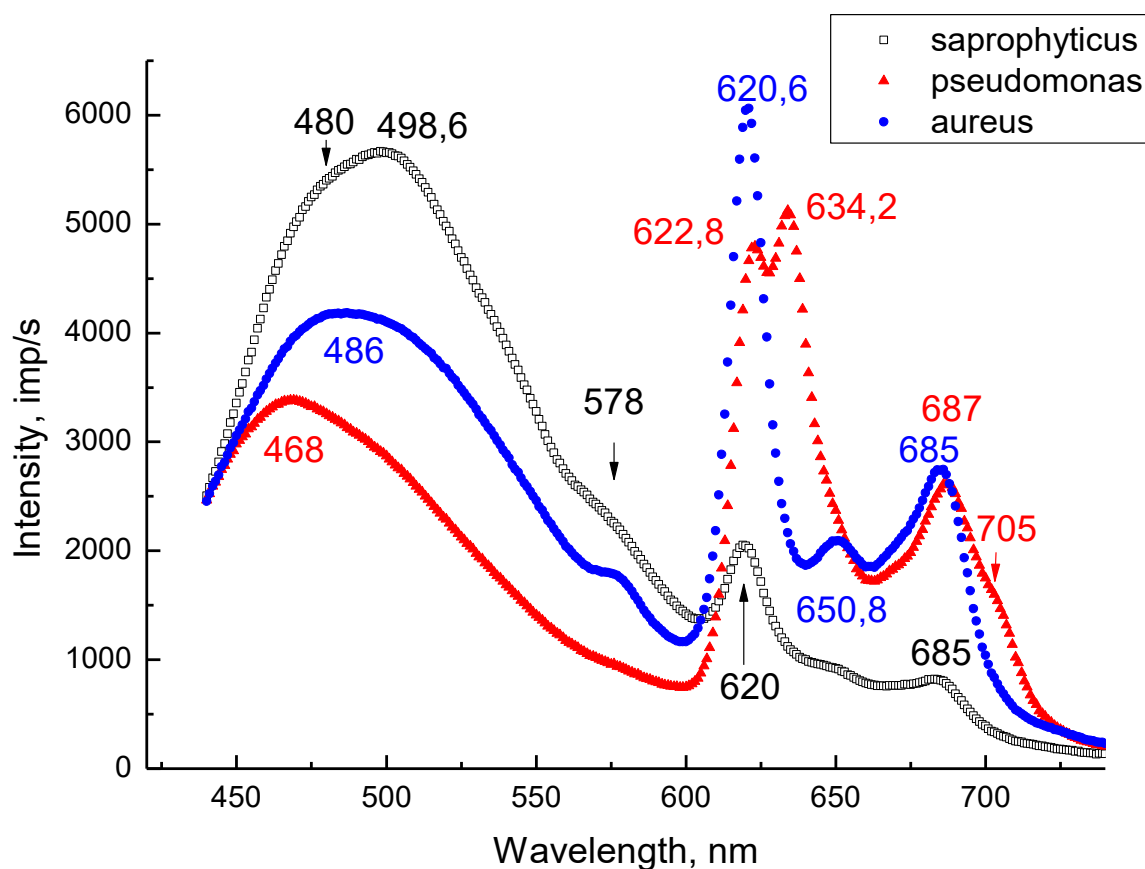


Рис. 1. Спектри фотолюмінесценції бактерій при збудженні фотонами.

На рис. 1 представлені спектри ФЛ, отримані при збудженні фотонами з довжиною хвилі 405 нм двох стафілококових бактерій *Staphylococcus aureus* та *Staphylococcus saprophyticus*, а також паличкової бактерії *Pseudomonas aeruginosa*.

Порівняння з відомими з літератури спектрами дозволяє ідентифікувати прояв люмінесценції у вигляді максимумів поблизу 620, 650 та 685 нм з випромінюванням порфіринів та протопорфіринів. Дублетну структуру максимуму в спектрі *Pseudomonas aeruginosa* з максимумами 622,8 та 634,2 нм ми спостерігали вперше. Втім, як і появу ще одного максимуму при 705 нм у спектрі цієї бактерії. Крім того, в літературі відсутні дані щодо люмінесценції цих бактерій в спектральній області 440–550 нм. Якраз у цій ділянці спектру всі три бактерії проявляють суттєві відмінності. Змінюється як положення максимуму, так і форма широкої смуги випромінювання. Враховуючи, що в цій області випромінювання біомолекул є суперпозицією спектрів молекул СН, ОН та СО, знайдені нами відмінності потребують більш детального їх вивчення та ідентифікації. Природа ще одного максимуму поблизу 578 нм також поки що залишається не встановленою.

Таким чином, нами розроблена методика та проведені дослідження спектрів фотолюмінесценції біомас двох стафілококових бактерій *Staphylococcus aureus* та *Staphylococcus saprophyticus*, а також паличкової бактерії *Pseudomonas aeruginosa* в чистому вигляді, не використовуючи розчинів. Отримані нами відмінності в спектрах ФЛ дозволять у майбутньому проводити диференційну діагностику цих бактерій, використовуючи особливості їх фотолюмінесценції.

[1] Bandurin Yu A et al. *Eur. Phys. J. D.* 76 9 (2022).

[2] Bandurin Yu A et al. *Med Discoveries.* 4(1): 1242 (2025).

НАНОКРИСТАЛИ TbO_{2-x} З ВИРАЖЕНОЮ ПРООКСИДАНТНОЮ АКТИВНІСТЮ І АФК-ЗАЛЕЖНОЮ ЛЮМІНЕСЦЕНЦІЄЮ ІОНІВ Tb³⁺

М.І. Лупан, В.В. Семінько, П.О. Максимчук, К.О. Губенко,
В.К. Клочков, С.В. Єфімова

*Інститут сцинтиляційних матеріалів Національної академії наук України, Харків
e-mail: nikita.lupan4@gmail.com*

Нанокристали оксиду церію (CeO_{2-x}) відомі своїми антиоксидантними властивостями, зумовленими змінною валентністю іонів церію. Окрім церію, стабільний оксид із IV-валентністю утворюють також тербій і празеодим [1]. У цій роботі було синтезовано та досліджено нанокристали TbO_{2-x} — матеріал, структурно ідентичний до CeO_{2-x}, але з вираженою прооксидантною активністю та АФК-чутливою люмінесценцією Tb³⁺.

Нанокристали TbO_{2-x} були отримані шляхом гідротермального осаджувального синтезу з подальшою термообробкою і диспергуванням у водному середовищі. Синтезовані наночастинки досліджені ПЕМ, РФА, РФС. Отримані спектри люмінесценції TbO_{2-x}. За зображеннями ПЕМ встановлено, що середній розмір частинок становить 20.0 ± 1.4 нм. РФА показав, що структура отриманих зразків відповідає флюоритоподібній ГЦК з параметром елементарної ґратки 5.23 Å. Використовуючи рівняння Шерера, було розраховано середній розмір нанокристалів, рівний ~25 нм, що узгоджується з результатами ПЕМ. РФС 3d та 4d рівнів тербію показав, що приблизно 33% поверхневого та приповерхневого тербію має валентність 3+. Дослідження 1s рівнів кисню показало, що його спектр складається з двох смуг – смуга 534.9 нм (20%), що була віднесена до кисню у ОН групах, адсорбованих на поверхні нанокристалів, і смуга 532.8 нм (80%), що відноситься до кристалічного кисню.

Вимірювання люмінесценції нанокристалів у зеленій області спектру при збудженні світлом з довжиною хвилі λ_{ex} = 273 нм демонструє типовий набір піків для тривалентного тербію [2]. Дослідження взаємодії наночастинки з перекисом водню показує, що додавання більших концентрацій перекису в розчин, як і збільшення часу взаємодії з ним, призводить до зменшення інтенсивності люмінесценції Tb³⁺, що свідчить про окиснення тривалентного тербію при взаємодії з перекисом водню. При взаємодії нанокристалів з перекисом водню спостерігається утворення гідроксил-радикалів. Ці два результати можуть свідчити про те, що наночастинки розкладають перекис водню за типом реакції Фентона:



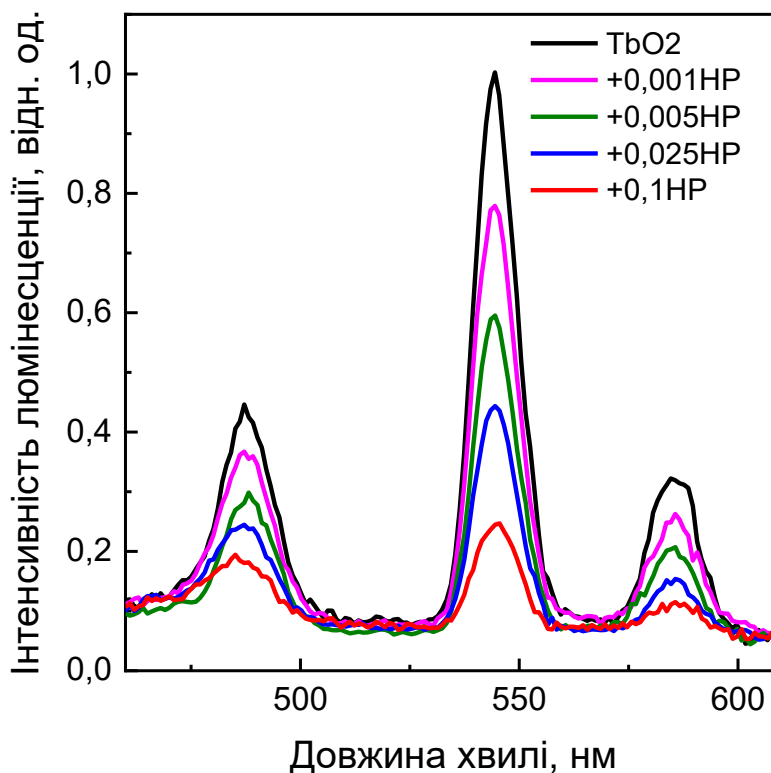


Рис. 1. Зміна інтенсивності люмінесценції іонів Tb³⁺ нанокристалів оксиду тербію при додаванні до розчину різних концентрацій перекису водню.

Загалом, нанокристали оксиду тербію демонструють виражену прооксидантну активність, попри структурну подібність до оксиду церію. Матеріал чутливо реагує на активні форми кисню, зокрема на перекис водню, що проявляється у зміні інтенсивності люмінесценції тривалентного тербію. Встановлені властивості свідчать про перспективність нанокристалів оксиду тербію як основи для створення ранозагоювальних, протипухлинних та антибактеріальних препаратів, а також як сенсорного матеріалу для виявлення перекису водню.

[1] E. van der Kolk and P. Dorenbos, *Chem. Mater.* 2006, 18 (15), 3458–3462. DOI: 10.1021/cm060775s.

[2] E. H. H. Hasabeldaim, H. C. Swart, R. E. Kroon, *RSC Adv.*, 2023, 13, 5353. DOI: 10.1039/d2ra07897j.

ДОСЛІДЖЕННЯ МЕХАНІЗМУ ПЕРЕДАЧІ КВАНТОВОЇ ІНФОРМАЦІЇ МІЖ ДВОМА АТОМАМИ КУБІТАМИ

С.М. Кузьма, В.Ю. Лазур, В.В. Рубіш, О.К. Рейтій

ДВНЗ "Ужгородський національний університет", Ужгород
e-mail: kuzma.svitlana@uzhnu.edu.ua

Стандартною моделлю для опису процесів резонансної передачі квантової інформації на довільні відстані слугує система з двох однакових дворівневих атомів, один з яких опромінюється полем реальних фотонів. Вивчення різних режимів динаміки такої модельної системи при її взаємодії з полем реальних фотонів може послужити основою для створення елементної бази квантових комп'ютерів [1].

Розглянута нами задача про механізми передачі квантової інформації від одного атома до іншого ґрунтується на дослідженні властивостей компаунд-системи "атом $A(1)$ + атом $A(2)$ + поле F ". У відповідності з цією концепцією при аналізі процесів передачі квантової інформації між кубітами $A(1)$ та $A(2)$ зручно розглядати поле як систему з визначеним числом квантів n_ω і включати його у незбурений гамільтоніан \hat{H} . Повний гамільтоніан \hat{H} компаунд-системи " $A(1)$ + $A(2)$ + F " має вигляд [2]:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int} = \hat{H} + \hat{H}_F + \hat{H}_{int}. \quad (1)$$

Тут $\hat{H}_0 = \hat{H} + \hat{H}_F = \hat{H}_1(\vec{r}_1) + \hat{H}_2(\vec{r}_2) + \hat{V}_{дип}^{(\pm)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2; R) + \hat{H}_F$, \hat{H}_1 , \hat{H}_2 – гамільтоніани ізольованих атомів $A(1)$ і $A(2)$ відповідно; \vec{R} – вектор відстані між ядрами атомів; $\hat{V}_{дип}^{(\pm)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2; R)$ – оператор взаємодії атомів $A(1)$ і $A(2)$ на довільній відстані один від одного в електричному дипольному наближенні (див. [3]); радіус-вектори електронів \vec{r}_1 і \vec{r}_2 відносяться до першого $A(1)$ і другого $A(2)$ атома відповідно. У представленні вторинного квантування гамільтоніан \hat{H}_F і енергія E_ω вільного поля фотонів визначаються стандартними виразами:

$$\hat{H}_F = \sum_{\omega} \hbar\omega \hat{a}_{\omega}^+ \hat{a}_{\omega}, \quad E_{\omega} = \sum_{\omega} \hbar\omega n_{\omega},$$

де n_{ω} – число фотонів частоти ω у нормувальному об'ємі V_R , \hat{a}_{ω}^+ і \hat{a}_{ω} – оператори породження і знищення фотонів у представленні чисел заповнення n_{ω} фотонних станів $|n_{\omega}\rangle$; \hat{H}_{int} – гамільтоніан взаємодії одноелектронного атома $A(2)$ з полем реальних фотонів.

Перший етап розв'язання даної задачі полягає у дослідженні впливу запізнюючої диполь-дипольної взаємодії атомів на оптичні властивості

енергетичних рівнів системи з двох однакових дворівневих атомів (див. [3]), а другий – у розв'язанні динамічної задачі – системи часових рівнянь для амплітуд імовірності при резонансному (нерезонансному) поглинанні фотона одним із атомів цієї системи (див. [4]). Зокрема було одержано точні аналітичні вирази для амплітуд імовірності можливих станів компаунд-системи «атом $A(1)$ + атом $A(2)$ + поле» та обчислені їх значення як функції часу.

В даній роботі детально розглянуто три граничні випадки отриманих точних розв'язків системи часових рівнянь для амплітуд імовірності при резонансному (нерезонансному) поглинанні фотона і при різних міжатомних відстанях, які дозволяють детально досліджувати вплив різних фізичних факторів (поляризуючих полів, квантових кореляцій, ефектів запізнювання, параметрів впливу реальних фотонів на атоми тощо) на процес резонансної передачі квантової інформації від одного дворівневого атома до іншого.

- [1] Maller K.M. et al., Phys. Rev. A. 92, 022336 (2015).
- [2] V.Yu. Lazur, S.I. Myhalyna, O.K. Reity, Phys. Rev. A. 81, 062707 (2010).
- [3] V.Yu. Lazur, S.I. Myhalyna, O.K. Reity, V.V. Rubish, M.I. Karbovanets, Scientific Herald of Uzhhorod University. Series Physics 45, 73 (2019).
- [4] V.Yu. Lazur, S.M. Kuzma, V.V. Rubish, O.K. Reity. Time of quantum information transfer from one atom qubit to another taking into account damping of quantum states. Proceedings of the 22-th Small Triangle Meeting (October 25-28, 2022, Medzilaborce, Slovakia). – Kosice: Printed in the Institute of Experimental Physics. – 2023. – P. 48-59. (ISBN 978-80-8143-337-5).

АВТОМАТИЗОВАНИЙ СКАНЕР ДЛЯ ДІАГНОСТИКИ ТА КОНТРОЛЮ ОДНОРІДНОСТІ ПОЛЯ ОПРОМІНЕННЯ ПУЧКА ПРИСКОРЕНИХ ЕЛЕКТРОНІВ

М. Томишин, М. Романюк, І. Мегела

*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород
e-mail: Tomyshym@ukr.net*

Однорідність поля опромінення пучка електронів є критичним параметром для багатьох прикладних задач, зокрема, в галузях радіаційної фізики, матеріалознавства, медицини та радіаційної стерилізації. Пучок прискорених електронів мікротрона М-30, в залежності від енергії та відстані до об'єкта, формує поле опромінення з різними розмірами та щільністю [1]. Для забезпечення відтворюваності експериментів, коректного визначення доз та побудови симуляційних моделей необхідний постійний контроль просторової однорідності пучка.

Запропонована система сканера для діагностики поля опромінення пучка прискорених електронів складається механічної частини та сенсорної системи і електроніки.

Механічна частина (Рис. 1):

- рухома платформа, що реалізована у вигляді рамки з направляючими та трьома кроковими двигунами (X, Y1, Y2), яка забезпечує переміщення детектора по площині 800×800 см;
- робочий елемент – циліндр Фарадея, що здійснює вимірювання локальної густини струму електронного пучка в заданій точці поля.

Сенсорна система та електроніка (Рис. 2):

- сигнал з циліндра Фарадея оцифровується прецизійним 16-бітним АЦП, підключеним до мікроконтролера ATmega323.

Дані через інтерфейс RS232/USB передаються на комп'ютер для подальшої обробки.

Програма керування сканером реалізована на мові Python з використанням бібліотеки PyQt5, що забезпечує кросплатформенність, тобто здатність програмного забезпечення працювати більш, ніж на одній апаратній платформі та/або операційній системі, а також можливість запуску як на персональному комп'ютері, так і на мікрокомп'ютері типу Raspberry Pi.

Графічний інтерфейс (Рис. 3) дозволяє: 1) керувати кроковими двигунами (включно з калібруванням нуля); 2) задавати розмір сканованої області; 3) візуалізувати карту пучка у вигляді кольорової матриці; 4) зберігати результати у графічному та числовому вигляді.



Рис. 1. Рухома платформа сканера.



Рис. 2. Система управління сканером.

Для покращення достовірності вимірювань та пригнічення шуму використовуються алгоритми попередньої обробки сигналу:

1) медіанний фільтр не розмиває різкі границі розподілу і є ефективним при наявності імпульсного шуму;

2) Гаусове згладжування дозволяє зберігати плавні градієнти густини електронного пучка при пригніченні височастотного шуму;

3) 2D-апроксимація функцією Гауса або сплайн-інтерполяція – для побудови згладженого поля щільності пучка на основі точкових вимірів. Для кількісної оцінки однорідності вводиться коефіцієнт варіації або відносне стандартне відхилення густини електронного пучка по площі опромінення.

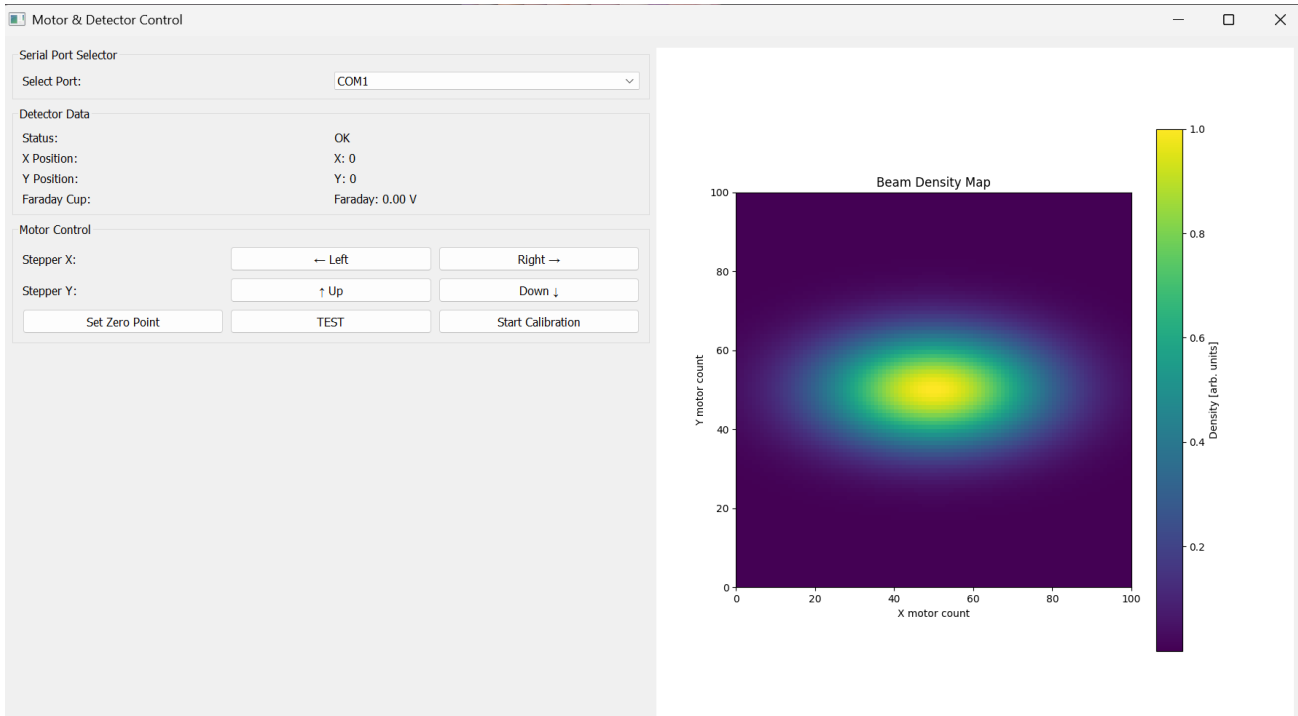


Рис. 3. Графічний інтерфейс програми керування.

Розроблена система на базі автоматизованого сканера дозволяє з високою роздільною здатністю досліджувати однорідність пучка при різних енергіях (1.7 MeV – 17.8 MeV) та відстанях від сканера до джерела випромінювання (0.5 – 4 м).

Проведені тестові вимірювання підтвердили ефективність використання сканера при формуванні моделі опромінення [2]. Було показано, що сканер дозволяє виконувати прецизійні та відтворювані вимірювання параметрів пучка, що є важливим етапом у валідації прискорювача, підготовці експериментів та побудові імітаційних моделей. Завдяки відкритій архітектурі та використанню недорогих компонентів сканер може бути легко адаптований до інших установок та експериментальних задач.

- [1] М.І. Романюк, Й.Й. Гайніш, О.М. Турховський та ін., ЖФД **26**, 1201 (2022).
- [2] Ю. Плакош, В. Ковтун, М. Романюк, В. Лямаєв. Вісник Львівського університету. Серія фізична. **44**, 155 (2009).

AN ANALYSIS OF EXPERIMENTAL DATA ON ^{14}N NUCLEUS DISINTEGRATION BY HIGH-ENERGY PROTONS

R. Murtazin¹, S. Karpus^{2,1}

¹*National Science Center «Kharkiv Institute of Physics and Technology» NAS of Ukraine,
Kharkiv*

²*Lutsk National Technical University, Lutsk
e-mail: rumurtazin@gmail.com*

The ^{14}N nucleus is one of the main participants of the CNO cycle [1] - the process of thermonuclear fusion of stellar matter. The cycle is based on a series of nuclear reactions of proton radiation capture by the ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O and ^{18}O nuclei. A concurrent process in the cycle is the development of the reactions (p, α) on ^{15}N , ^{17}O and ^{19}F nuclei. The presence of high-energy protons [2] in the solar spectrum allowing to confirm the occurrence of additional coincident nuclear reactions that result in the decreasing of number of the main nuclei participating in the CNO-cycle, such as ^{12}C , ^{14}N , and ^{16}O [3]. In the case of proton interactions with energies up to 50 MeV [4], on the basis of analyses of the TALYS computer code predictions, it has been established that there are two channels for the direct disintegration of ^{14}N : $(p+d+3\alpha)$ and $(n+2p+3\alpha)$, and for the formation of intermediate nuclei ^8Be and ^9B . An application of the TALYS code has made it possible to analyse the cross-section of the channels of $p+^{14}\text{N}$ nuclear reactions, the products of which are ^8Be and ^9B and then consider their contribution to the overall process of ^{14}N disintegration.

- [1] M. Wiescher, *Phys. Perspect.* 20, 124–158 (2018).
- [2] M. Martucci *et al.*, *Space Weather*, Vol. 21, Issue 1, January (2023).
- [3] A. I. Vdovin *et al.*, *Izv. Rossiiskoi Akademii Nauk, Ser.Fiz.*, Vol.43, p.148 (1979).
- [4] R. Murtazin, S. Karpus, *Abstracts of Reports XXII Conference of High Energy Physics and Nuclear Physics, Kharkiv*, p. 26 (2024).

ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЯ ТАУРИНУ

Ю.В. Федурця¹, Ю. А. Бандурин², Ш.Б. Молнар³,
О.Ю.Бандурин³, А. М. Завілопуло²

¹*Комунальне некомерційне підприємство «Закарпатський протипухлинний центр»
Закарпатської ОВА, Ужгород*

²*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород*

³*ДВНЗ Ужгородський національний університет, Ужгород*

e-mail: yurifedurtsia@gmail.com

Представлені результати досліджень спектрів фотолюмінесценції (СФЛ) амінокислоти таурину ($C_2H_7NO_3S$). Вивчено вплив на СФЛ опромінення об'єкта електронами з енергією 6 МеВ. Таурин, або аміно-етансульфонова кислота, у високих концентраціях знаходиться у плазмі та тканинах людей і тварин. Найбільш розповсюджена в серці, сітківці ока, скелетних м'язах, лейкоцитах крові, а також у мозку. Концентрація таурину в біологічних рідинах використовується як біомаркер при діагностиці пухлинних захворювань різних органів людини. Особливістю структурної будови молекули таурину є наявність атома сірки, який зв'язаний з гідроксильною групою ОН та двома атомами кисню. Ми провели дослідження порошкоподібного таурину, чистотою не менше 99,6%. Детально техніка та методика вимірювань, особливості підготовки зразків описані в [1].

Опромінення зразків масою 3 г здійснювали на установці Halcyon пучком електронів з енергією 6 MeV діаметром 10 см. Доза опромінення визначалася за допомогою штатного дозиметра приладу з точністю 1%. Для вивчення СФЛ зразки опромінювались дозами 0,2, 0,5, 2 та 5 Гр. Збудження люмінесценції проводилось з використанням 6 довжин хвиль – 275, 323, 351, 360, 368 та 380 нм.

На рис. 1 показані СФЛ, отримані нами для зразків таурину. Вони демонструють вплив енергії збуджуючих фотонів на формування спектрів. Як було нами показано в [1], люмінесцентне випромінювання на поверхні інших амінокислот зумовлене процесами збуджень двохатомних фрагментів ОН та СО. У випадку таурину всі 6 застосованих нами довжин хвиль збуджуючих фотонів призводять до появи люмінесценції у вигляді спектрів двохпікової форми з максимумами поблизу 440 та 470 нм. Тестові дослідження СФЛ парафіну (C_nH_{2n+2} , де n може знаходитись в інтервалі значень 19–35) показали, що така форма СФЛ пов'язана з випромінюванням радикалів СН. Лише збудження найбільш короткохвильовими фотонами 275 та 323 нм суттєво збільшує інтенсивність випромінювання поблизу 535 нм. Саме тут проявляється релаксація найбільш високоенергетичних коливальних рівнів ОН. Таку відмінність СФЛ таурину від інших амінокислот

можна пояснити лише наявністю у складі молекули атома сірки з сильним ковалентним зв'язком.

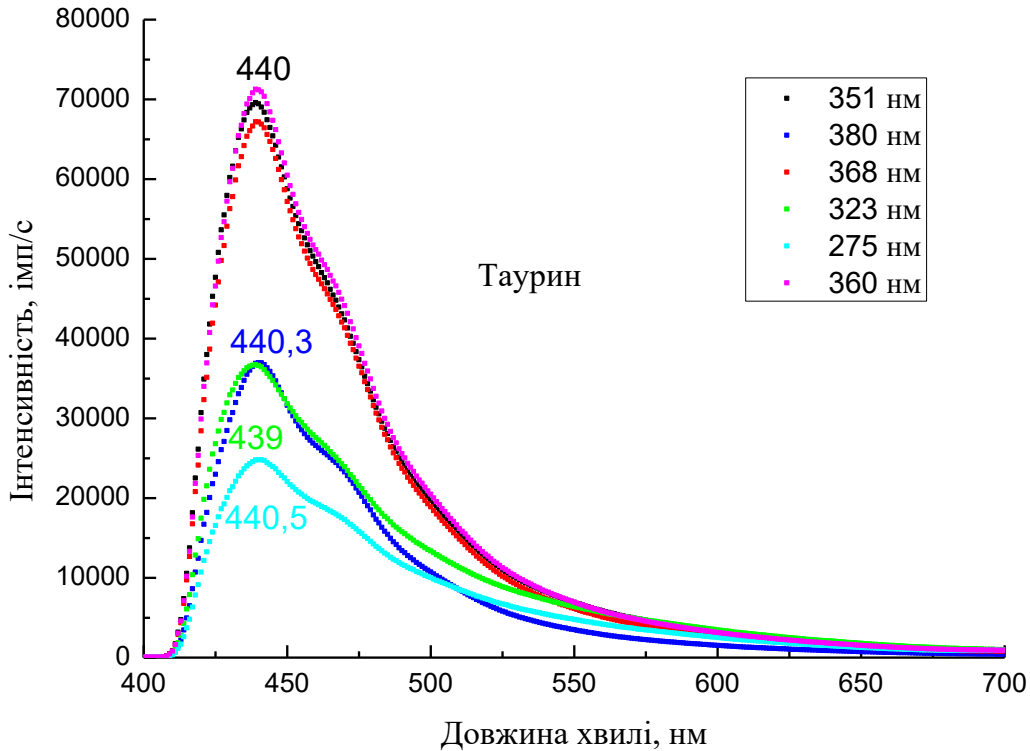


Рис.1. Спектри СФЛ порошкоподібного таурину.

СФЛ опромінених зразків відрізняються як за квантовим виходом люмінесценції, так і за формою. На рис. 2 для прикладу показано залежність інтенсивності випромінювання в максимумі поблизу 440 нм для $\lambda_{36}=360$ нм.

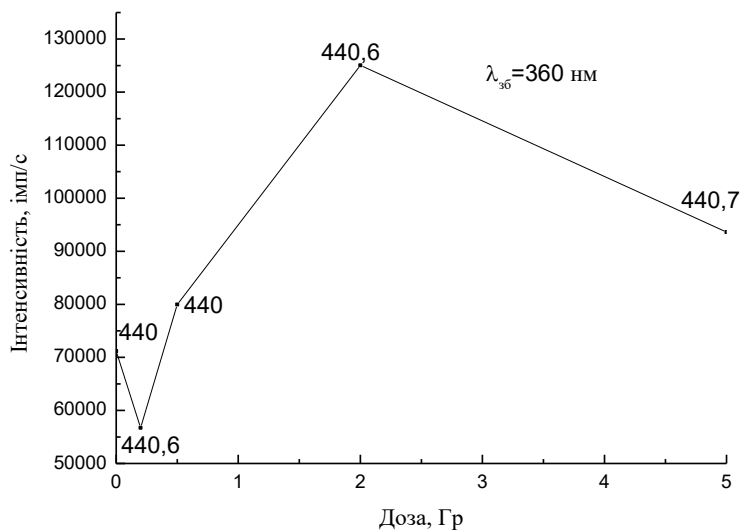


Рис. 2. Залежність інтенсивності люмінесценції від дози опромінення.

Найбільша зміна спостерігається при дозі 2 Гр. При цьому інтенсивність люмінесценції збільшується в 2,3 рази. На відміну від інших амінокислот [2] опромінення таурину електронами призводить до фрагментації молекули з утворенням СН, або з утворенням фрагменту без атома сірки.

[1] Bandurin YA et al. *Eur. Phys. J. D.* 76 9 (2022).

[2] Bandurin YA et al. *Med Discoveries.* 3(6): 1178 (2024).

ЗАДАЧІ ШТУЧНОГО ІНТЕЛЕКТУ В ТЕОРІЇ ДОЗИМЕТРИЧНИХ ВИМІРЮВАНЬ

П.В. Яворський, О.М. Поп, В.Т. Маслюк

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород

e-mail: petro0798@gmail.com

Розробки штучного інтелекту (ШІ) останніх років значно розширили можливості його використання для вирішення ряду наукових і прикладних задач. Алгоритм застосування ШІ, який полягає у досягненні результату з використанням його атрибутів: самонавчання, прийняття рішень, оптимізації процесів і адаптації до нових умов є привабливим для різних застосувань. Використання ШІ передбачає наявність набору різних методів отримання необхідного результату, створення для цього оптимальних алгоритмів і моделей. Іншими словами, особливостями такої задачі є як багатопараметричність результатів, так і методи їх досягнення.

Ціллю дозиметричних досліджень є встановлення поглинутої кількості радіаційної енергії з використанням різних методик. Основою медичної та санітарно-технологічної дозиметрії є метод термостимульованої люмінесценції (ТСЛ), який полягає у встановленні кореляції між інтенсивністю висвічування та поглинутою дозою радіації. Ці характеристики залежать від хімічного складу, умов легування дозиметричних матеріалів, які визначають структуру енергетичних рівнів, відповідальних за стимульоване люмінесцентне випромінювання. Сучасна теорія ТСЛ дозиметрії дозволяє встановити параметри енергетичних рівнів та кінетичні коефіцієнти переходів носіїв заряду між ними, використовуючи експериментальні криві висвічування опромінених дозиметричних матеріалів. Її етапи: комп'ютерна деконволюція експериментальних спектрів ТСЛ та вибір методик їх фітування (підгонки) теоретичними моделями, які містять широкий набір енергетичних та кінетичних параметрів. В класичному понятті, така процедура відноситься до класу некоректних задач, коли рішення може бути отримано в класі різних наборів параметрів. Використання ШІ має гармонізувати вказану процедуру, знайти оптимальне вирішення багатопараметричної задачі шляхом встановлення значень енергетичних і кінетичних коефіцієнтів та числа захоплених носіїв заряду. Для цього розроблено ітераційно-ракурентні, оптимізаційні алгоритми, що здатні до самонавчання з наперед заданою точністю, яка встановлюється значенням параметра FOM (Figure of Merit). Розглянуто структуру ШІ: цільова функція, якій мають задовольняти рішення задачі, алгоритм самонавчання на масиві параметрів системи, встановлення для них вагових коефіцієнтів, залучення різних методик оптимізації та використання засобів моделювання.

Такі завдання були реалізовані в пакеті Lumini [1, 2], де застосована процедура скейлінгу для ab initio моделювання люмінесцентних характеристик опромінених

дозиметричних матеріалів та фітірування експериментальних спектрів ТСЛ для аналізу енергетичної структури та визначення кінетичних коефіцієнтів дозиметрів методами ШІ. Алгоритм ШІ в пакеті Lumini ґрунтується на методах машинного навчання, зокрема регресії та класифікації, й має на меті навчитися оптимально апроксимувати спектр ТСЛ, що може мати декілька температурних піків. Закладено алгоритм навчання Lumini при знаходженні координат піку ТСЛ (температура/інтенсивність) та перебір всіх параметрів кінетичної моделі для оптимізації FOM як цільової функції при фітіруванні. Це формує навчальну вибірку, на основі якої модель поступово «вчиться» розпізнавати характерні ознаки піків, зокрема їхню форму, симетрію, локальні градієнти та співвідношення з сусідніми ділянками. Процедура аналізу включає попередню обробку кривої (нормалізацію, згладжування, обчислення похідних), після чого дані подаються на вхід штучної нейронної мережі або іншого алгоритму (наприклад, градієнтного бустингу чи випадкового лісу). Алгоритм виводить координати передбачуваного піку (температура максимуму) та його інтенсивність.

Пакет Lumini відкриває можливість виходу за межі однорівневої моделі ОТОР (One Trap One Recombination), що використовується в теорії дозиметрії, наприклад, шляхом використання методу Монте-Карло при моделюванні процесів термостимульованої люмінесценції та фосфоресценції в типових дозиметричних матеріалах. У пакеті реалізовано можливість врахування статистичних флуктуацій енергетичних і кінетичних параметрів, що впливають на результати дозиметричних вимірювань у реальних умовах. Демонструються результати використання Lumini для моделювання ефективності реальних дозиметрів, а також для виокремлення ключових параметрів, які визначають їх чутливість і достовірність. Теоретична частина ілюструється прикладами використання пакету Lumini при обробці експериментальних ТСЛ-спектрів дозиметрів TLD-500K, попередньо опромінених на мікротроні М-30 для встановлення його енергетичних та кінетичних параметрів. Обговорюється проблема параметризації реальних дозиметричних матеріалів для різних схем їх легування.

[1] P.V. Yavorskyi, O.M. Pop, V.T. Maslyuk. Sensory abilities of dosimetric materials under conditions of parameter fluctuations: Monte Carlo method. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics* 2024. DOI: <https://doi.org/10.15407/spqeo27.04.450>

[2] P.V. Yavorskyi. Lumini package for ab initio modeling of dosimetric experiments. *Problems of atomic science and technology (PAST)* ISSN 1562-6016 <https://doi.org/10.46813/2024-153-154>

РОЗРОБКА УНІВЕРСАЛЬНОГО ШУКАЧА ВЕРШИН У ТРИГЕРІ РІВНЯ HLT1 НА LHCb

В.О. Янковський, А.С. Усачов, О.А. Безшийко, Л.О. Голінка-Безшийко

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ
Vrije Universiteit Amsterdam and Nikhef, Amstredam
e-mail: vladislav221b@gmail.com*

Багато сценаріїв Нової Фізики припускають існування нових довгоживучих частинок (Long-Lived Particles), які можуть допомогти пояснити давні проблеми фізики, такі як існування темної матерії. Такі частинки можуть утворюватись у високоенергетичних протон-протонних зіткненнях на Великому Адронному Колайдері (ВАК) і можуть бути зареєстровані детектором LHCb [1], що має унікальну чутливість до частинок з масою порядку ГеВ. Детектор LHCb – це одноплечовий спектрометр, який дуже добре оснащений у передній частині, що дозволяє йому виявляти сигнал від розпаду LLP на частинки Стандартної Моделі з високою точністю. Однак, щоб робити це ефективно, потрібен спеціальний алгоритм, який може швидко ідентифікувати вершини розпаду – точки в просторі, в яких відбулась взаємодія частинок або розпад однієї з утворенням нових.

В рамках даної роботи можна виділити два типи вершин: Первинні (Primary Vertices) та Зміщені (Genetic Displaced Vertices). **PV** розташовані близько до лінії пучка, труби, де розганяються протони, і можуть розглядатись як точки взаємодії цих протонів на колайдері або розпад короткоживучих частинок. **GDV** розташовані на відстані від лінії пучка і відповідно розглядаються як кандидати на вершини розпаду LLP.

Проект має на меті розробити новий алгоритм, що шукає GDV в експерименті LHCb. Після того як алгоритм буде готовий, він потребуватиме швидкої реалізації на CUDA для запуску в режимі онлайн на LHCb GPU фермі. Чутливість пошуків LLP буде значно підвищено за рахунок спеціального триггеру.

Наразі детектор LHCb здатен зчитувати дані з максимальною швидкістю 40 Тбіт/с. Це потік даних, який необхідно відфільтрувати, що досягається двома програмними етапами: **HLT1** і **HLT2** [2]. В LHC Run 3 HLT1 було вдосконалено шляхом реалізації на GPU. Це перший повністю GPU-орієнтований тригер, який використовується для досліджень на ВАК, що відкриває перед нами унікальні дослідницькі можливості. Саме для триггеру HLT1 писався даний алгоритм відбору зміщених вершин.

Для реконструкції вершин алгоритм працює з треками, отриманими з VELO детектора [3]. Сам алгоритм пошуку **GDV** реалізується в кілька етапів:

1. Пошук вершин за парами треків: розглядаються будь-які можливі пари треків у події і розраховується відстань між ними. Якщо вони близькі один до одного за критерієм χ^2 ми будемо так звану **Seed Vertex**, що є кандидатом на реальну GDV. На цьому етапі вершина має координати, значення χ^2 , два треки та похибки представлені коваріантною матрицею.

2. Додавання інших треків до вершини: усі інші треки перевіряються на приналежність побудованій Seed Vertex. Для цього вимірюється відстань між вершиною та кожним іншим треком в події. Якщо за тим же параметром χ^2 вони близькі, то дані треки присвоюються обраній вершині. На цьому етапі оновлюється значення загального χ^2 для Seed Vertex враховуючи вагові коефіцієнти для доданих треків, і відповідно змінюється вигляд коваріантних матриць та координати вершини.

3. Об'єднання вершин: якщо кілька вершин достатньо близькі одна до одної їх можна розглядати як одну. Відповідно на цьому етапі розраховуються відстані між усіма побудованими вершинами і при достатньому ступені близькості за критерієм χ^2 будується нова об'єднана вершина. Таким чином загальна кількість кандидатів GDV зменшується.

Всі етапи реалізовано за допомогою CUDA з імплементацією паралельного обчислення. Для реалізації власного алгоритму як базис було використано вже існуючі: **PVFinder** та **GenericVertexFinder**. Зараз PVFinder використовується на ранньому етапі тригеру HLT1 і написаний на GPU, основним завданням якого є пошук PV. GenericVertexFinder має схожі завдання до цього алгоритму, але написаний на CPU. Для подальшого аналізу було розроблено модуль моніторингу з можливістю перегляду координат, знайдених GDVs.

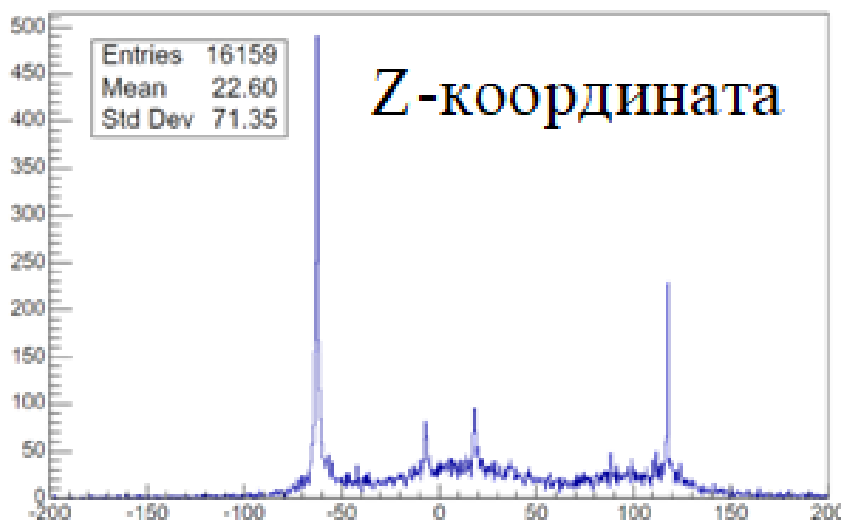


Рис.1. GDVs з двох velo треків.

Першим важливим критерієм для алгоритму є правильна реконструкція PV. Якщо порівняти Рис.1 та Рис.2, то видно, що піки на гістограмі по GDV співпадають з положеннями PV. Це можна пояснити великою кількістю близьких треків, які належать цим PV, і відповідну великою кількістю попарно побудованих GDV.

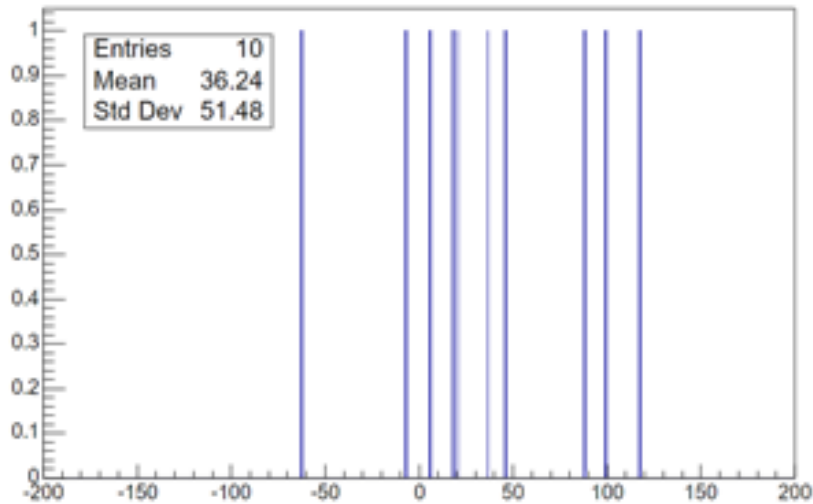


Рис. 2. PV, знайденні PVFinder.

Отже, у ході виконання даної роботи було написано алгоритм пошуку узагальнено зміщених вершин та модуль моніторингу для аналізу. Проект має перспективи для подальшого розвитку та покращення точності реконструкції вершин і після аналізу ефективності такого триггеру буде внесений в фізичну програму LHCb.

- [1] The LHCb Collaboration et al 2008 JINST 3 S08005.
- [2] arXiv:1912.09161, Allen: A high level trigger on GPUs for LHCb.
- [3] R. Aaij et al., LHCb Velo Upgrade Technical Design Report.

СПЕКТРИ ЕЛЕКТРОН-ФОТОННОЇ ЕМІСІЇ З ПОВЕРХОНЬ ЛУЖНОГАЛОЇДНИХ КРИСТАЛІВ KCl, NaCl і KBr, МОДИФІКОВАНИХ НАНОЧАСТИНКАМИ ТА НАНОПЛІВКАМИ МЕТАЛІВ Cu і Ag

А.А. Сливка, О.М. Конопльов

*ДВНЗ «Ужгородський національний університет», Народна пл.3, м. Ужгород
e-mail: anatolii.slyvka@uzhnu.edu.ua*

Здатність наночастинок металів диспергованих в матриці лужно-галоїдних кристалів (ЛГК) підсилювати локальні поля поблизу їх поверхні, і тим самим проявляти особливі оптичні і електричні властивості цих діелектричних речовин, дає підставу розраховувати на їх застосування в оптоелектроніці, нелінійній оптиці, розробці сенсорів, акумуляторів енергії, тощо.

Метою даної роботи було методом електрон-фотонної спектроскопії (ЕФС) [1] провести дослідження емісійних та люмінесцентних характеристик наноструктурованих наночастинок та модифікованих наноплівками срібла і міді поверхонь лужно-галоїдних кристалів NaCl, KCl, KBr.

Дослідження спектральних характеристик електрон-фотонної емісії поверхонь кристалів проведено в оптичному інтервалі від 2000 до 8000 Å на надвисоковакуумній установці УСУ-4 методом ЕФС. Робочий тиск залишкових газів у камері взаємодії не перевищував 10^{-9} Тор. Енергія пучка електронів на всіх етапах досліджень становила 600 еВ. Діаметр поперечного перерізу пучка електронів складав 5 мм при струмі бомбардуючих електронів 20 мА. Спостереження здійснювалось вздовж нормалі до поверхні мішені ($\theta \approx 0^\circ$), а бомбардування проводили під кутом 15° від нормалі до поверхні.

На (Рис.1–6) предсталені спектрограми електрон-фотонної емісії (ЕФЕ) поверхонь як "чистих" монокристалів NaCl, KCl і KBr, поверхонь цих кристалів, модифікованих гліцерином $C_3H_5(OH)_3$ з нановключеннями металів міді і срібла (Рис.2, Рис.4.), так і спектрограми ЕФЕ поверхонь кристалів, напилених наноплівками срібла і міді (Рис.1, Рис.3, Рис.5, Рис.6). Експериментально було забезпечено роздільну здатність не гірше 4 Å.

Природа випромінювачів у спектрах ЕФЕ всіх досліджених зразків може бути наступна. Неперервне випромінювання з максимумом біля $\lambda_1 = 500$ нм, на нашу думку, є рекомбінаційним світінням, яке виникає внаслідок збудження електрон - діркових пар і наявністю дефектів типу F – центрів різної кратності, що зумовлені появою нових модифікованих дефектів типу H_A та V_K – центрів в об'ємі кристала. У наноструктурованого сріблом хлористого натрію збільшилася інтенсивність неперервного випромінювання на 20–30%, а у наноструктурованого міддю

хлористого натрію інтенсивність неперервного випромінювання збільшилася на 10%. Ми пояснюємо це дефектами типу N_A і H'_A - центрів і можливо плазмонним випромінюванням срібла та міді – для поверхонь, наноструктурованих сріблом.

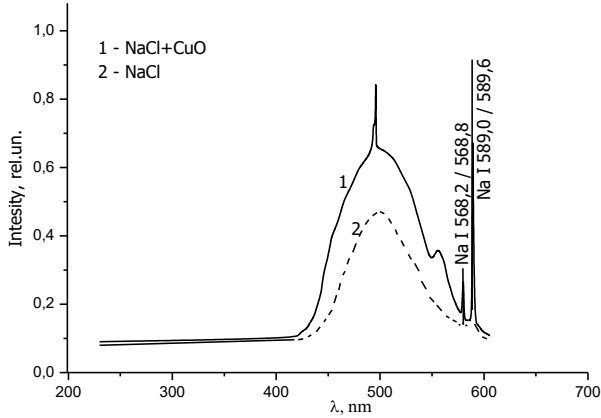


Рис.1. NaCl+Cu (напиленний)

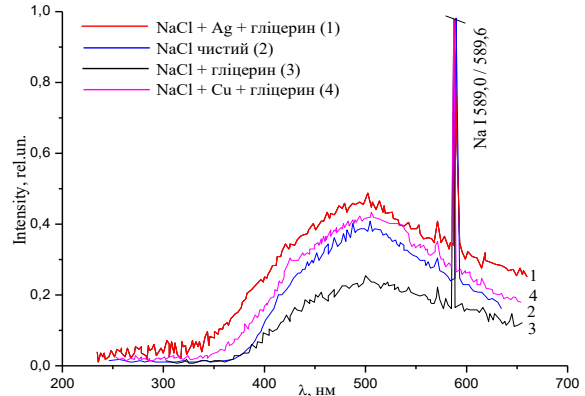


Рис.2. NaCl+Cu (наноструктурований)

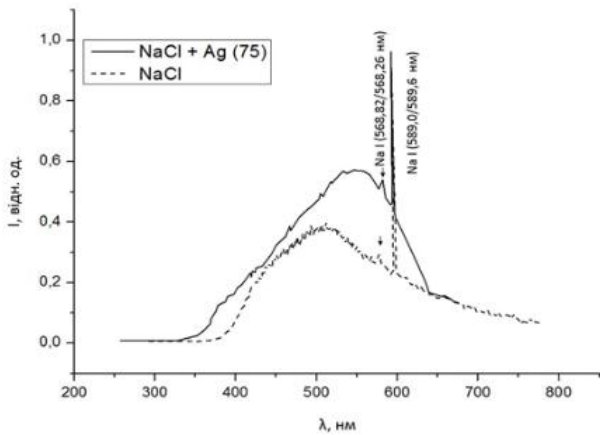


Рис.3. NaCl+Ag (напиленний)

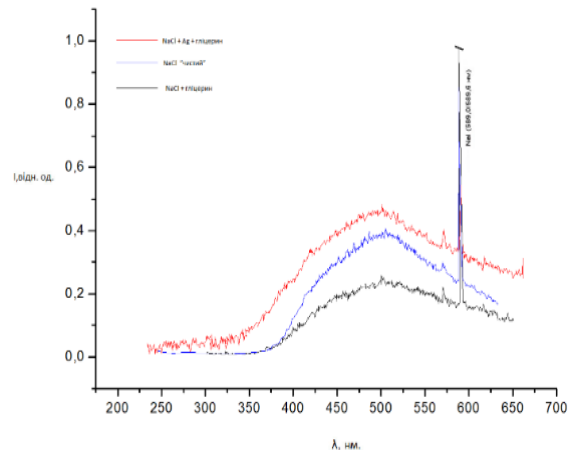


Рис.4. NaCl+Ag (наноструктурований)



Рис.5. KCl+Ag (напиленний)

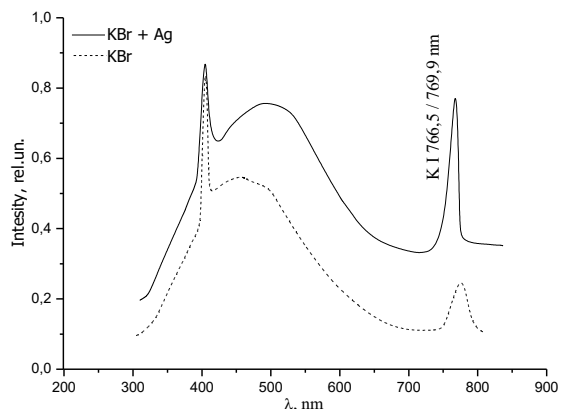


Рис.6. KBr+Ag (напиленний)

Однак слід зауважити, що у спектрах ЕФЕ зразків з напиленими на поверхні ЛГК наноплівками (наприклад сріблом, Рис.3) максимум неперервного

випромінювання зміщений на ~ 50 нм в довгохвильову область. Тому при аналізі результатів ми не можемо обмежитись лише впливом плазмонного випромінювання, оскільки в неперервному випромінюванні наявні й інші складові. Зокрема, свій вклад вносить рекомбінаційне свічення, яке виникає внаслідок збудження електрон-діркових пар електронної підсистеми NaCl, фононне випромінювання та утворення нових дефектів заміщення. Головною причиною виникнення дефектів є наявність у атомів приповерхневого шару частини розірваних, а отже, і ненасичених зв'язків. Тому електрони приповерхневих атомів мають тенденцію утворювати нові зв'язки. Характеристичне випромінювання атомів лугу – це стимульована електронами десорбція з поверхні кристала атомів лугу у збудженому стані.

Результати проведених досліджень вказують, що метод ЕФС чудово реалізується для дослідження наноструктурованих об'єктів та багатокомпонентних матеріалів.

[1] І.Є. Митропольський, В.В. Кузьма, О.М. Конопльов, В.С. Буксар, Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика. Випуск 40. – (2016).

ДИСПЕРСІЙНІ СПІВВІДНОШЕННЯ ТА ЕНЕРГЕТИЧНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ГЛОБАЛЬНОГО ⁶Li-ПОТЕНЦІАЛУ

І.І. Вертегел¹, К. Кемпер², Н. Кілі³, Є.І. Кошій⁴, В.М. Кир'янчук⁵, С.Ю. Межевич¹,
О.А. Понкратенко¹, А.А. Рудчик¹, К. Русек⁶, Ю.О. Ширма¹, Ю.М. Степаненко¹,
В.В. Улещенко¹,

¹Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

²Університет штату Флорида, Таллахассі, США

³Національний центр ядерних досліджень, Шьверк, Польща

⁴Циклотронний інститут Техаського А&М-університету, США

⁵НАЕК «Енергоатом», Київ

⁶Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща
e-mail: ivan.vertehel@gmail.com

Дисперсійні співвідношення (ДС) між дійсною і уявною частинами оптичного потенціалу ядро-ядерної взаємодії є аналогом співвідношень Крамерса-Кронінга в оптиці і пов'язані з фундаментальним принципом причинності [1]. Крім того, дисперсійними співвідношеннями вдається пояснити характерні особливості енергетичних залежностей дійсної і уявної частин потенціалу біля кулонівського бар'єра – так звану «бар'єрну аномалію» [2]. В зв'язку з цим досить натуральною є вимога виконання таких співвідношень для коректного енергетично залежного потенціалу.

Перспективний шлях побудови глобального енергетично залежного потенціалу, який може бути використаний для опису взаємодії багатьох, в тому числі нестабільних, ядер у широкому діапазоні енергій, спирається на використання моделі подвійного фолдінгу з модельними нуклонними густинами як для дійсної, так і для уявної частин потенціалу [3]:

$$U(r) = V(r) + iW(r) = N_R t_R^3 V_{DF}(t_R r) + i N_I t_I^3 V_{DF}(t_I r). \quad (1)$$

Тут N_R , t_R та N_I , t_I – нормувальний і радіальний масштабний множники для дійсної та уявної частин потенціалу відповідно. Застосування такого підходу до опису пружного розсіяння ядер ⁶Li на парно-парних ядрах у діапазоні енергій 1–100 МеВ на нуклон дає цілком задовільні результати [4].

Дана робота присвячена детальному вивченню впливу врахування дисперсійних співвідношень на прикладі побудови глобального енергетично залежного оптичного ⁶Li-потенціалу. Загалом, найбільш коректно, ДС можуть бути сформульовані для нелокального потенціалу [1]. Після переходу до локальної форми потенціалу енергетично залежний потенціал взаємодії можна представити у вигляді

двох доданків, один з яких залежить від енергії слабо, а інший, з більш гострою E -залежністю – так званий потенціал динамічної поляризації – власне і вважається інтегралом по енергії від комплексного оптичного потенціалу, відповідно до ДС. Окремо для дійсної та уявної частин потенціалу маємо:

$$V(r, E) = V^0(r, E) + \Delta V(r, E), \quad (2)$$

$$W(r, E) = W^0(r, E) + \Delta W(r, E), \quad (3)$$

де :

$$\Delta V(r, E) = \frac{1}{\pi} \text{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta W(r, E')}{E' - E} dE', \quad (4)$$

$$\Delta W(r, E) = -\frac{1}{\pi} \text{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta V(r, E')}{E' - E} dE'. \quad (5)$$

Зазвичай приймають $W^0(r, E) = 0$, але в даній роботі такого обмеження нема.

Найперший етап побудови потенціалу [4] полягав у пошуку параметрів N_R , t_R та N_I , t_I для кожного окремого експериментального кутового розподілу, з подальшим аналізом і моделюванням тенденцій зміни отриманих значень зі зміною енергії зіткнення. Виявилось, що N_R та N_I проявляють помітну енергетичну залежність, в той час як t_R та t_I можна в першому наближенні вважати енергетично незалежними. При цьому є дві групи значень масштабних множників, що забезпечують порівняний опис даних, а саме: $t_R \approx 1.0$, $t_I \approx 0.8$ та $t_R \approx 0.8$, $t_I \approx 1.0$.

Врахування ДС (2–5) має один істотний наслідок для потенціалів типу (1). Оскільки радіальна залежність фолдінг-потенціалу $V_{DF}(r)$ слабо змінюється з енергією, потенціал, що задовольняє ДС (2–5) не може мати два різних масштабних множники для дійсної і уявної частин. Дисперсійні співвідношення вимагають подібності радіальних залежностей обох частин комплексного потенціалу і в натуральний спосіб змішують обидві компоненти, що відповідають наборам (t_R, t_I) : в околі точок $(1.0, 0.8)$ та $(0.8, 1.0)$.

Важливою особливістю даної роботи є включення дисперсійних співвідношень вже на етапі пошуку параметрів енергетично залежного потенціалу, тобто при підгонці до експериментальних даних, чого раніше не робилося. Для коректного врахування ДС у процесі підгонки необхідно коректно врахувати вплив даних співвідношень на параметр χ^2 , мінімізація якого і використовується для пошуку параметрів потенціалу. Дана процедура не є очевидною і в роботі застосовано три різних підходи.

В результаті аналізу показано, що включення дисперсійних співвідношень, яке в підході (1) вимагає двокомпонентної радіальної залежності потенціалу, є можливим вже на етапі підгонки параметрів і при цьому забезпечує систематично кращий опис експериментальних даних.

- [1] G.R. Satchler. Phys. Rep. 199, No 3, 147 (1991).
- [2] C. Mahaux, H. Ngo, G. Satchler. Nucl. Phys. A449, 354 (1986).
- [3] T. Al-Abdullah, et al. Phys. Rev. C 89, 064602 (2014).
- [4] O. Ponkratenko et al. Proceedings of the conference «Nuclear Physics in Transcarpathia». May 21-23 2024. Uzhgorod. p. 147.

ВЗАЄМОДІЯ ФЕНІЛАЛАНІНУ З ЕЛЕКТРОНАМИ НИЗЬКИХ ЕНЕРГІЙ

Б.П. Баленко, О.В. Папп, В.С. Вукстич, Л.Г. Романова

*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород
e-mail: romanova.iep@gmail.com*

Елементарні процеси взаємодії електронів різного діапазону енергій з біологічними молекулами, які входять до складу живих організмів, дають важливу інформацію про перебіг процесів біохімічного характеру в клітині під дією іонізуючого випромінювання. Низькоенергетичні електрони здатні викликати руйнування або зміни конфігурації амінокислот, які є елементарними структурними одиницями білкових молекул, що призводить до розривів молекулярних зв'язків у поліпептидних ланцюгах білків [1]. Визначення енергії появи іонізованих фрагментів молекул внаслідок дисоціації при мас-спектрометричних дослідженнях дає можливість отримати порогові величини енергій електронів, при яких відбуваються розриви внутрішньомолекулярних зв'язків, і можуть використовуватися для моделювання реакцій розпаду біополімерів на клітинному рівні.

Дослідження взаємодії повільних електронів з молекулами амінокислоти фенілаланіну проводилося на модернізованому магнітному мас-спектрометрі МП1201 відділу електронних процесів і елементарних взаємодій ІЕФ НАН України. Експериментальна установка дає можливість вивчати біляпорогові енергетичні залежності ефективності іонізації і фрагментації складних органічних сполук (у тому числі і біомолекул) [2]. Мас-спектри дозволяють ідентифікувати утворені внаслідок дисоціативної іонізації фрагменти, що відповідають спостережуваним пікам, визначити їх елементний склад, а також запропонувати канали дисоціації, які призводять до появи цих іонів [3].

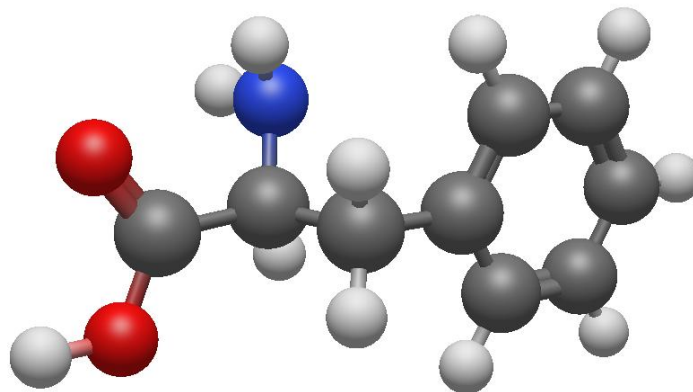


Рис.1. Об'ємна модель молекули фенілаланіну.

Нами були отримані мас-спектри молекули амінокислоти фенілаланіну (рис.1), ідентифіковано основні продукти її розпаду під дією електронів малих (до 100 eV) енергій та встановлено їх елементний склад.

На рис.2 наведено мас-спектр молекули фенілаланіну. Оскільки молекулярний іон є відносно стабільним, що пояснюється наявністю бензольного кільця, його вдалось зареєструвати. Для зручності область молекулярного іона показано у збільшеному масштабі.

За допомогою програмного пакету ORCA було проведено квантово-хімічні розрахунки, які допомогли визначити енергію іонізації материнської молекули, а також розрахувати енергії появи основних іонних фрагментів.

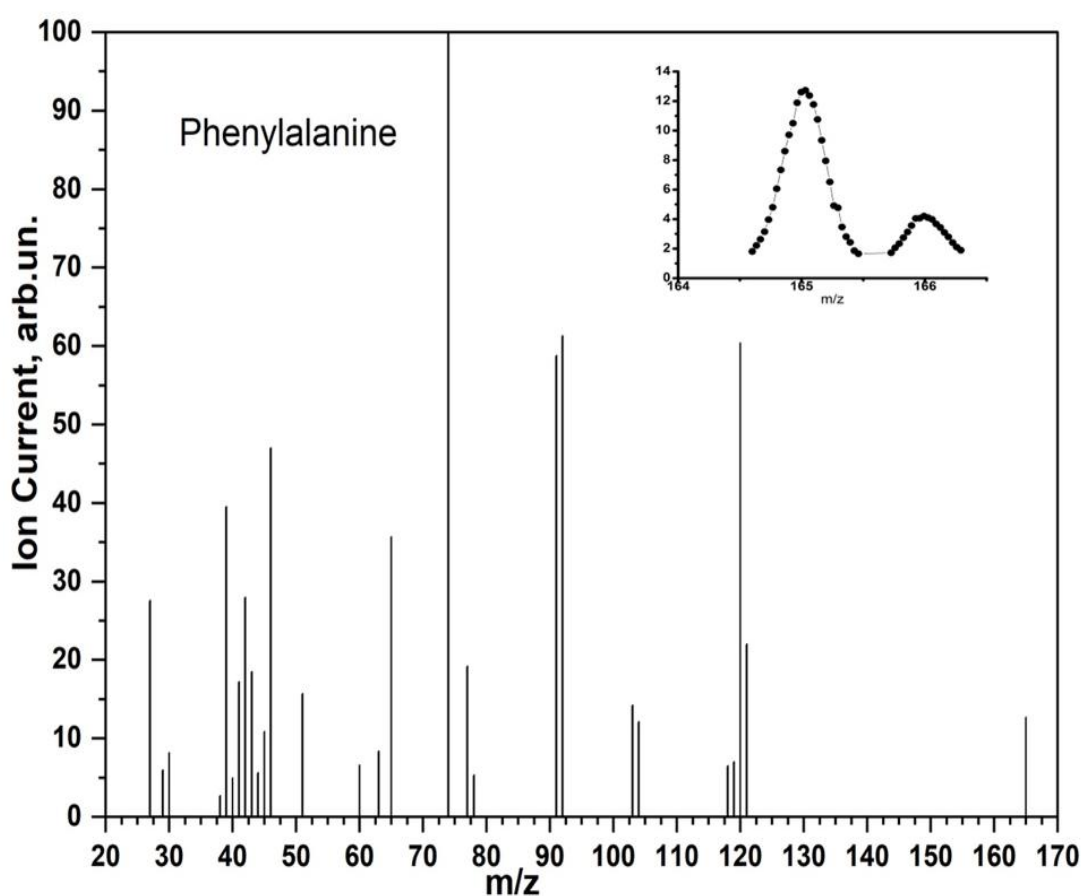


Рис. 2. Мас-спектр фенілаланіну при T=423 К.

У мас-спектрі фенілаланіну спостерігається найінтенсивніший пік, що відповідає іону $C_2H_4NO_2^+$ ($m/z = 74$), який утворюється внаслідок відщеплення нейтрального фрагмента C_7H_7 . Розрив скелетного вуглецевого зв'язку у цьому випадку відбувається у результаті елімінації електрона аміногрупи з локалізацією позитивного заряду на полярній частині молекули (амінокислотна група), тоді як бензильний радикал залишається нейтральним. Водночас у спектрі наявний також чіткий пік з $m/z = 91$, що відповідає бензильному іону $C_7H_7^+$ — стабільному

ароматичному карбокатиону. У цьому випадку нейтральним фрагментом є $C_2H_4NO_2$, що містить амінокислотну частину. Такий канал фрагментації свідчить про альтернативний механізм перерозподілу заряду утворених фрагментів, за якого позитивний заряд утримується на ароматичному фрагменті внаслідок його високої стабільності.

- [1]. Sanche L. // Eur. Phys. J. D. – 2005. – Vol. 35 – P. 367.
- [2]. V.S. Vukstich, A.I. Imre, A.V. Snegursky // Instrum. Exper. Tech.– 2011. – V. 54. – P. 207–213.
- [3]. C.G. Herbert, R.A.W. Johnstone. Mass Spectrometry Basics. CRC Press. 2002. P. 474.

LIGHT COLLECTION INTO FIBERS VIA NANOPRINTED STRUCTURES

O. Yermakov^{1,2}, M. Zeisberger², H. Schneidewind², M. A. Schmidt²

¹*V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody Square, Kharkiv, Ukraine*

²*Leibniz Institute of Photonic Technology, Jena, Germany*

e-mail: oe.yermakov@gmail.com

Remote collection and analysis of light is highly important for a plethora of applications including spectroscopy, endoscopy, biosensing, quantum communications, etc. Commercial optical fibers are the best platform for this purpose due to their ability to operate in strongly limited and closed spaces (particularly, in-vivo). The payback of this advantage is the low coupling of the incident light into the fiber under oblique incidence. Practically, the efficient light coupling into fiber modes is only possible for the incident angles less than 15 degrees owing to the low numerical aperture of the standard step-index single-mode fibers.

Here, we propose to overcome this fundamental limitation by enhancing the fiber tips with axially symmetric all-dielectric nanostructures. Indeed, we demonstrate the improvement of the light coupling efficiency by several orders of magnitude for the single-mode [1], multimode [2] and multicore [3] fibers reinforced with polymer concentric rings nanoprinted by direct laser writing approach. We have demonstrated light collection improvement at multiple selected angles and over large angular intervals. Besides, we consider the aperiodic [1] and axially-asymmetric [4] nanostructures for further improvement of light collection. The proposed multicore fiber-based device also acts as the angular demultiplexer allowing to define remotely the angular position of the unknown source or, vice versa, to illuminate light from fiber into the specified angular ranges [3].

The applications can be found in a variety of cutting-edge fields that require highly efficient remote light collection.

[1] O. Yermakov et al., *Appl. Phys. Rev.* 10(1), 011401 (2023).

[2] M. Zeisberger et al., *Opt. Lett.* 49(8), 1872 (2024).

[3] O. Yermakov et al., *Nat. Commun.* 16(1), 2294 (2025).

[4] J. Wang et al., *Las. Photonics Rev.* 19(5), 2400688 (2025).

SHIELDING PROPERTIES AND RADIATION MODIFICATION OF MAGNETIC NANOPARTICLE-FUNCTIONALIZED TEXTILES

K. Zolochevska, P. Kopčanský

*Department of Magnetism, Institute of Experimental Physics, Slovak Academy
of Sciences, Watsonova 47, 040 01 Košice
e-mail: zolochevska.k@gmail.com*

Electromagnetic and nuclear radiation pollution pose significant risks to both human health and technological systems. Traditional shielding methods, including lead-based materials and metal coatings, provide effective radiation protection; however, they present several drawbacks, such as high density, toxicity, and limited flexibility. As a result, alternative materials, particularly textiles embedded with functional nanomaterials, have gained attention due to their lightweight nature, adaptability, and improved protective capabilities [1]. Among various nanomaterials, magnetic nanoparticles, particularly iron oxides (magnetite (Fe_2O_3) and maghemite ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$)), have demonstrated significant potential in radiation shielding applications. These nanoparticles exhibit unique magnetic properties, such as high saturation magnetization and frequency-dependent absorption of electromagnetic waves [2], which make them suitable for mitigating electromagnetic interference (EMI). Experimental analyses indicate that magnetic susceptibility decreases due to structural modifications induced by ionizing radiation, which can compromise the long-term effectiveness of these materials [3]. This study explores the comparative shielding effectiveness of magnetic textile composites embedded with Fe_2O_3 nanoparticles. The focus is on evaluating their protective capabilities against charged radiation (alpha and beta particles) and EMI by analyzing frequency-dependent absorption and reflection properties. The findings of this research contribute to the advancement of radiation-resistant textiles, offering a flexible and adaptive solution for protection against multiple types of radiation. The integration of such innovative materials into everyday protective equipment could revolutionize the field of radiation shielding, making protection more accessible and practical across diverse industries.

Felt was magnetically modified using modified direct microwave assisted procedure [4]. Irradiation was carried out on an electron accelerator M-30 microtron of the Institute of Electron Physics, certified for radiation research, figure 2. The M-30 parameters allow one to smoothly regulate accelerated nuclear particles' energy in the range of 1–25 MeV with mono energy of 0.02% and a beam current value of up to 50 μA . Irradiated procedure was carried three times with doses of 53 kGy, 100 kGy and 163 kGy.

Table 1. The amount of magnetic iron oxide bound to textile

Textile number	Mass before treatment [g]	Mass after treatment [g]	Difference [g]
0	4,030	4,030	0
1	4,095	4,291	0,105
2	3,897	4,062	0,196

The magnetic susceptibility (χ) of the samples was measured by a commercial susceptometer (IMEGO, DynoMag, SE), working at laboratory temperature and frequencies from from 1 Hz to 250 kHz, with a volume susceptibility resolution of 4×10^{-7} . The amplitude of the excitation field was 0.5 mT. A wide frequency range was covered to understand how magnetic susceptibility depends on frequency.

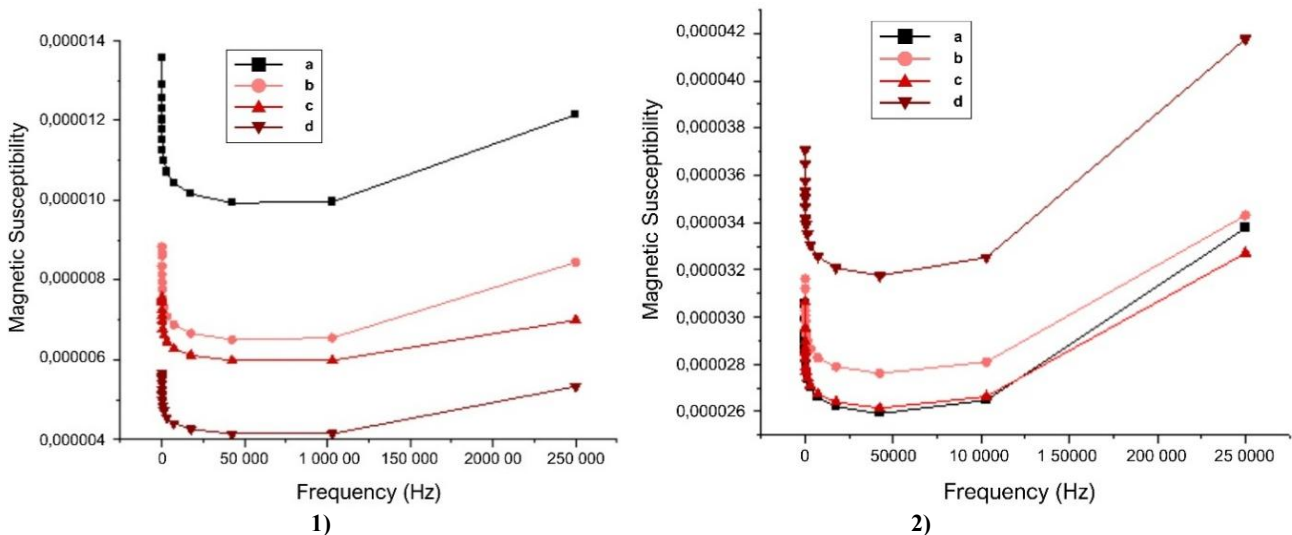


Figure 1. Magnetic susceptibility of the magnetic iron oxide particles (Technical felt +FeSO₄+Na₂CO₃) (1) textile number 2, 0,196g magnetic nanoparticles per 1 textile square), (2) textile number 1, 0,105g magnetic nanoparticles per 1 textile square), **a:** before radiation; **b:** after irradiation with dose of 53 kGy; **c:** after irradiation with dose of 100 kGy; **d:** after irradiation with dose of 163 kGy.

Magnetic textiles demonstrated effective attenuation of EMI, with a notable reduction in susceptibility following radiation exposure. This degradation was attributed to defect formation and the disruption of magnetic domains within the textile matrix. In some cases, after radiation exposure, an increase in magnetic susceptibility is observed, suggesting possible structural changes in the nanoparticles that may enhance their magnetic properties. Radiation may influence the structure of the nanoparticles, altering their magnetic behavior and increasing their ability to become magnetically polarized. These changes could be beneficial in the development of more effective radiation-shielding materials, as improved magnetic susceptibility allows for better absorption or reflection of

certain types of radiation. Such a response opens new possibilities for the development of advanced shielding materials. Instead of simply degrading under radiation, these magnetic textiles may improve their performance, making them ideal candidates for next-generation protective fabrics, especially in environments where exposure to ionizing radiation is expected. However, the current results require further validation, especially for systems with a significantly higher content of magnetic nanoparticles. Future studies should focus on such structures to better understand their performance and optimize their shielding efficiency.

- [1] Shahidi S., Magnetic nanoparticles application in the textile industry—
A review, *Journal of Industrial Textiles*, 50(7) 970–989. (2021).
- [2] Sparavigna A. C., Iron Oxide Fe₂O₃ Nanoparticles for Electromagnetic Shielding, *ChemRxiv*. (2023).
- [3] El-Bediwi A.A., et al.: Effect of gamma irradiation on the magnetic properties
of ferrite nanoparticles. *Applied Radiation and Isotopes*, 105, 1–5. (2015).
- [4] Safarik I., et al.: Microwave Assisted Synthesis of Magnetically Responsive
Composite Materials. *IEEE Transactions on Magnetics*, 49(1): 213-218. (2013).

STUDY OF MOLECULE TOPOLOGIES FORMED UNDER THE INFLUENCE OF RADIATION BY CONSTRUCTING MOLECULAR GRAPHS

V. Hanulych, N. Svatyuk

*Institute of Electronic Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine,
Uzhhorod
e-mail: hanulychvitalij@gmail.com*

Radiation destroys living matter. Biomolecules break down into individual fragments, changing the chemical and physical properties of the substance. But after radiation destruction, the reverse process of ordering the formed fragments begins, resulting in new forms of life. Our physical research involves finding all topologies of a particular molecule that can theoretically occur when irradiated with radiation.

Scientists usually use molecular graphs to give an idea of the topology of a molecule. These graphs provide an idea of the relationships between atoms and the types of such relationships. However, molecular graphs cannot reflect the geometry of a molecule, which is a significant drawback since the mutual spatial arrangement of atoms in a molecule plays a role in characterizing the physical and chemical properties of this molecule and understanding its structure. Lewis structures (electronic point formulas) are very similar to molecular graphs, but they also lack information about how atoms take place in the local space of the molecule. Structural-spatial molecules (Newman, Fisher, Haworth projections) partially go beyond the two-dimensional plane since we can schematically show on which side of the plain a particular atom takes place while using them. However, in this case, we also do not find complete information about the topology of a molecule. A three-dimensional model is more accurate than a two-dimensional one in reflecting a three-dimensional molecule. With the development of computer technology, this has become possible. Currently, there are many programs for general molecular visualization (Avogadro, Jmol), quantum chemical modeling (Gaussian + GaussView, ORCA), biomolecular modeling and docking (VMD, AutoDock), as well as interactive online services (MolView, PubChem 3D Viewer).

However, the great possibilities of modeling and visualization of molecules are not enough to determine why atoms combine into specific organic molecules and not others. In other words, why forms of life are such and not others? Under the influence of radiation, mutations of living matter can form, that is, alternative life variants, which do not form naturally. There is a question: why does nature build organic compounds only in a certain way and avoid other combinations? To study this question, it is not enough only to obtain the topologies of molecules (their molecular graphs) but also to analyze them. Chemical graph theory made a significant contribution to this question: it attempts to reduce the designation of the topology of molecules to a single number that would characterize a particular molecule's physical and chemical properties [1]. Thus, there is a potential possibility of constructing a table similar to Mendeleev's table, only with organic molecules. However, to study life forms, it is not enough only to label each topology with a number. We should also take into account the configurational entropy of this topology.

After all, the configurational entropy is responsible for the information capacity that a particular molecule can carry. Therefore, we can assume that nature followed a balancing path between maximizing the information capacity of molecules and minimizing the binding energy necessary to hold the atoms of this molecule together.

To analyze the dependence of configurational entropy on the topology of a molecule, we need to investigate all possible topologies of a particular molecule (even those that do not exist in nature), building the corresponding molecular graph models. We will no longer work with the molecule itself but with the set of atoms that form it since the atoms will act as building blocks for us, from which we can hypothetically assemble any molecule available for such a set of atoms. Medical chemistry, materials science, and others already use this building principle (the LEGO principle). In nature, such a phenomenon (the breakdown of a molecule into parts and their rearrangement) occurs precisely when an organic molecule is under radiation influence. In our case, we use the LEGO principle to implement all possible options for the interconnection of atoms.

Since the configurational entropy depends on the number and type of bonds between atoms, it makes sense to introduce the concept of color sets [2]. Not all combinations of atomic connections can exist, even theoretically, since we should consider the valences of atoms and their number. In addition, for example, an atom cannot be connected to itself. Given all this, some combinations are eliminated at the very beginning, thanks to the systems of equations.

After we have eliminated the incorrect options and obtained theoretically possible combinations of color sets, it becomes necessary to provide a way to get all possible topologies (i.e., construction of molecular graphs) for each combination of color sets while avoiding duplicates which will significantly increase the duration of such an enumeration without providing any helpful information. Currently, the developed matrix method is the most effective in this regard.

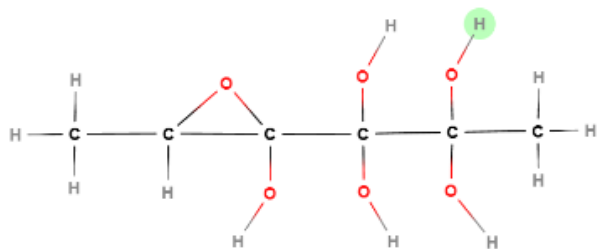
This method consists of constructing a matrix from color sets. The rows and columns will correspond to the molecule's color sets, and the matrix's values will show the number of bonds between the corresponding atoms. Since the atomic connectivity ratio is symmetric, we only need the part of the matrix above the main diagonal. Since the ratio of atom connectivity cannot be reflexive, the main diagonal itself is also meaningless. The sum of all the table values will equal the number of bonds between the atoms in the molecule. Based on this data, the software has already created a visualization of the formed molecular graph.

Thus, we can obtain 3D molecules of all theoretically possible topologies of a given molecule (app. 1) and analyze the configurational entropy and color sets of these topologies to investigate the principles of organic matter formation by nature.

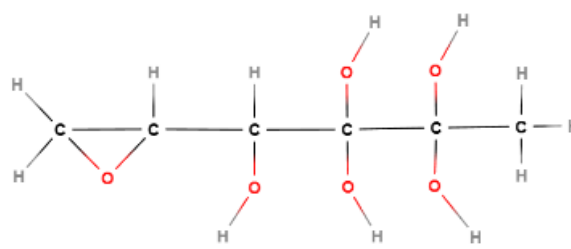
[1] Estrada E., Bonchev D. Section 13.1. Chemical Graph Theory. In Handbook of Graph Theory, 2nd ed.; Gross, J.L., Yellen, J., Zhang, P., Eds.; CRC Press: Boca Raton, FL, USA, 2013; pp. 1538-1558.

[2] Maslyuk V., Zaviropulo A., Hanulych V., Svatyuk N., Pop O., Simkanich O. Computer 3D modeling bioorganic compounds: How the amino acids can be created? AIP Conf. Proc. 2872, 090004 (2023).

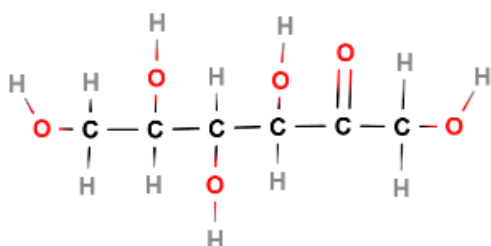
APPENDIX 1. TOPOLOGIES OF GLUCOSE WITH THEIR CONFIGURATIONAL ENTROPY



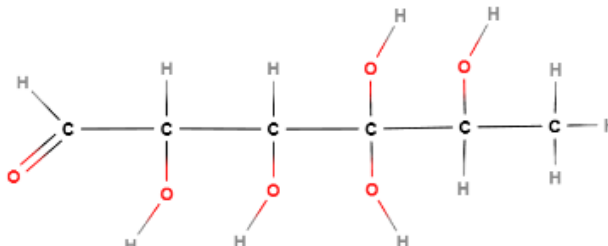
1) 34,20



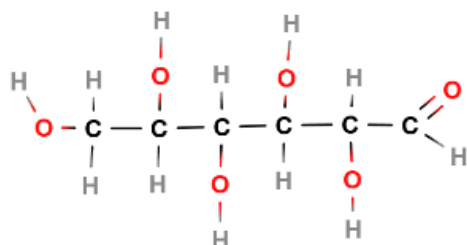
2) 35,30



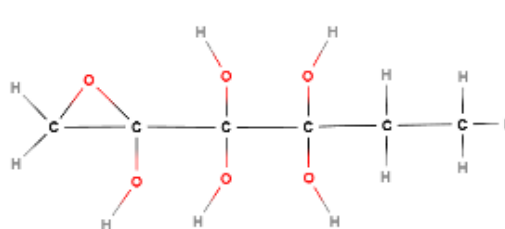
3) 34,20 (fructose)



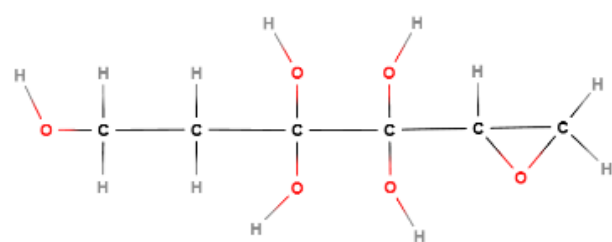
4) 34,89



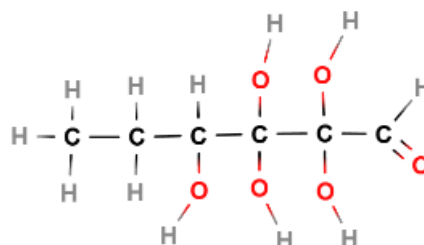
5) 33,51 (glucose)



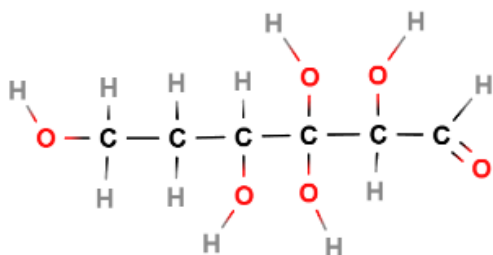
6) 34,89



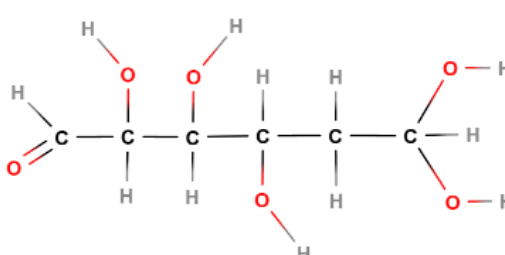
7) 35,30



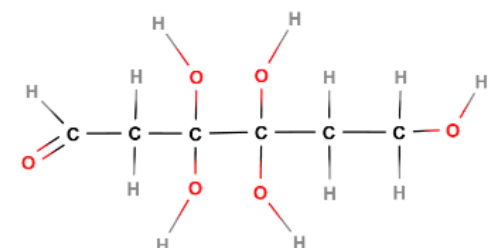
8) 35,99



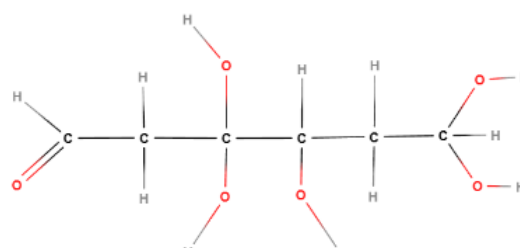
9) 35,99



10) 34,20



11) 35,30



12) 35,30

ENHANCEMENT OF CHIRAL SENSING WITH META-GRATINGS

O. Demianyk¹, S. Polevoy², V. Tuz¹, O. Yermakov^{1,3}

¹*V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody Square, Kharkiv, Ukraine*

²*O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of the NAS of Ukraine, Kharkiv, Ukraine*

³*Leibniz Institute of Photonic Technology, Jena, Germany*
e-mail: o.demianyk@gmail.com

Chirality is used to describe the asymmetry of objects that cannot be superimposed on their mirror images. Despite having the same chemical structure, most chiral molecules, often referred to as enantiomers, show significant differences in biological activity, being the safe and therapeutic or can be ineffective or even toxic depending on the handedness [1]. Optical plasmonic sensors, based on an angle-resolved surface plasmon resonance, allow for the accurate identification of extremely low concentration of specified enantiomer in a test substance forming a novel platform for chiroptical sensing in real-time regime [2]. It is crucial for the safety and efficiency of the pharmaceutical industry, drug testing, and medical applications.

In this work, we study the plasmonic sensing based on the thin gold film of 50-nm thickness at the quartz substrate covered by chiral substance. We consider the surface plasmon-polariton excitation via the prism coupling in the attenuated total internal reflection regime (Kretschmann configuration [3]) with a plane wave of linear transverse-magnetic polarization. Chiral substance leads to the emergence of non-zero mutually orthogonal (transverse-electric) polarization components as the consequence of the mixing between electric and magnetic fields. As a result, it manifests as the angular shift between the spectral resonances in right- and left-handed elliptical polarizations. Then, we replace a gold thin film by a gold meta-grating (diffractive grating with a period less than a wavelength) to increase the sensitivity of the chiroptical detector.

To analyze the improvement of chiral detection we introduce the differential reflection defined via the reflectance of right- (R_+) and left-handed (R_-) elliptically polarized waves:

$$\rho = \frac{R_+ - R_-}{R_+ + R_-}. \quad (1)$$

We compare the differential reflection for a thin film and a meta-grating at their optimum values to analyze the functionality of the designed chiral sensor. One can notice that the optimized meta-grating leads to significant enhancement of the related chiral sensitivity by nearly two orders of magnitude.

Another important feature of the grating-based chiral detectors is the dependence of the maxima of the differential reflection on the degree of chirality. The maximal values of

the differential reflection are linearly proportional to small chiral parameters for both structured and unstructured thin film cases. However, for larger values of chiral parameters, the dependence of the differential reflection for a meta-grating becomes non-linear and reaches the saturation level.

The witnessed enhancement is explained by the appearance of Rayleigh's anomaly [4] which arises due to the thin film structuring. This phenomenon occurs under specific conditions where a diffracted wave originates and propagates tangentially along the grating surface becoming an evanescent wave. As a result, the coupling between the evanescent wave strongly localized at the edges of grating and the chiral substance leads to enhanced light-matter interactions and significant amplification of the chiroptical response.

Thus, we demonstrate that the structuring of a thin plasmonic film leads to the dozen-times enhancement of the chiral sensing. The results obtained open new opportunities for the optical sensing of the polarization-sensitive molecules in the real-time regime.

- [1] L. Warning et al., ACS Nano 10(15), 15538 (2021).
- [2] S. Droulias, L. Bougas, ACS Photonics 6(6), 1485 (2019).
- [3] E. Kretschmann, L. Raether, Z. Naturforsch. A 12(23), 2135 (1968).
- [4] A. A. Maradudin et al., J. Opt. 18(2), 024004 (2016).

ЗАПЛУТАНІ СТАНИ І ТЕОРЕМА БЕЛЛА

А. Антал

*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна
e-mail: anandriy87@gmail.com*

В 1935 р. Ейнштейн, Подольський і Розен спробували заперечити невизначеність природи квантових систем, продемонструвавши уявний парадокс, який повинен був показати, що квантова система визначена – знаходиться в локальному стані до вимірювання, яке відбувається без процесу дії на цей об'єкт. Метою такого непрямого дослідження є спроба отримати більше інформації про стан мікрооб'єкта, ніж дає квантовомеханічний опис його стану [1]. А. Ейнштейн рішуче виступив проти “копенгагенської інтерпретації” М. Бора. Так зародилась відома суперечка Бора-Ейнштейна про фізичний зміст хвильової функції. Пізніше було доведено, що квантові системи не мають жодних локальних станів до моменту вимірювання. Продемонстрований ефект має велике значення: виявлене вченими явище було названо заплутуванням.

Д. Бом в 1952 р. розглянув можливість провести оптичний варіант уявного досліді [2]. Джерело S випромінює пару фотонів з різними частотами ν_1 і ν_2 , які поширюються в протилежних напрямках вздовж осі Oz . Припустимо, що поляризаційна частина вектору стану пари є:

$$|\Psi(\nu_1, \nu_2)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|xx\rangle + |yy\rangle] \quad (1)$$

де $|x\rangle$ і $|y\rangle$ – лінійно поляризовані стани. Цей стан не перетворюється на добуток двох функцій станів, асоційованих зі станом кожного з фотонів. Неможливо приписати кожному з них фіксований певний стан, наприклад певну поляризацію. Такий стан описує систему кількох об'єктів, мислиму лише глобально, і є заплутаним станом (entangled state). На Рис. 1 представлено оптичний варіант експерименту Ейнштейна – Подольського – Розена – Бома. Лінійну поляризацію двох фотонів вимірюють за допомогою аналізаторів I і II. За аналізатором I з орієнтацією "а" розташовані два детектори, що видають результат "+" або "-" відповідно до того, яка лінійна поляризація виявлена: паралельна або перпендикулярна. Аналізатор II з поляризацією "b" діє так само.

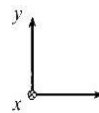
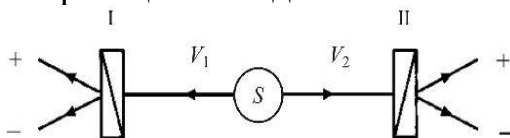


Рис. 1. Оптичний варіант експерименту Два фотони ν_1 і ν_2 , випромінені в стані $|\Psi(\nu_1, \nu_2)\rangle$ рівняння (1).

Квантово-механічні розрахунки демонструють, що хоча кожний окремий вимір дає випадковий результат, але ці результати є корельованими. Автори парадоксу виходили з припущення про локальність: подія, що відбувається в точці А, не може миттєво змінити стан системи, що знаходиться в іншій точці В. Це впливає з твердження про неможливість поширення взаємодії з нескінченною швидкістю.

В 1964 р. Д. Белл виразив в математичній формі наслідки, які випливають із попередніх міркувань, і явно ввів додаткові параметри, позначивши їх через λ . Їх розподіл ансамблем емітованих пар він визначив функцією $\rho(\lambda)$, так що

$$\rho(\lambda) \geq 0 \quad (2)$$

Для даної пари, яка характеризується додатковим параметром λ , результати вимірювань задаються функціями, що приймають тільки два можливих значення (+1 і -1):

$$\begin{aligned} A(\lambda, a) &= \pm 1 \quad \text{аналізатор I (з орієнтацією } a), \\ B(\lambda, b) &= \pm 1 \quad \text{аналізатор II (з орієнтацією } b) \end{aligned} \quad (3)$$

Конкретна модель з додатковим параметром повністю визначається явним видом функцій $\rho(\lambda)$, $A(\lambda, a)$ і $B(\lambda, b)$. Результат вимірювання A не залежить від вимірювання B .

Теорема Белла вирішальним чином вплинула на дискусії про необхідність повноти квантової механіки. Мова більше не йшла про філософську позицію. Стало можливим вирішення питання за допомогою експерименту. Якщо можна взяти пари фотонів у стані, вказаному Ейнштейном, Подольським і Розеном, і виміряти чотири числа збігів $N_{\pm\pm}(a, b)$ для детекторів на виході вимірювальних каналів поляризаторів, то можна отримати і поляризаційний коефіцієнт кореляції для поляризаторів з орієнтаціями "a" і "b".

Як джерело заплутаних фотонів використовувався двофотонний каскад селективного збудження для кальцію: $4p^2 \ ^1S_0 \leftarrow 4s4p \ ^1P_1 \leftarrow 4s^2 \ ^1S_0$. Цей каскад ідеально підійшов для експерименту з підрахунком співпадіннь, оскільки час життя τ для проміжного рівня становить 5 нс. Досягти цього оптимального співвідношення вдалося з використанням криптонового лазера ($\lambda_{Kr} = 406$ нм) і переналаштованого лазера на органічних сполуках ($\lambda_D = 581$ нм), налаштованого на резонанс з двофотонним процесом з подальшим розпадом і утворенням пари заплутаних фотонів (див. рис. 2).

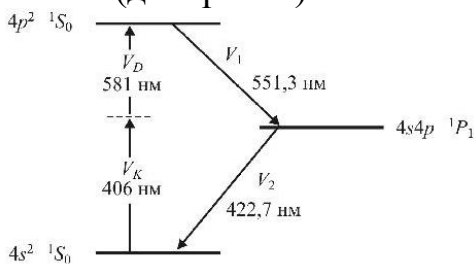


Рис. 2. Двофотонне селективне збудження стану кальцію $4p^2 \ ^1S_0 \leftarrow 4s4p \ ^1P_1 \leftarrow 4s^2 \ ^1S_0$.

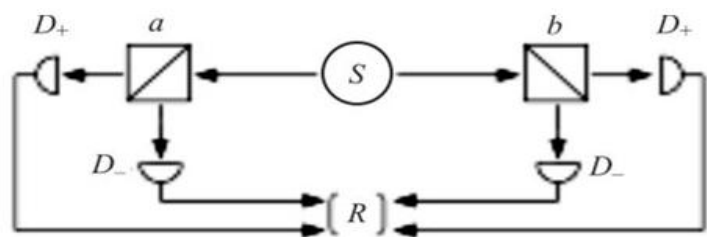


Рис.3. Схема експерименту з двоканальними аналізаторами.

В класичному експерименті Аспе [4,5] (рис.3) два потоки фотонів з нульовим сумарним спіном, що вилетіли з джерела S , направлялись на призми Ніколя a і b . В них за рахунок подвійного заломлення променя відбувався поділ поляризацій кожного із фотонів на елементарні, після чого пучки направлялись на детектори D_+ і D_- . Сигнали від детекторів через фотопомножувачі поступали на реєструючий пристрій R , де обчислювалась нерівність Белла. Такий поляриметр є фактичним аналогом фільтра Штерна – Герлаха для частинок зі спіном 1/2.

Експериментально було перевірено, що сума чотирьох інтенсивностей співпадань $N_{\pm\pm}$ (a, b) залишається постійною при зміні орієнтацій, хоча кожна з них варіюється на 100%. Експеримент був виконаний при налаштуванні в чотирьох напрямках для максимально конфліктного передбачення.

Таким чином, можна зробити висновок, що квантова механіка містить в собі деяку нелокальність і цей нелокальний характер підтверджений експериментально. Зазначимо, що ця нелокальність має дуже тонку природу і, зокрема, не може бути використана для надсвітлової телеграфії. У схемі, де виконується спроба використовувати запропоновану кореляцію передачі повідомлення, необхідно надіслати додаткову інформацію (щодо орієнтації поляризатора) звичайним каналом, у якому причинність не порушується. Це аналог схем телепортації, де квантовий стан може бути телепортовано за допомогою нелокального процесу, але при цьому також потрібна передача класичної інформації класичним каналом. Квантова нелокальність не дозволяє надіслати звичайну інформацію.

Отже, у вказаних кореляціях проявляється нелокальна поведінка. Заплутування, безумовно, є властивістю, що виходить за рамки будь-якого просторово-часового опису Ейнштейна: пара заплутаних фотонів повинна розглядатися як єдиний глобальний об'єкт, який не можна розглядати у вигляді складеного з розділених у просторі та часі окремих об'єктів з визначеними властивостями. Останній удар локальності було завдано експериментами з багатозв'язними станами Грінбергера-Хорна-Цайлінгера [6], які заклали базис квантової телепортації. В експерименті вивчалися заплутані стани трьох частинок. Встановлено, що ці три частинки утворюють єдиний об'єкт, що знаходиться одразу в кількох місцях. Його параметри відносяться до різних частин системи, які можуть перебувати на великих відстанях. Між ними немає реальної фізичної взаємодії, але є миттєва кореляція результатів вимірів. У множині переплутаних станів прості поняття причинності та локальності більше не застосовні. Тому:

1. Локальні теорії з додатковими параметрами призводять до нерівностей Белла. Умова локальності у складніших версіях уявного "динамічного експерименту" може розглядатися як наслідок причинності за Ейнштейном, що передбачає надсвітлові взаємодії.

2. Ряд передбачень квантової механіки порушують нерівності Белла і, отже, квантова механіка несумісна з локальними теоріями з додатковими параметрами.

3. Це проклало шлях до реальних можливостей квантової телепортації, створення і управління глобальною заплутаністю Грінбергера-Хорна-Цайлінгера із застосуванням квантових процесорів [6].

[1] Einstein A., Podolsky B. and Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? Phys. Rev. 47, 777 (1935).

[2] Bohm D. Quantum Theory // New York: Prentice Hall. 700 (1952).

[3] Bell J. Rev. Mod. Phys. 38, 447, (1966); Bertlmann R., Zeilinger A. Springer International Publishing Switzerland 30 (2017).

[4] Aspect A., Grangier P. and Roger G. Phys. Rev. Lett. 49, 91, (1982).

[5] Aspect A., Nature 398, 189 (1999); Aspect A. From Bell to Quantum information / eds. by R.A. Bertlmann, A. Zeilinger. – Berlin: Springer, 119, (2002).

[6] Zehang Bao, Shibo Xu, et al. Nature Communications, 7, (2024).

TUNNEL MAGNON TRANSFER THROUGH A FERROMAGNETIC CHAIN

S.M. Tunyk, E.G. Petrov

*Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, Nat. Acad. Sci. Ukr Kyiv, Ukraine
e-mail: toonik@ukr.net*

In connection with the development of quantum technologies, special attention has been paid to the study of quantum properties of hybrid systems based on magnonics [1]. One of the areas of use of magnons (spin excitations) may be related to transfer of information. The development of quantum information technologies has shown that charged particles are not very convenient for transmitting information.

This is due to the Joule heat that is released in the device during the transport of tcharge. Therefore, uncharged carriers are most suitable for transmitting information over nanoscale distances. It is proposed to use spin excitations of ordered paramagnetic ions as these. Since the motion of magnons can be controlled by both a magnetic field (acting on the magnetic moment of the paramagnetic ion) and an electric field (through deformation of the crystal field of the ligands), this makes magnons suitable for use in quantum communications. It is also known that magnons interact quite well with phonons and photons – respectively, quanta of oscillations of atomic nuclei and quanta of the electromagnetic field. Based on this fact, it was possible to create hybrid devices that are microcavities with nanomagnets inserted into them.

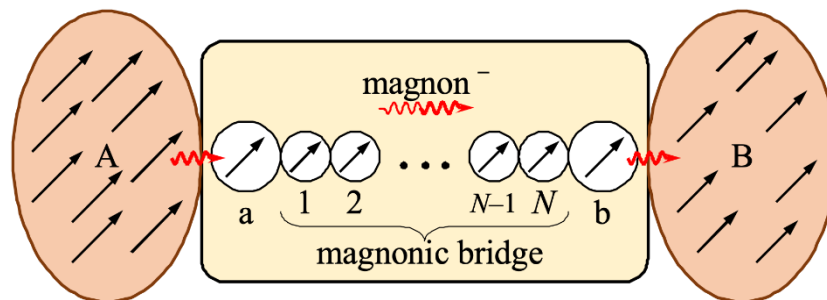


Fig. 1

In such hybrid photon-magnon resonators, electromagnetic oscillations occur with frequencies of the order of gigahertz and terahertz, which also corresponds to the excitation frequencies of static (Kitel's) magnons. This opens up wide opportunities for generating one type of excitation quanta into quanta of another type for the purpose of using hybrid photon-magnon resonators in quantum technology. In the work [2] a physical mechanism for implementing quantum communication between photon-magnon resonators is proposed, according to which magnons generated in the nanomagnet of one of the resonators (*A* or *B*) can be transferred to the other resonator through ferromagnetic nanoscale chains (see Fig. 1).

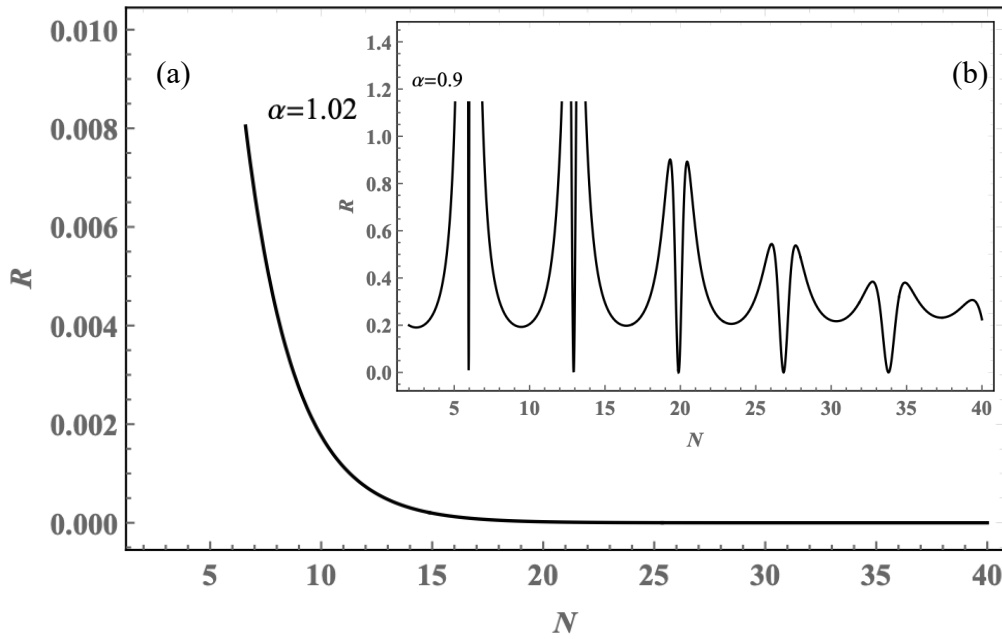


Fig. 2.

Such transfer can be carried out in two ways, namely by sequential magnon hoppings along all units of the chain, as well as by magnon tunneling between its terminal units a and b . Here we present the results of theoretical studies of the dependence of rate K_{tun} ($\sim R(N, \alpha)$) of non-resonant (Fig. 2a) and resonant (Fig. 2b) tunneling of a magnon between nanomagnets A and B connected by a ferromagnetically ordered chain of N identical units. In the non-resonant tunneling mode, an exponential decrease in rate is clearly visible with increasing N . The situation changes dramatically in the case of resonant tunneling. In the non-resonant tunneling mode, an exponential decrease in rate is clearly visible with increasing N . The situation changes dramatically in the case of resonant tunneling. One can see significant changes in rate at certain values of the spin excitation energy entering the chain. In fact, these values will coincide with the broadened magnon energies in the chain. Thus, the tunneling transport of magnons through bridging ferromagnetic structures indicates a specific coherent mechanism for implementing quantum communications using uncharged carriers. Switching the tunneling mode of magnons by a magnetic field can be considered as an effective tool for controlling the transfer of information between ferromagnetic nanocenters.

- [1] D. Lachance-Quirion, Yu. Tabuchi, A. Gloppe, K. Usami, Ya. Nakamura, *J. Appl. Phys. Express* 12, 070101(2019).
[2] E. G. Petrov, *J. Appl. Phys.* 135, 134301(2024)

ПІКСЕЛЬНА МАТРИЦЯ ІОНІЗАЦІЙНИХ КАМЕР У ВЕРИФІКАЦІЇ ЛІКУВАЛЬНИХ ПЛАНІВ ПРОМЕНЕВОЇ ТЕРАПІЇ: АНАЛІЗ ТА ОПТИМІЗАЦІЯ МЕТОДИК

К.Г. Пінчук^{1,2}, Л.О. Голінка-Безшийко¹, О.О. Чигрин², Д.С. Коваленко^{2,3},
В.В. Русаков², О.А. Безшийко¹

¹*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ,*

²*Державне некомерційне підприємство «Національний інститут раку», Київ,*

³*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

e-mail: kateducationch@gmail.com

Важливим етапом у процесі планування променевої терапії є верифікація лікувального плану. Метою верифікації є перевірка того, що лікування, яке буде проведене пацієнту, відповідає розрахунковим параметрам, передбаченим у системі планування.

Найбільш застосовними підходами до проведення верифікації лікувальних планів є: радіохромна плівка; масиви (матриці) з іонізаційних камер або діодів, електронний порталний пристрій для зображення (EPID, Electronic portal image device). Кожен з них має свої переваги та недоліки. В роботі було досліджено використання матриці іонізаційних камер, MatrixX Resolution + miniPhantom, ІВА, яка є масивом з 1521 камер (39x39 шт.), що симетрично розташовані в полі 253x253 мм, мають діаметр 3,2 мм та висоту 2 мм. Для аналізу результатів використовується програмне забезпечення muQA,ІВА [1].

Незалежно від обраного інструментарію для проведення верифікації, кількісні критерії оцінки збіжності розрахованого та відтворюваного плану є однаковими. Різниця між розрахунковою системою планування лікування і планом верифікації відносно прийнятої толерантності визначається гамма-фактором [2], який є корисним для кількісної оцінки та порівняння двовимірних і тривимірних даних про дозу. Коефіцієнт градієнта дози являє собою відносну компенсацію між просторовим і дозиметричним зсувом, а в літературі на основі вибраних рівнів толерантності повідомлялося про критерії «пройшов-не пройшов» як різниці доз (dose difference, DD), так і відстані до прийнятного значення (distance to agreement, DTA) [3]. План вважається успішно верифікованим, якщо значення гамма-фактора більше або дорівнює 95 %.

Оскільки матриці є двовимірними, їх реакція на опромінення залежить від кута. Ця кутова залежність спричинена ослабленням променя від внутрішньої електроніки, повітряних порожнин, тощо. Матриця може мати значну кутову залежність в межах $\pm 10^\circ$ від горизонтальної осі, головним чином через повітряні порожнини між камерами [4].

з використанням GAS		без GAS	
DTA		DTA	
2% 2 mm	3% 3 mm	2% 2 mm	3% 3 mm
гамма фактор			
99,9	100	63,1	79
99,9	100	76,7	87
100	100	44,8	81,3
99,8	100	43,4	61,3
99,9	100	51,6	62,9
99,9	100	55	67,1
99,5	100	89,9	93,2
99,1	99,8	68,6	75,3
99,9	100	84,8	98,1
99,9	100	54,7	69,2
100	100	49	67,6
99,9	100	39,4	55,5
99,8	100	90,3	98,1
100	100	69,9	81,7
99,9	100	78	85,8
99,9	100	43,2	56,1
99,8	100	46,5	57,6
99,9	100	92,4	95,3
середнє значення гамма фактору			
99,8	100,0	63,4	76,2

Рис. 1. Значення гамма- факторів та DTA з урахуванням та без GAS для ідентичних планів.

Комплектацією матриці MatrixX Resolution ІВА передбачений датчик кута гентрі (Gantry angular sensor, GAS), який кріпиться до гентрі та калібрує показники відповідно до кута, з якого вони були отримані. На Рис. 1 наведені значення гамма-факторів та відповідної толерантності DTA при використанні технології VMAT (Volume Modulated Arc Therapy) з урахуванням GAS та без нього для ідентичних планів. Особливістю VMAT є безперервне обертання гентрі під час опромінення, що також впливає на розподіл дози в опроміненому об'ємі. Отже об'єктом перевірки під час верифікації також має бути рух гентрі. Проте, як представлено на Рис. 1, верифікація планів VMAT без використання GAS дає нереалістичні значення. Має місце зменшення абсолютної дози та/або невідповідність профілю дозового розподілу.

Проблеми кутової залежності чутливості також можна вирішити за допомогою циліндричних матриць, в яких вже напівпровідникові детектори розташовані на внутрішніх поверхнях (наприклад, ArcCHECK, Sun Nuclear).

Метою роботи також було, зокрема, формулювання рекомендацій щодо використання матриць піксельних іонізаційних камер для верифікації лікувальних планів у променевій терапії.

Врахування залежності чутливості іонізаційної камери від кута падіння пучка може бути реалізовано за допомогою GAS, або при синхронному обертанні матриці та гентрі (наприклад, система перевірки дози OCTAVIUS II, PTW).

За відсутності пристроїв, що дозволять враховувати кутовий розподіл чутливості іонізаційної камери, матрицю можна використовувати лише для верифікації IMRT планів без обертання гентрі під час проведення вимірів. При цьому пучок має бути направлений перпендикулярно до матриці.

Дослідження частково підтримано фінансуванням НФДУ в рамках проекту «Підвищення якості та безпеки при проведенні променевої терапії онкологічних захворювань і рентгенодіагностики» за реєстраційним номером 2021.01/0211 (конкурс «Наука для безпеки та сталого розвитку України»).

- [1] MyQA User`s Guide. Vol. 1. 2021.
- [2] Daniel A. Low et al.. Medical Physics 25, 656–661 (1998).
- [3] Heng Li et al. Medical Physics 38, 6730–6741 (2011).
- [4] Moyed Miften et al. Medical Physics 45, e53–e83 (2018).

ПОРІВНЯННЯ ДОЗОВИХ РОЗПОДІЛІВ, ВИМІРЯНИХ РІЗНИМИ ДЕТЕКТОРАМИ У ВЕЛИКИХ ТА МАЛИХ РАДІАЦІЙНИХ ПОЛЯХ

К.В. Вільчинська^{1,2}, О.А. Безшийко², Л.О. Голінка-Безшийко², Р.М. Зелінський³

¹Київський національний університет імені Тараса Шевченка, м. Київ, Україна

²Універсальна клініка «Оберіг», м. Київ, Україна

³Медичний центр імені академіка Юрія Прокоповича Сніженка, м. Київ, Україна
e-mail: pkaterina125@gmail.com

Проведено дослідження дозових розподілів у великих (10 см × 10 см) та малих (1 см × 1 см) радіаційних полях шляхом порівняння розрахункових і вимірних даних з використанням двох типів детекторів. Особлива увага приділяється впливу оклюзії джерела в малих полях та явищу накладання півтіней, як передбачають теоретичні моделі. Малі радіаційні поля, що мають велике значення в клінічній радіаційній терапії, створюють особливі труднощі в дозиметрії через ці ефекти.

У сучасній прецизійній радіотерапії важливим є точне визначення розподілу дози для малих полів, зокрема 1 x 1 см². Використання числових розрахунків та експериментальної верифікації дозволяє оцінити вплив ефектів розсіювання та інших дозиметричних факторів. У роботі проведено аналіз розрахованого дозового розподілу, отриманого з системи планування лікування (TPS), та його порівняння з даними плівкової дозиметрії та з даними із детектора MatriXX Evolution.

Була використана 2D матриця іонізаційних камер, розроблена компанією IBA dosimetry (IBA Dosimetry, Німеччина) для мегавольтової абсолютної 2D дозиметрії в реальному часі, верифікації лікувальних планів у променевій терапії з модуляцією інтенсивності (IMRT) та об'ємної модульованої дугової терапії (VMAT).

Також була використана плівка GafChromic EBТЗ, яка має один активний шар, розміщений між двома прозорими поліефірними листами, та є більш чутливою завдяки широкому діапазону доз від 1 сГр до 40 Гр [1,2]. Перед опроміненням було побудовано калібрувальну криву з 11 плівок, опромінених дозами від 1 до 10 Гр. Плівка EBТЗ була розташована перпендикулярно між твердотільним фантомом RW3 Slab Phantom у водному еквіваленті на глибину 5 см, де прискорювач був відкалібрований на 1 сГр, що дорівнює 1 MU. Опромінення плівок EBТЗ проводилося дозою 9 Гр при розмірі поля 10 x 10 см² та 1 x 1 см². Не опромінений фрагмент плівки EBТЗ використовувався як фон.

Радіохромна плівка EBТЗ була розміщена у фантомі з «твердої води» (5 см зверху та 3 см знизу), що дозволяє імітувати розсіяння у тканинах. Перед вимірюванням фантом сканувався на КТ-сканері Siemens для врахування густини матеріалів. Разова доза для кожного вимірювання становила 9 Гр. Поля формувалися

за допомогою багатопелюсткових коліматорів (MLC), а не щелеп. На наступному етапі було проведено вимірювання на MatriXX Evolution, розміщеній у фантомі miniPhantom, що забезпечує врахування розсіяння.

Поля опромінення включали велике поле (10 см x 10 см) та мале поле (1 см x 1 см). Результати вимірювань оброблялися за допомогою Python. Було побудовано порівняльні графіки горизонтальних дозових профілів для полів 10 см x 10 см та 1 см x 1 см. Аналіз включав нормалізацію дозових профілів та оцінку відхилень між експериментальними та розрахованими даними.

Для поля 10 см x 10 см профіль дози показав високу відповідність між експериментальними даними (плівка EBТЗ) та розрахунками в системі планування лікування Eclipse (Varian). Незначні відхилення спостерігалися в області напівтіні, що, ймовірно, пов'язано з дискретністю багатопелюсткових коліматорів (MLC). Для малого поля 1 см x 1 см спостерігалися помітніші розбіжності між експериментальними та розрахунковими даними. Найбільші відхилення були зафіксовані в області напівтіні та на центральній осі, що може бути пов'язано з обмеженнями в точності розрахунків для малих полів у TPS Eclipse. Графік горизонтального профілю дози наведений на Рисунку 1.

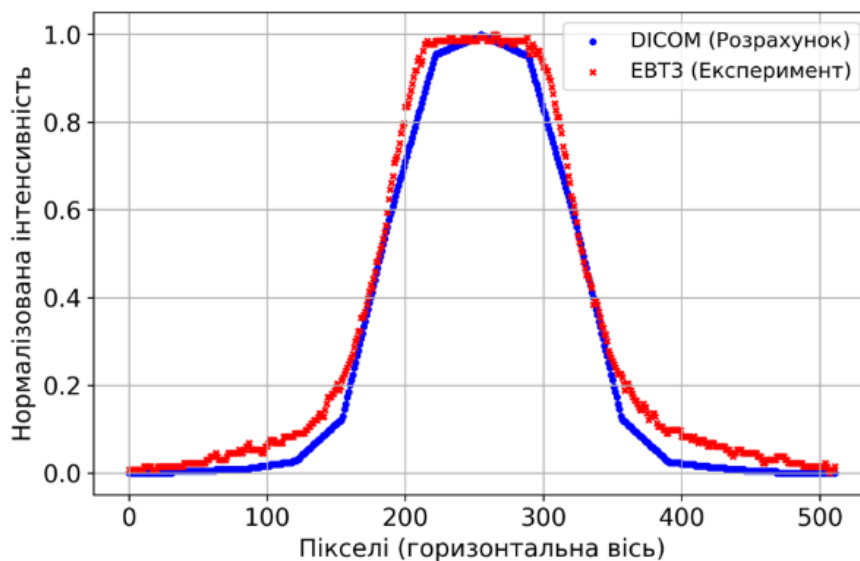


Рис. 1. Горизонтальний профіль дози для малого поля (1 см × 1 см), отриманий за допомогою плівки EBТЗ та розрахований у TPS Eclipse.

Результати підтверджують високий рівень точності планування для великих полів (10 см x 10 см) та вказують на необхідність додаткових досліджень для покращення точності розрахунків у TPS Eclipse для малих полів (1 см x 1 см). Напівтінь для малого поля демонструє найсуттєвіші розбіжності, що може бути пов'язано з недостатньою деталізацією моделі багатопелюсткових коліматорів у

системі планування. Результати підкреслюють розбіжності між великими та малими полями, акцентуючи на важливості точних вимірювань та обмеженнях сучасних дозиметричних методик у застосуванні до малих полів.

Дослідження частково підтримано фінансуванням НФДУ в рамках проекту «Підвищення якості та безпеки при проведенні променевої терапії онкологічних захворювань і рентгенодіагностики» за реєстраційним номером 2021.01/0211 (конкурс «Наука для безпеки та сталого розвитку України»).

[1] S. Devic, et al., *Medical Physics*. 2006;33(4):1116–1124.

[2] L.J. van Battum, D. Hoffmans, H. Piersma, S. Heukelom. *Medical Physics*, 2008;35(2):704–716.

ADVANTAGES OF USING STATIONARY SOURCES OF RADIOACTIVITY FOR RESEARCH IN PHYSICS AND ECOLOGY USING THE "SIRIUS" FACILITY

H.Magus, H.Vasylyeva, I. Shafranyosh,
K. Skubenych, V. Lazur, A. Zaporogetc

*Uzhhorod National University, Uzhhorod, Ukraine
e-mail: mahus.hanna@student.uzhnu.edu.ua*

The development of science causes the search of new opportunities and technological solutions. Among them is the use of stationary sources of radioactivity for research in the fields of physics, chemistry, biomedical engineering, and ecology.

In our previous research, we performed a qualitative analysis of the bremsstrahlung spectrum of gamma-quanta generated by β -particles of the ^{90}Sr - ^{90}Y source and described the PuBe source of neutrons [1]. The "Sirius" facility and PuBe neutron source are located at the Department of Nuclear and Elementary Particle Physics of Uzhhorod National University. The detailed distribution of β -particles of "Sirius" facility by energy is described in the scientific work [2].

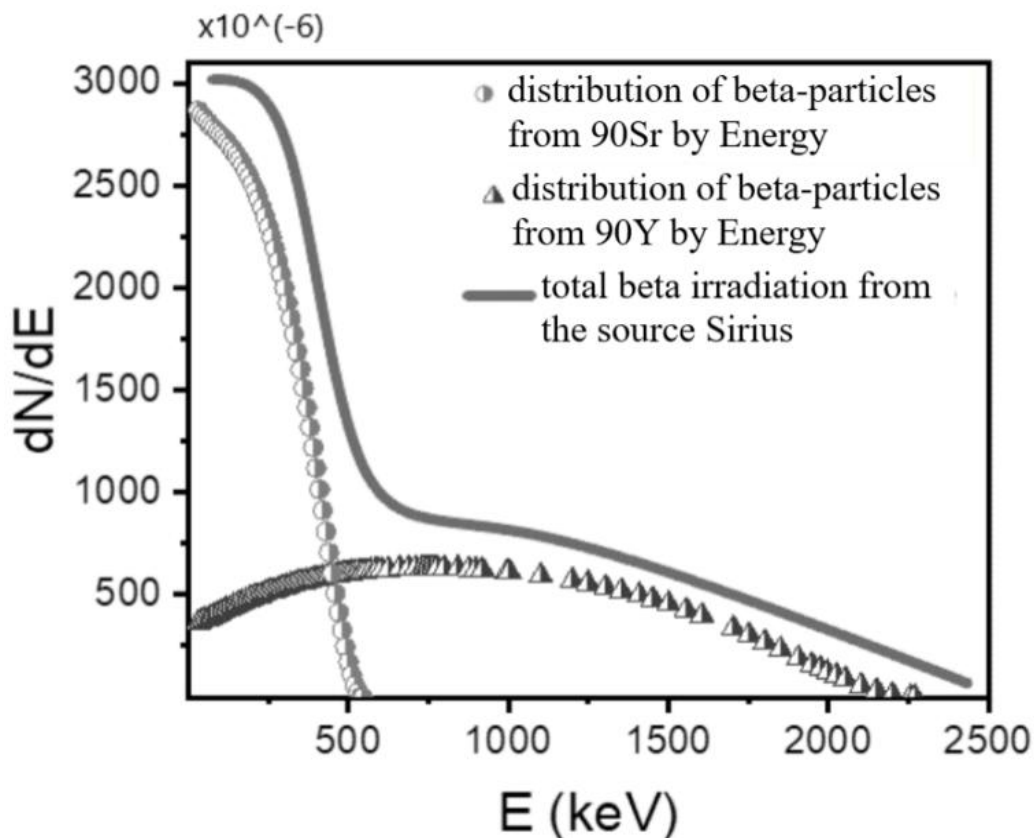


Fig. 1. Distribution of β -particles by energy of ^{90}Sr - ^{90}Y from the Sirius source. Adapted from resource [2].

It is shown in scientific work [2], that the radiation resistance of materials to the β -radiation can be studied using the "Sirius" facility. It is shown that the radiation dose of 1340 Gray does not significantly affect the properties of the inorganic adsorbent - titanium silicate.

Previous studies have also shown that secondary gamma-radiation is present around both sources. This secondary gamma-radiation can be used for research related to ecology and radiation physics [1].

Many scientific works are devoted to this topic. For example, the waste of cellulosic materials is described in the scientific work [3]. Cellulosic materials can undergo abiotic hydrolysis under hyperalkaline conditions to form isosaccharic acid, which is a strong metal-binding complexon that can increase the transport of radionuclides into the biosphere [4]. Cellulose in irradiated waste can be transformed into fibers that are accessible for degradation. The mechanism of this action is based on a shift in acidity and, as a result, inhibition of isosaccharic acid production.

One of the important scientific tasks related to radiation physics and biomedical engineering is testing of highly sensitive modern dosimeters, which are used in nuclear research, medicine, and ecology. However, dosimeters with unique properties are also needed for forensic research to identify the prior presence of radioactive materials at buildings, sites, or vehicles [5]. Polymer gels, a thin layer that can be used as a highly sensitive gamma-radiation detector, are described in scientific papers [6,7]. For medical purposes it is important to create and test dosimeters that measure the dose equivalent to the human body's tissues. For example, Fricke or ferrous sulfate dosimetry solutions showing radiation-induced changes, in which ferrous (Fe^{2+}) ions are converted to ferric (Fe^{3+}) ions, could be quantified using NMR relaxation measurements [7].

The aim of our next research is to explore the range of possibilities of using stationary sources to create radiopharmaceuticals. However, there are several difficulties. These include ensuring safe working conditions, development of technologies for storage and disposal of radionuclides, process automatisation, etc. Therefore, these prospects require a comprehensive and thorough analysis.

[1] Magus H., Vasylyeva H., Strilchuk M., et al. (2025). Prospects for the usage of stationary radioactive sources for studies in the field of radiation physics and radioecology. *Grail of Science*, 50, 576-586. <https://doi.org/10.36074/grail-of-science.21.03.2025.073>

[2] Sych, O., Kilivnik, Yu., Pop M., et al. (2024). Investigation of radiation resistance of adsorbents using the ^{90}Sr – source. *Chemistry, Physics and Technology of Surface*, 15 (1), 94-101. <https://doi.org/10.15407/hftp15.01.094>.

[3] Bassil, N.M., Small, J.S., Lloyd, J.R. (2020). Enhanced microbial degradation of irradiated cellulose under hyperalkaline conditions. *FEMS Microbiol. Ecol.*, 96, fiae102, [10.1093/femsec/fiae102](https://doi.org/10.1093/femsec/fiae102)

- [4] Gaona, X., Montoya, V., Colàs, E., et al. (2008). Review of the complexation of tetravalent actinides by ISA and gluconate under alkaline to hyper alkaline conditions. *Journal of Contaminant Hydrology*, 102 (3–4), 217-227. <https://doi.org/10.1016/j.jconhyd.2008.09.017>.
- [5]. M. Karampereri, N. C. Tsirliganis, N. A. Kazakis, Use of commercial pharmaceutical drug (Daktarin®) for retrospective/accidental/forensic thermoluminescence dosimetry, *Applied Radiation and Isotopes*, 166 (2020) 109364. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2020.109364>.
- [6]. Adliene, D., Urbonavicius, B. G., Laurikaitiene, J., et al. (2020). New application of polymer gels in medical radiation dosimetry: Plasmonic sensors. *Radiation Physics and Chemistry*, 168, 108609. <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2019.108609>.
- [7]. Sagsoz, M. E., Korkut, O., Gallo, S. (2025). Advancements in Tissue-Equivalent Gel Dosimeters. *Gels*, 11(2), 81. <https://doi.org/10.3390/gels11020081>.

ВИКОРИСТАННЯ ЕРІД ТА АНТРОПОМОРФНОГО ФАНТОМА N&N ДЛЯ ОЦІНКИ ВПЛИВУ ТРАНСЛЯЦІЙНИХ ЗМІЩЕНЬ НА ТОЧНІСТЬ ДОВЕДЕННЯ ПОГЛИНЕНОЇ ДОЗИ В ДИСТАНЦІЙНІЙ ПРОМЕНЕВІЙ ТЕРАПІЇ

В.В. Русаков¹, В.П. Ващишин^{2,3}, Л.О. Голінка-Безшийко³, О.А. Безшийко³

¹*Державне некомерційне підприємство «Національний інститут раку», Київ, Україна*

²*ТОВ «КАПИТАЛ» МЦ «Універсальна клініка “Оберіг”» Київ, Україна*

³*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна
e-mail: 107rvv@gmail.com*

Сучасна дистанційна променева терапія із залученням медичних лінійних прискорювачів є неінвазійним підходом при лікуванні онкологічних захворювань у сфері радіаційної онкології. Найпоширенішими техніками при лікуванні за допомогою гальмівних фотонів високих енергій є IMRT (Intensity-Modulated Radiation Therapy) та VMAT (Volume Modulated Arc Therapy). Це комплексні підходи, які використовують модуляцію як інтенсивності опромінення, так і динамічну зміну конфігурацій багатопелюсткового коліматора під час всього процесу лікування, що у свою чергу породжує набір комплексних форм факторів радіаційних полів. Такий підхід вимагає надзвичайної точності в реалізації на всіх етапах лікування: від впровадження комплексної програми контролю параметрів прискорювача до якісної процедури позиціонування пацієнтів під час кожної фракції лікувального курсу.

Методи VMAT та IMRT дозволяють значно зменшити опромінення здорових тканин, забезпечуючи при цьому необхідне клінічне покриття пухлини. Особливо важливим аспектом контролю є застосування *in vivo* дозиметрії, яка забезпечує верифікацію розрахункового плану лікування, створеного в TPS (Treatment Planning System), та оцінку якості відтворення розподілу поглиненої дози під час реального сеансу опромінення.

Реальні зміни у фізіології пацієнта, помилки позиціонування, рухи органів, технічні похибки системи доставки дози, а також обмеження обчислювальних алгоритмів можуть істотно впливати на фактичний розподіл дози. Це призводить до відхилення від запланованих значень і може знизити ефективність лікування.

Для оцінки фактичного дозового розподілу використовуються різні типи детекторних систем, які реалізують підхід *in vivo* дозиметрії. До них належать TLD (термолюмінесцентні детектори), діодні сенсори та EPID (Electronic Portal Imaging Device) [1].

В рамках даної роботи ми зосередились на аналізі використання EPID («forward transit approach») для оцінки можливості залучення даного дозиметричного інструменту в подальшому аналізі впливу стохастичних змін у процедурі позиціонування пацієнта (Patient Setup) на загальну якість опромінення вздовж всього курсу лікування.

У межах дослідження було обрано для аналізу можливість використання a-Si 1200 EPID, інтегрованого в медичний лінійний прискорювач HALCYON (Varian) з енергією пучка 6 MV FFF, та антропоморфного фантома H&N (Рис.1). Оцінювався вплив трансляційних зміщень фантома вздовж осей LNG (longitudinal), VRT (vertical) та LAT (lateral) на загальну якість доставки дози за умов постійної геометрії опромінення (техніка — VMAT з двома повними арками).

Зміщення здійснювались у межах від -2 см до $+2$ см з кроком 1 см для кожної з трьох координатних осей. Позиціонування фантома в референсному положенні здійснювалось за допомогою kV СВСТ (Cone-Beam Computed Tomography) перед опромінення. Виміри EPID при цьому положенні були обрані як референсні, оскільки зміщення були нульовими та співпадали при проведенні розрахунку в TPS.

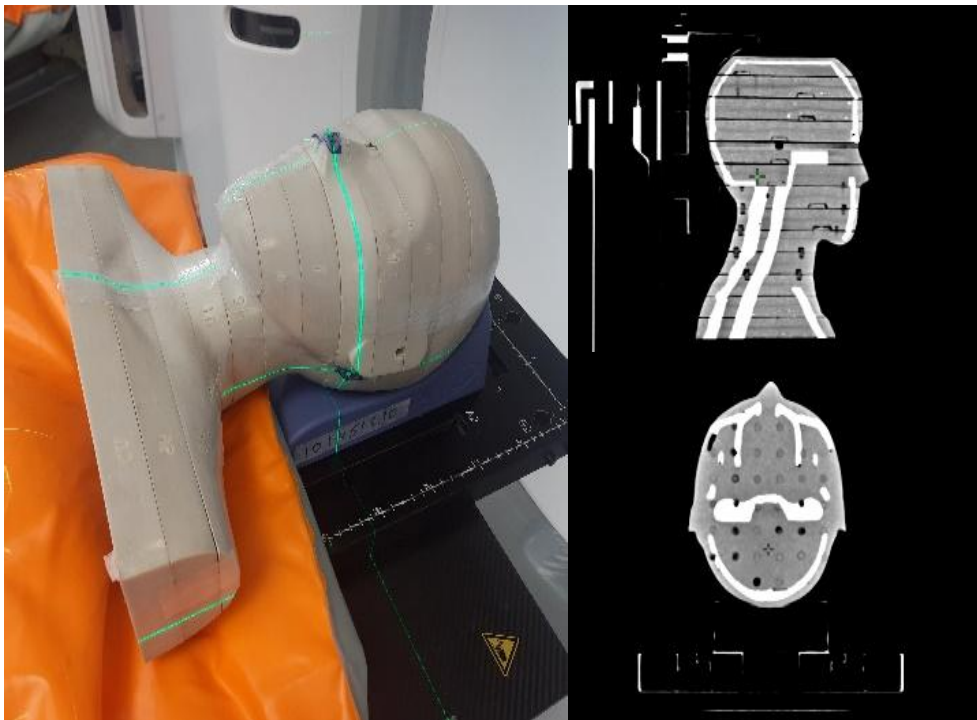


Рис.1 Зліва представлений антропоморфний фантом голови та шиї під час проведення комп'ютерної томографії (референсне положення для подальших трансляційних зміщень). Праворуч зображенні відповідні сагітальні та аксіальні зрізи 3Д реконструкції фантома.

В рамках роботи використовувався метод прямого транзитного збору системою EPID при різних положення антропоморфного фантома за однакових

параметрів опромінення. Як критерій порівняння вихідних флюенсів було обрано розрахунок гамма-індексу при ДТА (Distance-to-agreement): 1 мм та 3 % згідно [2].

Було проведено порівняння гамма-індексів, виміряних за допомогою портальної дозиметрії, з результатами, отриманими при розрахунку з використанням фотонного дозового алгоритму Acuros XB при реалізації тих самих зміщень фантома в Eclipse TPS.

Дослідження частково підтримано фінансуванням НФДУ в рамках проекту «Підвищення якості та безпеки при проведенні променевої терапії онкологічних захворювань і рентгенодіагностики» за реєстраційним номером 2021.01/0211 (конкурс «Наука для безпеки та сталого розвитку України»).

[1] N. Dogan, B.J. Mijnheer, K. Padgett, et al., AAPM Task Group Report 307, Med Phys. 50, e865–e903 (2023).

[2] M. Miften, A. Olch, D. Mihailidis, et al., Recommendations of AAPM Task Group No. 218. Med. Phys. 45, e53-e83 (2018).

SIMOURG2.0 – GEANT4 APPLICATION FOR SIMULATION OF NUCLEAR DETECTORS WITH SIMPLE GEOMETRIES

D. S. Kovalenko, V. V. Kobychhev, L. M. Kobychcheva, O. V. Zueva

*Institute for Nuclear Research of NASU, 03028 Kyiv, Ukraine
e-mail: danylo.kovalenko00@gmail.com*

Nuclear spectrometry plays a vital role in areas such as exotic nuclear decay research, radiation protection, isotope production, and nuclear medicine — fields where precise detector response and efficiency are essential. Although Monte Carlo simulation tools like Geant4 [1] and MCNP provide highly detailed modeling capabilities, their complexity can be excessive for typical spectrometric applications. To address this, Simourg [2] (Simulator of Usually Requested Geometries) was developed as a lightweight, user-friendly, and text-configurable tool built on the Geant4 framework, designed to simplify nuclear detector simulations. Users define the geometry, materials, radiation sources (including initial decay kinematics from DECAY0 [3]), and physics models through a text-based user interface (TUI), without the need to write C++ code and recompile the application. Simourg supports the simulation of nuclear and electromagnetic interactions and provides energy deposition data for calculating detector response functions. This makes it particularly suitable for low-background nuclear physics experiments as well as routine tasks in nuclear spectrometry.

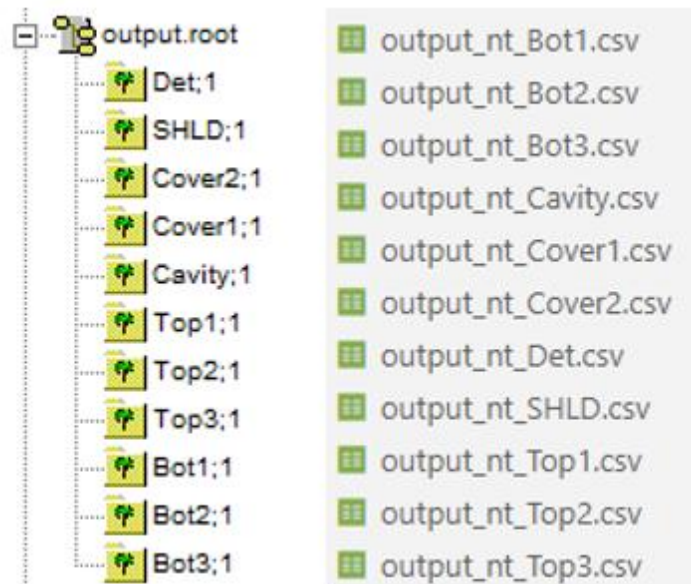


Figure 1. Possible variants saving the spectra of energy deposition in different volumes.

Simourg v2.0 introduces several key features designed to enhance flexibility, usability, and visualization in nuclear detector simulations. Among the minor but useful additions is the detector intersection checker, which utilizes built-in Geant4 methods to automatically detect overlapping geometrical volumes.

A more substantial upgrade is the new readout system, which now enables energy deposition tracking in any user-defined volume — not limited to the predefined detector.

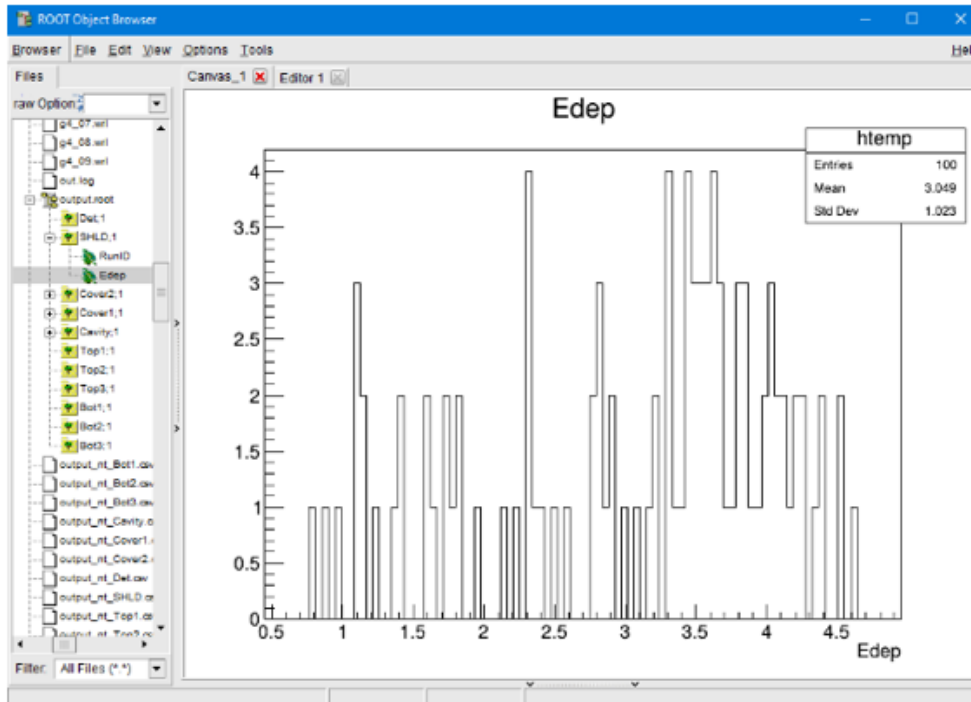


Figure 2. Visualization of spectra using the UI of ROOT (the standard CERN tool for data processing).

This broadens the scope of applications, supporting tasks such as background studies and material-specific energy loss tracking. Simulation results can be exported in both ROOT and CSV formats for convenient post-analysis (Fig. 1). The ROOT output includes a TTree structure that can be easily navigated using ROOT’s TBrowser, allowing users to quickly explore deposited energy distributions and event-level data (Fig. 2).

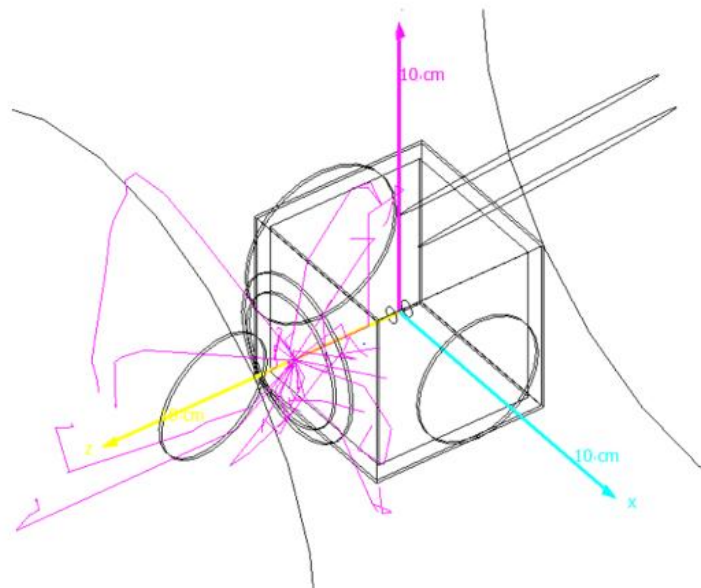


Figure 3. Project visualization using OpenGL.

On the visualization side, *Simourg* now offers OpenGL-based geometry rendering with live particle tracking, ideal for debugging geometries and producing clear,

publication-ready images (Fig. 3). The VRML output system has also been improved — users can now configure how many VRML snapshots are generated per run, allowing finer control based on the scale of the simulation.

Finally, the geometry definition has become more flexible: each volume can now be moved not only along the axial direction but also sagittally, with objects freely rotatable. This enhancement allows for the modeling of more complex experimental setups and off-axis geometries, enabling more realistic and diverse detector configurations (Fig. 3), all while maintaining simple and intuitive geometry control for the user.

- [1] S. Agostinelli, et al. Geant4—a simulation toolkit // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*. 2003, Vol. 506, iss. 3, p. 250-303.
- [2] V.V. Kobychiev, The program SIMOURG for simulating the response functions of gamma detectors with simple geometries // *Nuclear Physics and Atomic Energy*, 2011, Vol. 12, iss. 3, p. 301-306.
- [3] O.A. Ponkratenko, V.I. Tretyak, Yu.G. Zdesenko, Event generator DECAY4 for simulating double-beta processes and decays of radioactive nuclei // *Phys. At. Nucl.*, 2000, Vol. 63, p. 1282–1287.

ВИЗНАЧЕННЯ КВАНТОВИХ ВИХОДІВ ГАММА-КВАНТІВ В АЛЬФА-РОЗПАДІ ^{235}U

В. Лебедь^{1,2}, О. Жуков¹, І. Малюк¹, М. Стрільчук¹,
В. Тришин¹, Л. Голінка-Безшийко²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Київський національний університет імені Тараса Шевченка
e-mail: vikysya.lebed@gmail.com

Одним із найбільш надійних та поширених методів ідентифікації сигнатур урановмісних матеріалів у контексті ядерної безпеки, несанкціонованого обігу ядерних матеріалів і криміналістичної ядерної експертизи є гамма-спектрометрія високої роздільної здатності. Цей метод дозволяє не лише визначити ступінь збагачення урану за допомогою алгоритмів, реалізованих у програмному забезпеченні MGAU та FRAM, але також ідентифікувати наявність домішок довгоживучих ізотопів, таких як ^{232}U , та за певних умов оцінювати модельний вік урану — тобто час, що минув від останнього хімічного очищення матеріалу.

Центральним елементом цих алгоритмів є побудова внутрішньої кривої ефективності — функції, яка описує ефективність детектора в залежності від енергії гамма-випромінювання. Традиційно така крива формується на основі інтенсивностей добре вивчених гамма-ліній ізотопів ^{235}U -, $^{234\text{m}}\text{Pa}$ - та ^{228}Th . Цей підхід показує високу точність у стандартних вимірювальних конфігураціях.

Однак у випадках, коли вимірювання проводяться в умовах «близької» геометрії (тобто коли зразок розташований дуже близько до активного об'єму детектора), особливо за участі великих кристалів HPGe, можуть проявлятися суттєві систематичні похибки. Це зумовлено ефектом каскадного сумування, коли декілька гамма-квантів, випущених під час одного радіоактивного переходу, реєструються як одна подія з сумарною енергією. Такий ефект призводить до спотворення спектру і, як наслідок, до некоректного побудування кривої ефективності.

Щоб зменшити вплив каскадного сумування, доцільно використовувати альтернативний підхід — побудову ефективності на основі некаскадних гамма-ліній ізотопу ^{235}U у діапазоні енергій 200–350 кеВ. У цьому ж діапазоні можуть бути вибрані надійні аналітичні лінії для подальших розрахунків.

Проте реалізація цього підходу потребує точних і достовірних значень квантових виходів відповідних гамма-ліній. На жаль, сучасні літературні джерела надають дані з суттєвими невизначеностями, що створює труднощі для високоточної спектрометрії, особливо в задачах криміналістичного аналізу.

З метою підвищення точності таких досліджень автори виконали експериментальну верифікацію квантових виходів гамма-квантів ^{235}U шляхом

прямих вимірювань еталонних уранових зразків CRM-146 збагаченням 20 – 93% на HPGe-детекторі CANBERRA BE6530.

Для уникнення каскадного сумування гамма-ліній вимірювання проводилось на великій відстані (750 мм) детектор-зразок з використанням поглинаючих шарів Cd, Cu і Al. Використання уранових стандартів з точно відомими ($\approx 0.1\%$) масами і, відповідно, активностями ізотопів урану, дозволило побудувати криву абсолютної ефективності реєстрації гамма-квантів за ізотопами ^{235}U і ^{238}U . Ця крива була доповнена відносним калібруванням по ефективності за ізотопами ^{228}Th та ^{223}Ra .

Для розрахунку ефективності реєстрації гамма-квантів з енергіями, що досліджувались, створено моделі експерименту з використанням кодів MCNP [1] і Geant4 [2]. Для верифікації модельних залежностей ефективності реєстрації від енергії гамма-квантів проведено порівняння з експериментальними значеннями ефективності в реперних точках.

У ході досліджень було виявлено, що деякі значення квантових виходів суттєво відрізняються від табличних [3] — іноді на сотні відсотків, що вказує на потребу перегляду існуючих баз даних.

У представленій роботі докладно описано методику вимірювань, надано порівняльну таблицю між еталонними та експериментальними значеннями квантових виходів у діапазоні 200–400 кеВ для гамма-ліній ^{235}U , а також проаналізовано можливі джерела розбіжностей, зокрема вплив геометрії, каскадного і випадкового сумування гамма-ліній та систематичних похибок калібрування по ефективності.

Отримані результати мають практичне значення для підвищення точності неруйнівного аналізу уранових матеріалів, оптимізації алгоритмів програм MGAU та FRAM, а також для покращення методів ідентифікації ізотопних домішок у рамках ядерної криміналістики.

[1] N. X. Hu, S. Fetter. *Gamma-ray spectrometry for determining uranium enrichment*. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 276(2), 2008, pp. 289–295.

[2] 1. S. Agostinelli et al. Geant4 – a simulation toolkit. Nucl. Instrum. Meth. A 506(3) (2003) 250.

[3] E. Browne, J. K. Tuli. Nuclear Data Sheets for A = 231. Nuclear Data Sheets 114 (2013) 751–840.

ЕМІСІЙНІ ВЛАСТИВОСТІ АМІНОКИСЛОТИ ІЗОЛЕЙЦИНУ У ГАЗОВОМУ РОЗРЯДІ

О. Папп, Є. Світличний

*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород
e-mail: bercheni14@gmail.com*

Всебічне та глибоке вивчення елементарних процесів взаємодії низькоенергетичних електронів з різними біомолекулами, зокрема такими, які входять до структури ДНК і РНК живих організмів, є дуже актуальним. Відомо, що вплив зовнішнього опромінення (фотони та електрони високих енергій, рентгенівські промені, інші види радіації) на такі біочастинки призводить до утворення нових структур, які несуть у собі важливу інформацію про поведінку біохімічних процесів на клітинному рівні.

Амінокислоти відіграють провідну роль у життєдіяльності організму як структурні блоки протеїнів та проміжні елементи процесів обміну речовин. Окрім участі у побудові клітин та у відновленні тканин, вони також сприяють виробленню антитіл, що протидіють втручанню вірусів і бактерій у живий організм [1].

Ізолейцин – аліфатична α -амінокислота, що має хімічну формулу $\text{HO}_2\text{CCH}(\text{NH}_2)\text{CH}(\text{CH}_3)\text{CH}_2\text{CH}_3$ і входить до складу всіх природних білків. Є незамінною амінокислотою з розгалуженим ланцюгом. А це означає, що ізолейцин не може синтезуватися в організмі людини і повинен надходити до нього з їжею. Ізолейцин бере участь у енергетичному обміні. У його складі є одновалентна функціональна аміногрупа ($-\text{NH}_2$), яка зв'язана з атомом вуглецю разом з карбоксильною групою ($-\text{COOH}$), і може дисоціювати з утворенням протона та аніон-фрагмента (COO^-).

Експеримент виконувався на установці «Плазма» [2]. Повздовжній імпульсно-періодичний газовий розряд збуджувався з використанням тиратронного генератора. В експерименті використовувалась універсальна газорозрядна камера, яка складалась з кварцової трубки довжиною 15 см і діаметром 4 см, вакуумних прокладок, діелектричних фланців, універсальних високовольтних входів, металевих електродів з регульованою міжелектродною відстанню, шпильок для фіксації. В експерименті напруга випрямляча становила 0.8 кВ і середній струм випрямляча – 0,24 А. Значення накопичувальної ємності становило 1650 пФ при частоті повторення 3 кГц. Температура на поверхні камери складала 200°C, контроль температури здійснювався за допомогою портативного інфрачервоного пірометра.

Спектральні характеристики випромінювання плазми реєструвалися монохроматором MS 7504i фірми SOLAR, що забезпечувало дослідження

випромінювання газорозрядної плазми в широкій області довжин хвиль 200 – 1100 нм.

Перші експериментальні результати збудження спектральних ліній плазмової суміші парів ізолейцину без використання буферного газу (через нестабільність розряду) представлені на рис. 1.

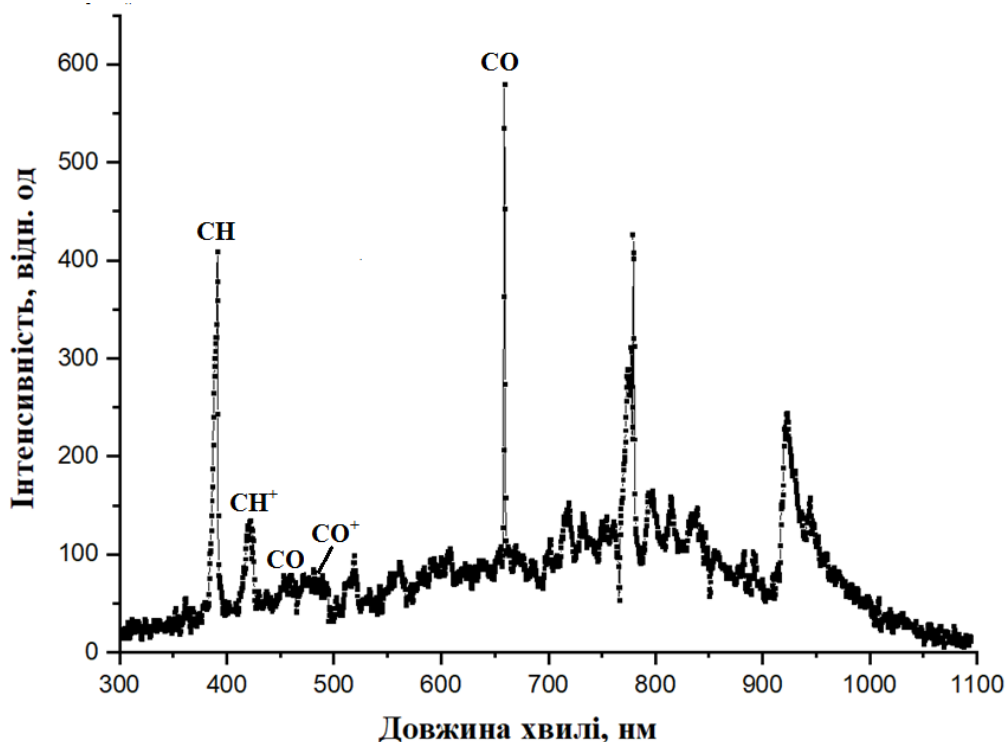


Рис. 1. Спектр випромінювання ізолейцину у газовому розряді.

Як видно у спектрі спостерігаються чіткі вузькі спектральні лінії різної інтенсивності на довжинах хвиль: 380, 420, 660, 770 та 775 (два дуже близькі піки), 930 та 940 нм. На спектрі також видно 6 широких полос: 430-500, 500-550, 550-575, 575-620, 620-700, 700-900 нм.

На нашу думку природа цих спектральних ліній пов'язана з фрагментацією досліджуваної молекули ізолейцину, яка відбувається під дією високоенергетичних електронів у плазмі поздовжнього імпульсно-періодичного розряду.

[1] Jalkanen K., Elstner M., Suhai S. Aminoacids and small peptides as buildingblocks for proteins: comparative theoretical and spectroscopic studies // J. Mol. Struct. (Theochem).– P. 61–77.–V. 675. – 2004.

[2] Генерал А.А., Світличний Є.А. Дослідження люмінесценції біомолекул в газовому розряді низького тиску // Тези доповідей Міжнародної конференції студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «Еврика-2023». - Львів, Україна. - 16–18 травня 2023. - С. В2.

ВИХОДИ ІЗОТОПІВ ЛАНТАНОЇДІВ (Sm, Dy, Ho, Yb) ПРИ ПОДІЛІ ^{238}U

П.С. Деречкей, З.М. Біган, П.П.Пуга, М.С. Ляцов, В.Т. Маслюк

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород
e-mail: derecskei89@gmail.com

Лантаноїди формують групу рідкоземельних елементів (РЗЕ), що мають відносно малий вміст у земній корі (~ 1-10 частинок на мільйон), проте важливе стратегічне значення. Їх класифікація проводиться за атомними номерами. Виділяють легкі РЗЕ з атомними номерами від 57 до 61, а елементи з атомними номерами 62 і більше розглядаються як важкі. У природі вони поширені у вигляді слідових домішок, тому для їх отримання необхідна переробка значної кількості сирової руди з великими витратами. РЗЕ широко використовуються у виробництві лазерів, різноманітних електронних компонент, магнітів, ядерній енергетиці. У ядерно-фізичних дослідженнях інтерес до РЗЕ обумовлений наявністю ряду ізомерних станів, вивчення яких важливе для розуміння структури їх ядерних рівнів та природи їх стійкості.

У даній роботі представлено результати розрахунків виходів ізоотопів Sm, Dy, Ho, Yb при поділі ядра ^{238}U в рамках статистичного методу, запропонованого в роботі [1]. Використано пакет NuFi, який враховує параметри поділу вихідного ядра ^{238}U : ядерну температуру, T , та можливість емісії як бета-частинок, так і нейтронів поділу. Алгоритм розрахунків передбачає етап створення ансамблю всіх можливих 2-х уламкових кластерів при поділі ядра ^{238}U , розрахунок ймовірності їх реалізації та процедуру виділення з цього ансамблю ізоотопів РЗЕ з формуванням їх масових спектрів. Для кожного з цих ізоотопів можна встановити оптимальні набори $\{\tilde{A}, \tilde{Z}\}$, які вираховуються з моделі рідкої краплі. Так, для Sm – $Z=62$, значення $\tilde{A} \sim 152$, стабільними є ізотопи $A=144, 150, 154$; для Dy – $Z=66$, значення $\tilde{A} \sim 162$, стабільними є ізотопи $A=158, 160-164$; для Ho – $Z=67$, значення $\tilde{A} \sim 164$, стабільним є ізотоп $A=165$; для Yb – $Z=70$, значення $\tilde{A} \sim 170-173$, стабільними є ізотопи $A=168, 170-174$.

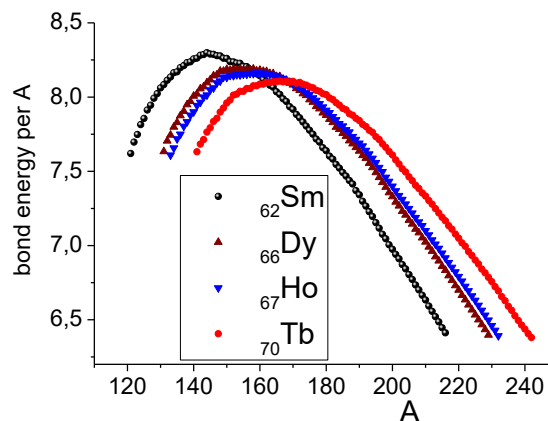


Рис.1 Масові спектри питомої енергії зв'язку ізоотопів РЗЕ Sm, Dy, Ho, Yb, отримані з [2].

На Рис.1 представлено залежності питомої енергії зв'язку ізотопів Sm, Dy, Ho, Yb, побудовані з використанням бази даних [2]. Графіки відображають відому тенденцію – зменшення питомої енергії зв'язку зі збільшенням атомної маси ізотопу та зміщення при цьому максимумів цих залежностей в область вищих A. Як видно, максимумами цих залежностей не завжди співпадають із оптимальними значеннями атомних мас, встановлених згідно моделі рідкої краплі, чи стабільних ізотопів, що є у земній корі. Це пов'язано з впливом різних факторів – магічних чисел протонів/нейтронів 20, 28, 50, 82 та 126, післяподільної емісії ядерних частинок, температури подільного ядра, а також хімічних властивостей середовища, де перебувають РЗЕ. На Рис.2 представлено як зарядовий спектр уламків поділу ^{238}U , Рис.2 а), так і масові спектри ізотопів РЗЕ, які утворюються при поділі ^{238}U . Видно спільні закономірності, що слідує із цих графіків: виходи РЗЕ зменшуються при збільшенні їх зарядового числа Z. Видно також, що зі збільшенням їх Z, максимумами масових спектрів зміщуються в область менших атомних мас, що відповідає представленням моделі рідкої краплі.

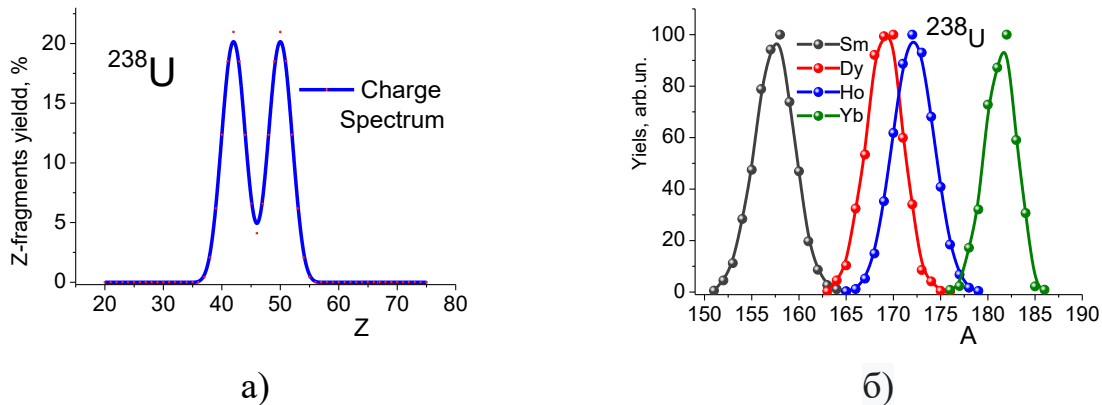


Рис. 2. а) – зарядовий спектр уламків поділу ^{238}U , ядерна температура подільного ядра $T=1$ MeV; б) – масові спектри ізотопів РЗМ Sm, Dy, Ho, Yb при поділі ^{238}U , виходи нормовані на 100 %.

Таким чином, метод, запропонований в роботі [1], дозволяє розраховувати виходи РЗЕ при поділі важких ядер, що формують хімічний склад земної кори. Такі розрахунки можуть бути корисними для пояснення їх кількісного складу та поширення у вигляді слідових домішок.

Автори вдячні В.Ю Денисову за сприяння у проведенні розрахунків, представлених у цій роботі.

[1]. V.T. Maslyuk, O.O. Parlag, M.I. Romanyuk, O.I. Lendyel, O.M. Pop Transformations of actinides fission product yields due to post-scission emission of nuclear particles: ^{232}Th , Canadian Journal of Physics, V.99, #11, 2021, <https://doi.org/10.1139/cjp-2020-0356>.

[2]. M. Wang et al. The AME 2020 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references // Chinese Phys. C. 2021, v. 45, № 3. DOI 10.1088/1674- 1137/.

СИСТЕМА АВТОМАТИЧНОГО ПЕРЕКЛАДУ НАУКОВИХ ТА НАВЧАЛЬНИХ ТЕКСТІВ

М. О. Іконніков, Л. О. Голінка-Безшийко, О. А. Безшийко

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна
e-mail: a.galstyan1999@gmail.com*

У сучасних умовах стрімкого розвитку наукових досліджень ефективний доступ до світової літератури бажано одержати не лише швидко, але й з бездоганною коректністю термінології, що особливо важливо для медичної фізики, де кожен неточний переклад може вплинути на результати променевої терапії в лікуванні онкологічних захворювань та рентгенодіагностики [1]. Запропонована платформа усуває мовний бар'єр і забезпечує персоналу клінік, дослідникам та студентам зручний інструмент для інтеграції нових відкриттів у лікувальний та навчальний процес.

Використання платформи є особливо важливим у навчальному процесі, оскільки дозволяє студентам опрацьовувати навчальні матеріали іноземними мовами, зокрема сучасні підручники, наукові статті та методичні рекомендації. Це сприяє розширенню доступу до актуальних знань, підвищенню рівня підготовки та розвитку навичок самостійної роботи з науковими джерелами світового рівня.

Завантаження документа здійснюється через інтуїтивно зрозумілий веб-інтерфейс на базі Django, що підтримує PDF (як із текстовим шаром, так і зі сканованим зображенням), DOCX, TXT або зображення сторінок. Для перевірки коректності введення застосовується клієнтський JavaScript.

Обробка тексту починається з автоматичного витягу даних: текстовий шар у PDF аналізується за допомогою python.docx, а скановані зображення – через Tesseract OCR або EasyOCR для точного розпізнавання символів і збереження структури документа [2]. Отриманий контент потім проходить аналіз, під час якого автоматично визначаються розділи, заголовки, абзаци, підписи до ілюстрацій та таблиці; результат представлений у форматах HTML і JSON.

Для перекладу текст пакується та надсилається до локально розгорнутих моделей MarianMT і T5, які можуть донавчатися на спеціалізованих корпусах із медичної фізики, матеріалознавства, біомедицини, екології та інженерії. Такий підхід дозволяє адаптувати систему під різні наукові дисципліни та досягати високої точності відтворення термінології (понад 96 % після донавчання) [3].

З метою обробки великих документів у фоновому режимі використовується Celery з брокером Redis, що гарантує масштабованість і надійність. Статус

виконання завдання відображається в реальному часі за допомогою Django Channels і WebSocket, надаючи користувачу постійний зворотний зв'язок [4].

Після завершення перекладу користувач отримує доступ до інтерактивного редактора на HTML5, де доступне детальне редагування кожного абзацу, відновлення попередніх версій і автозбереження змін у базі PostgreSQL з версіонуванням. Готовий переклад можна експортувати у PDF, DOCX або JSON.

Захист даних забезпечується через аутентифікацію Django Auth і доступ до файлів має лише власник; усі метадані зберігаються у файловому сховищі або S3 - сумісному сховищі.

Платформа особливо корисна для студентів та персоналу медичної фізики при лікуванні онкологічних захворювань, допомагаючи їм опанувати фахову термінологію та зрозуміти матеріали зарубіжних колег – в Україну завозиться велика кількість нової техніки, зарубіжні спеціалісти надають у відкритий доступ велику кількість новітньої навчальної літератури, але переважна її кількість англійською мовою, що різко ускладнює її засвоєння персоналом старшого віку, які отримували базову освіту ще в радянській чи пострадянській період – потрібна постановка на потік масових перекладів на українську мову навчальних джерел. На це спрямована, в першу чергу, наша робота. Крім того, можливість донавчання нейромереж під специфічні завдання відкриває перспективи для адаптації системи в інших галузях науки.

Процес донавчання нейромоделі T5 включає збір текстів, згенерованих ChatGPT, та формування паралельних корпусів для навчання. Спочатку великі обсяги генеративних текстів комбінуються з професійними перекладом, створеними фахівцями, що дозволяє моделі освоїти контекстно-специфічну лексику. Після цього проводиться тонке донавчання на цих паралельних даних з оптимізацією гіперпараметрів та перевіркою якості за допомогою метрик BLEU та ROUGE.

Аналогічний підхід може бути застосований у різних наукових галузях — від астрономії та кліматології до матеріалознавства та фармакології для адаптації перекладу під специфіку термінології та стилістики кожної дисципліни.

Стороннє публічне розповсюдження перекладених матеріалів можливе лише за письмовою згодою правовласників.

Дослідження частково підтримано фінансуванням НФДУ в рамках проєкту «Вирішення сучасних проблем хімії, біомедицини, фізики та матеріалознавства з використанням центру високопродуктивних обчислень і машинного навчання», реєстраційний номер заявки 2023.05/0024, (Конкурс «Дослідницькі інфраструктури для проведення передових наукових досліджень») та проєкту «Підвищення якості та безпеки при проведенні променевої терапії онкологічних захворювань і

рентгенодіагностики» за реєстраційним номером 2021.01/0211 (конкурс «Наука для безпеки та сталого розвитку України»).

- [1] Tesseract OCR Documentation. <https://tesseract-ocr.github.io/>
- [2] Django Project Documentation. <https://docs.djangoproject.com/en/5.2/>
- [3] Hugging Face Transformers
Guide. <https://huggingface.co/docs/transformers/en/index>
- [4] Hugging Face T5 Documentation.
https://huggingface.co/docs/transformers/en/model_doc/t5

REFLECTIONLESS METASURFACES: FROM TRANSVERSE-ELECTRIC BREWSTER EFFECT TO PERFECT ABSORPTION

Тимofii Shudra¹, Oksana Mankovska², Artem Hrinchenko³,
Oleh Yermakov^{3,4}

¹*School “Basis”, Kyiv, Ukraine*

²*Ivan Franko National University of Lviv, Lviv, Ukraine*

³*V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine*

⁴*Leibniz Institute of Photonic Technology, Jena, Germany*

e-mail: timofii@shudra@gmail.com

Brewster’s angle assumes the zero-reflection in transverse-magnetic (TM) polarization, in other words, it is the angle at which unpolarized light becomes linearly polarized in reflection, namely, transverse-electric (TE) polarized [1]. The Brewster-induced polarization control is widely used in photography, antireflective coatings, microscopy of monolayers, etc. The Brewster effect has long been associated with transverse-magnetic polarization. However, recent advances show that carefully designed nanostructures can affect the Brewster effect in both transverse-magnetic and transverse-electric (TE) polarizations [2,3]. This work explores how plasmonic metasurfaces can be engineered to control the TE Brewster angle, allowing for complete suppression of reflection at specific conditions. By developing an analytical model and supporting it with full-wave numerical simulations, we demonstrate how surface conductivity influences the Brewster angle and how it can be tuned for different applications.

Using Maxwell’s equations, Ohm’s law, and boundary conditions for the tangential components of electric and magnetic fields at the interface, we derive modified Fresnel equations that incorporate surface conductivity to describe the reflectance (R) and transmission (T) for TE-polarized light interacting with a two-dimensional conducting layer. We describe the metasurfaces via the two-dimensional (generally, anisotropic) surface admittance tensor obeying Drude-Lorentz model. The zero-reflection in TE polarization cannot occur at a conventional interface between dielectric materials but can be observed when a surface conductivity term is introduced. Numerical simulations confirm our analytical predictions, showing that by carefully designing the surface properties of a metasurface, one can completely eliminate reflection for TE polarization. Namely, we derive two operational regimes of reflectionless metasurfaces: the generalized TE Brewster phenomenon ($R = 0, T \neq 0$) and the perfect absorption ($R = 0, T = 0$).

The ability to manipulate the Brewster angle in TE polarization opens new opportunities for flat optical and photonic polarization devices. The potential applications

include polarization transformers, optical isolators, antireflection coatings and biodetectors.

The authors would like to thank the Ukrainian Optical and Photonic Society, the SPIE and Optica student chapters in the V. N. Karazin Kharkiv National University for the organization and support of the scientific projects for the high-school students.

- [1] A. Lakhtakia, *Opt. News* 15(6), 14 (1989).
- [2] X. Lin et al., *Phys. Rev. A* 94(2), 023836 (2016).
- [3] O. Yermakov, *Phys. Rev. A* 109(3), L031502 (2024).

ОСОБЛИВОСТІ МАС-СПЕКТРОМЕТРІЇ ТАУРИНУ В ГАЗОВІЙ ФАЗІ

О.В. Папц, А.М. Завілопуло, Є.Ю. Ремета

*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород
e-mail: rappalex13@gmail.com*

Метою дослідження було встановлення порогових закономірностей взаємодії повільних моноенергетичних електронів з молекулами таурину. Таурин (2-аміноетансульфонова кислота) — це умовно незамінна амінокислота, яка відіграє важливу роль у багатьох фізіологічних процесах, зокрема в регуляції осмотичного балансу, антиоксидантному захисті та модуляції іонних потоків у клітинах. Він не входить до складу білків, але наявний у вільному стані у тканинах ссавців, особливо в серці, мозку та сітківці ока [1].

Експеримент проведено на установці з монопольним мас-спектрометром, що дозволяє в єдиних умовах отримувати як мас-спектри, так і функції іонізації та дисоціативної іонізації. Установка включала вакуумну камеру з турбомолекулярною помпою (500 л/с), джерело молекулярного пучка (кут 90° до електронного пучка) та систему напуску досліджуваного газу за допомогою СНА-2. Робочий тиск становив $8 \cdot 10^{-5}$ Па. Калібровку шкали енергій виконували за іонізаційними кривими Хе, H_2O та N_2 , потенціали іонізації визначено за алгоритмом Маркуардта-Левенберга [2].

Енергетичні залежності перерізів іонізації та дисоціативної іонізації отримано у діапазоні 5–30 еВ з акцентом на порогові значення для окремих фрагментів. На рис.1 зображено отриманий при температурі 336 К мас-спектр.

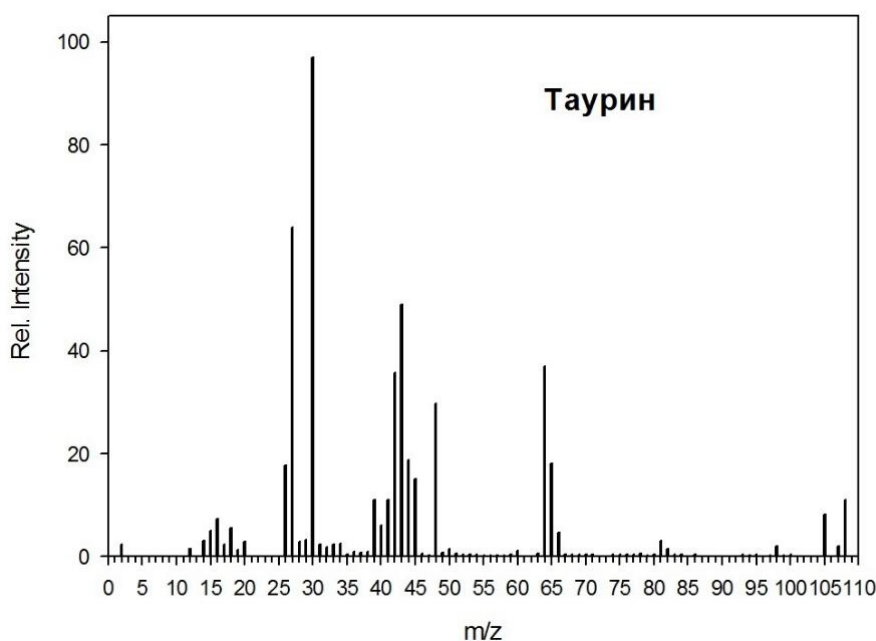


Рис.1. Мас-спектр таурину при $T=336$ К.

У процесі роботи було ідентифіковано процеси утворення основних іонних фрагментів мас- спектра, отримані енергетичні залежності 19 іонів-фрагментів, за якими визначені енергії появи, та повний відносний переріз іонізації молекули $C_2H_7NO_3S$.

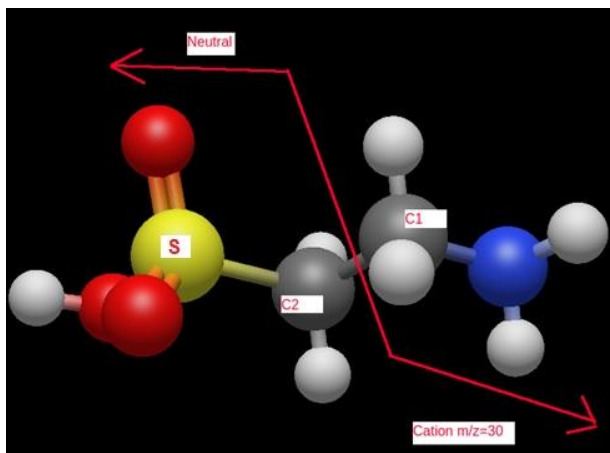


Рис.2. 3D вигляд молекули таурину з основним каналом дисоціації.

Іонізація неспареної пари електронів атома азоту призводить до появи в мас-спектрі іона $CH_2NH_2^+$ ($m/z = 30$). Утворення цього іона відбувається через основний канал дисоціації за рахунок розриву зв'язку між атомами вуглецю C1-C2, як показано на рис.2.

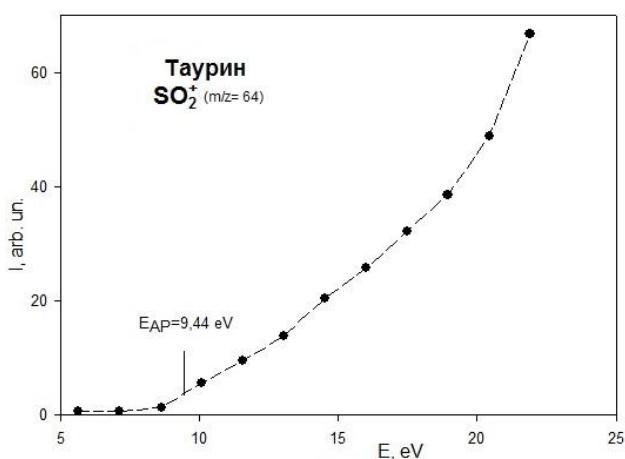


Рис.3. Енергетична залежність іона-фрагмента SO_2^+ .

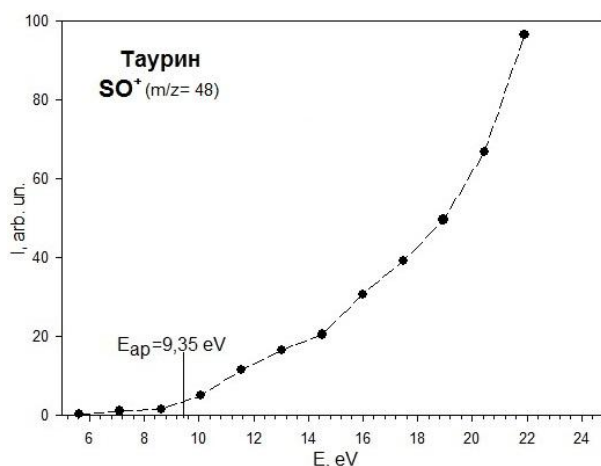


Рис.4. Енергетична залежність іона-фрагмента SO^+ .

Сульфогрупа ($-SO_2H$), збагачена електронною густиною за рахунок атомів кисню, є типовим центром для іонізації (див. рис. 2). Полярна природа зв'язку C-S через електронегативність сірки робить його менш стабільним порівняно зі зв'язками сірка-кисень. Тому на мас-спектрі спостерігаються іони $m/z = 48$ (SO^+), та

$m/z = 64$ (SO_2^+). Наявність у мас-спектрі іона масою $m/z = 43$ свідчить про утворення нейтрального фрагменту сірнистої кислоти (H_2SO_3). Остання надзвичайно нестійка у газовій фазі та швидко, спонтанно розпадається на воду і діоксид сірки (SO_2^+). Даний процес може бути підтверджено наявністю невеличкого плато на кривій появи іонного фрагмента $m/z = 48$ (рис.4).

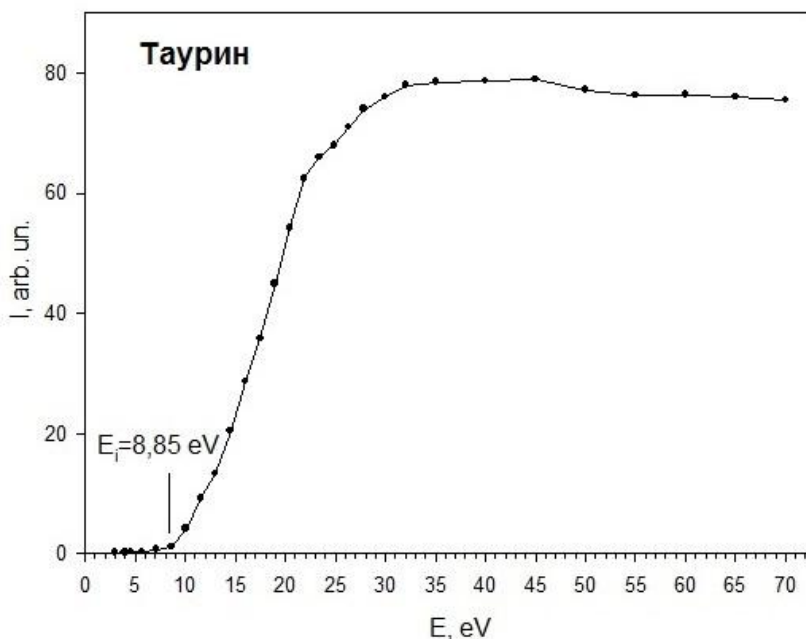


Рис. 5. Енергетична залежність повного перерізу іонізації молекули $\text{C}_2\text{H}_7\text{NO}_3\text{S}$.

При відключених потенціалах на електродах вимірювався повний (сумарний) струм позитивних іонів на колектор. Змінюючи енергію іонізуючих електронів отримали енергетичну залежність повного відносного перерізу утворення позитивних іонів у діапазоні енергій електронів 5–70 еВ.

Таким чином, нами вперше отримана енергетична залежність повного перерізу іонізації молекули таурину та визначено потенціал іонізації (рис. 5). Як видно переріз зростає стрімко в інтервалі енергій 10–19 еВ, далі повільно виходить на плато після 33 еВ.

[1] Ripps H., Shen W. Review: Taurine: A "very essential" amino acid. *Nutrients*, 2012, 4(9), 1161–1179. DOI: 10.3390/nu14071391

[2] A. N. Zavilopulo, E. A. Mironets, and A. S. Agafonova. An Upgraded Ion Source for a Mass Spectrometer. // *Instruments and Experimental Techniques*, 2012, 55, 1, 65–71. DOI: 10.1134/S0020441211060315

НАПІВПРОВІДНИКОВА БЕТА-СПЕКТРОМЕТРИЯ ^{90}Sr ТА ^{137}Cs

Г. Прокопюк, О. Жуков, І. Малюк, М. Стрільчук, В. Тришин

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

e-mail: gannaprok@gmail.com

Кращим методом вимірювання «чистих» бета-випромінюючих радіонуклідів є рідкосцинтиляційний метод, однак він потребує попереднього радіохімічного виділення.

В даній роботі ми пропонуємо простий експресний метод визначення активності ^{90}Sr у зразках чорнобильського походження. Цей метод базується на комбінації гамма-спектрометричного вимірювання активності ^{137}Cs у зразку та бета-спектрометричного визначення відношення активності $^{90}\text{Sr}/^{137}\text{Cs}$ у тому ж зразку за допомогою кремнієвого детектора, що дозволяє визначати активність ^{90}Sr без застосування складних та часозатратних процедур радіохімічного виділення.

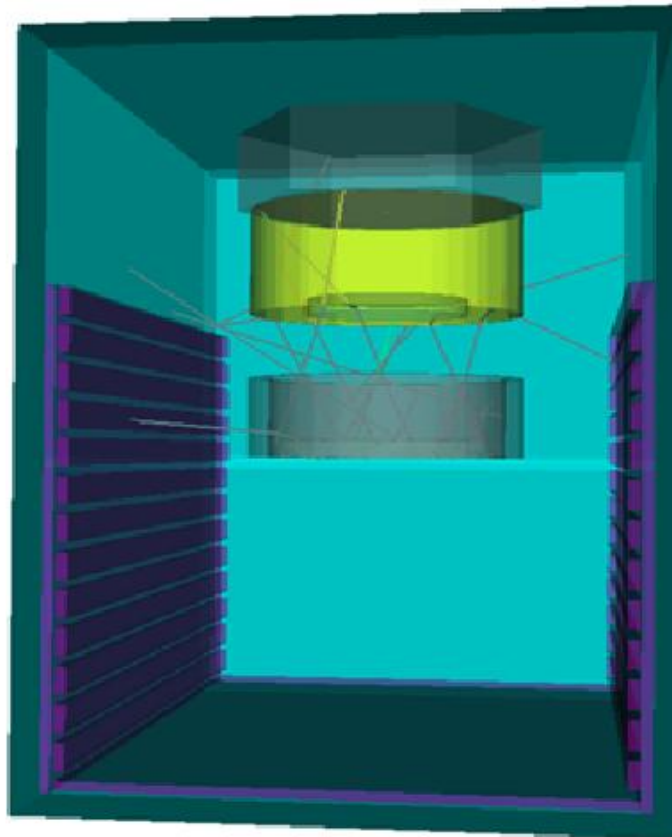


Рис.1. Модель бета-спектрометра

На базі напівпровідникового кремнієвого детектора ORTEC товщиною 2 мм, активною площею 300 мм^2 і модулів CANBERRA та ORTEC було створено бета-спектрометричну систему для ядерної експертизи та радіоекологічних вимірювань зразків чорнобильського походження.

З використанням бібліотек Geant4 v. 11.2 розроблено модель бета-спектрометра, як показано на рис. 1, яка описує кремнієвий детектор, геометрію та хімічний склад досліджуваного джерела. Модель враховує поглинання і розсіювання бета-частинок у джерелі та вимірювальній камері. Обробка бета-спектрів виконується програмою PhantomBeta за допомогою модельних спектрів, отриманих в Geant4, в якій підгоночними параметрами є активність джерела та невелике корегування нахилу калібрувальної кривої по енергії бета-часток. Для валідації моделі бета-спектрометра, програми обробки і запропонованого методу були проведені наступні дослідження:

- Вимірювання точкового гамма-спектрометричного калібрувального джерела ^{137}Cs , активна речовина якого знаходилась між поліетиленовими плівками товщиною 120 мкм, активністю 54200 ± 300 Бк. Отримане значення активності за допомогою модельного спектру становить: 53600 ± 600 Бк, що узгоджується в межах невизначестей з паспортним значенням.
- Вимірювання тонкого точкового джерела ^{137}Cs , активна частина якого покрита тонкою майларовою плівкою товщиною 6 мкм, яке було проведене для визначення енергетичної роздільної здатності детектора, що в подальшому використовувалась при генерації модельних спектрів. На рис. 2 представлено бета-спектр ^{137}Cs і його обробка. За результатами обробки конверсійних ліній було визначено роздільну здатність кремнієвого детектора.
- Вимірювання бета-спектрів зразків з добре відомими хімічним складом, густиною та товщиною (2 мм) – водних розчинів окремо ^{137}Cs та ^{90}Sr з подальшою обробкою однокомпонентних спектрів. Відношення визначених значень активностей $^{90}\text{Sr}/^{137}\text{Cs}$ в цих зразках становило величину – $1,05 \pm 0,03$.
- Вимірювання в тій же геометрії бета-спектра змішаного зразка, створеного з однакових аліквот вищезгаданих водних розчинів ^{137}Cs та ^{90}Sr , товщиною 2 мм. Отримане в результаті обробки двокомпонентного бета-спектру співвідношення становило величину – $1,04 \pm 0,03$, що свідчить про можливість визначення співвідношення ^{137}Cs та ^{90}Sr у невідомих зразках.
- Гамма-спектрометричні та бета-спектрометричні (з використанням запропонованого методу) вимірювання реального зразка чорнобильського походження масою 1,98 г на германієвому та кремнієвому детекторах відповідно. Визначена гамма-спектрометричним методом активність ^{137}Cs склала величину 960 ± 12 Бк. Бета-спектрометричні дослідження дали наступні значення активностей: ^{137}Cs – 975 ± 30 Бк та ^{90}Sr – 390 ± 25 Бк.

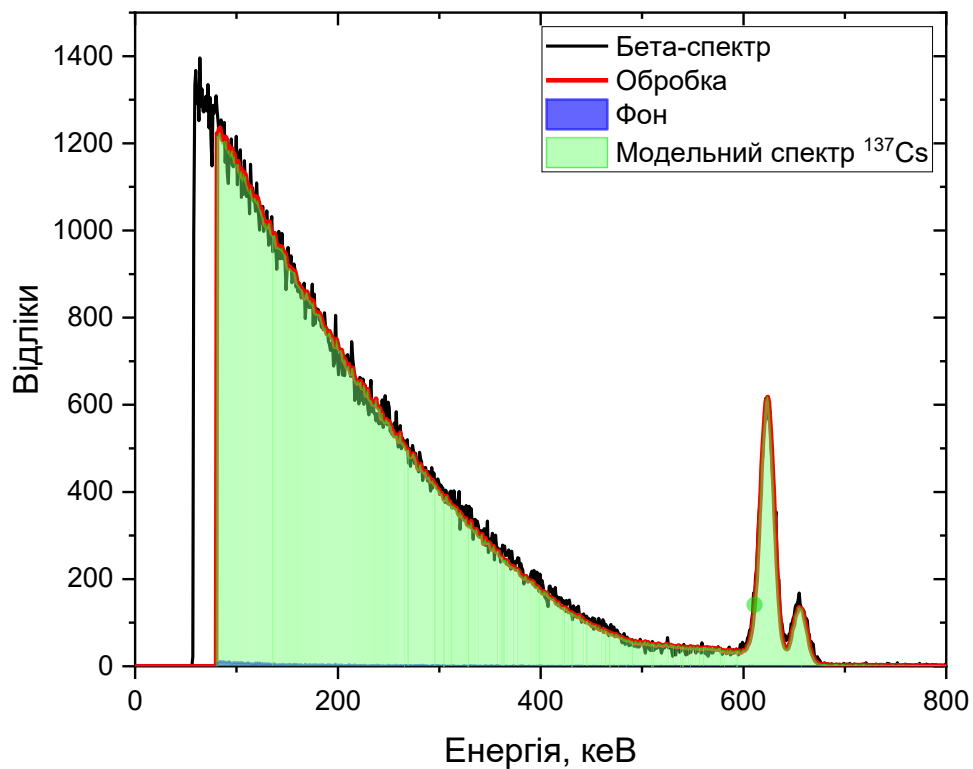


Рис 2. Спектр тонкого джерела ^{137}Cs .

Отримані результати мають практичне значення для задач ядерної криміналістичної експертизи та радіоекологічних досліджень.

Робота була виконана за підтримки проєктів УНТЦ 9915 та 9916.

DARK ENERGY-MATTER SECTOR: BRIEF HISTORY AND NEW HYPOTHESES

V.M. Simulik¹, I.M. Bigan², T.M. Zajac²

¹*Institute of Electron Physics, Nat. Acad. Sci. Ukr., Uzhhorod, Ukraine*

²*Uzhhorod National University, Dep. of Electronic Systems, Uzhhorod, Ukraine*
e-mail: bigan.ivan@student.uzhnu.edu.ua

The name "dark matter" (*matière obscure*) was put into consideration by Henri Poincaré in 1906. [1]. The decisive observations were made by astronomer Fritz Zwicky in 1930 [2] and after 40 years by V.C. Rubin [3, 4]. According to the last data the contribution of dark matter (DM) to the Universe is estimated at about 22 %.

If there is dark matter in the Universe, then there will also be dark energy. The dark energy (DE) is related to the accelerating expansion of the Universe, which is the experimental fact [5, 6]. For the discovery of the accelerating expansion of the Universe Saul Perlmutter, Brian P. Schmidt, and Adam Riess received the Nobel Prize in Physics in 2011. The contribution of DE to the Universe is 74 %.

Note that astronomy during whole its history put the problems for the physicists and mathematicians. Let us mention the revolution of Copernicus, three laws of Kepler, the theory of gravitation of Newton, telescope of Galileo, the discovery of Uranus, the calculation of Neptune, the problem with the orbit of Mercury and Hilbert–Einstein general relativity theory (GR), the conclusion of Friedman that the Universe must expand or collapse. Therefore, the situation that astronomy and cosmology put the questions for physicists is ordinary and has a long history.

As a first step theoreticians tried to modify the cosmological constant Λ (the energy density of vacuum) in GR [7]. In baryonic approach [8] the total mass of RAMBO (Robust Associations of Massive Barionic Objects), MACHO (Massive Compact Halo Objects) and neutrinos is too small in comparison with the mass of dark matter. Today the baryonic hypothesis is too weak and neutrinos belongs to weakly interacting massive particles (WIMP). Note the recent attempt to reanimate the baryonic hypothesis with the help of hyperons carrying spin 3/2. With the idea of WIMP the expensive experiments on direct detection of DM particles (DAMA/NaI, DAMA/LIBRA, CRESST, XENON and others) are hold.

The second believable attempts to explain the DE and DM is a physical field that fills all space and is described as an ideal incompressible liquid (so called *quintessence* or *phantom*).

We mark also the *DE and Mach's principle, Variation of physical constants, axions, warm inflation*, a suggestions of H.C. Steinacker [9], in which author recovered cosmological space–time as a solution, and the known physics should emerge from fluctuations on this background, *modification of Newtonian dynamics and gravity* (MOND and MONG) resulted in *TeVes (Tensor-Vector-Scalar gravity) model, a novel form of matter called ELKO* (the acronym of Eigenspinoren des Ladungskonjugations operators),

DM as *irreducible unitary representation of the inhomogeneous Lorentz group, fermionic dark matter-photon quantum interaction.*

We especially considered *Big Bang as a phase transition.*

Big Bang is the main point of the number of models, which describe the dark matter and dark energy on the basis of some phase transition [10–16].

The approach started from the ideas of [10], where the phase transitions and magnetic monopole production in the very early Universe were considered.

The author of [11] suggested the first-order QCD phase transition that occurred reversibly in the early Universe and would lead to a surprisingly rich cosmological scenario. Although observable consequences would not necessarily survive, it is at least conceivable that the phase transition would concentrate most of the quark excess in dense. Invisible quark nuggets, providing an explanation for the dark matter in terms of QCD effects only.

In the approach [12] a five-dimensional cosmological model, which suggested that the Universe began as a discontinuity in a scalar (Higgs-type) field, or alternatively as a conventional four-dimensional phase transition, was investigated.

Author of the paper [13] demonstrated that a large class of models with a composite dark sector went through a strong first-order phase transition in the early Universe, which could lead to a detectable gravitational wave signal.

In the paper [14] authors suggest that the Big Bang may be a result of the first-order phase transition driven by changing scalar curvature of the 4D space-time in the expanding cold Universe, filled with nonlinear scalar field and neutral matter with equation of state $p = \nu \epsilon$ (where p and ϵ are pressure and energy density of matter).

It had been argued [15] that a particular type of quantum-vacuum variable q could provide a solution to the main cosmological constant problem and possibly also gave a cold-dark-matter component. It was shown that the same q field may suggest a new interpretation of the Big Bang, namely as a quantum phase transition between topologically inequivalent vacua.

The paper [16] provided a conceptual history of phase transitions and the birth of early Universe particle physics.

Our own suggestions. In the publications [17, 18] (see also the review [19]) the dark energy and dark matter *were related to another Minkowski space* $M^*(1,3)$, which is considered as a subspace of the general 7-component space-time $M(1,6)$. The 8-component Dirac equation was derived in space-time $M(1,6)$ with one time coordinate and six space coordinates.

The interpretation of $R^3 \subset M^*(1,3)$ as the space, which generates the dark matter and dark energy, together with $R^3 \subset M(1,3)$, which is our well-known living (native) space is possible and interesting. Note that the time axe in $M^*(1,3)$ and in $M(1,3)$ is one and the same. Therefore, here the 8-component Dirac equation from the paper [17] coupled together these two possibly different space-time manifolds. The different relationships between the Dirac and the Maxwell equations presented in a number of our publications, see. e.g. [19, 20], guarantee that the Maxwell equations in the space-time $M(1,6)$ will be similarly well-defined.

Another hypothesis is the phase transition from the space-time $M(1,6)$ to the ordinary $M(1,3)$ and the generation of DEMS (dark energy-matter sector) in this process. The phase transitions [10–16] should be considered together with suggestion that Big Bang didn't exist at all in phase transition from the space-time $M(1,6)$ to the Minkowski space-time $M(1,3)$. Note that the Dirac-like equation [17, 18] with 7 space-time derivatives and 7 gamma matrices is considered in order to demonstrate the relationships between the $M(1,6)$ and corresponding geometric Clifford algebras. In press is the article of S.O. Omelchenko, containing useful attempt to develop the ideas of [10–20].

Brief conclusions. (i) The situation that we don't know what is the Universe is not new and periodically appears in the history of science. (ii) The big number of different approaches means that we don't know today the exact solution. (iii) On the other hand the big number of approaches may lead very soon to some local resolution of the situation. (iv) After the explanations what are the dark matter and the dark energy the Universe shall put the new problems and tasks for the Mankind.

Furthermore, the resolution of the problem under consideration may contribute to our understanding of the role of the Mankind in the Universe. Indeed, the Mankind influence for the Nature is evident. Therefore, the influence of well-developed another civilization for the whole Universe also may be possible. This influence may be the reason of DM and DE.

The investigation of DEMS is the main problem of modern physics and astronomy.

- [1] H. Poincaré, *Popular Astronomy* 14, 475 (1906).
- [2] F. Zwicky, *Helv. Phys. Acta* 6, 110 (1933).
- [3] V.C. Rubin, W.K. Ford, Jr., *Astrophys. J.* 159, 379 (1970).
- [4] V.C. Rubin, N. Thonnard, W.K. Ford, Jr., *Astrophys. J.* 225, L107 (1978).
- [5] A.G. Riess *et al*, *Astron. J.* 116, 1009 (1998).
- [6] S. Perlmutter *et al*, *Astrophys. J.* 517, 565 (1999).
- [7] P.J.E. Peebles, Bharat Ratra, *Rev. Mod. Phys.* 75, 559 (2003).
- [8] G. Bertone, *Rev. Mod. Phys.* 90, 045002 (2018).
- [9] H.C. Steinacker, *Phys. Lett. B.* 782, 176 (2018).
- [10] A.H. Guth, S.-H. H. Tye, *Phys. Rev. Lett.* 44, 631 (1980).
- [11] E. Witten, *Phys. Rev. D.* 30, 272 (1984).
- [12] T. Liko, P.S. Wesson, *Int. J. Mod. Phys. A.* 20, 2037 (2005).
- [13] P. Schwaller, *Phys. Rev. Lett.* 115, 181101 (2015).
- [14] E.A. Pashitskii, V.I. Pentegov, *Astron. Astrophys. Trans.* 30, 23 (2017).
- [15] F.R. Klinkhamer, G.E. Volovik, *Phys. Rev. D.* 105, 084066 (2022).
- [16] Adam Koberinski, *Studies in History and Philosophy* 105, 59 (2024).
- [17] V.M. Simulik, *Carpathian Math. Publ.* 15, 529 (2023).
- [18] V.M. Simulik, In *Materials of the International Conference (devoted to the Centennial Birthday Anniversary of Prof. Yu.M. Lomsadze)*, Uzhgorod 2024, p. 132–141.
- [19] V.M. Simulik, *J. Phys. A: Math. Theor.* 58, 053001 (2025).
- [20] V. Simulik, *Relativistic Quantum Mechanics and Field Theory of Arbitrary Spin* (Nova Science, New York, 2020) – 343 p.

RESOLUTION OF ULTRASOUND DOPPLER SYSTEMS USING COHERENT PLANE-WAVE COMPOUNDING

Evgen A. Barannik, Mykhailo O. Hrytsenko

*Department of Medical Physics and Biomedical Nanotechnologies, V.N. Karazin
Kharkiv National University 4 Svobody Sq., 61022, Kharkiv, Ukraine
e-mail:mykhailo.hrytsenko@student.karazin.ua*

Technological and computational advances have enabled high-resolution ultrasound imaging through synthetic aperture techniques, which coherently combine echoes from multiple angles for precise focusing and high frame rates [1]. Plane-wave compounding (PWC), widely used in Doppler imaging, elastography, and 3D ultrafast imaging, improves slow blood flow assessment and supports velocity vector and vessel wall analysis. While single plane-wave transmissions yield low-quality images, their coherent summation enhances results. Resolution is further improved using adaptive compounding, AI, beamforming, motion correction, multi-array systems, and curved arrays [2–4]. Building on earlier linear-phase models, this study accounts for nonlinearities in pulse envelopes to analyze system resolution. In previous theoretical studies [5] on the spectral characteristics of Doppler signals in ultrasound systems utilizing plane-wave compounding (PWC), the complex amplitude of the transmitted field $G_t(\vec{r}, t)$ and the complex sensitivity function of the receiver $G_r(\vec{r}, t)$ were introduced. These functions represent the transmission and reception fields in physical terms, including deviations from an ideal plane wave characterized by a constant wave vector \vec{k} , typically aligned with the x' -axis of the ultrasound field. This formulation proves particularly effective for describing conventional ultrasound systems. However, in PWC systems—where the insonification direction changes over time according to a time-varying wave vector $\vec{k}(t)$ — the temporal dependence of these functions becomes essential. In this context, it is more practical to use the direct wave fields for transmission $P'_t(\vec{r}, t)$ and reception, each modeled as a plane wave characterized by a wave vector $\vec{k}(t)$. Here, \vec{k} represents the time-averaged wave vector, oriented along the x' -axis. Following the methodology outlined in [6], the envelope of the transmitted pulses is assumed to be Gaussian.

The combined transmit–receive field can be expressed as:

$$P(\vec{r}, t) = P_0 e^{-2ik((l_0 - x') \cos \Phi + y' \sin \Phi)} e^{-\frac{2((l_0 - x') \cos \Phi + y' \sin \Phi)^2}{a^2}} g(z) \quad (2)$$

Here, $2a$ represents the pulse length along the x'' axis at the e^{-1} amplitude level, and the transformation between the coordinate systems (x'', y'') and (x', y') is taken into account.

Since the angles $\Phi(t) = \Omega t$ associated with the plane waves are small, the field $P(\vec{r}, t)$ is expanded using a Taylor series, retaining only the lower-order terms, including the quadratic ones. The dimensions and geometry of the measurement volume at the e^{-1} amplitude level can be derived from equation (1):

$$\frac{2(l_0 - x')^2}{a^2} + \frac{2y'^2}{a^2} - \frac{8(l_0 - x')^2 y'^2}{a^6 k^2} = 1. \tag{2}$$

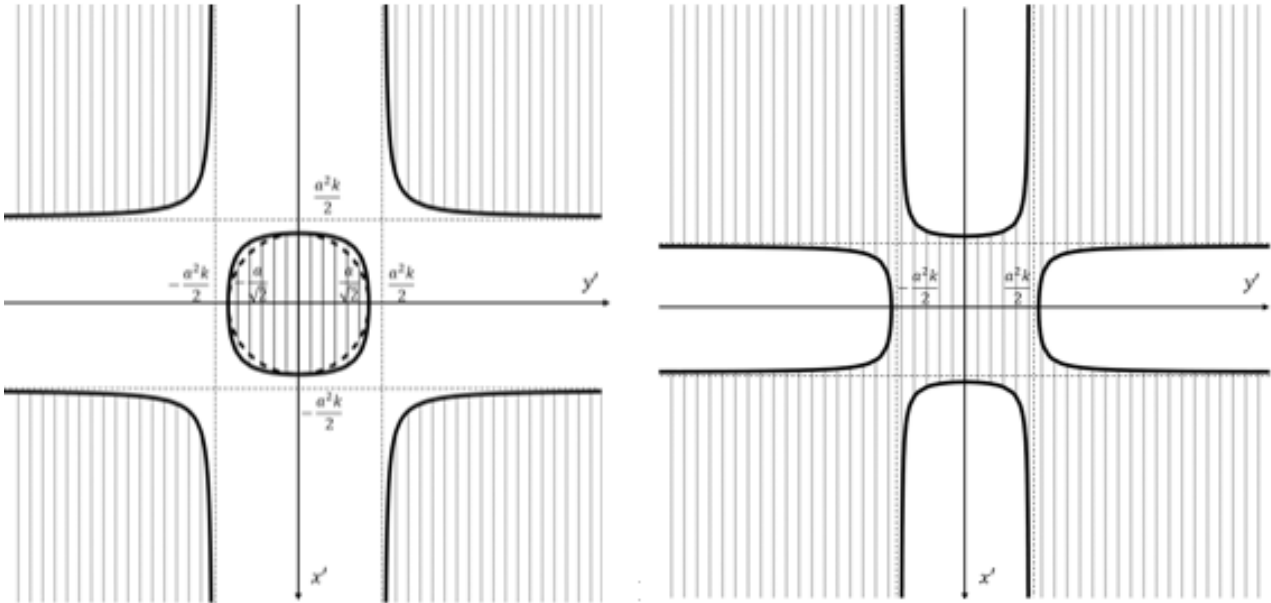


Figure 1. The central measurement volume (indicated with horizontal shading) and its boundaries—symmetric with respect to the x' and y' axes—are illustrated, along with additional non-physical solutions, represented by vertical branches and their corresponding asymptotes (left). On the right, the result is a non-physical, infinite measurement volume characterized by symmetric asymptotes.

Function (2) has zeros at $y' = \pm a/\sqrt{2}$, defining the measurement volume boundaries along the y' axis at $x' = l_0$ (Fig. 2, left). For $y' = 0$, the boundaries along the x' axis are $x' = l_0 \pm a/\sqrt{2}$. As shown, the measurement volume expands with increasing area. While the equation permits additional real solutions where both numerator and denominator are negative, these correspond to non-physical, unbounded volumes (Fig. 2, right). Including linear and quadratic deviations in transmission and reception alters the shape and volume - deviating from a spherical region - but leaves longitudinal and transverse dimensions unchanged. For realistic maximum inclination angles, these shape changes are minimal, so neglecting the dependence of the plane wave pulse envelope on small inclination angles is justified.

- [1]. M.H. Pedersen, K.L. Gammelmark, and J.A. Jensen, *Ultrasound Med. Biol.* **33**(1), 37-47 (2007). <https://doi.org/10.1016/j.ultrasmedbio.2006.07.041>
- [2]. K. Miura, H. Shidara, T. Ishii, K. Ito, T. Aoki, Y. Saijo, and J. Ohmiya, *Ultrasonics*, **145**, 107479 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2024.107479>
- [3]. N. Chennakeshava, B. Luijten, O. Drori, M. Mischi, Y.C. Eldar and R.J.G. van Sloun, “High Resolution Plane Wave Compounding Through Deep Proximal Learning,” in: *2020 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*, (Las Vegas, USA, 2020), pp. 1-4, <https://doi.org/10.1109/IUS46767.2020.9251399>
- [4]. Y. Xu, B. Li, J. Luo, X. Liu, and D. Ta, *AIP Advances*, **14**(6), 065001 (2024). <https://doi.org/10.1063/5.0201371>
- [5]. Barannik, E. A., & Hrytsenko, M. O. (2024). Spectra of Ultrasound Doppler Response Using Plane-Wave Compounding Technique. *East European Journal of Physics*, (1), 476-484. <https://doi.org/10.26565/2312-4334-2024-1-52>
- [6]. Barannik, E. A., & Hrytsenko, M. O. (2025). Ultrasound Doppler System’s Resolution Using Coherent Plane-Wave Compounding Technique. *East European Journal of Physics*, (1), 350-356. <https://doi.org/10.26565/2312-4334-2025-1-43>

ПОШУК ХОЛОДНОГО ПОДІЛУ НУКЛІДІВ ПЛУТОНІЮ І АМЕРИЦІЮ ЗА ДОПОМОГОЮ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРІЇ

І.С. Ключев, В.В. Кобичев, Д.В. Касперович

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ
e-mail: klyuyev218@gmail.com*

В роботі [1] було розроблено єдиний теоретичний підхід для моделювання процесів протонного випромінювання, кластерного розпаду, альфа-розпаду та холодного поділу ядер, а також зроблено ряд прогнозів щодо парціальних періодів напіврозпаду різних ізотопів, зокрема плутонію й америцію. Ми перевірили передбачення, зроблені в цій роботі, шляхом пошуку гамма-квантів від можливих каналів холодного поділу нуклідів плутонію і америцію.

Нами було використано дані міжнародної бази МАГАТЕ IDB [2], де містяться гамма-спектри, отримані з різними джерелами та детекторами. Для пошуку холодного поділу був обраний гамма-спектр з ідентифікатором id-1463, наданий Об'єднаним дослідницьким центром Європейської комісії в Карлсруе. Спектр був отриманий для сертифікованого зразка оксиду плутонію (PuO_2) масою 6,630 г за допомогою напівпровідникового германієвого детектора (відносна ефективність 54%). Склад ізотопів плутонію в зразку на час вимірювання (2015) був наступним: ^{238}Pu (0,0094at%), ^{239}Pu (93,584at%), ^{240}Pu (6,311at%), ^{241}Pu (0,0563at%), ^{242}Pu (0,0396at%). У зразку також містився ^{241}Am (0,263at%).

Пошук каналів холодного поділу $^{238,239,240,241,242}\text{Pu}$ та ^{241}Am здійснювався через ідентифікацію дочірніх нуклідів, які є нестабільними відносно бета-розпаду на збуджені рівні з випромінюванням гамма-квантів. Для аналізу гамма-спектрів виконано калібрування детектора за енергетичною шкалою та енергетичною роздільною здатністю з урахуванням асиметрії піків, а також моделювання ефективності реєстрації у піках повного поглинання методом Монте-Карло.

Моделювання ефективності реєстрації проведено за допомогою програми Simourg 1.5.0 [3], що є інтерфейсом до пакету Geant4 [4,5]. Верифікацію моделі виконано за відомими гамма-піками ізотопів плутонію в діапазоні енергій (59...1057) кеВ. У високоенергетичній частині гамма-спектру (від 1057 до 2930 кеВ) виконано пошук гамма-піків, що відповідають розпадам дочірніх радіонуклідів, які створюються в шуканих процесах.

З урахуванням розрахункової ефективності реєстрації, а також паспортного вмісту радіонуклідів у джерелі, встановлені попередні експериментальні нижні обмеження на парціальні періоди напіврозпаду нуклідів $^{238,239,240,241,242}\text{Pu}$ і ^{241}Am для різних каналів холодного поділу з чутливістю до 4×10^{19} років.

- [1] S. B. Duarte et al. At. Data Nucl. Data Tables 80 (2002) 235.
- [2] An International Database of Reference Gamma Spectra (IDB-v2024-01). IAEA. 2024. <https://nds.iaea.org/idb>
- [3] В.В.Кобичев. Програма SIMOURG для моделювання функцій відгуку гамма-детекторів з простою геометрією // Ядерна фізика та енергетика. – 2011. – Т. 12, № 3. – С. 301–306.
- [4] J. Allison et al. Geant4 Developments and Applications // IEEE Trans. Nucl. Sci. 53 (2006) 270–278.
- [5] S. Agostinelli et al., Geant4 – A Simulation Toolkit // Nucl. Instrum. Meth. A 506 (2003) 250–303.

ББК В 3Г (4Укр – 4Зак), М 58
УДК 539.1

«**Міжнародна конференція молодих учених та аспірантів ІЕФ-2025**» - Ужгород,
Інститут електронної фізики НАН України, 2025. – 172 с.

ISBN 978-617-8127-59-6

Науково-інформаційне видання

ЗБІРНИК МАТЕРІАЛІВ КОНФЕРЕНЦІЇ ІЕФ-2025

Укладачі:

Є.В. Олейніков, доктор філософії
В.І. Роман, кандидат фіз.-мат. наук

Відповідальні за випуск:

А.М. Завілопуло, д. ф.-м.н.,
Т.Ю. Попик, к. ф.-м. н.

Матеріали подано в авторській редакції

Оригінал-макет: В.І. Роман
Обкладинка: В.І. Роман

Інститут електронної фізики НАН України
88017 м. Ужгород, вул. Університетська, 21
тел.: (0312) 64-72-52



Здано до складання 23.05.2025. Підписано до друку 02.06.2025.
Формат 60x84/16. Гарнітура Times New Roman.
Друк циф. Ум. Друк. 6,8. Обл.-вид. Арк. 10,05
З оригінал-макетів замовника.
Наклад 100 примірників. Замовлення № 17

Видавництво «ФОП Сабов А.М.»
м. Ужгород, вул. Університетська, 21/220
Тел.: 099-315-00-93

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 4815 від 25.02.2015 р.
Друк: ФОП Сабов А.М., тел.: 099-315-00-93

