

## **Тези доповідей з ядерної фізики**

### **ПОЛУКЛАССИЧЕСКАЯ ФУНКЦИЯ ОТКЛИКА ДЛЯ ПАРНЫХ ВИБРАЦИЙ В ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ**

**В. И. Абросимов<sup>1</sup>, Д. М. Бринк<sup>2</sup>, Ф. Матера<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> *Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

<sup>2</sup> *Оксфордский университет, Оксфорд, Великобритания*

<sup>3</sup> *Национальный институт ядерной физики, Флоренция, Италия*

Для изучения коллективных парных возбуждений в конечных ферми-системах используются полуклассические уравнения движения зависящей от времени теории Хартри-Фока-Боголюбова. Рассмотрен линейный отклик системы на внешнее поле, которое вызывает изменение действительной части парного поля (энергетической щели). Получены аналитические выражения для функции отклика в нулевом приближении и с учетом самосогласованных изменений парного поля (функция отклика для парных вибраций). Проведены численные расчеты функции отклика для простой модели, в которой ядро представляется как система нуклонов в сферической полости, характеризуемой параметрами (размер, плотность, энергетическая щель) типичными для тяжелых ядер. Найдено, что коллективная функция отклика имеет резонанс при частоте в области удвоенной энергетической щели, который представляет собой монополярные парные вибрации в тяжелых ядрах.

### **ПОТЕНЦІАЛИ ЯДЕРНОЇ ВЗАЄМОДІЇ ДЕЙТРОНІВ З ВАЖКИМИ ЯДРАМИ В МОДЕЛІ ОДНОКРАТНОЇ ЗГОРТКИ**

**О. В. Бабак, В. П. Вербицкий, О. Д. Григоренко**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Київ*

Дослідження взаємодії дейтронів з атомними ядрами показали суттєвий вплив поляризованості та розвалу цих частинок на формування перерізів пружного розсіяння при підбар'єрних енергіях. Було зроблено припущення, що не дивлячись на те, що класичні кулонівські точки повороту дейтрона за вказаних енергій знаходяться далеко за областю ядерної взаємодії, поляризація дейтрона електричним полем ядра призводить до того, що нейтрон може проникати під бар'єр, де на нього діють ядерні сили. Зроблено опис цього процесу шляхом конструювання потенціалу взаємодії дейтрона з ядром в моделі однократної згортки. Потенціали взаємодії окремих нуклонів дейтрона з мішенню згортали-ся разом з густинами розподілу матерії дейтрона, які розраховувалися на основі розвинутої раніше адиабатичної теорії, що враховує можливість поляризованості та розвалу дейтрона у зовнішньому кулонівському полі.

Входячи з загального тричастинкового рівняння, що описує взаємодію дейтрона з ядром мішенню у адіабатичному наближенні для повної хвильової функції в координатах  $\vec{r}_p$  та  $\vec{r}$  було одержано таке рівняння:

$$\left[ E - \hat{K}_{r_p} - \bar{V}_n(r_p) - V_C(r_p) \right] \chi_d(\vec{r}_p) = 0,$$

де  $\vec{r}_p$  – радіус вектор протона;  $\vec{r}$  – внутрішня координата дейтрона;  $E$  – енергія дейтрона у системі центра мас,  $\bar{V}_n(r_p) = \langle \varphi(\vec{r}_p, \vec{r}) | V_n(|\vec{r}_p + \vec{r}|) | \varphi(\vec{r}_p, \vec{r}) \rangle$  – потенціал взаємодії нейтрона з ядром мішенню в моделі однократної згортки [1];  $\hat{K}_{r_p}$  – оператор кінетичної енергії;  $V_C(r_p)$  – кулонівський потенціал;  $\chi_d(\vec{r}_p)$  – хвильова функція відносного руху дейтрона. В якості  $\varphi(\vec{r}_p, \vec{r})$  для розрахунків вибиралась або функція основного стану  $\varphi_0(r)$ , або функція поляризованого стану слабкозв'язаної частинки, наближений аналітичний вираз для якої одержано в роботі [2].

Показано, що поляризація суттєво впливає на характер ядерної взаємодії дейтрона з ядрами. Одержані ядерні потенціали мають більші радіуси дії і помітні величини навіть у суттєво периферійній області.

1. Nishida Y. // Progr. Theoret. Phys. - 1958. - Vol. 19, No. 4. - P. 389 - 403.
2. Вербицький В.П., Жукалюк Л.Я., Теренецький К.О. // Ядерна фізика та енергетика. - 2001. - № 3(5). - С. 24 - 29.

## **ВИКОРИСТАННЯ ЛАВИННИХ ФОТОДЕТЕКТОРІВ У РЕЖИМІ ГЕЙГЕРА В ЯДЕРНІЙ ФІЗИЦІ, МЕДИЧНІЙ ФІЗИЦІ ТА ФВЕ**

**О. А. Безшийко**

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка*

За останні роки бурхливо почала розвиватися область кремнієвих лавинних багатопіксельних фотодетекторів, які працюють в режимі лічильника Гейгера. Такі фотодетектори показують вже зараз кращі характеристики по більшості параметрів в порівнянні з вакуумними ФЕП і складають серйозну конкуренцію ФЕП на основі мікроканальних пластин. При цьому в недалекій перспективі, виходячи із стандартних технологій виготовлення напівпровідникових елементів можна очікувати різкого зниження цін на такі системи. Також такі фотодетектори конструктивно набагато більш зручні, ніж вакуумні ФЕП. Їх розвиток виявився дуже вчасним для ефективного використання в часопрольотних ФЕП (TOF PET).

Лавинні фотодетектори на основі кремнію відомі досить давно і достатньо широко використовуються, вони мають малий коефіцієнт підсилення і не при-

датні для реєстрації однофотонних сигналів. Ще в 60-ті роки минулого сторіччя було розроблено лавинні фотодетектори, які працювали в режимі Гейгера – вище напруги пробою (ГЛФД). Такі системи визначають тільки факт наявності попадання квантів світла, не визначаючи їх кількість. Системи мають високий шумовий фон, достатньо великий мертвий час, що разом з великим фоном блокує детектор більшу частину часу. Для зменшення фону детекторів площею, помітно більшою за  $\text{мм}^2$  необхідно їх охолоджувати, або використовувати «активне гасіння». Вирішення всіх цих проблем виявилось достатньо простим (але не очевидним). Необхідно розділити ГЛФД на багато маленьких комірок (менше 100 мікрометрів), які з'єднані паралельно і мають кожна окремо свій резистор для гасіння розряду. Такі системи виявилися дуже ефективними і мали великий потенціал розвитку. Вперше їх запропонували російські вчені в другій половині 80-х років минулого століття. Після цього почався бурхливий період їх розвитку, вони випускаються під різними назвами (в залежності від виробника) - MRS APD, MAPD, SiPM, SSPM, SPM, G-APD, MPPC, PPD, DAPD. SiPM - silicon photomultiplier, кремнієвий фотопомножувач, як часто називають лавинні фотодіоди, які працюють у режимі Гейгера.

У роботі проведено огляд основних характеристик кремнієвих фотопомножувачів, короткий історичний огляд, сучасний стан розвитку та показано високу ефективність використання SiPM в різних областях ядерної фізики, ФВЕ, використання джерел іонізуючого випромінювання в медицині. Показується, що вже на даному етапі дослідження цих систем вони показують конкурентний рівень із класичними ФЕП на основі вакуумних приладів і навіть на основі мікроканальних пластин. При цьому такі системи на основі лавинних фотодіодів, які працюють в режимі Гейгера мають високий потенціал для подальшого розвитку.

## **ОЦІНКА ЕФЕКТИВНОСТІ ВИКОРИСТАННЯ ТВЕРДОТІЛЬНИХ ТРЕКОВИХ ДЕТЕКТОРІВ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ З ВИЛЬОТОМ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК**

**О. А. Безшийко**

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка*

Використання фотоядерних реакцій для вивчення механізмів протікання реакцій та структури ядра має цілий ряд переваг і потенційно надає можливість отримувати унікальну інформацію, яку не можна отримати при використанні частинок у вхідному каналі – гамма-квант не вносить великого спіну, відсутня енергія зв'язку, яка заважає дослідженням при використанні частинок у вхідному каналі, можливе плавне регулювання енергії збудження, відсутнє кулонівське збудження ядра і кулонівський бар'єр. Також цікаву інформацію несуть фотоядерні реакції з вильотом заряджених частинок (протонів, альфа-частинок). На жаль такі реакції важко досліджувати для більшості ядер. З одної сторони використання класичної активаційної методики неможливе, оскільки

часто продукти реакцій – стабільні ядра. З іншої сторони, реєстрація заряджених продуктів реакцій прямо на пучку сильно ускладнюється великою інтенсивністю потоку гамма-квантів. Більшість детекторів, які прямо реєструють альфа-частинки чи протони не можуть працювати в умовах такого великого фону, або працюють в дуже обмеженому режимі. Спеціальні складні системи з тонкими вибивними мішенями та спеціальними магнітними сепараторами дуже складні у виготовленні, налаштуванні та мають суттєву вартість, при цьому і такі системи мають суттєві обмеження у використанні.

В роботі розглянуто можливість і проведено розрахунки з використанням пакету GEANT4 для оцінки ефективності застосування твердотільних трекових детекторів (ТТД) для дослідження характеристик фотоядерних реакцій із вильотом заряджених частинок. ТТД практично не чутливі до потоків гамма-квантів, з високою ефективністю реєструють альфа-частинки, а також можуть реєструвати і протони. Вибір оптимальних типів ТТД, формування найкращої геометрії вимірювань, оцінки можливих мінімальних рівнів детектування величин перерізів, обмеження по кутовим розподілам – ці та інші суміжні питання розглядаються в рамках представленого дослідження.

## ДОСЛІДЖЕННЯ НЕПРУЖНИХ ПРОЦЕСІВ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ ДЕЙТРОНІВ ІЗ ТРИТОНАМИ

**О. О. Белюскіна, В. І. Гранцев, В. В. Давидовський, К. К. Кісурін,  
С. Є. Омельчук, Ю. С. Рознюк, Б. А. Руденко, В. С. Семенов,  
Л. І. Слюсаренко, Б. Г. Стружко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

На циклотроні У-240 ІЯД НАН України при енергії дейтронів 36,9 МеВ досліджено реакції  $T(d, p)$  і  $T(d, d)dn$ . Експеримент виконано на Т-Ті- і Ті-мішенях. Спектри протонів і дейтронів із реакцій  $T(d, p)$  і  $T(d, d)dn$  визначалися шляхом вилучення зі спектрів, отриманих на Т-Ті-мішенях, спектрів із титанової мішені. Енергетичні та кутові розподіли кінцевих протонів і дейтронів отримано у діапазоні кутів  $15^{\circ} \leq \theta_{л.с.} \leq 52^{\circ}$ .

В енергетичних спектрах протонів із реакції  $T(d, p)$  спостерігається структура, характерною особливістю якої є наявність під малими кутами максимумів із різким правим краєм, що свідчить про імовірність перебігу реакції  $D + T \rightarrow {}^4\text{H}^* + p \rightarrow p + n + t$ . Перерізи в максимумах помітно зменшуються зі збільшенням кута вильоту протонів. Для кутів  $\theta_p > 20^{\circ}$  в спектрах протонів переважають широкі максимуми, що утворюються протонами з розщеплення налітаючих дейтронів.

В енергетичних розподілах дейтронів, на відміну від розподілів протонів, домінують лише неструктуровані максимуми. Інтенсивність в максимумах різко зменшується зі збільшенням кута розсіяння. Спектр формується в основному з дейтронів із реакції  $D + T \rightarrow d + d + n$ , тобто дейтронів віддачі та

дейтронів, що утворилися при розщепленні тритона. Кутові залежності перерізів реакцій  $T(d, p)$  і  $T(d, d)dn$  характеризуються швидким спаданням перерізу зі зростанням кута, що є типовим для прямих ядерних процесів.

Отримані енергетичні спектри та кутові розподіли кінцевих протонів і дейтронів теоретично досліджувалися за мікроскопічною дифракційною ядерною моделлю та за теорією резонансних процесів. Показано, що крім розглянутих у дифракційному наближенні квазівільних процесів із урахуванням взаємодії в кінцевому стані, помітну роль у реакціях  $T(d, p)$  відіграють також процеси народження проміжних станів – резонансів  ${}^4\text{H}^*$  і  ${}^4\text{He}^*$ , з урахуванням яких вдається задовільно описати енергетичні та кутові розподіли частинок, отримані в експерименті. Показано, що розраховані спектри протонів із реакцій  $T(d, p)$  кількісно узгоджуються з експериментом тільки з урахуванням народження двох проміжних резонансів  ${}^4\text{H}^*$ .

Спектри та кутові розподіли дейтронів із реакції  $T(d, d)nd$  задовільно описуються в дифракційному наближенні з урахуванням взаємодії в кінцевому стані та правильної асимптотики хвильових функцій ядер, що взаємодіють. Вклад процесів із утворенням резонансів при цьому досить малий. Згідно з розрахунками вклад розсіяних дейтронів під малими кутами є переважаючим (до 70 - 90 %).

## ПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ 27,4 МеВ ДЕЙТРОНІВ ТРИТОНАМИ

**О. О. Белюскіна, В. І. Гранцев, В. В. Давидовський,  
К. К. Кісурін, С. Є. Омельчук, Ю. С. Рознюк, Б. А. Руденко,  
В. С. Семенов, Л. І. Слюсаренко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України*

Наступна робота продовжує цикл робіт по вивченню процесів взаємодії частинок у малонуклонних системах, зокрема в системах  $D + D$  та  $D + T$ . Пружне розсіяння дейтронів тритонами експериментально досліджувалося тільки до енергій  $E_d \approx 14$  МеВ, та було продовжено нами при  $E_d = 36,9$  МеВ. Кутові розподіли пружного розсіяння дейтронів геліонами також малочисельні та обмежені енергією  $E_d = 39,9$  МеВ.

Аналіз енергетичної залежності кутових розподілів пружно розсіяних дейтронів тритонами та геліонами вказує на зміну структури кутових розподілів при енергіях  $E_d > 25$  МеВ як в області середніх, так і великих кутів. Існуючі малочисельні дані не дозволяють встановити закономірності. Експериментальні дані необхідні також для удосконалення теоретичних моделей. Зокрема, на проблему в описанні розподілів на великих кутах вказано авторами в дослідженнях, що проведені за методом резонуючих груп та за супермультіплетною потенційною моделлю.

Експериментально досліджено пружне  $dt$ - розсіяння при енергії  $E_d = 27,4$  МеВ на ізохронному циклотроні У-240 ІЯД НАН України. В експерименті використовувалися  $T\bar{T}$  і  $Ti$  – мішені. Досліджено спектри дейтронів та

тритонів із реакцій  $T(d, d)T$  і  $T(d, t)D$  у діапазоні кутів  $16 \leq \theta_{\text{л.с.}} \leq 60^\circ$ , що дозволило отримати диференціальні перерізи пружного розсіяння дейтронів на тритонах у більш широкому діапазоні:  $26,7^\circ \leq \theta_{\text{ц.м.}} \leq 148^\circ$ . Отримані кутові розподіли характеризуються різким зменшенням перерізу зі збільшенням кута розсіяння до  $\theta_{\text{ц.м.}} \approx 60^\circ$ , де спостерігається неглибокий мінімум. Другий, більш глибокий мінімум, знайдено під кутом  $\theta_{\text{ц.м.}} \approx 145^\circ$ . В області кутів  $60^\circ < \theta_{\text{ц.м.}} \leq 140^\circ$  спостерігається тенденція до зменшення перерізу в максимумі, що, практично, приводить до його зникнення при подальшому збільшенні енергії  $E_d$ .

Проведено аналіз кутового розподілу пружного розсіяння дейтронів на тритонах при енергії  $E_d = 27.4$  МеВ у межах мікроскопічної дифракційної моделі з урахуванням нуклонної структури ядер, що дозволило задовільно описати кутові розподіли в діапазоні основного максимуму ( $\theta_{\text{ц.м.}} \leq 60^\circ$ ). Кутові розподіли на кутах  $\theta_{\text{ц.м.}} > 60^\circ$  вдалося пояснити лише якісно, використовуючи феноменологічне квазікласичне наближення. Для опису перерізів на великих кутах необхідно використовувати інші моделі, що враховують структурні особливості ядер і обмінні процеси.

### ЗБУДЖЕННЯ ІЗОМЕРНИХ СТАНІВ У РЕАКЦІЇ ( $\Gamma, \Gamma'$ ) НА ІЗОТОПАХ $^{77}\text{Se}$ , $^{79}\text{Br}$ , $^{89}\text{Y}$ , $^{103}\text{Rh}$ , $^{107}\text{Ag}$ , $^{109}\text{Ag}$ , $^{111}\text{Cd}$ , $^{137}\text{Ba}$ , $^{179}\text{Hf}$ , $^{197}\text{Au}$ , $^{199}\text{Hg}$

**В. С. Бохінюк, В. І. Жаба, О. М. Парлаг, О. Г. Окунєв, О. М. Фрадкін**

*Ужгородський національний університет, Ужгород*

На гальмівному пучку мікротрона М-10 активаційною методикою поміряно абсолютні виходи ізомерів  $^{77}\text{Se}$ ,  $^{79}\text{Br}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{107}\text{Ag}$ ,  $^{109}\text{Ag}$ ,  $^{111}\text{Cd}$ ,  $^{137}\text{Ba}$ ,  $^{179}\text{Hf}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{199}\text{Hg}$ , що утворюються при непружному розсіянні гамма-квантів на вихідних ядрах. Виміри проведено в області енергій 4,5-9,6 МеВ з кроком 0,1 - 0,2 МеВ.

Використано зразки з природної суміші ізоотопів, тому для кожного досліджуваного ізотопу враховувався вклад конкуруючих реакцій.

Наведена активність реєструвалась сцинтиляційним спектрометром. Доза опромінення визначалась прохідною іонізаційною камерою, каліброваною по абсолютній алюмінієвій.

Відхилення від рівномірного ходу кривих виходу пов'язується зі збудженням ізомерних станів через високолежачі активаційні рівні. Аналіз кривих виходу на наявність зломів виявив їх при наступних енергіях:

$^{77}\text{Se}$ -6,3 МеВ;  $^{79}\text{Br}$ -4,6; 5,1; 7,6; 7,9; 8,6 МеВ;  $^{89}\text{Y}$ -7,9; 8,5 МеВ;  $^{103}\text{Rh}$ -7,7 МеВ;  $^{107}\text{Ag}$ -7,8; 8,5 МеВ;  $^{109}\text{Ag}$ -7,9 МеВ;  $^{111}\text{Cd}$ -7,3 МеВ;  $^{137}\text{Ba}$ -7,6; 8,55 МеВ;  $^{179}\text{Hf}$ -7,45; 8,1 МеВ;  $^{197}\text{Au}$ -4,8; 5,3; 7,6 МеВ;  $^{199}\text{Hg}$ -7,7 МеВ.

Розраховано інтегральні перерізи реакції ( $\gamma, \gamma'$ ) для вказаних ізомерів. Висловлено припущення, що активаційні рівні збуджуються в результаті однонуклонних переходів між підоболонками ядер.

**ЭФФЕКТЫ ПРОНИКНОВЕНИЯ  
В E1, E2-ЗАПРЕЩЕННЫХ ПЕРЕХОДАХ В  $^{120}\text{Sn}$**

**И. Н. Вишневский, С. С. Драпей, В. А. Желтоножский, А. Н. Саврасов**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Методами  $\gamma$ -спектроскопии измерены коэффициенты внутренней конверсии (КВК) заторможенных E1 и E2-переходов с энергиями 89 и 197 кеВ, соответственно.

Исследовался распад  $^{120}\text{Sb}$  на возбужденные состояния  $^{120}\text{Sn}$ .

Были измерены КВК на К-оболочке методом пиков суммирования в спектрах совпадений на антикомптоновском спектрометре.

Для измерения полных КВК с высокой точностью измерен одиночный спектр  $\gamma$ -лучей  $^{120}\text{Sb}$ . Для калибровки использовался специально приготовленный калибровочный источник  $^{182}\text{Tl}$ .

Нами были получены КВК для E1 и E2-переходов:

	$\alpha_{tot}^{экср}$	$\alpha_{tot}^{табл}$	$\alpha_K^{экср}$	$\alpha_{tot}^{табл}$
E1	0,277(13)	0,246	0,232(9)	0,213
E2	0,152(8)	0,147	0,136(7)	0,123

Проводится обсуждение полученных результатов

**ВИПРОМІНЮВАННЯ НЕЙТРОНІВ З ЯДЕР  $^9\text{Be}$   
ПІД ДІЄЮ ПОЗИТРОНІВ**

**І. М. Вишневський, В. О. Желтоножський,  
А. М. Саврасов, Є. П. Ровенських**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Київ*

Проведено дослідження впливу позитронів з неперервним енергетичним спектром і граничною енергією 4.15 МеВ на ядра  $^9\text{Be}$ . Джерелом позитронів були ядра протоннонадлишкового  $^{66}\text{Ga}$ , який напрацьовувався на прискорювачі У-120 в (p,n)-реакції на металічному цинку природного ізотопного складу при значенні енергії протонів 6.8 МеВ. Активність  $^{66}\text{Ga}$  після цього протягом 2 год опромінювала збірку, яка складалася з послідовно розташованих наступних речовин: берилій, парафін, індій. Після опромінення збірка розбиралась і наведена активність In вимірювалась на  $\gamma$ -спектрометрі, який змонтований на базі HPGe-детектора. В набраних  $\gamma$ -спектрах спостерігаються  $\gamma$ -піки, які супроводжують розпад  $^{116}\text{In}$  ( $T_{1/2} = 54$  хв.), що свідчить про появу нейтронів і викликану ними реакцію  $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116}\text{In}$ .

Був проведений також контрольний експеримент в котрому берилій

ЩОРІЧНА НАУКОВА КОНФЕРЕНЦІЯ ІЯД, 28 січня - 1 лютого 2013 р.

опромінювався лише  $\gamma$ -квантами. Інтенсивність  $\gamma$ -піків, які супроводжують розпад  $^{116}\text{In}$  при цьому значно нижча.

Проводиться аналіз, обговорення і порівняння отриманих даних з результатами роботи інших авторів.

### **ФОТОДІЛЕННЯ $^{235}\text{U}$**

**І. М. Вишневський, В. О. Желтоножський,  
А. М. Саврасов, Є. П. Ровенських**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Проведено дослідження продуктів фотоділення  $^{235}\text{U}$  при значенні граничної енергії гальмівного випромінювання  $E^{\text{TP}} = 17 \text{ MeV}$  в реакціях  $((\gamma, f) + (\gamma, pf))$ . Опромінення проводились на прискорювачі М-30 Ужгородського інституту електронної фізики. Набір  $\gamma$ -спектрів виконувався за допомогою спектрометрів зібраних на базі надчистих германієвих детекторів. Виміряні ізомерні відношення та середні кутові моменти для важких уламків ділення.

Проводиться аналіз, обговорення і порівняння отриманих даних з нашими попередніми результатами досліджень та з результатами роботи інших авторів.

### **АРХІТЕКТУРА ВИМІРЮВАЛЬНОЇ СИСТЕМИ ДЛЯ БАГАТОПАРАМЕТРИЧНИХ ЕКСПЕРИМЕНТІВ**

**А. П. Войтер, Ю. М. Павленко, М. І. Доронін,  
О. М. Ковальов, І. О. Мазний**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Розробка архітектури вимірювальної системи для багатопараметричних експериментів є першим етапом робіт з модернізації засобів та систем автоматизації досліджень ядерних реакцій на прискорювачах ІЯД НАН України. Основою для створення архітектури була узагальнена системна декомпозиція функцій, які виконуються вимірювальними системами за різними методиками. Елементи архітектури реалізують певні групи функцій системи, зокрема: амплітудного аналізу, аналізу часових інтервалів, функцій відбору подій, їх підрахунку, тощо.

Архітектура вимірювальної системи визначає перелік основних блоків ядерної електроніки, їх структуру, функції та взаємозв'язок, формати даних, інтерфейси та види вхідних та вихідних сигналів. Загалом вимірювальна система складається з базового блоку, блоку АЦП, блоку лічильників і блоку моніторного каналу, які об'єднані внутрішньою шиною даних і управління. Кожен із блоків має власну шину даних заданого формату, та відповідний



набір ліній управління. Вхідними сигналами вимірювальної системи є вісім аналогових імпульсних сигналів від спектрометричних підсилювачів, вісім аналогових імпульсних сигналів від швидких підсилювачів детекторної системи та один вхід від спектрометричного підсилювача моніторної системи. Вихід вимірювальної системи реалізований у вигляді мережевого інтерфейсу Ethernet та інтерфейсу USB для мережевого або локального підключення до системного комп'ютера.

Основними функціями базового блоку є:

- реєстрація факту події та присвоєння йому мітки часу (точка відліку – початок експерименту);
- визначення часових характеристик події  $T_{ij}$  (часовий спектр збігів);
- вироблення коду-ідентифікатора  $N_d$  пар телескопів, включених в схему збігів;
- збір даних і управління режимами роботи блоків по внутрішній шині системи;
- вирівнювання затримок між вимірювальними трактами детекторів телескопів;
- формування векторів подій в буферній пам'яті, наприклад, -  $E_i \Delta E_i E_j \Delta E_j T_{ij} N_d$  - для подвійних збігів,  $E_i \Delta E_i E_j \Delta E_j E_k \Delta E_k T_{ijk} N_d$  - для потрійних збігів;
- зв'язок з системним комп'ютером.

Блок АЦП призначений для перетворення сигналів від восьми спектрометричних підсилювачів (наприклад, чотирьох телескопів  $E-\Delta E$ ) в двійковий код амплітуди в режимі із стробуванням, або в безперервному режимі.

Відмінною рисою архітектури є те, що вона орієнтована на реалізацію з широким використанням програмованої логіки, що забезпечить максимальну інваріантність системи відносно тієї чи іншої методики вимірювань.

## **АНАЛІЗ МЕТОДИКИ ОТРИМАННЯ НАБОРУ УСЕРЕДНЕНИХ $\sigma_{tot}$ .**

**С. П. Волковецький, О. О. Грицай, В. А. Лібман**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Дана робота присвячена аналізу методики обробки експериментальних спектрів нейтронів модифікованих нейтронних пучків. Відмінність від традиційної методики фільтрованих пучків нейтронів полягає в наявності декількох близько розташованих квазімоноенергетичних ліній замість однієї. Склад базового та набір його модифікацій представлено в таблиці.

Назва фільтру	Компоненти, г/см <sup>2</sup>							
	<sup>10</sup> B	<sup>11</sup> B	Si	Ti	V	<sup>58</sup> Ni	<sup>54</sup> Fe	Al
Base	0.2	0.035	213.47	11.49	-	-	-	-
Mod. V	0.2	0.035	184.07	7.66	24.44	-	-	-
Mod. Ni	0.2	0.035	184.07	7.66	-	20.494	-	-
Mod. Fe	0.2	0.035	184.07	-	-	-	77.45	-
Mod. Al	0.2	0.035	213.47	-	-	-	-	10.0

Алгоритм обробки експериментальних спектрів умовно розділено на три етапи:

- Первинна обробка спектрів протонів віддачі (апаратних спектрів);
- Відновлення спектрів нейтронів;
- Отримання параметрів нейтронних ліній, визначення перерізу.

Процедури первинної обробки не відрізняються від процедур класичної методики фільтрованих пучків нейтронів. Аналіз проведено тільки для останніх двох пунктів.

Відновлення спектрів нейтронів вносить поправку, чим враховує особливості реєстрації нейтронів водневим лічильником. Це має особливе значення для розділення квазімоноенергетичних ліній. Для аналізу даних процедур проведено розрахункове відтворення експериментальних спектрів та обробка за даною методикою.

Отримання параметрів нейтронних ліній включає в себе підбір апроксимаційних функцій для отримання параметрів, які використовуються для визначення перерізу. Аналіз цього етапу проведено з використанням розрахункових нейтронних спектрів.

## ХВИЛЬОВА ФУНКЦІЯ І ПАРАМЕТРИ ДЕЙТРОНА

**І. І. Гайсак, В. І. Жаба**

*Ужгородський національний університет, Ужгород*

Розглянуто алгоритм побудови чисельного рішення крайової задачі для нерелятивістської потенціальної моделі дейтрона в конфігураційному та імпульсному представленні. Показано, що асимптотика  $S$ - і  $D$ - компонент хвильової функції визначається як орбітальним числом  $L$ , так і тензорною частиною потенціалу нуклон-нуклонної взаємодії. Побудовано алгоритм чисельного рішення системи зв'язаних рівнянь Шредінгера в конфігураційному просторі. Хвильова функція в імпульсному представленні знаходиться чисельною реалізацією інтегрального перетворення Ганкеля. Розраховані хвильові функції дейтрона в конфігураційному та імпульсному представленнях не містять надлишкових вузлів.

Порівнюються параметри дейтрона, отримані з допомогою хвильової функції в конфігураційному представленні для ряду потенціалів нуклон-

нуклонної взаємодії (радіус  $r_d$ , електричний квадрупольний момент  $Q_d$ , магнітний момент  $\mu_d$ , вклад D-стану  $P_D$ , асимптотичне відношення D/S  $\eta$ ).

Хвильова функція в імпульсному представленні протестована при розрахунках імпульсного розподілу нуклонів у дейтроні  $n_d$ , тензорні аналізуючі здатності  $T_{20}$ , та  $A_{yy}$  в процесах розвалу дейтрона. Результати, отримані для різних потенціалів, порівнюються з експериментом та іншими теоретичними розрахунками.

## ВПЛИВ ДИСКА, ЩО ОБЕРТАЄТЬСЯ НА ФОРМУ ГАМА-СПЕКТРА

**В. І. Гранцев, А. М. Саврасов, К. К. Кісурін, Ю. С. Рознюк**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Метою даної роботи є дослідження впливу диска, що обертається з високою кутовою швидкістю на невеликій відстані від вхідного вікна детектора, на форму гама-спектра і площі піків, котрі характеризують розпад  $^{60}\text{Co}$ . Вимірювання проводились за допомогою  $\gamma$ -спектрометра, зібраного на базі надчистого германієвого детектора з ефективністю реєстрації 30% порівняно з NaI(Tl) – детектором розмірами  $3'' \times 3''$  і енергетичною роздільною здатністю 2.2 keV на  $\gamma$ -лініях  $^{60}\text{Co}$ .

Калібрувальне джерело, яке містило ядра  $^{60}\text{Co}$  зі стандартного набору ОСГІ закріплювалось на вхідному вікні детектора впритул. Серії вимірювань тривалістю 50 с. проводились при обертанні диску за, проти годинникової стрілки та без обертання. Спостерігається систематична зміна площ піків при обертанні порівняно із нерухомим положенням диску, яка значно перевищує статистичну похибку експериментів. Також мають місце обрізання  $\gamma$ -спектрів та зміна форм піків при обертанні диску.

Проводиться обговорення отриманих результатів.

## УДОСКОНАЛЕННЯ АЛГОРИТМУ ОБЧИСЛЕННЯ НЕЙТРОННИХ ПЕРЕРІЗІВ ПРИ ВИКОРИСТАННІ МЕТОДУ ЗМІНИ СЕРЕДНЬОЇ ЕНЕРГІЇ ФІЛЬТРУ

**А. К. Гримало<sup>1</sup>, О. О. Грицай<sup>1</sup>, В. А. Пшеничний<sup>2</sup>**

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

<sup>2</sup> *Державний науково-інженерний центр систем контролю та аварійного реагування, Київ*

У відділі нейтронної фізики продовжується розробка та вдосконалення експериментальних методик для отримання набору повних нейтронних перерізів, які в подальшому планується використати для оцінки параметрів ізольованих резонансів в досліджуваному енергетичному інтервалі. Однією з таких мето-

дик є методика, заснована на використанні залежності енергії розсіяних нейтронів від кута розсіяння, названа нами методом зміни середньої енергії фільтру. Саме ця методика була застосована для отримання набору повних нейтронних перерізів  $^{52}\text{Cr}$  при енергіях нейтронів від 58,6 кеВ до 48,4 кеВ. Експериментальні вимірювання було проведено на фільтрованих пучках нейтронів горизонтального експериментального каналу ГЕК-8 реактора ВВР-М. В якості зразків-розсіювачів було використано вуглець та поліетилен.

Дана робота присвячена аналізу можливих джерел виникнення систематичних помилок та удосконаленню алгоритму обробки отриманих експериментальних величин. Аналіз ґрунтувався на результатах модельних розрахунків, проведених за допомогою програмного коду MCNP 4C. Порівняння експериментально отриманих спектрів та спектрів, отриманих з модельних розрахунків, дало змогу удосконалити алгоритм обробки експериментальних величин, а також показало які зміни бажано внести в експериментальну методику, щоб зменшити вплив різноманітних факторів на кінцевий результат.

## ПОШУК $\alpha$ -РОЗПАДУ $^{151}\text{Eu}$ НА ПЕРШІЙ ЗБУДЖЕНИЙ РІВЕНЬ $^{147}\text{Pm}$

**Ф. А. Даневич<sup>1</sup>, Е. Андреотті<sup>2</sup>, М. Хюльт<sup>2</sup>, Г. Маріссенс<sup>2</sup>,  
В. І. Третьяк<sup>1</sup>, А. Юксель<sup>2</sup>**

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

<sup>2</sup> *Інститут стандартних матеріалів та вимірювань*

*Об'єднаного дослідницького центру Європейської комісії, Гель, Бельгія*

Пошук альфа-розпаду  $^{151}\text{Eu}$  на перший збуджений рівень  $^{147}\text{Pm}$  ( $J^\pi = 5/2^+$ ,  $E = 91.1$  кеВ) був здійснений у підземній лабораторії HADES, розміщеній на глибині близько 500 м водного еквіваленту [1]. Зразок оксиду європію високого рівня чистоти масою 303 г вимірювався впродовж 2232.8 год за допомогою наднизькофонового напівпровідникового гамма-детектора із надчистого германію об'ємом  $40\text{ см}^3$  з високими енергетичною роздільною здатністю (ширина піка на половині висоти близько 0.75 кеВ на енергії гамма-квантів 91 кеВ) і ефективністю реєстрації гамма-квантів низьких енергій. Основний внесок в інтенсивність фону детектора зі зразком (приблизно на порядок величини вищий за інтенсивність фону, вимірюного без зразка впродовж 1654.7 год) дала радіоактивна забрудненість зразка радіоактивними ізотопами європію  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{154}\text{Eu}$ ,  $^{155}\text{Eu}$  та дочірніми нуклідами урану і торію. Шуканий ефект у спектрі накопиченому із зразком європію не спостережено. З аналізу даних встановлено нове обмеження на період напіврозпаду  $^{151}\text{Eu}$  на перший збуджений рівень  $^{147}\text{Pm}$   $T_{1/2} \geq 3.7 \times 10^{18}$  років з довірчою ймовірністю 68 % [2], у той час як розрахунки за різними моделями дають оцінки в межах  $7 \cdot 10^{18} - 10^{20}$  років. Обговорюються можливості підвищення чутливості експерименту до рівня теоретичних передбачень.

1. *Andreotti E. et al.* Status of underground radioactivity measurements in HADES // Proc. of the 3rd Int. Conf. NPAE-Kyiv2010 (Kyiv, Ukraine, June 7 - 12, 2010). - Kyiv, 2011. - P. 601.
2. *Danevich F.A. et al.* Search for  $\alpha$  decay of  $^{151}\text{Eu}$  to the first excited level of  $^{147}\text{Pm}$  using underground  $\gamma$ -ray spectrometry // Eur. Phys. J. . - 2012. - Vol. A48. - P. 157.

## КЛАСТЕРНИЙ РОЗПАД $^{242}\text{Cm} \rightarrow ^{34}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$ У БАГАТОВИМІРНИЙ МОДЕЛІ

**В. Ю. Денисов**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Кластерний розпад  $^{242}\text{Cm} \rightarrow ^{34}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$  досліджується у багатовимірній моделі. Колективними змінними, які описують кластерний розпад ядер у багатовимірній моделі, є відстань між центрами мас ядер  $R$  та еліпсоїдальна деформація кожного ядра  $\xi_1$  і  $\xi_2$  відповідно. Макроскопічний потенціал взаємодії ядер  $V(R, \xi_1, \xi_2)$  знайдено у модифікованому наближенні Томаса-Фермі з урахуванням усіх нелокальних членів до  $\hbar^4$  включно і з силами Скірма та Кулона. Також враховано оболонкові поправки.

Отримана потенційна поверхня має дві сідлові точки, які суттєво пов'язані з оболонковими поправками. Одна пов'язана з малими деформаціями кожного ядра, а інша - з великими. Траєкторія кластерного розпаду у багатовимірній моделі враховує динамічні деформації кожного ядра.

Знайдено, що для гідродинамічних безвихрових масових параметрів кластерний розпад іде крізь сідлову точку з великими деформаціями, у той час як для реалістичних значень масових параметрів кластерний розпад іде крізь сідлову точку з малими деформаціями.

Розрахунки періоду життя кластерного розпаду  $^{242}\text{Cm} \rightarrow ^{34}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$  у багатовимірній моделі узгоджуються з експериментальним значенням.

## ЗБУДЖЕННЯ ЯДЕР ЕЛЕКТРОННИМ ПЕРЕХОДОМ (NEET)

**О. Я. Дзюблик**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Детально розглянуто збудження ядер при електронних переходах, індукованих рентгенівськими променями. Аналіз робиться в рамках розвинутого автором методу, який поєднує квантову електродинаміку та теорію розсіяння. Дано пояснення зсуву краю NEET відносно краю поглинання рентгенівських променів, який спостерігався Кішімото при дослідженні збудження  $^{197}\text{Au}$  внаслідок електронного переходу між атомними оболонками  $M_1$  та  $K$ . Пока-

зано, що осциляції перерізу НЕЕТ виникають внаслідок інтерференції хвилі фотоелектрона та електронних хвиль, розсіяних сусідніми атомами кристалу.

Розглянуто також можливість НЕЕТ в ізомері  $16^+$  ядра  $^{178}\text{Hf}$  в околі  $L_3$  краю поглинання рентгенівських променів. Вважається, що ядро при поглинанні рентгенівського фотону переходить в проміжний стан  $15^-$ . З'ясовано, що прискорення розпаду цього ізомеру, яке спостерігалось Колінсом і др., має місце, якщо ядро гафнію при переході в проміжний стан  $15^-$  набуває неаксіальну форму. Оцінки показують, що проміжний стан розпадається мимо  $16^+$ , якщо існує на відстані приблизно 300 кеВ рівень  $13^-$ .

## **АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ИНТЕГРАЛОВ ПЕРЕКРЫТИЯ ДЛЯ АМПЛИТУДЫ МНОГОЧАСТИЧНОГО КУЛОНОВСКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ**

**А. П. Ильин**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

В различных вариантах метода связанных каналов реакций с дискретизацией континуума при расчете реакций с выходом нескольких заряженных частиц чтобы учесть кулоновские эффекты во внешней области приходится проводить численное интегрирование по большой (но ограниченной) области пространства. Поэтому для оценок таких эффектов желательно получить аналитические формулы. В данной работе разработан общий подход для получения аналитических приближений для амплитуд реакций прямого кулоновского расщепления лёгкого многокластерного ядра на три, четыре и больше заряженных частиц при рассеянии на тяжёлом ядре-мишени. Неупругие эффекты кулоновского возбуждения ядра-мишени не рассматриваются. Конкурирующими процессами могут быть реакции последовательной фрагментации налетающего ядра. В расчетах полных амплитуд таких реакций вклад кулоновского взаимодействия при фрагментации может быть определён при помощи результатов работы [1] автора. Пренебрегая взаимодействием между лёгкими продуктами реакции и применяя модель нулевого радиуса для произведения  $V\Phi$  функции связанного состояния, сначала амплитуду кулоновского развала приводим к однократному интегралу от произведения четырех волновых функций частиц в кулоновском поле ядра-мишени, который представляем в виде трехкратного контурного интеграла. Затем по аналогии записываем четырехкратный контурный интеграл, который соответствует развалу на 4 заряженные частицы. Далее, используя в отличие от работы [1] только одно инфинитизимальное дробнолинейное преобразование, приводим этот интеграл к шестикратной сумме от произведения четырех гипергеометрических функций Гаусса. Затем в результате редукции (обнуления пяти добавленных ранее параметров) получаем выражение для случая развала на три частицы, представленное в виде 4-х кратной суммы от произведения трех

ЩОРІЧНА НАУКОВА КОНФЕРЕНЦІЯ ІЯД, 28 січня - 1 лютого 2013 р.  
гипергеометрических функций Гаусса сходных по структуре с результатом работы [1].

1. *Ильин А.П.* // ТМФ. - 2006. - Т. 146. - С. 311.

## **ЦИФРОВА СИСТЕМА ВИМІРЮВАННЯ СТРУМУ ПУЧКА ЦИКЛОТРОНА У-240**

**О. М. Ковальов, А. П. Войтер, Е. О. Вальков, М. І. Доронін, А. І. Устїнов**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Вимірювання струму пучка циклотрона У-240 здійснюється сьогодні застарілим аналоговим способом і не може забезпечувати належну точність та повноту, оскільки аналогові прилади фіксують лише інтегральний показник струму. Сучасні цифрові технології надають можливість здійснювати такі вимірювання методами амплітудного аналізу значно точніше і визначати не лише інтегральне значення струму, але й амплітудні і ефективні його показники. З цією метою в рамках модернізації систем управління циклотрона У-240 створено цифрову систему вимірювання струму пучка.

Головним елементом цієї системи, який буде спільним і для інших систем управління, є промисловий контролер І-8831 з архітектурою РС та магістрально-модульною системою підключення функціональних модулів. Для вимірювання амплітудних параметрів струму пучка використовується модуль І-8017НВ, який здійснює амплітудно-цифрове перетворення імпульсної напруги, пропорційної струму в шунтуючому резисторі циліндра Фарадея. Для передачі статистичних даних вимірювання до комп'ютера пульту управління циклотрона використано інтегрований в контролер І-8831 мережевий інтерфейс Ethernet.

Для формування імпульсної напруги розроблено спеціальний ізольований підсилювач, функціональну схему якого складають блок захисту від стрибків високої напруги, інтегратор з постійною часу 10 мс, блок попереднього підсилення, фільтр Чебишева, блок основного підсилення, термокомпенсований формувач середньої точки та компенсатор початкового зміщення. Підсилювач здатний пропорційно перетворювати в напругу імпульсний струм пучка з періодом імпульсів 20 мс, шириною імпульсів 1 - 2 мс та частотою їх заповнення 14 мГц. Коефіцієнт відношення вихідної напруги до значення вимірюваного струму дорівнює 10.

<b>Основні характеристики підсилювача:</b>	<b>Основні характеристики I-8017HW:</b>
- вхідний діапазон струму: від +0,5 до +200 мкА;	- кількість аналогових входів: 8
- вихідна пропорційна напруга: від +0,05 до +10 В	- тип аналогових входів: диференційні (мВ, В або мА)
- похибка вимірювання в межах діапазону: 0,13 мкА	- вхідний діапазон за напругою: від +1,25 мВ до +10 В
- частота зрізу фільтра: 0,5 Гц	- частота дискретизації : 100К Гц
- напруга живлення: 24 В	- роздільна здатність: 14 біт
- споживана потужність: 0,1 Вт	- точність перетворення: 0.10 %
	- споживана потужність: 0,1 Вт

Усі функціональні модулі системи вимірювання струму, у тому числі й ізольований підсилювач, мають єдиний тип конструкції та закріплюються на монтажній DIN рейці типу омега.

## ГЕНЕРАТОР КОДІВ

**О. М. Ковальов, О. О. Гаврилов**

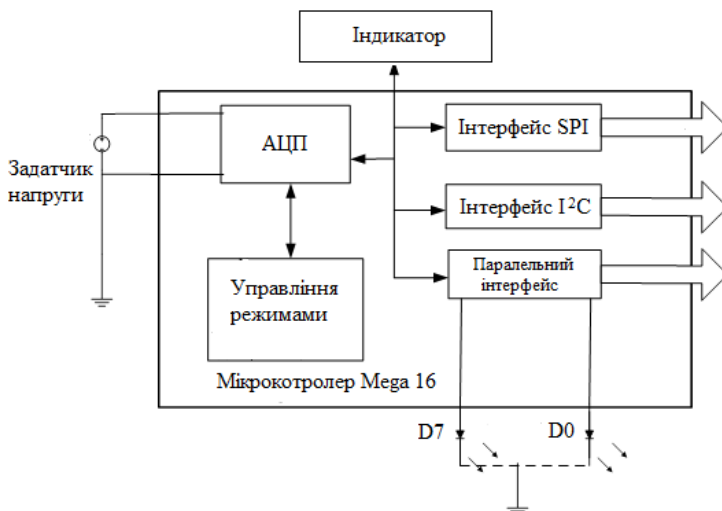
*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Складовою елементної бази сучасних блоків ядерної електроніки є мікросхеми та інші електронні компоненти з програмним управлінням їх режимами роботи та параметрами. Для забезпечення прийому кодів управління та комунікації між мікросхемами електронні компоненти мають вбудовані інтерфейси, найбільш поширеними з яких є I<sup>2</sup>C (Inter-Integrated Circuit) фірми Philips, та SPI (Serial Peripheral Interface, розроблений компанією Motorola).

В процесі налагодження блоків ядерної електроніки та при їх розробці існує потреба в джерелі кодів управління, яке б генерувало довільні значення кодів у форматах вказаних інтерфейсів. Для цього було розроблено генератор кодів на основі мікроконтролера Mega16 компанії Atmel. Структурна схема генератора кодів зображена на рисунку.

Контролер має інтегровані інтерфейси I2C та SPI, а також необхідний для генерації кодів амплітудно-цифровий перетворювач (АЦП). В якості задатчика коду використано регульоване джерело постійної напруги - багатооборотний цифровий потенціометр. АЦП забезпечує перетворення аналогового значення сигналу задатчика в цифровий код з діапазоном значень від 0 до 255 або від 0 до 999. Отриманий код передається на наявні інтерфейси у вигляді відповідного бінарного числа. Паралельно з цим код виводиться на індикатор для візуального контролю поточного значення.





У генераторі передбачено два режими роботи: однократна передача коду на інтерфейсі або циклічна, при цьому формат даних може мати розмір один або два байти.

## РОЗРОБКА СИСТЕМИ МОНІТОРИНГУ ПРОФІЛЮ І ПОЛОЖЕННЯ ПУЧКІВ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА БАЗІ ММД

**О. С. Ковальчук<sup>1</sup>, В. М. Пугач<sup>1</sup>, О. А. Федорович<sup>1</sup>, Д. І. Сторожик<sup>1</sup>,  
В. М. Міліція<sup>1</sup>, Г. Рем<sup>2</sup>**

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

<sup>2</sup> Diamond Light Source, Oxfordshire, United Kingdom

В ІЯД НАН України розроблено технологію виготовлення мікро-стріпових металевих детекторів (ММД). ММД товщиною біля 2 мкм спроможні реєструвати потоки іонізуючого випромінювання у широкому діапазоні енергій та інтенсивності. Особливостями ММД є їхня прозорість, радіаційна стійкість (>100 МГр), висока просторова роздільна здатність (до 2 мкм), унікальна технологія виробництва, низька робоча напруга (до 20 В), комерційно доступна зчитувальна електроніка.

На цей час розроблено та виготовлено ММД із кількістю стріпів від 16 до 1024 із кроком стріпів від 30 до 200 мікрон. У 2012 році виготовлено ММД зі змінним кроком стріпів - MMD32\_v (кількість стріпів - 32, відстань між стріпами від 2 до 300 мкм).

Представлено характеристики перших детекторних модулів на базі MMD32\_v, розроблених для фокусування мікро-пучків на синхротроні DLS

(Oxfordshire, Великобританія) а також попередні результати тестування мікростріпових детекторів на синхротронному пучкові. Проведені характеристичні дослідження 16-секторного металевого мікро-детектора на синхротронному пучкові (діаметр пучка - 100 мкм, енергія -  $10 \pm 20$  кеВ) на лінії В16 синхротрону DLS. Визначена чутливість детектора  $10^{-3}$  е/рн відповідає теоретичним розрахункам. Наведено аналіз позиційної чутливості різних груп секторів ММД в залежності від переміщення детектору відносно осі пучка.

Для зчитування даних з ММД вперше застосовано систему збору та обробки даних XDAS [1]. XDAS представляє собою модульну систему для широкого кола застосувань, пов'язаних зі скануванням рентгенівського випромінювання. Наводяться результати дослідження роботи XDAS з детекторними модулями ММД-12x12 та ММД-80 на прискорювачі ЕГП-10К ІЯД (Україна) та на установці швидкісного рентгеноструктурного аналізу Інституту проблем матеріалознавства (Україна).

1. <http://www.sens-tech.com>

## **ВПЛИВ ДИФУЗІЇ В ІМПУЛЬСНОМУ ПРОСТОРИ НА ПРОЦЕСИ РЕЛАКСАЦІЇ В ЯДЕРНІЙ ФЕРМІ-РІДИНІ**

**В. М. Коломієць, С. В. Лук'янов**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

У даній роботі розглянуто дифузійне наближення для опису процесів релаксації у ядерній Фермі-рідині. Встановлено залежність часу релаксації нуль-звукових збуджень ядра від мультипольності збурення поверхні Фермі. Отримано явний вираз для ядерного коефіцієнту дифузії в імпульсному просторі та досліджено процес релаксації збуджень типу частинка-дірка в краплині Фермі-рідини.

## **ЕФЕКТИ КРИВИЗНИ ТА ІЗОТОПІЧНОЇ АСИМЕТРІЇ В ПОВЕРХНЕВІЙ ЕНЕРГІЇ НЕЙТРОННО-НАДЛИШКОВИХ ЯДЕР**

**В. М. Коломієць, А. І. Санжур**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Відповідно до концепції Гібса - Толмена визначено еквімолярний радіус та пораховано поправку на кривизну до поверхневого натягу ядра в залежності від значення параметра ізотопічної асиметрії. Чисельні розрахунки проведено на основі поєднання розширеного наближення Томаса - Фермі з прямим варіаційним методом.

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

І. О. Корж, А. Д. Фурса

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

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

$$\psi^1 = \sqrt{1 - \eta^2} \psi_1 + \eta \psi_2;$$

$$\psi^2 = \sqrt{1 - \eta^2} \psi_2 - \eta \psi_1,$$

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

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

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

## АМПЛІТУДНА КАЛІБРОВКА ЗЧИТУВАЛЬНОГО ЧІПА n-XUTER 1.0

**В. В. Крилов<sup>1</sup>, Ю. Є. Сорокін<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup> *Київський Національний Університет імені Тараса Шевченка, Київ*

<sup>2</sup> *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

<sup>3</sup> *Франкфуртський Університет, Франкфурт-на-Майні, Німеччина*

n-XUTER – це 128-канальний зарядочутливий зчитувальний чіп, що дозволяє визначати як амплітуду сигналу, так і час його приходу. Завдяки своїй (майже унікальній) можливості працювати без тригера, високому коефіцієнту підсилення, здатності сприймати сигнали обох полярностей та високій пропускну здатності, n-XUTER застосовується для побудови прототипних модулів Кремнієвої Трекової Системи, Мюонного та Черенковського детекторів експерименту СВМ (Дармштадт, Німеччина), а також в інших проєктах в Дармштадті, Гайдельберзі та Дубні.

Для проведення амплітудної калібровки n-XUTER необхідно було згенерувати імпульси заряду дуже малої ( $\geq 3000 e^-$ ), і при цьому точно відомої (досягнуто точності 3 %) амплітуди. Для цього сходинку напруги від лабораторного генератора імпульсів було атенювано до рівня  $\Delta U \geq 1$  мВ та подано на вхід n-XUTER через конденсатор малої ємності ( $C = 1$  пФ) (інжектований заряд  $C \cdot \Delta U$ ). Складність роботи полягала в точному вимірюванні ємності  $C$ , мінімізації та забезпеченні незмінності паразитних ємностей, визначенні фактора атенюації сходинки напруги, перевірці впливу інших факторів та оцінці систематичних похибок. Також було приділено увагу мінімізації шуму.

Правильність калібровки та оцінки систематичних похибок підтверджено вимірами з іншим джерелом сигналу – планарним кремнієвим детектором, де сигнал збуджувався  $\gamma$ -випромінюванням <sup>241</sup>Am.

Основний внесок у похибку калібровки дає неоднорідність коефіцієнтів підсилення різних каналів.

Роботу виконано за підтримки NIC for FAIR, HGS-HiRe та H-QM.

## РОЗПОДІЛ ЕЛЕКТРОНІВ ЗА ЕНЕРГІЄЮ “В ПКУ НУЛЬОВОЇ ЕНЕРГІЇ”

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

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Проведене дослідження розподілу електронів близьконульової енергії ( $e_0$ -електронів), що вилітають з поверхні джерел при радіоактивному розпаді та при бомбардуванні мішені зарядженими  $\alpha$ - і  $\beta$ - частинками.

Спостереження за випромінюванням  $e_0$ -електронів, що складають пік

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

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

Показано, що отриманий розподіл  $e_0$ -електронів добре узгоджується з теоретичним, який випливає з опису його як ефекту струсу - це раптове збурення електричним зарядом, який виникає поблизу поверхні, що призводить до струсування слабкозв'язаних електронів з поверхні.

## ПЕРЕНОРМИРОВКА КОНСТАНТ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ЯДРАХ

А. А. Куртева

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Київ*

Бета-переходи на коллективные состояния ядер рассматривались как одночастичные в различных моделях: одночастичной оболочечной, деформированного атомного ядра, неаксиального деформированного ядра. Однофононные состояния учитывались в квазичастично-фононной и микроскопической квазичастично-фононной моделях. Рассчитанные в этих моделях приведенные вероятности для некоторых интенсивных бета-переходов отличались от экспериментальных на 1 - 2 порядка.

На основе динамической коллективной модели нами создан метод расчета приведенных вероятностей бета-переходов на возбужденные состояния нечетных ядер с учетом квазичастичных и многофононных (до 10 фононов) состояний и вакуумных флуктуаций квазичастиц [1]. Рассчитанные с помощью этого метода приведенные вероятности бета-переходов с интенсивностью > 10 % отличаются от экспериментальных на 0,02 - 0,4 порядка для разных ядер.

Около 30 лет считали (Бор О., Мотгельсон Б., Мигдал А.Б., Витман И.Д., Алхазов Г.Д.), что перенормировка констант слабого взаимодействия в ядрах

обумовлена впливом фермиевського і гамов-теллеровського резонансів, відповідно, вона повинна бути різною для різних ядер через значущі відмінності їх поверхонь Фермі.

Наші розрахунки бета-розпаду більш ніж 50 ядер з області  $31 < A < 231$  показали, що в разі хорошого опису спектроскопічних характеристик дочірніх ядер, ми отримуємо хороше описання наведених ймовірностей бета-переходів з однієї і тієї ж перенормировкою констант слабого взаємодіяння:

$$\left[ \frac{g_A}{g_V} \right]^{\text{exp}} = 0.343 \left[ \frac{g_A}{g_V} \right]^{\text{free}},$$

де  $g_A$  - константа аксіального слабого взаємодіяння;  $g_V$  - константа векторного слабого взаємодіяння;  $free$  - їх відношення для вільних нуклонів. Відповідно, вона не залежить від поверхонь Фермі ядер, а значить і від фермиевського і гамов-теллеровського резонансів. Причину перенормировки слід шукати в ненуклонних степенях вільності.

1. *Вшинецький І.Н., Куртєва А.А., Митрошин В.Е. і др. // ЯФ. - 1994. - Т. 57, № 1. - С. 17 - 33.*

## ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ТОНКИХ ПЛІВОК ТА ПОВЕРХНЕВИХ ШАРІВ МАТЕРІАЛІВ МЕТОДОМ ЗВОРОТНОГО РЕЗЕРФОРДІВСЬКОГО РОЗСІЯННЯ НА ТАНДЕМ-ГЕНЕРАТОРІ ЕГП-10К

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

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

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

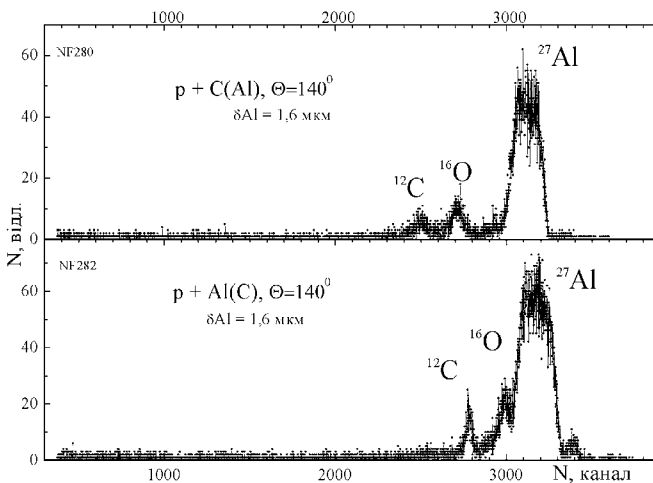
До реконструкції електростатичного генератора ЕГП-5 в тандем-генератор ЕГП-10К проводилися дослідження елементного складу та товщини тонких плівок і поверхневих шарів.

Такі роботи проводилися при енергіях прискорених протонів, що були в області мінімальних значень прискорювальної напруги електростатичного прискорювача до 1,5 МВ. При реконструкції прискорювача в тандем-генератор відповідні енергії пучка протонів та дейтронів зросли удвічі.

У 2012 р. досліджувалась якість проводки пучка, включаючи і проходження через аналізуючий магніт, при найменших можливих енергіях. Було досягнуто мінімальної енергії пучка протонів 1,84 МеВ при достатній його

величині для фізичних експериментів.

Важливим для тандемних прискорювачів є товщина і однорідність перезарядної фольги. На рисунку представлено зразки спектрів зворотного розсіяння протонів на комбінованій мішені, що представляла собою алюмінієву прокатану фольгу товщиною 1,6 мкм, на яку з водної поверхні «сплавлено» вуглецеву плівку, що виготовляється як перезарядна мішень. У верхній частині представлено спектр, коли мішень розвернута до пучка алюмінієм, а в нижній - вуглецевою плівкою.



Наявність на спектрі піка від кисню пов'язана з утримуванням молекул води між алюмінієвою і вуглецевою фольгою (в спектрах розсіяння в передні кути спостерігається пік пружного розсіяння водню на водні). З порівняння ширини піка від розсіяння протонів на алюмінії (товщина якого відома) з піком розсіяння на вуглеці та з урахуванням залежності іонізаційних втрат від заряду та масового числа, визначили, що товщина плівок вуглецю даної серії напилювання складає  $\sim 0,14$  мкм, що є достатньою величиною для прискорювача такого енергетичного діапазону.

## ЕКСПЕРИМЕНТ СВМ. КРЕМНІЄВА ТРЕКЕРНА СИСТЕМА ДЛЯ РЕКОНСТРУКЦІЇ ФІЗИЧНИХ ПОДІЙ

**А. О. Лиманець<sup>1,2</sup>, Я. В. Панасенко<sup>1</sup>**

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

<sup>2</sup> Університет Еберхарда і Карла, Тюбінген, Німеччина

Експеримент СВМ досліджуватиме фазову діаграму ядерної речовини в області помірних температур та високих баріонних густин за допомогою ба-

гатьох спостережувані величини адронної та лептонної природи, включаючи рідкісні сигнали. Ключовий детектор експерименту – кремнієва трекерна система (КТС) – матиме надлегкий дизайн для реконструкції треків із роздільною здатністю по імпульсу порядку 1 % та швидкістю роботи, що дозволяє реконструювати до 600 заряджених частинок на подію при зіткненні пучка із мішенню при типових енергіях 25 ГеВ/нуклон та інтенсивності взаємодії 10 МГц. Для цього необхідні радіаційно стійкі кремнієві сенсори, самотригерована зчитувальна електроніка та система збору і накопичення даних, керованою потоком даних.

У роботі представлені результати розробки прототипів компонентів для детекторного модуля КТС. Двосторонні кремнієві мікростріпові детектори розміром  $(1,5 \times 1,5) \text{ см}^2$  із  $2 \times 256$  стріпами із взаємно ортогональним розміщенням та кроком 50 мкм були охарактеризовані за допомогою процедур перевірки якості, опромінені реакторними нейтронами із коефіцієнтом жорсткості 0,9 до флюенсів  $10^{14}$  нейтр./ $\text{см}^2$  та протестовані на пучку протонів із енергією 2,5 МеВ у складі детекторного модуля. Було виготовлено повнорозмірний прототип кремнієвого мікростріпового сенсора із 1024 стріпами із кроком 58 мкм, орієнтованих під стереокутом  $\pm 7,5^\circ$ . Мікрокабель із багатшаровою структурою на основі полііміду із алюмінієвими доріжками забезпечує мінімальну кількість матеріалу для зменшення багатократного кулонівського розсіяння. Легкі підтримувальні структури із вуглецевого волокна утримуватимуть до 5 детекторних модулів, що включають зчитувальну електроніку, розміщену поза аксептеном детектора.

## КВАЗИКЛАСИЧНА ТЕОРІЯ ТРАНСПОРТНИХ КОЕФІЦІЕНТІВ ДЛЯ ПОВІЛЬНОГО РУХУ НУКЛОНІВ В ЯДРАХ

**О. Г. Магнер<sup>1</sup>, Я. П. Блоцкі<sup>2</sup>**

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

<sup>2</sup> *Національний центр ядерних досліджень, Отвоцк, Польща*

Багато задач колективної ядерної динаміки (реакцій поділу та зіткнень важких йонів) можна звести до руху незалежних нуклонів у середньому полі з різким залежним від часу краєм в рамках макроскопічно-мікроскопічної моделі. Значне спрощення досягається у квазікласичному траекторному наближенні Гуцвілера до квантового формалізму ядерного відгуку на періодичне зовнішнє поле з частотою  $\omega$ . Аналітично знайдені транспортні коефіцієнти колективної динаміки ядер, а саме масовий параметр  $B$  та коефіцієнт тертя  $\gamma$ , дозволяють обчислити середню швидкість зміни енергії ядра з часом  $\langle dE/dt \rangle = B\dot{\alpha}\ddot{\alpha} + \gamma\dot{\alpha}^2$  [1]. Тут  $\alpha(t)$  є параметром деформації при малих повільних коливаннях радіусу  $\delta R(t, \theta) \propto R\alpha(t)P_n[\cos(\theta)]$  потенціальної ями навколо сферичної форми радіуса  $R$ , які задаються розкладом по поліномам



Лежандра  $P_n$  з залежною від часу деформацією  $\alpha(t) = \alpha \cos(\omega t)$  та частотою коливань  $\omega$ ,  $\omega/\Omega$  і амплітуда  $\alpha$  малі ( $\Omega = v_F / R$ ,  $v_F$  є Фермі-швидкість нуклона). У доповіді досліджуються гладкі транспортні коефіцієнти в рамках квазікласичної теорії Гувцвідера.

Отримано аналітичні квазікласичні вирази для коефіцієнта тертя  $\gamma$  та масового параметру  $B$  в теорії Гувцвілера за допомогою розкладу функції Грина по класичним траєкторіям з урахуванням порушення сферичної симетрії при розмиканні їх початкових та кінцевих точок.

### Масовий параметр $B$ в одиницях безвихрового потоку $B_{irr}$

$kR \backslash n$	2	3	4	5	6	7	8	9	10
5	1.43	1.98	2.54	3.62	3.90	5.00	5.26	6.37	6.36
10	0.41	0.77	0.96	1.47	1.49	2.02	2.03	2.55	2.56
[1]		0.050		0.025		0.020		0.015	

З ростом мультипольності коливань  $n$  коефіцієнти тертя  $\gamma$  прямують до стінкового значення  $\gamma_{wf}$ , як і в [1]. Як показано в таблиці, див. [2, 3], масові параметри стають значно вище гідродинамічної величини безвихрового потоку  $B_{irr}$ , особливо для менших  $kR \sim A^{1/3}$  ( $k$  - хвильове число нуклонів при енергії Фермі,  $A$  - їх число у ядрі), на відміну від [1]. Показано суттєву різницю тертя та масового параметру, отриманих в даних роботах [2, 3], від знайдених у [1], особливо при квадрупольних коливаннях. Знайдені скінчені  $kR$ -залежності параметрів тертя та інерції, не використовуючи перевизначень розбіжних виразів [1].

1. *Koonin S.E., Randrup J.* // Nucl. Phys. - 1977. - Vol. A289. - P. 475.
2. *Blocki J.P., Magner A.G., Yatsyshyn I.S.* // Int. J. Mod. Phys. - 2012. - Vol. E21. - P. 1250034.
3. *Blocki J.P., Magner A.G.* // Physica Scripta, in press, 2013.

## КВАНТОВАЯ ДИНАМИКА ЭВОЛЮЦИИ ВСЕЛЕННОЙ НА РАННЕМ ЭТАПЕ И ПЛОТНОСТЬ, ЗАВИСЯЩАЯ ОТ СКОРОСТИ ЕЕ РАСШИРЕНИЯ

**С. П. Майданюк**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

В задачах рассеяния и столкновений в ядерной физике потенциалы взаимодействия на больших расстояниях стремятся к нулю, и поэтому в этой области практически одинаково успешно хорошо работают разные методы.

Однако, для решения задач излучения тормозных фотонов, которые сопровождают эти ядерные процессы, нужны методы, аккуратно определяющие волновые функции в дальних асимптотических областях и позволяющие с ними работать [1]. Отделить действительно работоспособные методы от подходов со значительными приближениями позволяют задачи квантовой космологии, где существуют аналогичные дифференциальные уравнение, а поведение потенциалов существенно отличается.

В данной работе исследован процесс формирования Вселенной и дальнейшего ее расширения на ранних этапах эволюции в метрике Фридмана-Робертсона-Уолкера в квантовом рассмотрении. Однако, как отмечалось в [2], в моделях с плоским пространством-временем не удастся сформировать потенциальный барьер (с привлечением моделей с обобщенным газом Чаплыгина, описывающих эволюцию темной энергии на ранней стадии). С целью разрешить эту проблему, в данной работе введен новый тип вещества, плотность которого зависит от скорости расширения Вселенной. Показано, что такой ввод в модель формирует барьер для плоской вселенной. Отдельное внимание уделено особенностям волновой функции, полученной в полностью квантовом подходе, для разных областей барьера и этапов эволюции. Показано резонансное влияние начального и граничных условий на проницаемость барьера (что не дают подходы Виленкина и Хокинга).

С целью выполнить сравнительный анализ, насколько быстро расширяется вселенная в разных моделях, введены квантовые определения скорости ее расширения и функции Хаббла. Эти понятия позволяют изучать динамику эволюции вселенной в квантовой космологии как в начальной стадии, так и в настоящее время. В частности, для разных значений энергии радиации продемонстрировано, как меняется скорость расширения с ростом масштабного фактора как для модели [3], так и для сценария с включенным новым типом вещества, плотность которого зависит от скорости расширения. Эта работа является дальнейшим развитием работы [3].

1. *Maydanyuk S.P.* Model for bremsstrahlung emission accompanying interactions between protons and nuclei from low energies up to intermediate energies: Role of magnetic emission // *Phys. Rev.* - 2012. - Vol. C86. - P. 014618; arXiv: 1203.1498.
2. *Beckwith A.W.* // *J. Mod. Phys.* - 2012. - Vol. 3. - P. 1285 - [open access].
3. *Maydanyuk S.P.* Resonant structure of space-time of early universe // *Europ. Phys. J. Plus.* - 2011. - Vol. 126. - P. 76; arXiv: 1005.5447.

## ТУННЕЛИРОВАНИЕ В ПОЛЯХ ДИРАКА: ПАРАДОКС КЛЕЙНА И ДРУГИЕ НЕОБЫЧНЫЕ ОСОБЕННОСТИ

С. П. Майданюк

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

В работе рассмотрен вопрос, что собой представляет туннелирование в полях Дирака: действительно ли оно соответствует общепринятому его понятию в квантовой механике или в чем-то отличается? В постановку задачи взят сферически-симметричный потенциал  $V(r)$ , имеющий барьер с высотой  $V_1$  и внутреннюю яму с глубиной  $V_0$ , и исследуется рассеяние частицы с массой  $m$  в его поле [1].

Чтобы выяснить поведение частицы в разных пространственных областях, диапазонах энергии  $E$  и значений массы  $m$ , выбрано направление свести эту задачу к иной задаче, где процесс туннелирования определяется линейным дифференциальным уравнением второго порядка, а его свойства и особенности полностью определяются поведением волновой функции и нами хорошо изучены.

С этой целью разработан формализм, который позволяет точно аналитически свести радиальное уравнение Дирака с произвольным радиальным потенциалом к уравнению, по своему виду в точности соответствующему одномерному уравнению Шредингера с неким новым потенциалом  $\bar{V}(r)$ , имеющим свои барьер и яму (начала этого подхода взяты из [2]). Обнаружено, что формы барьера и ямы существенно отличается от  $V_0$  и  $V_1$ , всецело определяемые выбранной энергией и значением массы. Показано, что проницаемость и отражением относительно части нового потенциала в барьерной области равны проницаемости и отражению оригинального барьера  $V(r)$ . В результате такого исследования выделены следующие зоны:

- при  $E > V_1 + m$  - естественное движение над барьером;
- при  $V_1 < E < V_1 + m$  - затухающее движение над барьером, по своим свойствам аналогичное туннелированию;
- при  $V_1 - m < E < V_1$  - естественное туннелирование под барьером;
- при  $E < V_1 - m$  - пролет сквозь барьер под ним, по свойствам аналогичный надбарьерному движению.

Особый интерес вызывает последняя зона, где проявляются такие особенности:

- с ростом высоты барьера  $V_1$  падает его проницаемость, т.е. сквозной пролет лишь усиливается (т.е. парадокс Клейна - это частный случай);
- ширина барьера практически не снижает его проницаемость, т.е. движение частицы под ним остается таким же сильным при неограниченном росте ширины барьера.

Предполагается, что эти результаты могут быть использованы в задачах столкновения протонов с ядрами и в качестве объяснения идеи испарения черными дырами, выдвинутой Хокингом.

1. *Petrillo V., Janner D.* Relativistic analysis of a wave packet interacting with a quantum-mechanical barrier // *Phys. Rev.* - 2003. - Vol. A67. - P. 012110.
2. *Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б.* Квантовая электродинамика. - М.: Наука, 1981. - 432 с.

## **ПОЗИЦІЙНО-ЧУТЛИВІ МІКРОДЕТЕКТОРИ ДЛЯ ДИФРАКТОМЕТРІЇ ШВИДКОПЛІННИХ ПРОЦЕСІВ**

**В. М. Міліція<sup>1</sup>, В. В. Бурдін<sup>3</sup>, Д. І. Денисюк<sup>1,2</sup>, М. Кемпбел<sup>4</sup>,  
О. С. Ковальчук<sup>1</sup>, К. Ллопарт<sup>4</sup>, Б. Мінаков<sup>3</sup>, О. Ю. Охріменко<sup>1</sup>,  
С. Поспішіл<sup>5</sup>, М. В. Пугач<sup>1,2</sup>, В. М. Пугач<sup>1</sup>, Д. Сторожик<sup>1</sup>,  
О. А. Федорович<sup>1</sup>**

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

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

<sup>3</sup> *Інститут проблем матеріалознавства НАН України, Київ*

<sup>4</sup> *ЦЕРН, Женева, Швейцарія*

<sup>5</sup> *Інститут експериментальної та прикладної фізики, Прага, Чехія*

Представлено результати тестування позиційно чутливих мікродетекторів рентгенівського випромінювання для дослідження швидкоплинних процесів фазових переходів. Дослідження просторових та часових характеристик прототипів різних мікродетекторів виконано на установці швидкісного рентгеноструктурного аналізу ІПМ НАН України [1]. Випробувано гібридні кремнієві мікропіксельні детектори на основі зчитувального мікрочіпа TimePix, мікροстріпові кремнієві детектори із системою зчитування даних на основі мікροчіпів VA-SCM3, а також, створені в ІЯД НАН України, мікρο-стріпові металеві детектори, сполучені із комерційною системою зчитування даних із мікродетекторів XDAS. Крок детекторів (близько 50 мкм) та швидка зчитувальна мікρο-електроніка вибрані для забезпечення необхідної просторової та часової роздільної здатності для вимірювання та відображення в реальному часі динаміки фазових перетворень в металах та їх сполуках при нагріванні та охолодженні. Товщина кремнієвих сенсорів становить 300 мкм, а металевих – 1 - 2 мкм. При часі експозицій від мілісекунди до секунди (в залежності від досліджуваної детекторної системи) з точністю біля 20 мікрон за допомогою автоматизованої програми обробки даних визначали положення дифракційних максимумів розсіяних рентгенівських квантів при нагріванні чи охолодженні металевих зразків в температурному діапазоні від 20 до 1200 градусів Цельсія. Зроблено висновок про відповідність характеристик наявних кремнієвих мікρο-детекторів

для цілей дифрактометрії швидкоплинних процесів. Економічно ефективною є система на основі мікро-стріпових детекторів, фізично досконалою - на основі мікропіксельних детекторів.

1. Бурдин В.В. и др. Заводская лаборатория. - 2006. - Т. 72, № 3. - С. 41 - 43.

## **КОРЕЛЬОВАНІСТЬ НАПРЯМКУ РУХУ ЕЛЕКТРОНІВ ОЖЕ З НАПРЯМКОМ РУХУ ЕЛЕКТРОНА ВНУТРІШНЬОЇ КОНВЕРСІЇ**

**М. Ф. Митрохович, В. Т. Купряшкін, Л. П. Сидоренко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Сильна корельованість напрямку руху електронів “струсу” і основної частинки ( $\beta^-$ -електрон, електрон внутрішньої конверсії) в напрямку вперед [1 - 3] і відсутність тої ж корельованості для  $\beta^+$ -розпаду [4], що пояснюється струмовими компонентами взаємодії заряджених часток, вказує на те, що така ж сильна корельованість повинна спостерігатись і в напрямках руху електронів Оже і електрона внутрішньої конверсії. Слід зауважити при цьому, що оже-випромінювання при заповненні дірок в атомній оболонці після внутрішньої конверсії є інтенсивним, що додатково вказує на важливість постановки і вирішення цієї важливої загально-фізичної кореляційної задачі.

На установці збігів  $\gamma$ -квантів з електронами, включаючи  $e_0$ -електрони вторинної електронної емісії, досліджена просторова кореляція електронів Оже М-серії з електронами внутрішньої конверсії при розпаді  $^{152}\text{Eu}$ . Електрони Оже реєструвались по  $e_0$ -електронам вторинної електронної емісії ( $\gamma_{\text{e}}\text{e}_0$ -збіги). Було встановлено, що електрони Оже М-серії (L- і K-серії, в очевидь, також), так як і електрони “струсу” при  $\beta^-$ -розпаді і внутрішній конверсії сильно корельовані по напрямку руху з основною частинкою (в даному разі з електроном внутрішньої конверсії сильно конвертованого переходу  $\gamma_{122} \text{ keV } E_2$ ), рухаючись разом з електроном конверсії в передню півсферу. Інтенсивність корельованого М-оже випромінювання в діапазоні 1000 - 1700 еВ набагато перевищує інтенсивність корельованого випромінювання електронів “струсу” від електронів внутрішньої конверсії, що складає не більше 16% загального ефекту, в тому ж діапазоні енергій.

1. *Mitrokhovich N.F.* Corelation  $\beta$ -particle with “shake off” electrons under  $\beta$ -decay  $^{152}\text{Eu}$  // Proc. Int. Conf. “Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy” (Kyiv, Ukraine, May 29 - June 03, 2006). - Kyiv, 2007. - P. 412 - 416.
2. *Mitrokhovich N.F., Kupryashkin V.T.* Correlation electron internal conversion with shake off electrons under  $\epsilon$ -decay  $^{152}\text{Eu}$  // Nuclear Physics and Atomic Energy. - 2007. - No. 1 (19). - P. 61 - 66.
3. *Mitrokhovich N.F.* Energy and correlation properties of “shake-of” electrons at

$\beta$ -decay // Nuclear Physics and Atomic Energy. - 2010. - Vol. 11, No. 2. - P. 136 - 140.

4. *Mitrokhovich N.F., Kupryashkin V.T., Sidorenko L.P.* Correlation researches of an outgoing directions "shake-off" electron and positron at  $\beta^+$ - decay // 4th Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy" (Kyiv, Ukraine, Sept. 3 - 7, 2012): Book of Abstracts. - Kyiv, 2012. - P. 79.

## ЕЛЕКТРОНИ ВНУТРІШНЬОЇ КОНВЕРСІЇ Г-ПЕРЕХОДУ З ЕНЕРГІЄЮ 362 кеВ В $^{165}\text{Ho}$

**М. Ф. Митрохович, А. П. Лашко, Т. М. Лашко, Л. П. Сидоренко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

При дослідженні конверсійного спектра  $^{165}\text{Dy}$  ( $T_{1/2} = 2,3$  год) нами було встановлено, що  $\gamma$ -перехід з енергією 362 кеВ між протонними станами  $K^\pi = 3/2^+ 3/2[411]$  та  $K^\pi = 7/2^- 7/2[523]$  в  $^{165}\text{Ho}$  має змішану ( $M2 + E3$ )-мультипольність [1]. В порівнянні з теоретичними оцінками одночастинкової моделі Вайскопфа,  $M2$ -компонент цього переходу загальмований ( $F_w(M2) \cong 12$ ) і для нього можливі аномалії в коефіцієнтах внутрішньої конверсії  $\gamma$ -променів, зумовлені ефектом проникнення. Ця обставина може суттєво вплинути на результати розрахунків величини параметра змішування  $\delta(E3/M2)$  на основі конверсійних даних і потребує додаткового вивчення.

З метою отримати більш точні дані про інтенсивності ліній електронів внутрішньої конверсії (ЕВК) цього  $\gamma$ -переходу на  $K$ - та  $L$ -підоболонках  $^{165}\text{Ho}$ , були проведені скрупульозні дослідження залежності ефективності реєстрації позиційно-чутливого детектора з мікроданальних пластин, розміщеного у фокальній площині  $\beta$ -спектрометра, від місця детектування. Отримані нові, уточнені значення інтенсивностей ліній ЕВК, які були проаналізовані з урахуванням ефекту внутрішньоядерної конверсії.

Визначена нами величина домішки  $E3$ -мультипольності відповідає ймовірності радіаційного переходу  $F_w(E3) \cong 0,02$ , що свідчить про її колективну природу і, можливо, про окупольну деформацію ядра  $^{165}\text{Ho}$ .

Ці дані та результати досліджень аналогічних протонних рівнів  $K^\pi = 3/2^+ 3/2[411]$  в ізотопах  $^{161}\text{Ho}$ ,  $^{163}\text{Ho}$  та  $^{167}\text{Ho}$  порівнюються з розрахунками структури неротаційних станів в рамках надтекучої моделі ядра з урахуванням взаємодії квазічастинок з вібраційними фононами [2].

1. *Митрохович Н.Ф., Сидоренко Л.П., Феоктистов А.И.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1991. - Т. 55. - С. 2154.
2. *Соловьев В.Г., Фогель П., Юнгклауссен Г.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1967. - Т. 31. - С. 518.

## ВЗАЄМОДІЯ ДЕЙТРОНІВ З ЛЕГКИМИ А-КЛАСТЕРНИМИ ЯДРАМИ

В. П. Михайлюк

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

На основі  $\alpha$ -кластерної моделі з дисперсією для ядер вуглецю та кисню і теорії багаторазового дифракційного розсіяння розраховано поляризаційні характеристики пружного розсіяння дейтронів з енергіями 400 і 700 МеВ ядрами  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$ .

При виконанні розрахунків застосовувалися два підходи. По-перше, при розрахунках ми використовували наближення «точкового» дейтрону, відповідно до якого багаторазова амплітуда  $d$ - $A$  розсіяння будувалася за допомогою амплітуд  $d$ - $\alpha$  розсіяння, отриманих шляхом підгонки експериментальних даних з  $d$ - $^{16}\text{O}$  розсіяння, а густини основних станів ядер  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$  розраховувалися на основі співвідношень, отриманих в  $\alpha$ -кластерній моделі з дисперсією [1]. У такому підході у використаній  $d$ - $\alpha$  амплітуді феноменологічно враховуються ефекти внутрішньої структури і ефекти зміни структурних властивостей («поляризуємість») дейтронів при їхній взаємодії з ядром-мішенню. По-друге, при виконанні розрахунків застосовувалася тричастинкова  $n + p + A$  дифракційна модель [2], в якій використовувались амплітуди розсіяння нуклонів ядрами  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$ , раніше отримані на основі ТБДР і  $\alpha$ -кластерної моделі з дисперсією [1].

Проведені розрахунки показують, що розраховані в обох підходах характеристики  $d$ - $^{12}\text{C}$  і  $d$ - $^{16}\text{O}$  розсіяння в основному узгоджуються з наявними експериментальними даними, особливо при енергії 700 МеВ. Для енергії 400 МеВ розбіжності між результатами розрахунків і експериментальними даними збільшуються. Така поведінка розрахованих характеристик розсіяння може бути пов'язана з тим, що зі зменшенням енергії частинок, що налітають, умови застосування дифракційного наближення можуть гірше виконуватися, а ефекти ядерної рефракції стають більш помітними. Крім того, використана в наближенні «точкового» дейтрону «елементарна» амплітуда розсіяння не враховує доданки, квадратичні по спіну дейтрона, а в  $n + p + A$  наближенні ми знехтували внеском  $D$ -хвилі у хвильову функцію основного стану дейтрона, що також може впливати на характер отриманих результатів при обох розглянутих енергіях.

1. *Бережной Ю.А., Михайлюк В.П.* Альфа-кластеризация в процессах рассеяния частиц и легких ядер ядрами // ЭЧАЯ - 2008. - Т. 39, Вып. 2. - С. 437 - 506.
2. *Berezhnaya Yu.A., Fedorchenko D.V., Mikhailyuk V.P., Pilipenko V.V.* Polarization phenomena in the intermediate energy elastic deuteron scattering from  $^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}$  nuclei // Eur. Phys. J. A. - 2012. - 48:4.

**РОЗРОБКА СЦИНТИЛЯЦІЙНОГО КРИСТАЛУ PbWO<sub>4</sub>  
З АРХЕОЛОГІЧНОГО СВИНЦЮ  
ДЛЯ НИЗЬКОФОНОВИХ ЕКСПЕРИМЕНТІВ**

**В. М. Мокіна<sup>1</sup>, Р. Бойко<sup>1</sup>, Ю. Я. Вострєцов<sup>2</sup>, Ф. А. Даневич<sup>1</sup>,  
В. Я. Дегода<sup>3</sup>, Х. Краус<sup>4</sup>, В. Б. Михайлик<sup>4</sup>, А. В. Рудь<sup>2</sup>, І. А. Тупіцина<sup>2</sup>,  
А. Г. Якубовська<sup>2</sup>**

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

<sup>2</sup> Інститут сцинтиляційних матеріалів НАН України, Харків

<sup>3</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

<sup>4</sup> Оксфордський університет, Оксфорд, Великобританія

Сцинтиляційні кристали вольфрамату свинцю (PbWO<sub>4</sub>) є перспективним матеріалом для експериментів з пошуку подвійного бета-розпаду та темної матерії [1, 2]. Головною складністю у використанні даного сцинтилятора є наявність радіоактивного ізотопу <sup>210</sup>Pb. Метою роботи було отримання низькофонових сцинтиляційних кристалів PbWO<sub>4</sub> з високими оптичними властивостями із археологічного свинцю. Монокристали PbWO<sub>4</sub> вирощувалися методом Чохральського із шихти, виготовленої методом твердофазного синтезу із оксидів вольфраму та глибоко очищеного археологічного свинцю [3, 4]. У сцинтиляційного кристалу PbWO<sub>4</sub>, що був вирощений із шихти стехіометричного складу, спостерігався сильний фотохромний ефект, відсутній у кристалу, вирощеного з надлишком свинцю. Досліджено методи знебарвлення кристалів шляхом відпалювання, а також люмінесцентні властивості у діапазоні температур 325 - 7 К як при опроміненні рентгенівським випромінюванням, так і альфа-частинками. Показано перспективність використання отриманого кристалу як світловоду (для захисту від радіоактивності фотопомножувача) у експерименті з пошуку подвійного бета-розпаду <sup>106</sup>Cd за допомогою сцинтиляційного кристалу <sup>106</sup>CdWO<sub>4</sub>. Енергетична роздільна здатність (ширина піка на половині висоти) сцинтиляційного кристалу CdWO<sub>4</sub> розмірами Ø20×20 мм з використанням PbWO<sub>4</sub> розмірами Ø40 × 83 мм у якості світловоду становить 9.2 % (без світловоду 7.7 %) для гамма-лінії <sup>137</sup>Cs з енергією 662 кеВ з відносною амплітудою 65 %. Готуються вимірювання сцинтиляційного кристалу PbWO<sub>4</sub> розмірами Ø30×30 мм як криогенного сцинтиляційного болометра для оцінки радіоактивної чистоти матеріалу.

1. *Danevich F.A. et al.* Application of PbWO<sub>4</sub> crystal scintillators in experiment to search for 2β decay of <sup>116</sup>Cd // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. - 2006. - Vol. A556. - P. 259.
2. *Danevich F.A. et al.* Feasibility study of PbWO<sub>4</sub> and PbMoO<sub>4</sub> crystal scintillators for cryogenic rare events experiments // Nucl. Instr. Meth. . - 2010. - Vol. A622. - P. 608.



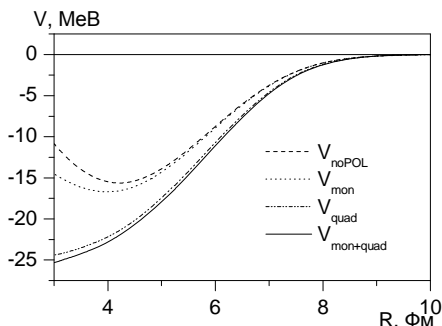
3. *Danevich F.A. et al.* Ancient Greek lead findings in Ukraine // Nucl. Instr. Meth. - 2009. - Vol. A603. - P. 328.
4. *Бойко Р.С. и др.* Глубокая очистка археологического свинца // Неорганические материалы. - 2011. - Т. 47. - С. 722.

## ВПЛИВ АНТИСИМЕТРИЗАЦІЇ ТА ПОЛЯРИЗАЦІЇ НА ПОТЕНЦІАЛ ЯДЕРНО-ЯДЕРНОЇ ВЗАЄМОДІЇ

**В. О. Нестеров**

*Институт ядерних досліджень НАН України, Київ*

Явища антисиметризації та поляризації атомних ядер вивчалися у підході густини енергії. Для отримання густини розподілу нуклонів та енергії систем  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  та  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  використовується двоцентрова оболонкова модель.



Потенціал взаємодії системи  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  в рамках двоцентрової оболонкової моделі без поляризації ( $V_{\text{noPOL}}$ ), з урахуванням лише монопольної поляризації ( $V_{\text{mon}}$ ), з урахуванням лише квадрупольної поляризації ( $V_{\text{quad}}$ ), з урахуванням монопольної та квадрупольної поляризацій ( $V_{\text{mon+quad}}$ ).

Розрахунки в рамках підходу густини енергії та двоцентрової моделі оболонок показали, що урахування антисиметризації між нуклонами ядер важливе для визначення потенціалу, інакше потенціал виходить значно більш глибоким. Урахування явища поляризації також дуже суттєво впливає на форму потенціалу взаємодії.

## СЕЧЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРАЛЬНОГО БОЗОНА ХИГГСА МССМ МОДЕЛИ В РЕАКЦИЯХ СЛИЯНИЯ ГЛЮОНОВ И В-КВАРКОВ С NNLO QCD РАСЧЕТАМИ

**Т. В. Обиход**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Посчитано сечение образования нейтрального бозона Хиггса МССМ модели  $\sigma(pp \rightarrow (b \cdot)h + X)$  при аннигиляции b-кварков с помощью NNLO QCD расчетов [1]. В рамках NNLO QCD подхода была найдена зависимость, как от масштаба факторизации, так и от масштаба ренормализации при

$\sqrt{s} = 7, 8$  ТєВ. С помощью компьютерной программы HIGLU [2] посчитано сечение образования нейтрального бозона Хиггса МССМ модели  $\sigma(pp \rightarrow (gg)h)$  в реакции слияния глюонов на LHC с  $\sqrt{s} = 7, 8, 14$  ТєВ включая NNLO коррекции к КХД. Результат для рассчитанной массы нейтрального бозона Хиггса МССМ модели находится в соответствии с последними экспериментальными данными, полученными на LHC.

1. *Harlander Robert V., Kilgore William B.* Higgs boson production in bottom quark fusion at next-to-next-to-leading order // Phys. Rev. - 2003. - Vol. D68. - P. 013001.
2. *Michael Spira*, HIGLU: A Program for the Calculation of the Total Higgs Production Cross Section at Hadron Colliders via Gluon Fusion including QCD Corrections, hep-ph/9510347.

## ТУНЕЛЮВАННЯ ЧАСТИНОК ЗІ СПІНОМ

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

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

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

У даній роботі розглядається тунелювання тотожних частинок крізь потенціальний прямокутний бар'єр та кулонівський бар'єр. Було досліджено тунелювання тотожних бозонів зі спіном 0 та тотожних ферміонів зі спіном 1/2. В результаті виконання цієї роботи, були отримані вирази для часів тунелювання для двох випадків, а також проаналізована їх енергетична залежність. Також проаналізовано ефект Хартмана у випадку тунелювання крізь потенціальний прямокутний бар'єр, в результаті показано існування ефекту Хартмана. Як прикладне застосування цієї моделі розраховано тунелювання двох альфа частинок крізь кулонівський бар'єр. В цій роботі вперше розглядається тунелювання частинок з урахуванням спіну.

## СИСТЕМА РАДІАЦІЙНОГО МОНИТОРИНГУ ЕКСПЕРИМЕНТУ ЛНСЬ: ДОСЛІДЖЕННЯ РАДІАЦІЙНИХ УШКОДЖЕНЬ ВНУТРІШНЬОГО ТРЕКЕРА

**О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач, В. М. Яковенко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Представлено дані по розподілу дози (200–800 Гр), поглиненої кремнієвими мікростріповими детекторами Внутрішнього Трекера експерименту ЛНСь [1] у 2012 р. в протон-протонних зіткненнях при енергії 8 ТєВ для інтегральної світимості  $2,2 \text{ фб}^{-1}$ . Наводяться характеристики Системи

Радіаційного Моніторингу (СРМ) [2], створеної в ІЯД НАН України для вимірювання та контролю за радіаційними навантаженнями Внутрішнього Трекера експерименту ЛHCб. СРМ базується на радіаційностійких Металевих Фольгових Детекторах (МФД) та спеціально розроблених чутливих зарядових інтеграторах [3]. СРМ забезпечує в реальному часі вимір потоків заряджених частинок (інтегральний потік за 2012 р.:  $(1 - 3) \cdot 10^{12}$  МІЧ/см<sup>2</sup>) із точки взаємодії IP-8 (експеримент ЛHCb) та радіаційного фону. Ці дані дозволяють розрахувати зростання зворотнього струму в кремнієвих сенсорах (150 - 300 мкА для довгих та 50 - 90 мкА для коротких сенсорів), ініційоване впливом радіації, а також забезпечують моніторинг інтегральної світимості експерименту. Результати, отримані за допомогою СРМ у 2012 р. під час зіткнень протонних пучків на прискорювачі ЛHC, добре узгоджуються із розрахунками радіаційних навантажень в рамках моделі FLUKA.

1. *LHCb Collaboration // JINST S08005. - 2008.*
2. *Pugatch V. et al. // Ukr. J. Phys. - 2009. - Vol. 54(4). - P. 418.*
3. *Pugatch V. et al. // LHCb Note. - 2007-062.*

### **ЗБУДЖЕННЯ І РОЗПАД РЕЗОНАНСІВ $^5\text{He}$ І $^8\text{Be}$ В РЕАКЦІЇ $^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$ ПРИ ЕНЕРГІЯХ ДЕЙТРОНІВ 1,91 - 6,82 МеВ**

**Ю. М. Павленко<sup>1</sup>, О. К. Горпинич<sup>1</sup>, В. В. Осташко<sup>1</sup>, В. Л. Шаблов<sup>2</sup>,  
А. В. Степанюк<sup>1</sup>, Ю. Я. Карлишев<sup>1</sup>, О. І. Олійник<sup>3</sup>, Н. Л. Дорошко<sup>1</sup>,  
Т. О. Корзина<sup>1</sup>, І. П. Дряпаченко<sup>1</sup>, Е. М. Можжухін<sup>1</sup>, Л. Л. Дулгер<sup>1,4</sup>,  
Д. В. Касперович<sup>1,4</sup>**

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

<sup>2</sup> *Обнінський інститут атомної енергетики, Обнінськ, Росія*

<sup>3</sup> *Національний медичний університет ім. О. О. Богомольця, Київ*

<sup>4</sup> *Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ*

Тричастинкову реакцію  $^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$  досліджено в кінематично повних експериментах на тандем-генераторі ЕПП-10К ІЯД НАН України при енергіях дейтронів  $E_d = 1,91; 4,2; 6,54$  і  $6,82$  МеВ. Диференціальні перерізи реакції вимірювалися за допомогою методики „швидких” та „повільних” збігів двох  $\alpha$ -частинок. Тілесні кути реєстрації заряджених продуктів взаємодії  $d + ^7\text{Li}$  становили  $\Omega_1 = 4,5 \cdot 10^{-4}$  ср,  $\Omega_2 = 1,3 \cdot 10^{-2}$  ср. Елементний склад напиленої на нікелеву плівку мішені LiF визначався за методом зворотного резерфордівського розсіяння дейтронів з енергією 1,91 МеВ.

Аналіз спектрів збігів двох  $\alpha$ -частинок показав, що основним механізмом реакції  $^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$  в досліджених ділянках фазового простору є утворення і розпад незв'язаних станів ядер  $^5\text{He}$  і  $^8\text{Be}$ , які при  $E_d = 4,2$  МеВ можуть збуджуватися в цій реакції (завдяки високому значенню її енергетичного балансу) до енергій  $E^* \sim 16 - 20$  МеВ. Основний внесок у кореляційні спектри

зумовлено резонансами, що відповідають збудженим станам  ${}^8\text{Be}^*(16,6; 16,9 \text{ MeV})$  та основному і першому збудженому стану  ${}^5\text{He}$ . Внеском статистичного процесу утворення тричастинкового кінцевого стану реакції можна знехтувати.

За кінематичних умов, які відповідають відсутності домінуючого внеску резонансів  ${}^8\text{Be}^*(16,6; 16,9 \text{ MeV})$ , визначено резонансні енергії та ширини основного та першого збудженого стану ядра  ${}^5\text{He}$ :  ${}^5\text{He}_{\text{о.с.}} - E_R = (0,78 \pm 0,02) \text{ MeV}$ ,  $\Gamma = (0,75 \pm 0,16) \text{ MeV}$ ;  ${}^5\text{He}^* - E_R = (2,6 \pm 0,3) \text{ MeV}$ ,  $\Gamma = (3,5 \pm 1,3) \text{ MeV}$ . Отримані значення  $E_R$  і  $\Gamma$  в межах похибок узгоджуються з даними, які отримано з R-матричного аналізу бінарного процесу  $\alpha$ -розсіяння [1]. Аналізуються можливі причини значного розкиду відповідних даних, визначених при дослідженні різних тричастинкових реакцій.

Результати вимірювань інклюзивних та кореляційних спектрів будуть використані для оптимізації умов експериментальних досліджень розподілу гілок розпаду біляпорогового резонансу  ${}^5\text{He}^*(16,75 \text{ MeV})$  по каналах  $\alpha + n$  та  $d + t$ .

1. *Tilley D.R. et al. // Nucl. Phys. A. - 2002. - Vol. 708. - P. 155.*

## РОЗПАД ПЕРШОГО ЗБУДЖЕНОГО СТАНУ ЯДРА ${}^8\text{Be}$ В РЕАКЦІЇ ${}^{11}\text{B}(p, \alpha\alpha)\alpha$ ПРИ $E_p = 2,65 \text{ MeV}$

Ю. М. Павленко<sup>1</sup>, В. М. Пугач<sup>1</sup>, В. Л. Шаблов<sup>2</sup>, В. В. Осташко<sup>1</sup>,  
О. К. Горпинич<sup>1</sup>, А. В. Степанюк<sup>1</sup>, В. О. Кива<sup>1</sup>, Ю. Я. Карлишев<sup>1</sup>,  
І. П. Дряпаченко<sup>1</sup>, Е. М. Можжухін<sup>1</sup>, Д. В. Касперович<sup>1,3</sup>, Л. Л. Дулгер<sup>1,3</sup>

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

<sup>2</sup> Обнінський інститут атомної енергетики, Обнінськ, Росія

<sup>3</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

У кінематично повному експерименті на тандем-генераторі ЕГП-10К ІЯД НАН України при енергії протонів 2,65 MeV досліджено тричастинкову реакцію  ${}^{11}\text{B}(p, \alpha\alpha)\alpha$ . Кореляційні вимірювання виконані за кінематичних умов, що відповідають спостереженню в близьких ділянках фазового простору резонансної взаємодії двох пар  $\alpha$ -частинок в області енергій збудження першого збудженого стану ядра  ${}^8\text{Be}$ . В спектрах збігів двох  $\alpha$ -частинок спостерігалися резонансні максимуми, положення та ширини яких суттєво відрізняються від даних, отриманих при дослідженні бінарного процесу  $\alpha\alpha$ -розсіяння ( $E^* = 3,03 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma = 1,513 \text{ MeV}$  [1]).

Форму резонансних кривих у вимірених кореляційних спектрах можна пояснити деструктивною інтерференцією амплітуд, що відповідають взаємодії в різних парах  $\alpha$ -частинок. На це вказують результати виконаних раніше досліджень реакції  ${}^{11}\text{B}(p, \alpha\alpha)\alpha$  [2]. Аналізується також можливість прояву впливу кулонівського поля третьої  $\alpha$ -частинки на розпад короткоживучого резонансу  ${}^8\text{Be}^*$  за умов проведених вимірювань [3].

1. *Tilley D.R. et al. // Nucl. Phys. A. - 2004. - Vol. 745, No. 3 - 4. - P. 155.*
2. *Гранцев В.И. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1977. - Т. 41. - P. 147.*
3. *Pavlenko Yu.N. et al. // Int. Journ. Mod. Phys. E. - 2010. - Vol. 19. - P. 1220.*

## **ЕКСПЕРИМЕНТ СВМ. ВЛАСТИВОСТІ ДЕТЕКТОРНИХ МОДУЛІВ ДЛЯ КРЕМНІЄВОЇ ТРЕКЕРНОЇ СИСТЕМИ**

**Я. В. Панасенко<sup>1</sup>, Й. Хойзер<sup>3</sup>, В. О. Кива<sup>1</sup>, А. О. Лиманець<sup>1,2</sup>,  
В. М. Пугач<sup>1</sup>, Ю. Є. Сорокін<sup>1,2</sup>**

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

<sup>2</sup> *FIAS, J.W.Goethe University, Франкфурт, Німеччина*

Однією з актуальних задач ФВЕ є пошук кварк-глюонної плазми (КГП). Очікується, що суттєві дослідження цього явища будуть зроблені в експерименті СВМ. СВМ експеримент пропонує дуже цікаві фізичні програми для дослідження фазової діаграми КХД. Унікальні особливості очікуються для енергетичного діапазону СВМ: фазовий перехід першого роду та критична точка. СВМ, як експеримент 2-го покоління, буде спроможний вивчати рідкі проби, флуктуації та кореляції. Наразі йде розробка детектора. В роботі представлено результати досліджень характеристик детекторних сенсорів та електроніки, що проводяться в Інституті Ядерних Досліджень НАН України, а також результати аналізу даних, отриманих на пучку протонів з енергією 2.5 GeV (Юлих, ФРН).

Досліджено прототипи двосторонніх кремнієвих мікростріпових сенсорів типу СВМ02 та одностороннього - СВМ03'. Сенсор СВМ02В2 був досліджений за допомогою мікроелектроніки (чіп nXYTER). Сенсор було розміщено на демонстраторі прототипу детекторного модуля, і для зчитування всіх каналів використовувались чотири 128-канальні чіпи nXYTER. Три таких модулі було поставлено на пучок протонів з енергією 2.5 GeV. Було реконструйовано одно- та багатокластерні події, визначено відношення сигнал до шуму, реконструйована функція поділу заряду між стріпами. Аналізуючи амплітудні розподіли кластерів в залежності від того, в якій пропорції заряд розподілився між стріпами, було помічено що в центрі міжстріпового проміжку повна амплітуда кластера на  $\approx 10\%$  менша ніж на стріпі. Тобто в міжстріповому проміжку спостерігається втрата 10% заряду, але вона не є значною щоб суттєво вплинути на роботу сенсора. Також було визначення відношення сигнал до шуму як відношення найбільш імовірного значення амплітуди кластера до середньоквадратичного відхилення шуму. Отримане значення для сенсора СВМ02В2  $S/N = 19$  і є достатнім для хорошого розділення сигналу і шуму. Дослідження показали, що сенсор СВМ02В2 демонструє очікувану поведінку - ландау сигнал від МІЧ, хороше розділення сигнал-шум. Для дослідження якості виготовлення детекторів та модулів Кремнієвого трекера в ІЯД НАН України була створена 8-канальна тестова установка на основі дискретної електроніки. Тестування виконані з новим

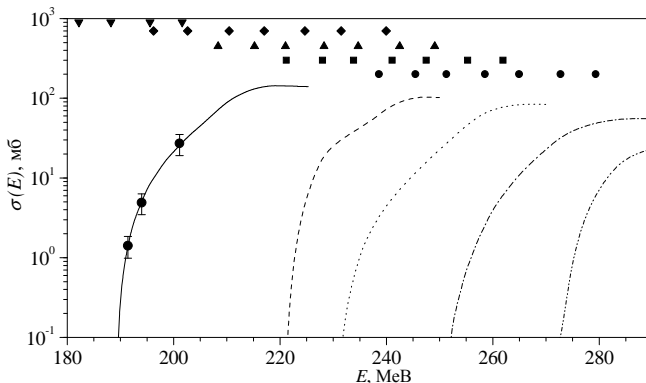
одностороннім кремнієвим сенсором СВМ03'. Виконані вимірювання з джерелом  $\alpha$ -частинок Ra-226. Було отримано одновимірні спектри зі стріпів для різних напруг, поданих на сенсор та двовимірні спектри із пари стріпів на збігах. Міжстріповий проміжок дозволяє встановити функціонування обох стріпів, досліджувати явище розподілу заряду між сусідніми стріпами, визначити напругу повного зміщення, моніторувати геометричну однорідність стріпів і т. ін. Досліджуваний сенсор показав очікувану поведінку: спостерігається чітке розділення 4-х  $\alpha$ -ліній, з підвищенням зворотної напруги на сенсорі амплітуда сигналу зростає.

## ПЕРЕРІЗ ЗАХВАТУ СИСТЕМИ ВАЖКИХ ІОНІВ, ЩО ПРИВОДИТЬ ДО УТВОРЕННЯ КОМПАУНД ЯДРА З $Z = 120$

**М. О. Пилипенко, В. Ю. Денисов**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Надважкі елементи з  $Z = 112 - 118$  були синтезовані в Дубні та Дармштатті з використанням реакцій гарячого синтезу  $^{48}\text{Ca} + X$ , де X важкий трансурановий елемент. Можливість використання пучків  $^{48}\text{Ca}$  для синтезу більш важких елементів є обмеженою оскільки ядра-мішені з  $Z > 98$  недоступні на даний момент для проведення експериментів. Це призводить до необхідності пошуку інших реакцій для синтезу більш важких елементів.



Перерізи захоплення (криві), Q реакції (крайній лівий знак) і енергія випаровування 1, 2, 3, 4, 5, 6 нейтронів (точки) для реакцій:  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ ,  $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf}$ ,  $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$ ,  $^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu}$ ,  $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$ .

Використовуючи раніше запропонований, простий та точний, метод розрахунку потенціалу взаємодії двох деформованих ядер та їх перерізу захвату [1, 2], було розраховано переріз захоплення  $\sigma(E)$  для реакцій  $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf} =$

ЩОРІЧНА НАУКОВА КОНФЕРЕНЦІЯ ІЯД, 28 січня - 1 лютого 2013 р.  
 $= {}^{299}_{120}, {}^{54}_{Cr} + {}^{248}_{Cm} = {}^{302}_{120}, {}^{58}_{Fe} + {}^{244}_{Pu} = {}^{302}_{120} i {}^{64}_{Ni} + {}^{238}_{U} = {}^{302}_{120}$ . Дані реакції розглядаються як найбільш ймовірні кандидати для синтезу елемента з  $Z = 120$ .

1. *Denisov V.Yu., Pilipenko N.A.* // Phys. Rev. C. - 2007. - Vol. 76. - P. 014602.
2. *Denisov V.Yu., Pilipenko N.A.* // Phys. of At. Nucl. - 2010. -Vol. 73. - P. 1152.

## ДО ВИВЧЕННЯ ВАРІАЦІЙ ВТОРИННИХ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ

**В. А. Пилипченко, Ю. В. Пилипченко, І. І. Гайсак, В. В. Соляник**

*Ужгородський національний університет, Ужгород*

Виконано моделювання процесів взаємодії первинних космічних променів (ПКП) з атмосферою за спрощеними моделями [1 - 3]. Для нейтронів з енергією нижче 100 - 200 МеВ процес їх взаємодії з ядрами азоту чи кисню моделювався на основі традиційних підходів нерелятивістської нейтронної фізики. Розрахунки показали достатню інтенсивність появи на поверхні Землі швидких нейтронів у діапазоні енергій вище 10 МеВ.

Налагоджена експериментальна установка для спостереження різних компонент вторинних космічних променів з використанням скінтіляційних детекторів і методу збігів.

Для спостереження жорсткої компоненти використано скінтіляційні детектори з кристалами NaJ(Tl) діаметром 15 см. Фіксація широких атмосферних злив здійснювалась підключенням до установки збігів скінтіляційних детекторів, віддалених на 15 - 20 м. Для ресстрації швидких нейтронів в одному з детекторів використано органічний скінтілятор, який служив радіатором протонів віддачі. Частина протонів завершувала свій пробіг у скінтіляторі, NaJ(Tl), другого детектора. Вимірюється спектр імпульсів від таких протонів віддачі у скінтіляційному спектрометрі з скінтілятором NaJ(Tl), поява яких у часі співпадала з імпульсами першого детектора.

Наводяться та аналізуються дані про варіації мюонної компоненти, виміряні протягом останніх років, та про співвідношення інтенсивності різних компонент вторинних космічних променів.

1. *Мурзин В.С.* Введение в физику космических лучей. - М.: Изд-во МГУ, 1988. - С. 287 - 308.
2. *Drescher H.J., Farrar G.R.* // Phys. Rev. - 2003. - Vol. D67. - P. 11600.
3. *Halataei S.M.H., Bahmanabadi M., Khakian Ghomi M., Samimi J.* Simulation studi of secondary particles in extensaiveair showers using CORSIKA code // Phys. Rev. -2008. - Vol. D67. - P. 0830011.

## ОПИС ЭФФЕКТИВ СПАРЮВАННЯ НУКЛОНІВ ПАРНО-ПАРНИХ ЯДЕР У РАМКАХ АДІАБАТИЧНОЇ ТРИЧАСТИНКОВОЇ МОДЕЛІ

Р. М. Плекан, І. В. Хіміч

*Ужгородський національний університет,  
кафедра теоретичної фізики, Ужгород*

Ефекти спарювання нуклонів одного сорту, які обумовлені їхньою залишковою взаємодією, відіграють важливу роль у формуванні збуджених станів парно-парних ядер, проявляючись, зокрема, у наявності щілини у енергетичних спектрах парно-парних ядер та її відсутності у спектрах непарних і непарно-непарних ядер. Урахування таких ефектів призводить до гострої необхідності мати методи розрахунку хвильових функцій та енергетичного спектру стаціонарних станів парно-парних ядер, які виходять за рамки однонуклонних наближень типу Хартрі-Фока [1].

Відомо також, що парні кореляції тотожних нуклонів призводять до існування надплинних станів ядер. Першим на можливість надплинності ядерної матерії вказав Боголюбов [2]. Найбільш послідовно і коректно парні кореляції нуклонів одного сорту враховуються в надплинній моделі ядра [3, 4] на основі формалізму вторинного квантування.

У даній роботі парні кореляції між тотожними нуклонами пропонуються враховувати в потенціальному підході в рамках адіабатичної тричастинкової моделі [5], в якій парно-парне сферичне (або деформоване) ядро розглядається як система, що складається із відповідного остова і двох валентних нуклонів, які рухаються в його статичному полі. Ефективне середнє поле остова моделюється потенціалом Вудса-Саксона з одночастинковою спінорбітальною взаємодією. Кореляції між валентними нуклонами враховуються, відповідно, введенням між ними залишкової взаємодії, яка моделюється потенціалом з нульовим радіусом дії із врахуванням відштовхування нуклонів на малих відстанях. В основі запропонованої моделі лежить припущення про розділення руху валентних нуклонів у просторі  $R^6$  на швидкий рух по кутових змінних на гіперсфері  $S^5(\Omega)$  і адіабатичний (повільний) вздовж гіперрадіусу  $R$  та введення зручного для опису поняття потенціального терму нуклонів ядра  $U_{\mu}(R)$ .

У рамках адіабатичної тричастинкової моделі досліджуються енергії спарювання нуклонів та енергетичні спектри збуджених станів парно-парних ядер, в яких у відповідних зовнішніх оболонках містяться два валентні нуклони, або в яких до заповнення зовнішніх оболонок не вистачає двох нуклонів. Ефективність моделі ілюструється на прикладі чисельних розрахунків для цілого ряду парно-парних ядер. З'ясовується факт, що за рахунок залишкової взаємодії валентних нуклонів має місце тонка структура енергетичного спектру  $E(J)$  по сумарному кутовому моменту ядра.



1. Барц Б.И., Болотин Ю.Л., Инопин Е.В., Гончар В.Ю. Метод Хартри-Фока в теории ядра. - К.: Наук. думка, 1982. - 208 с.
2. Боголюбов Н.Н. К вопросу об условия сверхпроводимости в теории ядерной материи // Докл. АН СССР. - 1958. - Т. 119, № 1. - С. 52 - 55.
3. Soloviev V.G. On the Superfluid State of the Atomic Nucleus // Nucl. Phys. - 1958/59. - Vol. 9, Issue 4. - P. 655 - 664.
4. Belyaev S.T. Effect of Pairing Correlations on Nuclear Properties // Dan. Mat. Fys. Medd. - 1959. - Vol. 31, No. 11. - P. 1 - 55.
5. Капустей М.М., Плекан Р.М., Пойда В.Ю., Хміч І.В. Адиабатична тричастинкова оболонкова модель ядра // УФЖ. - 2001. - Т. 46, № 5 - 6. - С. 524 - 528.

## ВИВЧЕННЯ СПЕКТРУ ЗБУДЖЕННЯ ЯДРА ${}^6\text{He}$ В ЕНЕРГЕТИЧНОМУ ДІАПАЗОНІ 0 - 20 MeV

**О. М. Поворозник**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Спектр збудження нейтронно-збагаченого ядра  ${}^6\text{He}$ , що проявляється і як тричастинковий неперервний спектр, і як заселення резонансних станів у цьому континуумі, є досить складним для вивчення як експериментально, так і теоретично. І якщо проаналізувати проведені дослідження спектру збудження ядра  ${}^6\text{He}$  в енергетичній щілині між енергіями порогів розпаду ( $0.973\text{MeV} \leq E^* \leq 12.203\text{MeV}$ ) на три ( $\alpha + n + n$ ) і на дві ( $t + t$ ) частинки, то результати і експериментальні, і теоретичні цих дослідження є досить контрверсійними. Не викликають сумніву тільки характеристики основного  $0+$  і першого збудженого стану  $2+$  рівня ( $1,797\text{MeV}$ ).

**Енергія збудження ( $E^*$ ) та ширина рівнів,  
що спостерігались у  ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ ,  ${}^3\text{H}(\alpha, pt)$   
та  ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)nn$**

67,2 MeV ${}^3\text{H} + \alpha \rightarrow p + {}^6\text{He}^*_{\alpha+n+n}$		27,2 MeV ${}^3\text{H} + \alpha \rightarrow p + {}^6\text{He}^*_{\alpha+n+n}$	
$E^*, \text{MeV}$	$\Gamma, \text{MeV}$	$E^*, \text{MeV}$	$\Gamma, \text{MeV}$
$1.7 \pm 0.2$	$0.65 \pm 0.15$	$1.8 \pm 0.2$	$0.3 \pm 0.15$
$2.5 \pm 0.2$	$0.4 \pm 0.2$	$2.4 \pm 0.2$	$0.4 \pm 0.2$
$3.1 \pm 0.3$	$0.4 \pm 0.2$	$3.0 \pm 0.2$	$0.6 \pm 0.2$
$4.1 \pm 0.3$	$0.9 \pm 0.3$	67,2 MeV $\rightarrow {}^6\text{He}^*_{t+t+p}$	
$6.1 \pm 0.3$	$1.6 \pm 0.3$		
$8.8 \pm 0.4$	$2.0 \pm 0.6$	$18.3 \pm 0.2$	$0.4 \pm 0.2$
$11.6 \pm 0.4$	$2.0 \pm 0.7$	${}^3\text{H} + \alpha \rightarrow p + {}^6\text{He}^*_{t+t}$	
$14.6 \pm 0.4$	$2.3 \pm 1.0$		
$16.4 \pm 0.4$	$1.4 \pm 0.9$	$16.1 \pm 0.4$	$0.8 \pm 0.4$
$18.5 \pm 0.4$	$1.7 \pm 0.6$	$18.4 \pm 0.4$	$1.0 \pm 0.4$

Дана оглядова доповідь присвячена циклу досліджень, спектру збудження ядра  ${}^6\text{He}$  за допомогою 3- та 4-частинкових  ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ ,  ${}^3\text{H}(\alpha, pt)t$  та  ${}^3\text{H}(\alpha, r\alpha)np$  реакцій. На класичному циклотроні У-120 ( $E_\alpha = 27.2$  МеВ) вивчали спектр збудження ядра  ${}^6\text{He}$  до енергії 3.5 МеВ, аналізуючи інклюзивний спектр протонів та двовимірні спектри  $p$ - $\alpha$  збігів. Експеримент, проведений на ізохронному циклотроні У-240 з використанням пучка альфа-частинок з енергією 67.2 МеВ, в якому вимірювались та аналізувались відповідно двовимірні спектри  $t$ - $t$ ,  $p$ - $t$  та  $p$ - $\alpha$  збігів, дозволив дослідити спектр збудження ядра  ${}^6\text{He}$  до енергії збудження  $\sim 20$  МеВ. У таблиці наведено отримані енергетичні параметри збуджених станів, що спостерігались, та ядерні реакції, що використовувались. Про достовірність проведених досліджень свідчить той факт, що енергетичні характеристики перших трьох збуджених станів, отриманих з вивчення  ${}^3\text{H}(\alpha, r\alpha)np$  реакції при різних енергіях взаємодії, і трьох останніх високо збуджених рівнів, отриманих з дослідження 3- та 4-частинкових  ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ ,  ${}^3\text{H}(\alpha, pt)t$  та  ${}^3\text{H}(\alpha, r\alpha)np$  реакцій, у межах експериментальних похибок збігаються.

## ДОСЛІДЖЕННЯ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ ${}^{116}\text{Cd}$ ЗА ДОПОМОГОЮ СЦИНТИЛЯТОРІВ ${}^{116}\text{CdWO}_4$ ІЗ ЗБАГАЧЕНОГО ${}^{116}\text{Cd}$

**Д. В. Пода<sup>1</sup>, О. С. Барабаш<sup>2</sup>, П. Беллі<sup>3</sup>, Р. Бернабей<sup>3,4</sup>, Я. В. Васильєв<sup>5</sup>,  
С. М. Галашов<sup>5</sup>, Ф. А. Даневич<sup>1</sup>, А. Інчікітті<sup>6,7</sup>, Ф. Каппелла<sup>6,7</sup>,  
В. Караччіоло<sup>8</sup>, С. Кастеллано<sup>8</sup>, В. В. Кобичев<sup>1</sup>, С. І. Коновалов<sup>2</sup>,  
М. Лаубенштайн<sup>8</sup>, Р. Б. Подвіянюк<sup>1</sup>, О. Г. Поліщук<sup>1,6</sup>, В. І. Третяк<sup>1</sup>,  
В. І. Уматов<sup>2</sup>, Д. М. Черняк<sup>1</sup>, Р. Черулли<sup>8</sup>, В. М. Шлєгель<sup>5</sup>**

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

<sup>2</sup> Інститут теоретичної та експериментальної фізики, Москва, Росія

<sup>3</sup> Фізичний факультет Римського університету «Тор Вергата», Рим, Італія

<sup>4</sup> Відділення НІЯФ у Римі «Тор Вергата», Рим, Італія

<sup>5</sup> Інститут неорганічної хімії ім. А. В. Ніколаєва СВ РАН,

Новосибірськ, Росія

<sup>6</sup> Фізичний факультет Римського університету «Ла Сапієнца», Рим, Італія

<sup>7</sup> Відділення НІЯФ у Римі «Ла Сапієнца», Рим, Італія

<sup>8</sup> Національна лабораторія Гран-Сассо, НІЯФ, Асерджі, Італія

Низькофононий експеримент з пошуку подвійного бета-розпаду  ${}^{116}\text{Cd}$  зі сцинтиляторами вольфрамату кадмію (масою близько 0.58 кг кожен), збагаченими ізотопом  ${}^{116}\text{Cd}$  до 82 % ( ${}^{116}\text{CdWO}_4$ ) [1], триває у підземній лабораторії Гран-Сассо (Італія). На другому етапі вимірювань з експозицією 1.13 кг · рік було зареєстровано двонейтринний бета-розпад  ${}^{116}\text{Cd}$  з періодом напіврозпаду  $T_{1/2} = 2.5(5) \cdot 10^{19}$  років, що узгоджується з результатами інших експериментів. Крім того, отримано нові обмеження на періоди напіврозпаду на рівні

$T_{1/2} > 10^{21} - 10^{22}$  років відносно  $2\beta$ -переходів  $^{116}\text{Cd}$  на кілька збуджених станів  $^{116}\text{Sn}$  [2]. Одним з основних джерел фону детектора була забрудненість установки (головним чином, фотоелектронних помножувачів) радіонуклідами  $^{40}\text{K}$ , а також дочірніми нуклідами  $\text{Th}$  і  $\text{U}$ . У жовтні 2012 р. детектор було модернізовано: було демонтовано активний захист і додано додатковий мідний захист. Крім того, завдяки використанню рефлектора 3М для обгортання світловодів з кристалами  $^{116}\text{CdWO}_4$ , вдалося покращити енергетичну роздільну здатність детектора ( $\text{FWHM} \approx 4.5\%$  на  $Q_{2\beta}$   $^{116}\text{Cd}$ ). З аналізу даних за перші 1402 год вимірювань після модернізації установки видно, що фон в околі 2.7 - 2.9 MeV знизився у 4 рази до  $\approx 0.07$  відліків/(рік  $\cdot$  keV  $\cdot$  кг). Крім того, враховуючи низьку сегрегацію калію, торію і радію [3], ми сподіваємось суттєво зменшити фон шляхом перекристалізації кристалів, що дозволить за 5 років вимірювань підвищити чутливість експерименту до  $0\nu 2\beta$ -розпаду  $^{116}\text{Cd}$  до  $T_{1/2} \sim (0.5 - 1.5) \cdot 10^{24}$  років, що є на рівні найбільш чутливих експериментів і відповідає ефективній масі нейтрино Майорани  $\langle m_\nu \rangle \sim 0.4 - 1.4$  eV.

1. *Barabash A.S. et al.* Low background detector with enriched  $^{116}\text{CdWO}_4$  crystal scintillators to search for double b decay of  $^{116}\text{Cd}$  // *J. Instrum.* - 2011. - Vol. 06. - P. P08011.
2. *Barabash A.S. et al.* First results of the experiment to search for double beta decay of  $^{116}\text{Cd}$  with the help of enriched  $^{116}\text{CdWO}_4$  crystal scintillators // *Proc. of 4<sup>th</sup> Int. Conf. "Current Problems in Nucl. Phys. At. Energy"* (Kyiv, Ukraine Sept. 3 - 7, 2012). - Kyiv, 2013 (to be published).
3. *Poda D.V. et al.*  $\text{CdWO}_4$  crystal scintillators from enriched isotopes for double beta decay experiments // *Proc. Int. Conf. on Luminescent Detectors and Transformers of Ioniz. Radiation LUMDETR'2012* (Halle, Germany, Sept. 10 - 14, 2012).

## ПОШУК ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ ІЗОТОПІВ ОСМІУ

Д. В. Пода<sup>1</sup>, П. Беллі<sup>2</sup>, Р. Бернабей<sup>2,3</sup>, Г. П. Ковтун<sup>4</sup>, Н. Г. Ковтун<sup>4</sup>,  
Ф. А. Даневич<sup>1</sup>, С. д'Анжело<sup>2,3</sup>, А. Інчікітті<sup>5,6</sup>, Ф. Каппелла<sup>5,6</sup>,  
М. Лаубенштейн<sup>7</sup>, О. Г. Поліщук<sup>1,6</sup>, Д. А. Солопихін<sup>4</sup>, В. І. Третяк<sup>1</sup>,  
Р. Черуллі<sup>7</sup>, А. П. Щербань<sup>4</sup>

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

<sup>2</sup> Фізичний факультет Римського університету «Тор Вергата», Рим, Італія

<sup>3</sup> Відділення НІЯФ у Римі «Тор Вергата», Рим, Італія

<sup>4</sup> ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України,  
Харків, Україна

<sup>5</sup> Фізичний факультет Римського університету «Ла Сапієнца», Рим, Італія

<sup>6</sup> Відділення НІЯФ у Римі «Ла Сапієнца», Рим, Італія

<sup>7</sup> Національна лабораторія Гран-Сассо, НІЯФ, Асерджі, Італія

Пошук безнейтринного подвійного бета-розпаду ( $0\nu 2\beta$ ) є актуальною задачею фізики ядра та елементарних частинок завдяки можливості перевірити закон збереження лептонного заряду, визначити природу нейтрино (частинка Дірака чи Майорани), оцінити масу і схему масових станів нейтрино, здійснити пошук домішок гіпотетичних правих струмів у слабкій взаємодії і бозонів Намбу-Голдстоуна (майоронів). Два ізотопи осмію є потенційно  $2\beta$ -активними:  $^{184}\text{Os}$  (енергія розпаду  $Q_{2\beta} = 1453,7(6)$  кеВ, поширеність у природі  $\delta = 0,02(1)$  %, дозволені процеси подвійного електронного поглинання та поглинання електрона з випромінюванням позитрона) і  $^{192}\text{Os}$  ( $Q_{2\beta} = 412(3)$  кеВ,  $\delta = 40,8(2)$  %,  $2\beta$ -розпад з випромінюванням електронів). Крім того, у випадку безнейтринного подвійного електронного поглинання в ядрі  $^{184}\text{Os}$  на деякі збуджені стани  $^{184}\text{W}$ , енергія переходу близька до енергії збуджених рівнів, що може привести до резонансного підсилення ймовірності процесу. Нами вперше проведено дослідження  $2\beta$ -розпаду ізотопів  $^{184}\text{Os}$  і  $^{192}\text{Os}$  методом наднизькофонові напівпровідникової  $\gamma$ -спектрометрії у підземній лабораторії Гран-Сассо (Італія) зі зразком осмію високої чистоти масою 173 г [1]. За 2741 год вимірювань з  $\gamma$ -спектрометром з надчистого германію об'ємом  $468 \text{ см}^3$  встановлено обмеження на періоди напіврозпаду  $^{184}\text{Os}$  відносно різних каналів  $2\beta$ -розпаду на рівні  $T_{1/2} \sim 10^{16} - 10^{17}$  років і  $T_{1/2} \sim 10^{19}$  років для  $2\beta$ -розпаду  $^{192}\text{Os}$  на перший збуджений рівень дочірнього ядра. Крім того, дані було проаналізовано з метою пошуку  $\alpha$ -розпаду  $^{186}\text{Os}$  на перший збуджений рівень  $^{182}\text{W}$ . З метою підвищення чутливості експерименту до процесу донеітринного подвійного електронного поглинання в  $^{184}\text{Os}$  та  $\alpha$ -розпаду цього ізотопу на збуджений рівень дочірнього ядра, зразок осмію у листопаді 2012 року було встановлено у наднизькофоновий  $\gamma$ -спектрометр із вищою чутливістю до низькоенергетичних  $\gamma$ -квантів.

1. *Belli P. et al.* First search for double  $\beta$  decay of  $^{184}\text{Os}$  and  $^{192}\text{Os}$  // Submitted to Eur. Phys. J A.

## ЕНЕРГЕТИЧНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ПОТЕНЦІАЛУ ВЗАЄМОДІЇ ЯДЕР $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$

**О. А. Понкратенко, В. В. Улешенко, Ю. О. Ширма**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Здійснено аналіз відомих з літератури даних пружного, непружного розсіювання та злиття ядер  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  в енергетичному діапазоні від 1 до 100 МеВ/нуклон. Теоретичні розрахунки диференціальних перерізів відповідних процесів виконано, використовуючи оптичну модель (ОМ) та метод зв'язаних каналів реакцій (МЗКР). В якості дійсної частини використовується потенціал подвійної згортки з залежним або не залежним від енергії кое-

фіцієнтом нормування  $N_R$ . У випадку з незалежним від енергії  $N_R$  до дійсної частини потенціалу додається енергетично залежний доданок, що визначається дисперсійним співвідношенням між дійсною та уявною частинами потенціалу. Уявна частина ОМ потенціалу вибиралась у вигляді суми об'ємної ( $WS$  - типу Вудса - Саксона) та поверхневої частин ( $WSD$  - типу похідної від форми Вудса - Саксона). Вважалось, що об'ємна частина  $WS$  зумовлювала відтік потоку частинок у канал злиття (утворення компаунд-ядра), а поверхнева  $WSD$  - у непружні канали (прямі процеси). Досліджувались різні типи енергетичної залежності параметрів глибини та параметрів форми цих частин уявного потенціалу (інтервально-лінійна, експоненціальна, логарифмічна, поліноміальна). Отримані енергетично-залежні потенціали були використані для розрахунку перерізів пружного та непружного розсіяння, реакції передачі  $\alpha$ -частинки та перерізів злиття. При цьому були отримані енергетичні залежності параметрів деформації для непружного розсіяння та спектроскопічних факторів для реакції передачі  $\alpha$ -частинки.

## ЗАЛЕЖНІСТЬ РЕЗОНАНСНИХ ПАРАМЕТРІВ ВІД МАСОВОГО ЧИСЛА

**М. М. Правдивий, І. О. Корж**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

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

Проведено також побіжний аналіз існуючих методів визначення середніх резонансних параметрів та їхніх переваг і недоліків. Підкреслена роль залежності параметрів від масового числа  $A$  як основного критерія надійності резонансних параметрів. На сьогодні такі залежності встановлені лише для параметрів  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $R'_0$ , для яких і створені рекомендовані параметри. Для решти параметрів такі залежності існують лише в стадії досліджень, а відтак рекомендовані параметри відсутні.

Розроблений авторами метод дозволяє здійснювати перевірку наявних у літературі резонансних параметрів на їхню відповідність експериментальним перерізам пружного розсіяння. Оскільки рекомендовані параметри  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $R'_0$  визначаються розрізнено, то така перевірка дозволила встановити які з них не відповідають експериментальним перерізам. Зокрема було встановлено, що

ЩОРІЧНА НАУКОВА КОНФЕРЕНЦІЯ ІЯД, 28 січня - 1 лютого 2013 р.  
 рекомендовані для ядер  $^{106,108}\text{Cd}$  величини параметра  $S_0$  не відповідають експериментальним перерізам. Як приклад такої невідповідності в таблиці наведено параметри даної роботи і рекомендовані параметри з BNL325.

Ядро $^{106}\text{Cd}$	$S_0 \cdot 10^4$	$S_1 \cdot 10^4$	$R_0', \text{Фм}$	$R_1', \text{Фм}$	$S_{1,1/2} \cdot 10^4$	$S_{1,3/2} \cdot 10^4$
Дана роб.	0,25	3,80	6,29	12,20	4,60	3,40
BNL325	1,20*	4,70*	6,33*	10,54	8,20	2,95

\* Рекомендовані параметри, фіксовані при здійсненні підгонки.

## СЕРЕДНІ РЕЗОНАНСНІ ПАРАМЕТРИ ЯДЕР РУТЕНІЮ І ПАЛАДІЮ

**М. М. Правдивий, І. О. Корж**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Дана робота присвячена визначенню повних наборів середніх резонансних параметрів  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $R_0'$ ,  $R_1'$ ,  $S_{1,3/2}$  ядер рутенію і паладію з природним складом ізотопів за допомогою розробленого авторами методу з аналізу середніх експериментальних диференціальних перерізів пружного розсіяння нейтронів низьких енергій. Метод виявився плідотворним як для отримання нових даних, так і для перевірки наявних у літературі параметрів на їх відповідність експериментальним перерізам. Така перевірка була здійснена щодо рекомендованих параметрів  $S_0$  і  $S_1$  Брукхейвенської національної лабораторії та МАГАТЕ. Деякі параметри цих робіт мають значні розбіжності між собою, що послужило додатковим стимулом для проведення наших досліджень.

Отримані для обох ядер резонансні параметри наведені в Табл. 1. Загалом вони задовільно описують експериментальні дані і при цьому узгоджуються з залежністю параметрів від масового числа  $A$ , розрахованою за оптичною моделлю. Проведеним аналізом встановлено, що рекомендовані для обох ядер величини параметрів  $S_0$ ,  $S_1$ , які наведені в Табл. 2, є завищеними. Внаслідок цього отримані з підгонки величини параметра  $R_0'$  є заниженими і не узгоджуються з рекомендованою залежністю від масового числа  $A$  ( $R_0' \sim 6,5 - 7$ ).

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

Ядро	$S_0 \cdot 10^4$	$S_1 \cdot 10^4$	$R_0', \text{Фм}$	$R_1', \text{Фм}$	$S_{1,1/2} \cdot 10^4$	$S_{1,3/2} \cdot 10^4$
Ru	0,35(10)	4,67(30)	6,66(25)	6,59(45)	4,09(1,20)	4,96(40)
Pd	0,37(15)	4,40(40)	6,43(30)	7,52(50)	5,34(1,20)	3,93(40)

Таблиця 2. Параметри, рекомендовані  
Брукхейвенською Національною лабораторією

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

\* Рекомендовані параметри, фіксовані при здійсненні підгонки.

## ВЛАСТИВОСТІ ЯДЕРНИХ ЗІТКНЕНЬ ПРИ ЕНЕРГІЯХ БЛИЗЬКО $10^{13}$ eV

**В. М. Пугач**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Представлено огляд досліджень ядерних зіткнень при енергіях біля  $10^{13}$  eV. Акцент зроблено на експериментальних даних, одержаних на Великому адронному колайдері у 2011 - 2012 рр. Характеризуються дані про відкриття нового бозона (експерименти ATLAS, CMS), можливі сигнали кварк-глюонної плазми (експерименти ALICE, CMS). Детально представлені дані експерименту LHCb з порушення CP-симетрії в розпадах В-мезонів, пошуку рідкісних каналів розпадів та сигналів Нової Фізики. Вперше спостережено розпад В-мезонів по чотирьохчастинковому каналу ( $B_c \rightarrow J/\psi + 3\pi$ ). Виміряні імовірності розпаду  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- - (3.2^{+1.5}_{-1.2}) \cdot 10^{-9}$  та  $B_s^0 \rightarrow \phi \gamma - (3.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$  узгоджуються із передбаченням Стандартної моделі. Вперше спостережені порушення CP-симетрії в розпаді чарівних мезонів, з високою точністю визначені характеристики порушення CP-симетрії в різних каналах розпаду В-мезонів, включаючи трьохчастинкові адронні канали, розглянуто як можливі джерела фізики за межами Стандартної моделі.

## 7D-МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕННЯ БАГАТОЧАСТИНКОВИХ ЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ

**М. В. Пугач<sup>1,2</sup>, К. Гранія<sup>3</sup>, М. Кемпбел<sup>4</sup>, В. О. Кива<sup>1</sup>, О. С. Ковальчук<sup>1</sup>,  
К. Ллопарт<sup>4</sup>, В. М. Міліція<sup>1</sup>, О. Ю. Охріменко<sup>1</sup>, Ю. М. Павленко<sup>1</sup>,  
С. Поспішіл<sup>3</sup>, В. М. Пугач<sup>1</sup>, Д. І. Сторожик<sup>1</sup>, В. М. Яковенко<sup>1</sup>**

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

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

<sup>3</sup> Інститут експериментальної та прикладної фізики, Прага, Чехія

<sup>4</sup> ЦЕРН, Женева, Швейцарія

Представлено результати тестування нової експериментальної методики для кореляційних досліджень багаточастинкових ядерних реакцій на основі матричних мікропиксельних детекторів. В експерименті, виконаному на Тан-

дем-генераторі ІЯД НАН України, використовували гібридний детектор, в якому матриця (256 × 256) кремнієвих сенсорів площею (55 × 55) мкм<sup>2</sup> та товщиною 300 мкм сполучена за спеціальною технологією із геометрично такою ж матрицею зчитувальної електроніки на основі мікрочіпа TimePix [1].

Наводяться попередні результати кінематично повного дослідження реакції <sup>11</sup>B(p, 3α) в області фазового простору з інтерференцією амплітуд першого та другого етапів трьохчастинкової реакції із збудженням ядра <sup>8</sup>Be\*(2.9 MeV). Значний тілесний кут мікропксельного детектора дозволяє досліджувати явище інтерференції в широкій області полярних (θ) та азимутальних (φ) кутів в одній експозиції, мінімізуючи різноманітні систематичні похибки експерименту. Крім того, детектор TimePix забезпечує вимірювання енергії з роздільною здатністю біля 50 кеВ, ідентифікацію типу частинки (p, α) та фіксацію часу (25 нс) попадання частинки в детектор.

Вимірювання кутових та енергетичних кореляцій детекторами TimePix дозволяє здійснити 7-вимірне дослідження диференційних перерізів багато-частинкових ядерних реакцій, продукти яких поглинаються в товщі детектора. Програмне забезпечення дозволяє здійснити пошук умов експерименту для спостереження інтерференції різних короткоживучих станів ядер та виконати аналіз енергетичних спектрів кінцевих продуктів із врахуванням конструктивної чи деструктивної інтерференції.

## ПРУЖНЕ ТА НЕПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ ІОНІВ <sup>14</sup>N ЯДРАМИ <sup>6</sup>Li ПРИ ЕНЕРГІЇ 80 MeV

**А. Т. Рудчик<sup>1</sup>, О. В. Герашенко<sup>1</sup>, С. Клічевські<sup>2</sup>, К. Русек<sup>3,4</sup>,  
Є. І. Коший<sup>5</sup>, С. Ю. Межевич<sup>1</sup>, Вал. М. Пірнак<sup>1</sup>, О. А. Понкратенко<sup>1</sup>,  
А. А. Рудчик<sup>1</sup>, Р. Сюдак<sup>2</sup>, Я. Хоїньські<sup>4</sup>, Б. Чех<sup>2</sup>, А. Щурек<sup>2</sup>**

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

<sup>2</sup> *Інститут ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського, Краків, Польща*

<sup>3</sup> *Національний інститут ядерних досліджень, Варшава, Польща*

<sup>4</sup> *Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща*

<sup>5</sup> *Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна, Харків*

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів пружного та непружного розсіяння ядер <sup>6</sup>Li + <sup>14</sup>N при енергії E<sub>лаб</sub>(<sup>14</sup>N) = 80 MeV. Експеримент проведено на Варшавському циклотроні С-200Р.

Експериментальні дані проаналізовано за оптичною моделлю (ОМ) та методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР) із включенням у схему зв'язку каналів пружного й непружного розсіяння, процесу реорієнтації спінів ядер <sup>6</sup>Li і <sup>14</sup>N в основних та збуджених станах, а також найбільш важливих реакцій передач.

Визначено параметри потенціалу взаємодії ядер <sup>6</sup>Li + <sup>14</sup>N в основних та збуджених станах, а також параметри деформації цих ядер. Досліджено ізо-



топічні відмінності потенціалів взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{14}\text{N}$  і  ${}^7\text{Li} + {}^{14}\text{N}$ .

Отримано відомості про внески реакцій одно- та двоступінчастих передач у диференціальні перерізи пружного й непружного розсіяння ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{14}\text{N}$ . Установлено, що пружне розсіяння іонів  ${}^{14}\text{N}$  на малі та середні кути обумовлено, в основному, потенціальним розсіянням, а в розсіяння на великі кути помітні внески дають процеси реорієнтації ядер  ${}^6\text{Li}$  і  ${}^{14}\text{N}$ . Реакції передач не відіграють помітної ролі як у пружному, так і непружному розсіянні цих ядер. Дані непружного розсіяння ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{14}\text{N}$  для низькоенергетичних рівнів задовільно описуються МЗКР-перерізами для колективних збуджень цих ядер.

### ПРУЖНЕ Й НЕПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ ІОНІВ ${}^{10}\text{B}$ ЯДРАМИ ${}^6\text{Li}$ ПРИ ЕНЕРГІЇ 51 МеВ

А. Т. Рудчик<sup>1</sup>, Б. В. Міщенко<sup>2</sup>, Є. І. Коций<sup>3</sup>, С. Клічевскі<sup>4</sup>, К. Русек<sup>5,6</sup>,  
А. А. Рудчик<sup>1</sup>, С. Ю. Межевич<sup>1</sup>, Вал. М. Пірнак<sup>1</sup>, В. А. Плойко<sup>2</sup>,  
О. А. Понкратенко<sup>1</sup>, Р. Сюдак<sup>4</sup>, Я. Хоїнські<sup>6</sup>, Б. Чех<sup>4</sup>, А. Щурек<sup>4</sup>

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

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

<sup>3</sup> Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна, Харків

<sup>4</sup> Інститут ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського, Краків, Польща

<sup>5</sup> Національний інститут ядерних досліджень, Варшава, Польща

<sup>6</sup> Лабораторія важких іонів Варшавського Університету, Варшава, Польща

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів пружного й непружного розсіяння іонів  ${}^{10}\text{B}$  ядрами  ${}^6\text{Li}$  при енергії  $E_{\text{лаб}}({}^{10}\text{B}) = 51$  МеВ. Експериментальні дані проаналізовано за оптичною моделлю та методом зв'язаних каналів реакцій. У схему зв'язку включались пружне й непружне розсіяння ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{10}\text{B}$ , процеси реорієнтації спінів  ${}^6\text{Li}$  і  ${}^{10}\text{B}$ , а також найбільш важливі реакції передач. Визначено параметри потенціалу взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{10}\text{B}$  типу Вудса - Саксона та параметри деформації ядер  ${}^6\text{Li}$  і  ${}^{10}\text{B}$ . Досліджено механізми розсіяння цих ядер та ізотопічні відмінності потенціалів взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{10}\text{B}$  та  ${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$ .

### МЕХАНІЗМИ РЕАКЦІЇ ${}^6\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{12}\text{C}){}^{12}\text{B}$ ТА ПОТЕНЦІАЛ ВЗАЄМОДІЇ ЯДЕР ${}^{12}\text{B} + {}^{12}\text{C}$

А. Т. Рудчик<sup>1</sup>, К. А. Черкас<sup>1</sup>, А. А. Рудчик<sup>1</sup>, Є. І. Коций<sup>2</sup>, С. Клічевскі<sup>3</sup>,  
К. Русек<sup>4,5</sup>, С. Ю. Межевич<sup>1</sup>, Вал. М. Пірнак<sup>1</sup>, О. А. Понкратенко<sup>1</sup>,  
Р. Сюдак<sup>3</sup>, Я. Хоїнські<sup>5</sup>, Б. Чех<sup>3</sup>, А. Щурек<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup> Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна, Харків

<sup>3</sup> Інститут ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського, ПАН, Краків, Польща

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів реакції  ${}^6\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{12}\text{C}){}^{12}\text{B}$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}({}^{18}\text{O}) = 114$  МеВ. Експериментальні дані проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР) із включенням у схему зв'язків каналів пружного й непружного розсіяння ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{18}\text{O}$  та найпростіших реакцій передач нуклонів і кластерів. У розрахунках перерізів реакції для вхідного каналу використано потенціал взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ , параметри якого визначено з аналізу даних пружного розсіяння цих ядер. Необхідні для МЗКР-розрахунків перерізів реакції спектроскопічні амплітуди нуклонів і кластерів обчислювались у рамках трансляційно-інваріантної моделі оболонки (ТІМО). Параметри потенціалу взаємодії ядер  ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{B}$  визначено методом підгонки МЗКР-перерізів до експериментальних даних реакції. Досліджено механізми реакції.

### МЕХАНІЗМИ РЕАКЦІЇ ${}^6\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^8\text{Be}$ ТА ПОТЕНЦІАЛ ВЗАЄМОДІЇ ЯДЕР ${}^{16}\text{N} + {}^8\text{Be}$

А. Т. Рудчик<sup>1</sup>, К. А. Черкас<sup>1</sup>, А. А. Рудчик<sup>1</sup>, Є. І. Кошій<sup>2</sup>, С. Клічевскі<sup>3</sup>,  
К. Русек<sup>4,5</sup>, С. Ю. Межевич<sup>1</sup>, Вал. М. Пірнак<sup>1</sup>, О. А. Понкратенко<sup>1</sup>,  
Р. Сюдак<sup>3</sup>, Я. Хоїнські<sup>5</sup>, Б. Чех<sup>3</sup>, А. Щурек<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup> *Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна, Харків*

<sup>3</sup> *Інститут ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського, ПАН, Краків, Польща*

<sup>4</sup> *Національний центр ядерних досліджень, Варшава, Польща*

<sup>5</sup> *Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща*

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів реакції  ${}^6\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^8\text{Be}$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}({}^{18}\text{O}) = 114$  МеВ. Експериментальні дані проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР) із включенням у схему зв'язків каналів пружного й непружного розсіяння ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{18}\text{O}$  та найпростіших реакцій передач нуклонів і кластерів. У розрахунках перерізів реакції для вхідного каналу використано потенціал взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ , параметри якого визначено з аналізу даних пружного розсіяння цих ядер. Необхідні для МЗКР-розрахунків перерізів реакції спектроскопічні амплітуди нуклонів і кластерів обчислювались у рамках трансляційно-інваріантної моделі оболонки (ТІМО). Параметри потенціалу взаємодії ядер  ${}^{16}\text{N} + {}^8\text{Be}$  визначено методом підгонки МЗКР-перерізів до експериментальних даних реакції. Досліджено механізми реакції.

## ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ РЕЗУЛЬТАТОВ АНАЛИЗА СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ ДАННЫХ

А. М. Соколов

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

При обработке гамма и бета спектров с целью определение активности отдельных радионуклидов, входящих в состав изучаемой пробы, возникает задача представления измеренного спектра в виде суммы спектров излучений компонент пробы:

$$Sp_j = \sum_{i=0}^N c_i \cdot sp_j^{(i)}. \quad (1)$$

Здесь  $Sp_j$  - спектр, заданный отсчетами в каналах спектрометра;  $c_i$  - подлежащие определению коэффициенты;  $sp_j^{(i)}$  - отдельные компоненты (т.е. спектры излучения эталонных источников из отдельных элементов);  $j$ -номер канала;  $i$  - номер компоненты.

Однако обычно при измерении и компонент и спектра присутствует фон. Поэтому вместо спектра измерение дает  $Sp_j + Fon2_j$ , а вместо компонент имеем спектры вида  $sp_j^{(i)} + Fon1_j$ . Кроме этого, если меряется серия спектров, то условия этих измерений могут меняться, что отражается в изменении калибровки по энергии для каналов спектрометра. При этом спектр сдвигается и растягивается или сжимается по отношению к спектрам излучения компонент, измеренным при другой калибровке. Для сцинтилляционных детекторов такой эффект связан с зависимостью их характеристик от температуры.

Еще одним фактором, затрудняющим решение задачи (1) является статистический характер данных измерений. Поэтому важным становится не только решение задачи (1), но и оценка точности полученных результатов.

Разработаны разные методы и программы решения задачи (1) при указанных условиях. Определение интересующей нас активности отдельных составляющих в образце производится по найденным коэффициентам  $c_i$ , по данным об активности эталонных источников и с учетом времени измерения отдельных компонент и спектра.

Оценка точности полученных значений активностей представляет собой сложную задачу. Некоторые важные составляющие погрешности, такие, как статистическая погрешность в данных (в спектре) и погрешность в значениях активности эталонных источников, удается оценить по известным правилам переноса ошибок. Сложнее оценить влияние на погрешность результата статистической погрешности при измерении эталонных спектров компонент и

погрешність метода.

Погрешність метода трудно виразити аналітично. Поєтому пропонується доповнити оцінку погрешності по правилу переносу помилок процедурою оцінки по методу статистического моделювання. На цьому етапі для найденних значень коефіцієнтів  $c_i$  багаторазово моделюється сумарний спектр, включаючий в себе і компоненту статистического «шума», моделюється складова погрешності в еталонних спектрах, і погрешність в значеннях активності еталонних джерел. Оцінка точності для коефіцієнтів  $c_i$  робиться на основі розброса результатів моделювання.

## **ВІДГУК СЦИНТИЛЯЦІЙНОГО ДЕТЕКТОРА З КРИСТАЛОМ CDWO<sub>4</sub> ДО ІОНІВ З ЕНЕРГІЄЮ КІЛЬКА МеВ ТА ДО НИЗЬКОЕНЕРГЕТИЧНИХ ЕЛЕКТРОНІВ**

**В. І. Третяк<sup>1</sup>, П. Г. Бізеті<sup>2</sup>, Ф. А. Даневич<sup>1</sup>, Л. Каррарезі<sup>2</sup>,  
П. Р. Маурензі<sup>2</sup>, Н. Тачетті<sup>2</sup>, Ф. Тачетті<sup>2</sup>, Т. Фаціні<sup>2</sup>**

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

<sup>2</sup> *НІЯФ, відділення у Флоренції*

*та фізичний ф-т Флорентійського університету, Флоренція, Італія*

Відгук детекторів до ядер віддачі низьких енергій (кілька кеВ – десятки кеВ) важливий для експериментів з пошуку слабо взаємодіючих масивних частинок темної матерії. У той же час, виміряти відгук детектора до іонів таких малих енергій доволі складно, що практично виявляється у значних розбіжностях між експериментальними даними та їх низькою, часто незадовільною точністю. В роботі [1] був запропонований напівемпіричний підхід до розрахунків зменшення сцинтиляційних сигналів для іонів, що ґрунтується на відомій формулі Біркса [2]. Цей теоретичний метод був експериментально перевірений [3] із сцинтилятором вольфрамату кадмію (CdWO<sub>4</sub>) за допомогою прискорювача іонів Tandetron (лабораторія LABEC відділення НІЯФ у Флоренції). Був виміряний відгук сцинтиляційного детектора з кристалом CdWO<sub>4</sub> (паралелепіпед 10 × 10 × 25 мм) до протонів, α частинок, іонів Li, C, O та Ti з енергією 1 - 10 МеВ. Вивчалися форма сцинтиляційного сигналу та зменшення світловиходу від іонів у порівнянні зі світловиходом від електронів таких же енергій. Непропорційність світловиходу сцинтилятора CdWO<sub>4</sub> для низькоенергетичних електронів (5 - 110 кеВ) була досліджена за допомогою методу збігів із комптонівськи розсіяними γ квантами. Для обчислення енергетичної залежності факторів зменшення світловиходу (ФЗСВ) для іонів та непропорційності світловиходу для електронів був використаний напівемпіричний метод [1]; отримані результати узгоджуються з експериментом та підтверджують припущення, що опис ФЗСВ для різних іонів можливий з одним і тим же коефіцієнтом - фактором Біркса кВ [2]. У той же час, метод не дозволяє описати із задовільною точністю непропорційність відгуку

ЩОРІЧНА НАУКОВА КОНФЕРЕНЦІЯ ІЯД, 28 січня - 1 лютого 2013 р.  
сцинтилятора  $\text{CdWO}_4$  до низькоенергетичних електронів. Було досліджено також розділення частинок за формою сцинтиляційних сигналів від  $\gamma$  квантів, протонів,  $\alpha$  частинок та іонів.

1. *Tretyak V.I.* Semi-empirical calculation of quenching factors for ions in scintillators // *Astroparticle Physics*. - 2010. - Vol. 33. - P. 40.
2. *Birks J.B.* The Theory and Practice of Scintillation Counting. - Oxford: Pergamon Press, 1964.
3. *Bizzeti P.G. et al.* Response of  $\text{CdWO}_4$  crystal scintillator for few MeV ions and low energy electrons // *Nucl. Instr. Meth.* - 2012. - Vol. A696. - P. 144.

### ВИПАДКОВІ ЗБИГИ ПОДІЙ ВІД $2\beta 2\nu$ РОЗПАДУ ЯК ДЖЕРЕЛО ФОНУ В БОЛОМЕТРИЧНИХ ЕКСПЕРИМЕНТАХ З ПОШУКУ $2\beta 0\nu$ РОЗПАДУ

**В. І. Третяк<sup>1</sup>, Ф. А. Даневич<sup>1</sup>, А. Джуліані<sup>2</sup>,  
Є. Олів'єрі<sup>2</sup>, М. Тенконі<sup>2</sup>, Д. М. Черняк<sup>1,2</sup>**

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

<sup>2</sup> *Центр ядерної спектроскопії та спектроскопії мас, Орсе, Франція*

Двонейтринний подвійний  $\beta$  ( $2\beta 2\nu$ ) розпад може бути джерелом фону в експериментах з пошуку безнейтринного подвійного  $\beta$  ( $2\beta 0\nu$ ) розпаду навіть у детекторах з високою енергетичною роздільною здатністю через випадкові збіги подій  $2\beta 2\nu$  розпаду, які неможливо усунути у випадку низької часової роздільної здатності. Ця проблема є актуальною для криогенних болометричних детекторів в експериментах з пошуку  $2\beta 0\nu$  розпаду наступного покоління, в яких планується використовувати болометри великої маси (~100 кг і більше) та надчисті матеріали в умовах підземних лабораторій (тобто, коли всі інші джерела фону будуть суттєво знижені). Отримано теоретичні енергетичні розподіли подій від випадкових збігів  $2\beta 2\nu$  розпадів для кількох найбільш перспективних ізотопів ( $^{82}\text{Se}$ ,  $^{100}\text{Mo}$ ,  $^{116}\text{Cd}$ ,  $^{130}\text{Te}$ ). Показано [1], що сучасні болометричні технології та методи дискримінації за формою імпульсу дозволяють контролювати цей вид фону на рівні, достатньому для досліджень оберненої ієрархії мас нейтрино (очікувані періоди напіврозпаду  $T_{1/2} \sim 10^{26} - 10^{27}$  років), навіть при болометричних пошуках  $2\beta 0\nu$  розпаду  $^{100}\text{Mo}$ , що має порівняно малий період напіврозпаду відносно  $2\beta 2\nu$  розпаду ( $T_{1/2} \sim 10^{19}$  років).

1. *Chernyak D.M. et al.* Random coincidence of  $2\nu 2\beta$  decay events as a background source in bolometric  $0\nu 2\beta$  decay experiments // *Eur. Phys. J.* – 2012. – Vol. C72. – P. 1989.

## МОДЕЛЮВАННЯ ТРИ-АЛЬФА-ЧАСТИНКОВИХ РОЗПАДІВ ЗБУДЖЕНИХ СТАНІВ ЯДРА $^{12}\text{C}$

**В. В. Улещенко, О. А. Понкратенко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Промодельовано розпади високозбуджених станів ядра  $^{12}\text{C}$  на три альфа-частинки. Розглянуто розпади рівнів  $0^+$  (10.3 MeV),  $2^-$  (16.57 MeV) та  $3^-$  (9.64 та 18.35 MeV).

У моделі вважається, що в момент розпаду кожне ядро знаходиться в заданому збудженому стані і має заданий імпульс. Методом Монте-Карло отримано ймовірні розподіли альфа-частинок у детекторах для вибраних умов реєстрації. Відомо, що в цьому каналі домінує двоступінчастий розпад  $^{12}\text{C}$  з утворенням проміжного ядра  $^8\text{Be}$  в основному або першому збудженому стані. Тому вкладом від безпосереднього розпаду відразу на три альфа-частинки нехтувалося. Вклади до розподілів, що походять з вильоту першої альфа-частинки та з розпаду проміжних резонансів  $^8\text{Be}$ , додавались некогерентно.

Розпади через основний та перший збуджений стани  $^8\text{Be}$  дають істотно відмінні енергетичні розподіли альфа-частинок, що потенційно дає можливість експериментально визначити їх відносні інтенсивності за умови вимірювань у достатньо широкому діапазоні кутів.

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

**С. Н. Федоткин**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

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

Получены формулы для вероятностей этих процессов, которые являются общими и могут быть применимы для любого атома [2]. В случае  $\beta^+$ -распада  ${}^{45}_{22}\text{Ti}$  с образованием  ${}^{45}_{21}\text{Sc}$  получены следующие оценки для отношения вероятностей рассмотренных процессов с учетом экранирования и выходом за рамки борновского приближения:

$$\frac{W_{\beta^+K,2}}{W_{\beta^+K,1}} \approx 0.324 \quad \frac{W_{\beta^+K,3}}{W_{\beta^+K,1}} \approx 0.114 \quad \frac{W_{\beta^+K,4}}{W_{\beta^+K,1}} \approx 0.012,$$

где  $W_{\beta^+K,n}$  - вероятность аннигиляции позитрона с K-электроном дочернего ядра с последующим выбиванием другого электрона с оболочки n ( $n = 1, 2, 3, 4$ ). Отметим, что в случае, когда не учитывается экранирующее действие электронов атомной оболочки и используется приближение плоских волн для волновой функции выбитого из атома электрона для соответствующих отношений ранее были получены такие оценки: 0.17, 0.057, 0.025 [1]. Если же учитывать экранирование, но использовать борновское приближение для вылетающего электрона, то получают следующие результаты: 0.18, 0.059, 0.01. Следовательно, учет экранирующего влияния электронов на отношения вероятностей рассматриваемых процессов очень слабо заметен для оболочек с  $n = 2, 3$  и становится существенным лишь для  $n = 4$ . Если учитывать как экранирующее влияние электронов, так и поправки к борновскому приближению, то отношения вероятностей для  $n = 2, 3$  сильно увеличиваются, а для  $n = 4$  заметно уменьшаются. Таким образом, учет экранирования важен только для верхней оболочки  $n = 4$ , в то время как выход за рамки борновского приближения играет существенную роль для всех оболочек.

1. Федоткин С.Н. // Ядерна фізика та енергетика. - 2011. - Т. 12. - С. 335.
2. Федоткин С.Н. // Ядерна фізика та енергетика. - 2012. - Т. 13. - С. 223.

### РОЗРОБКА НИЗЬКОТЕМПЕРАТУРНИХ СЦИНТИЛЯЦІЙНИХ БОЛОМЕТРІВ З КРИСТАЛАМИ МОЛІБДАТУ ЦИНКУ ДЛЯ ПОШУКУ $0\nu 2\beta$ -РОЗПАДУ ${}^{100}\text{Mo}$

Д. М. Черняк<sup>1,2</sup>, Я. В. Васильєв<sup>3</sup>, Є. М. Галашов<sup>3</sup>, Ф. А. Даневич<sup>1</sup>, А. Джуліані<sup>2</sup>, В. В. Кобичев<sup>1</sup>, М. Манкузо<sup>2</sup>, С. Марнієрос<sup>2</sup>, К. Нонес<sup>4</sup>, Е. Олів'єрі<sup>2</sup>, М. Тенконі<sup>2</sup>, В. І. Третьяк<sup>1</sup>, В. М. Шлегель<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup> Центр ядерної та масс-спектрометрії, Орсе, Франція

<sup>3</sup> Інститут неорганічної хімії ім. Ніколаєва, Новосибірськ, Росія

<sup>4</sup> Відділ фізики елементарних частинок,

Комісаріат атомної енергетики Сакле, Жиф-сюр-Іветт, Франція

Дослідження безнейтринного подвійного бета-розпаду ( $0\nu2\beta$ ) атомних ядер дають можливість встановити природу нейтрино (частинка Дірака чи Майорани), визначити маси і схему масових станів нейтрино, перевірити закон збереження лептонного заряду, здійснити пошук ряду ефектів за межами стандартної моделі елементарних частинок. Для експериментів наступного покоління з пошуку  $0\nu2\beta$ -розпаду необхідні детектори, чутливі до ефективної маси нейтрино на рівні  $\langle m_{\nu} \rangle \sim 0.02 - 0.05$  eV щоб перевірити інвертовану схему масових станів нейтрино. Для цього необхідна якомога більша маса досліджуваного ізотопу ( $10^{27} - 10^{28}$  ядер), високі енергетична роздільна здатність та ефективність реєстрації, низький (в ідеальному випадку, нульовий) рівень фону. Ядро  $^{100}\text{Mo}$  є одним із найбільш перспективних для таких експериментів завдяки великій енергії розпаду, сприятливим теоретичним оцінкам вірогідності розпаду, високій концентрації у природній суміші ізотопів молібдену, наявності скінтіляційних кристалів з молібденом (зокрема, молібдату цинку,  $\text{ZnMoO}_4$ ), що можуть бути застосовані як криогенні скінтіляційні болометри [1, 2]. Скінтіляційні болометри мають високу енергетичну роздільну здатність (кілька кеВ на енергії 3 МеВ), велику ефективність реєстрації (80 – 90%) та близьку до 99.9 % ефективність розділення сигналів від  $\alpha$ - та  $\beta$ -частинок. Кристал  $\text{ZnMoO}_4$  масою 313 г був перевірений як криогенний болометр при температурі 17 мК у підземній лабораторії Модан, Франція. Енергетична роздільна здатність склала 19 кеВ для  $\gamma$ -піку з енергією 356 кеВ джерела  $^{133}\text{Ba}$ . Досягнуто чітке розділення  $\alpha$ - та  $\beta$ -частинок, оцінено рівень радіоактивної забрудненості кристалу, що дає змогу оцінити сегрегацію радіоактивних елементів у кристалі. Одним із найбільш небезпечних джерел фону болометрів для пошуку  $0\nu2\beta$ -розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  є випадкові збіги подій від двонейтринного бета-розпаду [3]. Для дослідження ефективності розпізнавання таких збігів було розроблено генератор накладених подій та застосовано декілька методів: часу зростання сигналу, оптимального фільтру, середнього часу та  $\chi^2$ . Отримано високу ефективність розпізнавання на рівні 95% для кращих методів. Розробка та оптимізація методів триває.

1. *Beeman J.W. et al.* A next-generation neutrinoless double beta decay experiment based on  $\text{ZnMoO}_4$  scintillating bolometers // *Phys. Lett.* - 2012. - Vol. B710. - P. 318.
2. *Beeman J.W. et al.*  $\text{ZnMoO}_4$ : A promising bolometer for neutrinoless double beta decay searches // *Astropart. Phys.* - 2012. - Vol. 35. - P. 813.
3. *Chernyak D.M. et al.* Random coincidence of  $2\nu2\beta$  decay events as a background source in bolometric  $0\nu2\beta$  decay experiments // *Eur. Phys. J.* - 2012. - Vol. C72. - P. 1989.



**РАДІАЦІЙНІ РОЗПАДИ  $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma$  ТА  $B_s^0 \rightarrow \phi \gamma$   
В ЕКСПЕРИМЕНТІ LHCb**

**В. М. Яковенко, О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ,*

LHCb (Large Hadron Collider beauty) є одним з чотирьох основних експериментів, що побудовані на прискорювальному комплексі LHC (Large Hadron Collider), де заплановані протон-протонні зіткнення при енергії 14 TeV в системі центру мас, а також важкойонні зіткнення [1]. Головна мета експерименту LHCb – точне дослідження порушення CP-симетрії в розпадах B-мезонів, дослідження їх рідких каналів розпадів і пошук Нової Фізики (НФ) в B секторі.

Дослідження радіаційних розпадів можуть вказати на нові явища, за рамками «стандартної моделі», що здатні впливати на динаміку  $b \rightarrow s \gamma$  переходу. Ретельні дослідження цих розпадів здатні значно обмежити кількість теоретичних припущень щодо тих чи інших сценаріїв НФ, включаючи суперсиметричні моделі [2].

Станом на кінець 2012 року в експерименті LHCb зареєстровано  $1,0 \text{ фб}^{-1}$  інтегральної світимості при енергії  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  та  $1,1 \text{ фб}^{-1}$  при енергії  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ . В роботі представлено результати досліджень для каналів розпаду  $B^0 \rightarrow K^* \gamma$  та  $B_s^0 \rightarrow \phi \gamma$ . Отримано значення для ймовірності розпаду  $B(B_s^0 \rightarrow \phi \gamma) = (3.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$ , що є найточнішим значенням для цього каналу розпаду. Цей результат узгоджується з передбаченнями Стандартної Моделі.

1. *LHCb collaboration, Alves A.A Jr. et al. The LHCb detector at the LHC // JINST. - 2008. - 3 S08005. - 217 p.*
2. *Ali A., Pecjak B.D., Greub C. Towards  $B \rightarrow V \gamma$  decays at NNLO in SCET // Eur. Phys. J. - 2008. - Vol. C55. - P. 577; arXiv:0709.4422.*
3. *LHCb collaboration, Aaij R. et al. Measurement of the ratio of branching fractions  $B(B^0 \rightarrow K^* \gamma)/B(B_s^0 \rightarrow \phi \gamma)$  and direct CP asymmetry in  $B^0 \rightarrow K^* \gamma$  // Nucl. Phys. - 2013. - Vol. B867. - P. 1; arXiv:1209.0313.*