

УДК 539.16

№ держреєстрації 0117U001316

Інв. №

Національна академія наук України  
Інститут ядерних досліджень  
03028, м.Київ-28, пр. Науки 47, тел. (044) 525 81 48;  
Факс: (044) 525 44 63; E-mail: kinr@kinr.kiev.ua

«Затверджую»

Директор

Інституту ядерних досліджень

НАН України

академік НАН України

\_\_\_\_\_ В.І. Слісенко

“ ” 2022 р.

ЗВІТ

про науково-дослідну роботу за 2018 - 2022 рр

**Дослідження рідкісних розпадів атомних ядер, вимірювання потоків нейтрино,  
пошуки процесів за рамками Стандартної моделі елементарних частинок  
(заключний)**

Шифр: 06/331

керівник НДР

в.о. г.н.с. відділу фізики лептонів

д.ф.-м.н., проф.

\_\_\_\_\_ Ф.А. Даневич

Рукопис закінчено 03 грудня 2022

Результати цієї роботи розглянуто Вченою Радою

Інституту ядерних досліджень НАН України,

Протокол № 9 від 05.12.2022 р.

2022

## СПИСОК ВИКОНАВЦІВ

Відповідальні виконавці:	Посада	Підпис
Даневич Федір Анатолійович	в.о. г.н.с., д.ф.-м.н., проф.	
Кобичев Владислав Валерійович	в.о. зав. від., к.ф.-м.н.	
Третяк Володимир Ілліч	пр.н.с., к.ф.-м.н.	
Поліщук Оксана Григорівна	ст.н.с., к.ф.-м.н.	

Виконавці:	Посада	Підпис
Бойко Роман Сергійович	ст.н.с., к.х.н.	
Касперович Дмитро Васильович	н.с., к.ф.-м.н.	
Кропив'янський Борис Миколайович	н.с.	
Зуєва Олена Володимирівна	гол. інж.	
Шкурупій Олег Юрійович	пр. інж.	
Кобичева Лариса Миколаївна	пр. інж.	
Зарицький Микола Миколайович	інж., аспірант 4-го р.н.	
Клавдієнко Володимир Русланович	інж., аспірант 4-го р. н.	
Сокур Назар Володимирович	інж., аспірант 4-го р. н.	

При допомозі всіх співробітників відділу.

Реферат науково-дослідної роботи:

**«Дослідження рідкісних розпадів атомних ядер, вимірювання потоків нейтрино, пошуки процесів за рамками Стандартної моделі елементарних частинок»**

Звіт про НДР: 237 сторінок, 160 рисунків, 26 таблиць, 397 джерел цитованої літератури.

Науково-дослідна робота виконувалась у відділі фізики лептонів ІЯД НАН України, починаючи з 9 січня 2018 р. по 25 листопада 2022 р.

**Метою** роботи були дослідження подвійного бета-розпаду атомних ядер, розробка методів досліджень рідкісних ядерних процесів, дослідження властивостей нейтрино і пошук ефектів за рамками Стандартної моделі елементарних частинок

**Методи** дослідження полягали у довгострокових низькофонових вимірюваннях із сцинтиляційними, напівпровідниковими, трековими та низькотемпературними детекторами із зразками елементів, що містять два-бета-активні ізотопи. Дослідження властивостей нейтрино, пошуки процесів за рамками Стандартної моделі елементарних частинок велися за допомогою сцинтиляційного детектора Борексіно. Розробка детекторів для пошуку рідкісних ядерних процесів полягала у виготовленні зразків детекторів, вимірюваннях їх характеристик, радіоактивної забрудненості, розробці методів аналізу даних низькофонових вимірювань.

**Найважливіші результати**

1. З найвищою точністю виміряно період напіврозпаду ядра  $^{116}\text{Cd}$  відносно двонейтринного  $2\beta$ -розпаду:  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = 2.63_{-0.12}^{+0.11} \times 10^{19}$  років, встановлено нове обмеження на безнейтринну моду розпаду, звідки слідує обмеження на ефективну майоранівську масу нейтрино  $\langle m_\nu \rangle \leq 1.0 - 1.7$  еВ.
2. У болометричному експерименті CUPID-Mo з найвищою точністю виміряно період напіврозпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  відносно  $2\nu 2\beta$ -розпаду на основний стан дочірнього ядра:  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = (7.12_{-0.14}^{+0.18}) \times 10^{18}$  р, показано що розпад відбувається переважно через основний стан проміжного ядра. З обмеження на процес  $0\nu 2\beta$ -розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  встановлено нове обмеження на майоранівську масу нейтрино  $\langle m_\nu \rangle \leq (0.31 - 0.54)$  еВ, яке є одним з кращих у цій галузі досліджень.
3. У попередньому етапі експерименту AMoRE за допомогою низькотемпературних сцинтиляційних болометричних детекторів з кристалами молібдату кальцію із молібдену, збагаченого ізотопом молібдену-100, отримано обмеження на період напіврозпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  відносно  $0\nu 2\beta$ -розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$   $T_{1/2} > 9.5 \times 10^{22}$  р. Триває набір даних у наступному етапі експерименту AMoRE-I та підготовка великомасштабного експерименту AMoRE-II.
4. В експерименті NEMO-3 виконано прецизійні вимірювання періоду напіврозпаду відносно двонейтринного подвійного бета-розпаду ядра  $^{82}\text{Se}$ :  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = [9.39 \pm 0.17(\text{стат}) \pm 0.58(\text{сист})] \times 10^{19}$  р. З найвищою чутливістю виконано пошук  $2\beta$ -розпаду ядра  $^{82}\text{Se}$  на збуджені рівні  $^{82}\text{Kr}$ , отримано значення періоду напіврозпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  відносно  $2\nu 2\beta$ -розпаду.

5. На новому рівні чутливості виконано пошук резонансного  $0\nu 2e$ -розпаду ядра  $^{106}\text{Cd}$ .
6. Вперше виконано пошук  $2\beta$ -розпаду ядер  $^{168}\text{Yb}$ ,  $^{176}\text{Yb}$ ,  $^{174}\text{Hf}$ ,  $^{144}\text{Sm}$  та  $^{154}\text{Sm}$ .
7. Отримано нові обмеження на періоди напіврозпаду ядер  $^{190}\text{Pt}$  та  $^{198}\text{Pt}$  відносно процесів подвійного  $\beta$ -розпаду.
8. Виконано прецизійне спектроскопічне вимірювання потоків сонячних нейтрино від протон-протонного циклу, від розпадів  $^7\text{Be}$ ,  $^8\text{B}$  та від  $pp$ - і  $pep$ -реакцій, встановлено найкраще обмеження на потік  $hep$ -нейтрино, встановлено нові обмеження на потік нейтрино від CNO-циклу та нестандартні взаємодії нейтрино.
9. З новою точністю виміряні спектри нейтрино з надр Землі (геонейтрино).
10. На новому рівні чутливості виконано пошук нейтрино та антинейтрино від астрофізичних джерел, зокрема від наднових, сонячних спалахів, антинейтрино від Сонця.
11. Вперше виміряно напрямок прильоту низькоенергетичних сонячних нейтрино шляхом аналізу черенковського та сцинтиляційного сигналів; отримано нові обмеження на потік нейтрино в діапазоні енергій 0,5 – 50 MeV від швидких радіосплесків космічного походження.
12. Встановлені нові обмеження на нестандартні взаємодії нейтрино.
13. Отримано уточнені дані щодо потоку нейтрино від термоядерного CNO-циклу на Сонці ( $6,6 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) та щодо концентрації важких елементів в надрах Сонця; відсутність CNO-процесу виключена на рівні  $7\sigma$ .
14. Вперше досліджено кристал  $\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3$  як сцинтиляційний болометр, який може бути застосований для пошуків подвійного бета-розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$ .
15. Розроблено криогенні фотодетектори з низьким порогом реєстрації (рівень шуму детектора  $\approx 10 \text{ eV}$ ), що дозволить підвищити чутливість болометричних експериментів в дослідженнях рідкісних ядерних процесів.
16. Показано можливість застосування низькотемпературних сцинтиляційних болометрів з кристалом  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  для пошуку спін-залежної взаємодії частинок темної матерії з масою в області сотень MeV.
17. Показано можливість застосування кристалів  $\text{CdMoO}_4$  як низькотемпературних болометричних детекторів для пошуку подвійного бета-розпаду кадмію та молібдену.
18. Виконано розробку радіоактивно чистих сцинтиляційних кристалів  $\text{ZnWO}_4$ , досліджено оптичні, сцинтиляційні та люмінесцентні властивості цього детекторного матеріалу з огляду на можливість його застосування для пошуку темної матерії та подвійного бета-розпаду ізотопів цинку та вольфраму.
19. З найвищою точністю (3 eV) виміряно енергію першого збудженого рівня ядра  $^{115}\text{Sn}$ , що дозволило покращити точність визначення енергії бета-розпаду ядра  $^{115}\text{In}$  на цей збуджений рівень ( $\beta$ -розпад з найменшою відомою енергією розпаду)  $Q_\beta = 147 \pm 10 \text{ eV}$ .
20. З найвищою точністю виміряно період напіврозпаду ядра  $^{212}\text{Po}$ :  $T_{1/2} = (294.8 \pm 1.9) \text{ ns}$ .
21. Встановлено нові обмеження на концентрацію гіпотетичного довгоживучого надважкого елементу сиборгію (Sg,  $Z = 106$ ) у сцинтиляційних кристалах вольфрамату кадмію на рівні  $5,1 \times 10^{-15}$  атомів Sg / атом W.

## Зміст

СПИСОК СКОРОЧЕНЬ І ПОЗНАЧЕНЬ .....	9
ВСТУП .....	10
<b>1. ПОДВІЙНИЙ БЕТА-РОЗПАД АТОМНИХ ЯДЕР.....</b>	<b>14</b>
<b>1.1. Дослідження <math>2\beta</math>-розпаду в експерименті NEMO-3.....</b>	<b>14</b>
1.1.1. Експеримент NEMO-3.....	14
1.1.2. Дослідження $2\nu 2\beta$ -розпаду ядра $^{82}\text{Se}$ на основний стан $^{82}\text{Kr}$ .....	16
1.1.3. Пошук $2\beta$ -розпаду ядра $^{82}\text{Se}$ на збуджені рівні $^{82}\text{Kr}$ .....	18
1.1.4. Джерела фону детектора NEMO-3 у пошуку $2\beta$ -переходів на збуджені стани .....	19
1.1.5. Аналіз даних для пошуку $2\beta$ розпаду $^{82}\text{Se}$ на збуджені рівні дочірнього ядра .....	23
1.1.6. Аналіз даних експерименту NEMO-3 для дослідження $2\beta$ -розпаду ядра $^{100}\text{Mo}$ .....	30
1.1.7. Дослідження механізму $2\nu 2\beta$ -розпаду ядра $^{100}\text{Mo}$ .....	31
<b>1.2. Дослідження <math>2\beta</math>-розпаду <math>^{100}\text{Mo}</math> в експерименті CUPID-Mo .....</b>	<b>34</b>
1.2.1. Проєкт LUMINEU як попередник експерименту CUPID-Mo .....	34
1.2.2. Аналіз даних експерименту.....	36
1.2.3. Визначення періоду напіврозпаду ядра $^{100}\text{Mo}$ .....	38
1.2.4. Експеримент CUPID-Mo для пошуку $0\nu 2\beta$ -розпаду $^{100}\text{Mo}$ .....	41
1.2.5. Аналіз даних .....	42
<b>1.3. Розробка експерименту AMoRE для пошуку <math>0\nu 2\beta</math>-розпаду <math>^{100}\text{Mo}</math> .....</b>	<b>51</b>
1.3.1. Опис експерименту AMoRE.....	51
1.3.2. Експериментальна установка AMoRE-Pilot.....	52
1.3.3. Результати першого етапу експерименту .....	53
<b>1.4. Дослідження подвійного бета-розпаду ядра <math>^{116}\text{Cd}</math>.....</b>	<b>58</b>
1.4.1. Обґрунтування вибору ядра для досліджень .....	58
1.4.2. Експериментальна установка.....	58
1.4.3. Аналіз даних і результати .....	59
<b>1.5. Пошук подвійного <math>\beta</math>-розпаду ядра <math>^{106}\text{Cd}</math>.....</b>	<b>63</b>
1.5.1. Резонансний $0\nu 2\text{EC}$ -розпад атомних ядер .....	63
1.5.2. Експеримент .....	64
1.5.3. Аналіз даних.....	65
1.5.4. Результати пошуку $0\nu 2\text{EC}$ -розпаду $^{106}\text{Cd}$ на збуджений рівень $^{106}\text{Pd}$ 2718 кеВ .....	66
<b>1.6. Дослідження <math>2\beta</math>-розпаду ядер <math>^{168}\text{Yb}</math> та <math>^{176}\text{Yb}</math> .....</b>	<b>69</b>
1.6.1. Характеристика ізотопів $^{168}\text{Yb}$ та $^{176}\text{Yb}$ .....	69

1.6.2.	Очищення ітербію методом осадження і рідинно-рідинної екстракції.....	69
1.6.3.	Вимірювання радіоактивної забрудненості зразка оксиду ітербію.....	71
1.6.4.	Пошук подвійного бета-розпаду $^{168}\text{Yb}$ та $^{176}\text{Yb}$ .....	72
<b>1.7.</b>	<b>Перший пошук подвійного бета-розпаду <math>^{144}\text{Sm}</math> і <math>^{154}\text{Sm}</math></b> .....	<b>75</b>
1.7.1.	Вибір $^{144}\text{Sm}$ і $^{154}\text{Sm}$ як об'єктів досліджень.....	75
1.7.2.	Розробка методів очищення оксиду самарію від радіоактивних домішок.....	76
1.7.3.	Низькофонові вимірювання з HPGe гамма-детектором.....	76
1.7.4.	Пошук $2\varepsilon$ та $\varepsilon\varepsilon+$ розпаду $^{144}\text{Sm}$ .....	78
1.7.5.	Пошук $2\nu$ -розпаду $^{154}\text{Sm}$ на збуджений рівень $^{154}\text{Gd}$ .....	80
<b>1.8.</b>	<b>Подвійний бета-розпад <math>^{174}\text{Hf}</math></b> .....	<b>82</b>
1.8.1.	Характеристика нукліду $^{174}\text{Hf}$ .....	82
1.8.2.	Зразок гафнію.....	82
1.8.3.	Низькофонові гамма-спектрометрія зразка гафнію.....	82
1.8.4.	Пошук подвійного бета-розпаду $^{174}\text{Hf}$ .....	86
<b>1.9.</b>	<b>Пошук процесів подвійного бета-розпаду в ядрах <math>^{190}\text{Pt}</math> та <math>^{198}\text{Pt}</math></b> .....	<b>92</b>
1.9.1.	Вибір ядер для досліджень.....	92
1.9.2.	Зразок платини, ізотопний склад матеріалу.....	94
1.9.4.	Радіонукліди, виявлені в зразку платини.....	96
1.9.5.	Експериментальні обмеження на процеси подвійного бета-розпаду в $^{190}\text{Pt}$ .....	98
1.9.6.	Обмеження на $2\nu^-$ -розпад $^{198}\text{Pt}$ на перший збуджений рівень $^{198}\text{Hg}$ .....	105
1.9.7.	Підсумок та висновки.....	106
<b>1.10.</b>	<b>Висновки розділу</b> .....	<b>107</b>
<b>2.</b>	<b>ВИМІРЮВАННЯ ПОТОКІВ НЕЙТРИНО ВІД СОНЦЯ ТА ІНШИХ ДЖЕРЕЛ</b> .....	<b>109</b>
<b>2.1.</b>	<b>Вимірювання потоків нейтрино від Сонця</b> .....	<b>109</b>
2.1.1.	Конструкція детектора Борексіно.....	109
2.1.3.	Нейтрино від розпаду $^7\text{Be}$ , $pp$ - та $p\text{ep}$ -реакцій, пошук нейтрино від CNO-циклу.....	111
<b>2.2.</b>	<b>Дослідження нейтрино з надр Землі (геонейтрино)</b> .....	<b>114</b>
2.2.1.	Вивчення глибин Землі за допомогою нейтринних детекторів.....	114
2.2.2.	Опис фону і відгук детектора Борексіно до антинейтрино.....	116
2.2.3.	Сигнал від геонейтрино.....	118
<b>2.3.</b>	<b>Потік нейтрино від розпадів <math>^8\text{B}</math> у Сонці</b> .....	<b>127</b>
2.3.1.	Відгук детектора і відбір даних для аналізу.....	127
2.3.2.	Фон детектора в області інтересу.....	129
2.3.3.	Значення потоку нейтрино від $^8\text{B}$ у Сонці.....	133

<b>2.4. Вивчення нейтринних подій, які корелюються зі спалахами на Сонці.....</b>	<b>136</b>
<b>2.5. Обмеження на потік нейтрино від швидких радіосплесків космічного походження.....</b>	<b>141</b>
2.5.1. <i>Вступ.....</i>	141
2.5.2. <i>Відбір подій кандидатів на ШРС.....</i>	142
2.5.3. <i>Аналіз відібраних подій.....</i>	144
2.5.4. <i>Спектр нейтрино.....</i>	145
2.5.5. <i>Часові кореляції для найбільш інтенсивних ШРС.....</i>	146
<b>2.6. Вимірювання напрямку прильоту низькоенергетичних сонячних нейтрино.....</b>	<b>148</b>
2.6.1. <i>Мотивація досліджень.....</i>	148
2.6.2. <i>Метод.....</i>	149
2.6.3. <i>Результати.....</i>	151
<b>3. ПОШУКИ ПРОЦЕСІВ ЗА РАМКАМИ СТАНДАРТНОЇ МОДЕЛІ ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК</b>	<b>154</b>
3.1. <i>Пошук нестандартних взаємодій нейтрино.....</i>	154
3.1.1. <i>Постановка задачі.....</i>	154
3.1.2. <i>Нестандартні взаємодії нейтрино.....</i>	154
3.1.3. <i>Аналіз даних.....</i>	155
3.1.4. <i>Модель фону детектора.....</i>	157
3.1.5. <i>Результати.....</i>	158
<b>4. РОЗРОБКА МЕТОДІВ НИЗЬКОФОНОВИХ ЕКСПЕРИМЕНТІВ.....</b>	<b>162</b>
4.1. <i>Дослідження кристалу <math>\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3</math> як сцинтиляційного болометра.....</i>	162
<b>4.2. Розробка кріогенних фотодетекторів з низьким порогом реєстрації.....</b>	<b>166</b>
4.2.1. <i>Необхідність зниження порогу фотодетекторів у болометричних детекторах.....</i>	166
4.2.2. <i>Конструкція фотодетектора.....</i>	166
4.2.3. <i>Характеристики фотодетектора.....</i>	167
<b>4.3. Кріогенний сцинтиляційний болометр <math>\text{Li}_2\text{MoO}_4</math> для пошуку темної матерії.....</b>	<b>170</b>
4.3.1. <i>Детектори темної матерії з літієм.....</i>	170
4.3.2. <i>Детектор з кристалом <math>\text{Li}_2\text{MoO}_4</math>.....</i>	170
<b>4.4. Низькотемпературний болометр <math>\text{CdMoO}_4</math> для пошуку <math>0\nu 2\beta</math>-розпаду кадмію та молібдену</b>	<b>173</b>
4.4.1. <i>Обґрунтування вибору матеріалу детектора.....</i>	173
4.4.2. <i>Експериментальна установка.....</i>	173
4.4.3. <i>Результати вимірювань з кристалом <math>\text{CdMoO}_4</math>.....</i>	174
<b>4.5. Розробка сцинтиляторів <math>\text{ZnWO}_4</math> для пошуку добових модуляцій темної матерії.....</b>	<b>177</b>
4.5.1. <i>Пошук темної матерії за допомогою анізотропних сцинтиляторів.....</i>	177

4.5.2.	Розробка сцинтиляторів $ZnWO_4$ .....	177
4.5.3.	Радіоактивна чистота кристалів $ZnWO_4$ .....	178
4.5.4.	Розробка сцинтиляторів $ZnWO_4$ з покращеними характеристиками.....	180
4.5.5.	Ріст кристалів $ZnWO_4$ .....	181
4.5.6.	Прозорість кристалів $ZnWO_4$ .....	183
4.5.7.	Люмінесценція кристалів $ZnWO_4$ .....	183
<b>5.</b>	<b>ДОСЛІДЖЕННЯ ЯДЕРНИХ РОЗПАДІВ</b> .....	<b>188</b>
<b>5.1.</b>	<b>Період напіврозпаду <math>^{212}Po</math></b> .....	<b>188</b>
5.1.1.	Постановка задачі.....	188
5.1.2.	Експеримент.....	188
5.1.3.	Визначення періоду напіврозпаду $^{212}Po$ .....	189
<b>5.2.</b>	<b>Пошук надважкого елемента сиборгію у кристалах <math>^{116}CdWO_4</math></b> .....	<b>191</b>
5.2.1.	Обґрунтування досліджень.....	191
5.2.2.	Експеримент.....	192
5.2.3.	Аналіз даних.....	193
5.2.4.	Результати.....	196
<b>5.3.</b>	<b>Вимірювання енергії першого збудженого стану ядра <math>^{115}Sn</math></b> .....	<b>199</b>
5.3.1.	Постановка задачі.....	199
5.3.2.	Опис експерименту і результати.....	199
	<b>ВИСНОВКИ</b> .....	<b>202</b>
	<b>ПУБЛІКАЦІЇ ЗА РЕЗУЛЬТАТАМИ РОБОТИ</b> .....	<b>206</b>
	<b>ДОПОВІДІ НА МІЖНАРОДНИХ КОНФЕРЕНЦІЯХ, НАРАДАХ, ШКОЛАХ, СЕМІНАРАХ</b> .....	<b>218</b>
	<b>СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ</b> .....	<b>222</b>



## СПИСОК СКОРОЧЕНЬ І ПОЗНАЧЕНЬ

$2\beta$  – подвійний бета-розпад

$2\nu\beta\beta$  – двонейтринний подвійний бета-розпад

$0\nu\beta\beta$  – безнейтринний подвійний бета-розпад

ЕСЕС – подвійне електронне поглинання

$ЕС\beta^+$  – електронне поглинання з вильотом позитрона

$2\beta^+$  – подвійний позитронний розпад

$T_{1/2}$  – період напіврозпаду

$Q_{2\beta}$  – енергія подвійного бета-розпаду

$Q_{2ЕС}$  – енергія подвійного електронного поглинання

HPGe – high purity germanium (надчистий германій)

Д.І. – довірна імовірність

ДФІ – дискримінація за формою імпульсів

ЗБР – зворотний бета-розпад

о.с. – основний стан ядра

ПШПВ – повна ширина піку на половині висоти

СМ – Стандартна модель елементарних частинок і взаємодій

сист. – систематична помилка

стат. – статистична помилка

ФЕП – фотоелектронний помножувач

ч.с.с. – число ступенів свободи

$Li_2^{100}MoO_4$  – кристал молібдату літію із молібдену збагаченого ізотопом молібдену-100

$ZnWO_4$  – кристал вольфрамату цинку

$CdWO_4$  – кристал вольфрамату кадмію

$^{106}CdWO_4$  – кристал вольфрамату кадмію із кадмію збагаченого ізотопом кадмію-106

$^{116}CdWO_4$  – кристал вольфрамату кадмію із кадмію збагаченого ізотопом кадмію-116

$CdMoO_4$  – кристал молібдату кадмію

$^{depl48}Ca^{100}MoO_4$  – кристал молібдату кальцію із молібдену, збагаченого ізотопом молібдену-100, і кальцію, збідненого на ізотоп кальцію-48

ДНВЕ – довгоживучі надважкі елементи

ШРС – швидкі радіосплески

SgDN – дочірні ядра, що виникають після розпаду сіборгію

## ВСТУП

Властивості нейтрино є ключовою проблемою сучасної фізики, перш за усе, завдяки можливостям знайти нові ефекти і визначити шлях подальшого розвитку теорії елементарних частинок і взаємодій. Спостереження явища осциляцій нейтрино, з яких слідує, що нейтрино має масу, стали першим кроком, що підтвердив недосконалість Стандартної моделі елементарних частинок і взаємодій (СМ). Поряд з тим, вимірювання потоків нейтрино від різних джерел (у яких і спостерігається явище нейтринних осциляцій) поки що не дозволило визначити масу та схему масових станів цієї частинки.

Отож, відкриття осциляцій нейтрино (коливання нейтринних ароматів) вказують на те, що нейтрино мають масу [1]. Явище осциляцій також піднімає питання про механізм утворення маси нейтрино. Замість того, щоб бути діраківськими частинками як заряджені лептони та кварки, масштаби нейтринних мас могли б бути добре пояснені теорією Майорани [2, 3]. У такому сценарії нейтрино може бути своєю власною античастинкою [4, 5]. Якщо виявиться, що це дійсно так, це буде мати величезний вплив на наше бачення природи. Зокрема, це свідчитиме про те, що загальне лептонне число  $L$  може порушуватись, а також допоможе зрозуміти причину асиметрії речовини-антиматерії у Всесвіті [6, 7].

У 1937 році Етторе Майорана знайшов рівняння еволюції для справді нейтрального ферміона із спіном  $1/2$  [4]. Його робота була мотивована експериментальним спостереженням вільного нейтрона Джеймсом Чадвіком у 1932 році. Майорана також припустив, що його рівняння може бути застосоване до гіпотетичного нейтрино, введеного Вольфгангом Паулі для пояснення безперервного спектру електронів при  $\beta$ -розпаді ядер. У середині 1950-х років Райнес і Коуен виявили частинку з нейтринними властивостями [8, 9]. На момент становлення Стандартної моделі електрослабких взаємодій були відомі три сімейства нейтрино. Але якщо нейтрон є ферміоном, що складається з кварків, нейтрино в рамках СМ набуло статусу елементарних частинок з нульовими масами.

Розрізнення поведінки частинок Дірака та Майорани є надзвичайно складним експериментальним завданням. Безнейтринний подвійний бета-розпад ( $0\nu\beta\beta$ ) вважається найбільш чутливим інструментом для дослідження природи нейтрино як частинки Майорана. Цей процес має являти собою ядерний перехід, що полягає у перетворенні парно-парного ядра в більш легку ізобару, що містить ще два протони і супроводжується випромінюванням двох електронів без жодних інших частинок зі зміною лептонного числа  $L$  на дві одиниці [10, 11, 12, 13]. Спостереження цього гіпотетичного процесу дозволить встановити, що нейтрино є частинкою Майорани [3].

На сьогодні найбільш строгі обмеження на розпад  $0\nu\beta\beta$  знаходяться на рівні  $10^{25}$ – $10^{26}$  років для ядер  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{136}\text{Xe}$  та  $^{130}\text{Te}$  [14, 15, 16, 17, 18]. Розпад  $0\nu\beta\beta$  може бути викликаний різними механізмами [11, 13, 19, 20]. Серед них так званий масовий механізм, що складається з обміну віртуальним легким нейтрино Майорани, являє собою мінімальне розширення стандартної моделі. При застосуванні цього механізму швидкість  $0\nu\beta\beta$ -розпаду пропорційна квадрату ефективної маси нейтрино  $\langle m_\nu \rangle$  (у літературі використовують також позначення  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ ), лінійної комбінації трьох власних значень маси нейтрино, яка фіксує абсолютну шкалу маси нейтрино. Сучасні межі значення  $\langle m_\nu \rangle$  знаходяться в діапазоні (0,06–0,6) eV [13].

припускаючи, що аксіально-векторна константа зв'язку  $g_A$  не зменшується у процесах подвійного бета-розпаду і дорівнює значенню для вільного нуклона  $g_A = 1,27$  [21, 22, 23].

Отже, пошуки безнейтринного подвійного бета-розпаду атомних ядер здатні перевірити природу нейтрино (частинка Дірака чи Майорани?), закон збереження лептонного числа, визначити абсолютну шкалу і схему масових станів нейтрино, уточнити елементи матриці змішування нейтрино, перевірити існування правих струмів у слабкій взаємодії, гіпотетичних бозонів Намбу-Голдстоуна (так званих майоронів) і ще цілий ряд ефектів за межами Стандартної моделі елементарних частинок [24, 25, 11, 19].

Період напіврозпаду відносно процесу безнейтринного подвійного бета-розпаду, у припущенні про механізм розпаду шляхом обміну легкими нейтрино, може бути записаний у вигляді залежності від ефективної маси нейтрино майоранівської природи і параметрів домішок гіпотетичних правих токів у слабкій взаємодії:

$$(T_{1/2}^{0\nu 2\beta})^{-1} = C_{mm}^{0\nu} \left(\frac{\langle m_\nu \rangle}{m_e}\right)^2 + C_{m\lambda}^{0\nu} \langle \lambda \rangle \left(\frac{\langle m_\nu \rangle}{m_e}\right) + C_{m\eta}^{0\nu} \langle \eta \rangle \left(\frac{\langle m_\nu \rangle}{m_e}\right) + C_{\lambda\lambda}^{0\nu} \langle \lambda \rangle^2 + C_{\eta\eta}^{0\nu} \langle \eta \rangle^2 + C_{\lambda\eta}^{0\nu} \langle \lambda \rangle \langle \eta \rangle,$$

де  $m_e$  – маса електрона,  $\langle m_\nu \rangle$  – ефективна маса нейтрино Майорани, параметри  $\langle \lambda \rangle$  і  $\langle \eta \rangle$  описують праві токи в слабкій взаємодії [26], коефіцієнти  $C_{ij}^{0\nu}$  можуть бути визначені через ядерні матричні елементи і інтеграли по фазовому простору процесу  $0\nu 2\beta$ -розпаду. Ефективна майоранівська маса нейтрино визначається наступним чином:

$$\langle m_\nu \rangle = \left| \sum U_{ej}^2 m_{\nu_j} \right|,$$

де  $m_{\nu_i}$  – масові стани нейтрино,  $U_{ej}$  – матричні елементи змішування між масовими станами і станами ароматів нейтрино.

Таким чином, процес  $0\nu 2\beta$ -розпаду представляє фундаментальний інтерес. Але не дивлячись на значні зусилля, цей розпад усе ще не зареєстровано експериментально. Найбільш чутливі експерименти встановили лише обмеження на періоди напіврозпаду ряду ядер відносно  $0\nu 2\beta$ -розпаду на рівні  $T_{1/2}^{0\nu 2\beta} > 10^{24} - 10^{26}$  років, звідки слідує ефективна маса нейтрино Майорани  $\langle m_\nu \rangle \sim 0,06 - 0,6$  еВ. Такі обмеження дозволяють відкинути вироджену схему масових станів нейтрино. Наступною задачею є підвищення чутливості експериментів до рівня інвертованої схеми масових станів нейтрино  $\langle m_\nu \rangle \sim 0,05$  еВ і нижче, що відповідає періоду напіврозпаду, навіть для найбільш перспективних ядер,  $T_{1/2}^{0\nu 2\beta} > 10^{27} - 10^{28}$  років (див. теоретичні огляди [24, 27]). Досягнення такої чутливості і є метою сучасних проєктів [28, 29, 30, 31, 32]. Підвищення чутливості експериментів є довгою і складною задачею в силу самої природи  $2\beta$ -розпаду, який є надзвичайно рідкісним процесом.

Дозволена в рамках СМ двонейтринна мода подвійного бета-розпаду ( $2\nu 2\beta$ ) спостережена для дванадцяти ядер (див. огляди [33, 34, 35, 36]). Підвищення точності даних про періоди напіврозпаду ядер відносно цього процесу, форму енергетичних спектрів, дослідження розпадів на збуджені рівні важливі для розвитку теорії подвійного бета-розпаду.

Не усі 35 потенційно  $2\beta$ -активні нукліди підходять для високочутливих експериментів. Крім того, уся історія пошуків  $2\beta$ -розпаду показує, що найвища чутливість досягалась з різними ядрами, в залежності від застосованої методики експерименту, кількості ізотопного

матеріалу, характеристик детекторів. До того ж, якщо буде заявлене відкриття розпаду у якомусь одному ядрі, буде природно вимагати перевірити таке повідомлення в експерименті з іншими ядрами. Більше того, дані про швидкість  $0\nu 2\beta$ -розпаду у кількох ядрах будуть корисними для коригування теоретичних підходів до обчислення ядерних матричних елементів, а отже для визначення маси нейтрино [37]. Аргументи на користь експериментів з різними ядрами, а також обговорення можливості оцінки маси нейтрино та інших параметрів теорії з експериментів з різними ядрами викладені в роботі [38]. Таким чином, вибір ядер кандидатів визначається масштабом експериментів (кілька сотень кілограмів досліджуваного ізотопу), екстремальними вимогами до фону та можливістю калориметричних експериментів («джерело = детектор», коли досліджувані ядра входять до складу детектора) для забезпечення високих ефективностей реєстрації ефекту, енергетичної роздільної здатності та інших характеристик експериментальної установки.

Нуклід  $^{100}\text{Mo}$  є одним з найбільш сприятливих кандидатів для пошуку  $0\nu 2\beta$ -розпаду завдяки високій енергії розпаду ( $Q_{2\beta} = 3034.40(17)$  кеВ) [39], порівняно високій концентрації ізотопу  $^{100}\text{Mo}$  у природній суміші ізотопів молібдену ( $\delta = 9.824(50)\%$ ) [40], можливості збагачення методом газового центрифугування і сприятливим теоретичним передбаченням вірогідності розпаду [24, 27]. Низькотемпературні сцинтиляційні болометри є перспективним методом для підготовки великомасштабних експериментів з пошуку  $0\nu 2\beta$ -розпаду із високою чутливістю. Крім того, важливо, що останнім часом було розроблено кілька сцинтиляційних кристалів, що містять ядра-кандидати. Техніка сцинтиляційних криогенних болометрів дає можливість побудови детектора з дуже високими характеристиками: високою роздільною здатністю та ефективністю реєстрації подій подвійного бета-розпаду, низьким фоном. Тому розробка низькотемпературних сцинтиляційних болометричних детекторів є важливою задачею. Зокрема, ядро  $^{100}\text{Mo}$  вибрано як об'єкт досліджень також і у великомасштабному криогенних проектах CUPID [41] та AMoRE [42].

У той час як зусилля експериментаторів спрямовані на дослідження подвійного бета-розпаду із збільшенням заряду ядра, результати пошуків подвійного електронного поглинання ( $2e$ ), електронного поглинання із випромінюванням позитрона ( $e\beta^+$ ), подвійного позитронного розпаду ( $2\beta^+$ ) значно скромніші. У прямих лічильних експериментах є лише вказівка двох геохімічних експериментів на подвійний розпад барію-130 [43, 44]), реєстрацію у прямих лабораторних експериментах подвійного електронного поглинання у  $^{78}\text{Kr}$  [45] та  $^{124}\text{Xe}$  [46], чутливість кращих експериментів сягає рівня лише  $10^{21} - 10^{22}$  років [33, 47, 48, 49, 50, 51]. Поряд з тим, дослідження подвійних бета-«плюс»-процесів важливе з огляду на можливість перевірки механізму безнейтринного подвійного бета-«мінус»-розпаду [52]. Крім того, представляють інтерес пошуки резонансних безнейтринних подвійних поглинань на збуджені рівні дочірніх ядер, зокрема ядра  $^{106}\text{Cd}$  [53, 54, 55, 56, 57, 58]. Поряд з тим, необхідно визнати, що можливості досліджувати властивості нейтрино у процесах дослідження подвійного бета-розпаду із збільшенням заряду ядра є суттєво нижчими.

Вимірювання потоків нейтрино від різних джерел є, безумовно, основним напрямком нейтринних досліджень у великому міжнародному експерименті Борексіно, що ведеться у підземній лабораторії Гран-Сассо в Італії. Зокрема, Сонце є потужним джерелом нейтрино, до того ж віддаленим на відстань, що значно перевищує довжину нейтринних осциляцій. Крім

того, спектрометрія сонячних нейтрино є важливою з огляду на перевірку теоретичних розрахунків в рамках сонячних моделей.

Нейтринні детектори також починають відігравати значну роль в астрономії [59]. На цей час нейтринна астрономія накопичила велику кількість експериментальних досягнень, включаючи виявлення нейтрино від наднової зірки SN1987A [60 61 62 63], виявлення позагалактичних нейтрино з енергією до 2 ПеВ [64], а також надала змогу виміряти точні характеристики нейтрино від Сонця [65]. Для деяких джерел нейтрино накопичення статистичних даних все ще триває, а у відношенні інших поки що експерименти не проводились. Енергія астрофізичних нейтрино охоплює щонайменше 18 порядків, починаючи від меВ (реліктові нейтрино) до ПеВ, найбільш енергетичне нейтрино, яке було зареєстроване. Накопичення даних про астрофізичні нейтрино та виявлення можливих нових джерел нейтрино є дуже важливою задачею, оскільки впливає на наше розуміння Всесвіту і дозволяє досліджувати властивості самого нейтрино. Точні вимірювання потоків нейтрино від різних джерел (з мантиї Землі, з надр Сонця) дають надзвичайно цінну інформацію про Землю та Сонце. До того ж нейтринні експерименти дозволяють вести пошук великої кількості гіпотетичних ефектів за рамками Стандартної моделі елементарних частинок.

У даному звіті наведені результати досліджень подвійного бета-розпаду кількох перспективних ядер, як з точки зору вірогідності розпаду, так і експериментальних можливостей досягнути високої чутливості експерименту. Важливими є результати точного вимірювання дозволеної у СМ двонейтринної моди у ядрах  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{100}\text{Mo}$  та  $^{116}\text{Cd}$ , пошуки  $2\beta$ -розпаду у ядрах  $^{106}\text{Cd}$ ,  $^{144}\text{Sm}$ ,  $^{154}\text{Sm}$ ,  $^{168}\text{Yb}$ ,  $^{176}\text{Yb}$ ,  $^{174}\text{Hf}$ ,  $^{190}\text{Pt}$  та  $^{198}\text{Pt}$ .

Важливою частиною роботи є розробка методів низькофонових експериментів, як то пошук і перевірка нових детекторних матеріалів, покращення характеристик та перевірка рівня радіоактивної забрудненості існуючих детекторів.

Низькофонові експерименти, як правило, крім вирішення основних задач, на які вони націлені, дозволяють досліджувати рідкісні канали альфа- та бета-розпадів, уточнювати характеристики ядер (періоди напіврозпаду, енергію збуджених рівнів, тощо), шукати гіпотетичні ядра та розпади як додаткові результати, без постановки окремих експериментів.

# 1. ПОДВІЙНИЙ БЕТА-РОЗПАД АТОМНИХ ЯДЕР

## 1.1. Дослідження $2\beta$ -розпаду в експерименті NEMO-3

### 1.1.1. Експеримент NEMO-3

Основна ідея експерименту NEMO-3 полягала у вимірюванні повної інформації про кожну подію подвійного бета-розпаду. Детектор складався з трекера і калориметра, здатного реконструювати точку і напрямки вильоту  $\beta$ -частинок. Схема установки NEMO-3 показана на Рис. 1.1.

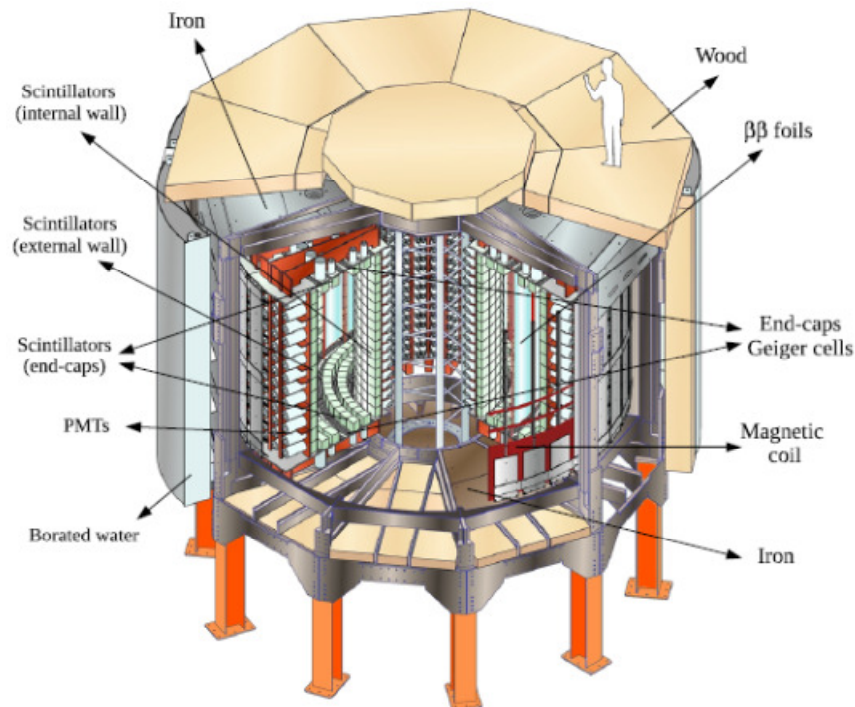


Рис. 1.1. Схема установки NEMO-3.

Установка була встановлена у підземній лабораторії Модан (Франція) глибиною 4800 м водного еквіваленту для захисту від космічних променів. У детекторі були розміщені сім збагачених  $\beta\beta$ -активних ізотопів у вигляді тонких фольг (близько  $50 \text{ mg/cm}^2$ ). Фольги були розташовані у 20 ідентичних секторах. Два ізотопи мали найбільшу масу. Це були  $^{100}\text{Mo}$  (6.91 кг) і  $^{82}\text{Se}$  (0.93 кг). У меншій кількості були також ізотопи  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{96}\text{Zr}$ ,  $^{116}\text{Cd}$ ,  $^{130}\text{Te}$  і  $^{150}\text{Nd}$ . Сліди заряджених частинок відновлюються в детекторі в об'ємі гейгерівських лічильників. Усього в детекторі було 6180 операційних лічильників Гейгера, наповнених гелієм з додаванням етанолу (4%), аргону (1%) і водяного пару (0,15%). Точність визначення поперечної і поздовжньої координати подій лічильниками Гейгера становило 0,5 мм і 8.0 мм ( $\sigma$ ) відповідно. Трекер був оточений калориметром, зібраним з пластикових сцинтиляційних блоків, оптично з'єднаних з ФЕП. Принцип вимірювання треків і енергії електронів в установці показано на Рис. 1.2.

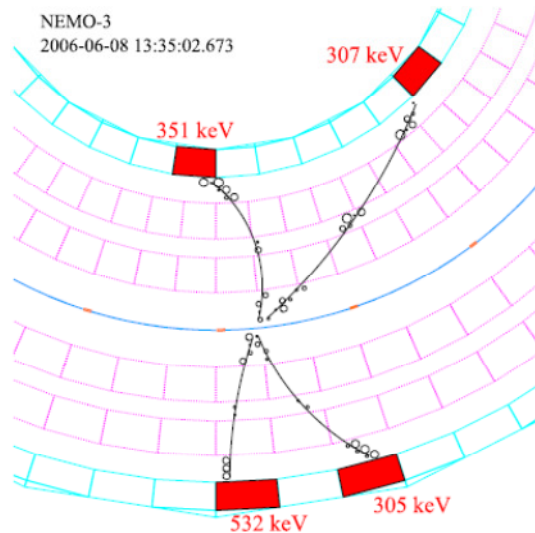


Рис. 1.2. Принцип вимірювання треків і енергії електронів в установці NEMO-3.

Енергетична калібровка детектора була здійснена з джерелами  $^{207}\text{Bi}$ ,  $^{90}\text{Sr}$  та  $^{232}\text{U}$ . Енергетична роздільна здатність блоків калориметра становила 5,8–7,2%, а часова роздільна здатність становила 250 пс для електронів з енергією 1 МеВ. Детектор був оточений соленоїдом, який генерував магнітне поле 25 Гс, паралельне провідникам. Магнітне поле дозволяє відхилити приблизно 95% позитронів з енергією 1 МеВ. Детектор був оточений пасивним екраном, що складається з шару заліза товщиною 19 см для придушення зовнішнього фону гамма-випромінювання, а також борованої води, парафіну та деревини, щоб уповільнити та поглинати фонові нейтрони.

### 1.1.2. Дослідження $2\nu 2\beta$ -розпаду ядра $^{82}\text{Se}$ на основний стан $^{82}\text{Kr}$

Для визначення періоду напіврозпаду ядра  $^{82}\text{Se}$  необхідно побудувати якомога точну модель фону детектора. Модель зовнішнього фону є ефективною моделлю потоку  $\gamma$ -квантів, що спрямовані на детектор. У цьому фоні переважають гамма-кванти від  $^{40}\text{K}$ ,  $^{208}\text{Tl}$  і  $^{214}\text{Bi}$  від забруднення калориметра (переважно скло фотоелектронних помножувачів). Крім того  $^{208}\text{Tl}$ ,  $^{214}\text{Bi}$  і  $^{60}\text{Co}$  містяться в захисному залізі навколо детектора. Модель точно відтворює дані, як видно з розподілів енергії, що відкладаються на калориметрі для зовнішніх  $1\gamma 1e$  та перетину електронних каналів, показаних на Рис. 1.3.

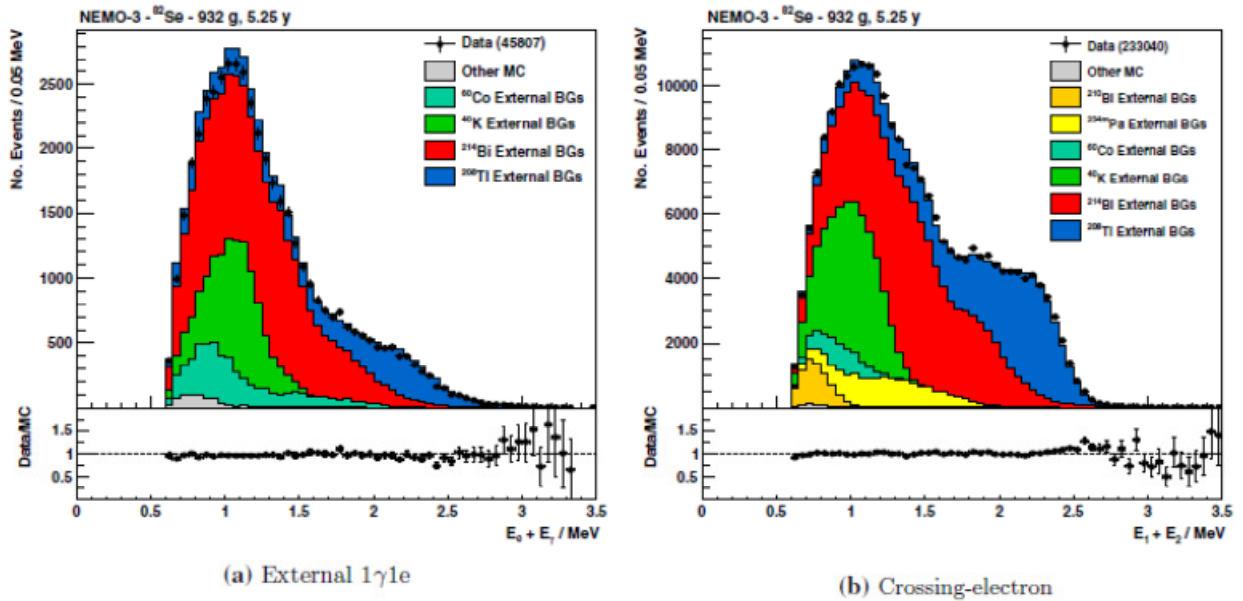


Рис. 1.3. Розподіл суми енергій електрона та  $\gamma$ -випромінювання у зовнішньому каналі  $1\gamma 1e$  (a). Розподіл суми вхідної та вихідної енергій електронів у перехресному електронному каналі (b). В обох випадках енергетичні спектри даних порівнюються з моделлю фону (верхні панелі) і як відношення даних до моделі (нижні панелі).

Розподіл сумарної енергії двох електронів показано на Рис. 1.4. Фон переважно походить від фольги збагаченого  $^{82}\text{Se}$ . Найбільша компонента фону спричинена внутрішнім забрудненням фольги збагаченого  $^{82}\text{Se}$ , але сигнал  $2\nu\beta\beta$ -розпаду, усе-таки, домінує в даних із співвідношенням сигнал до фону  $\approx 4$ .



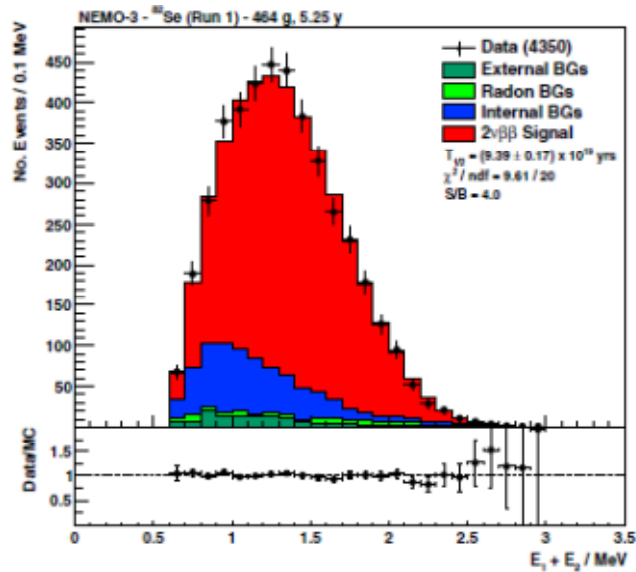


Рис. 1.4. Розподіл сумарної енергії двох електронів у каналі двох електронів, що походить від фольги збагаченого  $^{82}\text{Se}$ . Дані порівнюються з моделлю фону. Найбільший фон спричинений внутрішнім забрудненням фольги збагаченого  $^{82}\text{Se}$  (гістограма синього кольору), але сигнал  $2\nu\beta\beta$ -розпаду (червона гістограма) домінує у даних.

Для оцінки обмеження на безнейтринний подвійний бета-розпад ядра  $^{82}\text{Se}$  дані було проаналізовано в околі енергії розпаду. Розподіл сумарних енергій електронів у каналі  $\beta\beta$ -розпаду  $^{82}\text{Se}$  та співвідношення між зареєстрованими та прогнозованими даними, побудованими на основі моделі фону, показані на Рис. 1.5. Було виконано аналіз для різних каналів розпаду: за рахунок обміну легким нейтрино та за рахунок домішок правих токів у слабкій взаємодії.

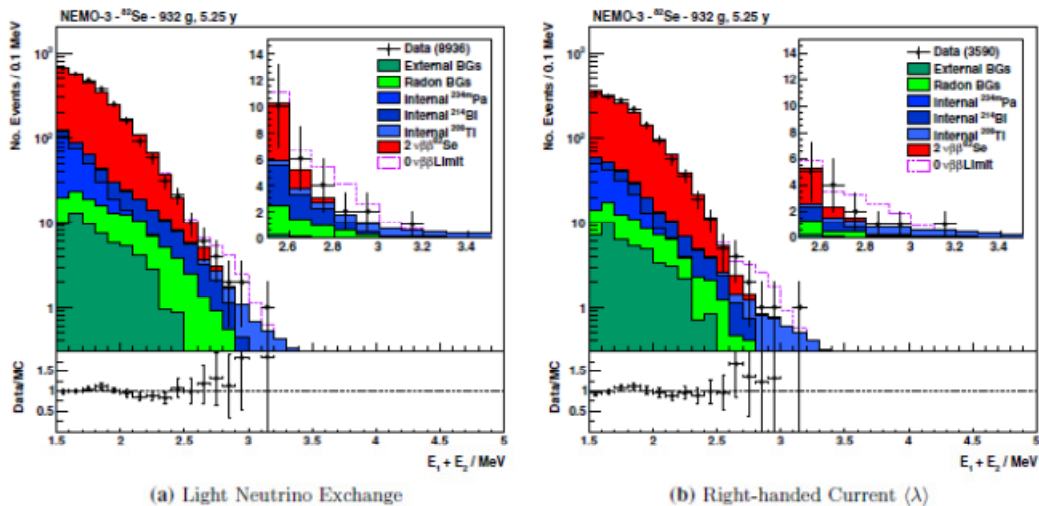


Рис. 1.5. Розподіл сумарних енергій електронів у каналі  $\beta\beta$ -розпаду  $^{82}\text{Se}$  та співвідношення між зареєстрованими та прогнозованими даними, побудованими на основі моделі фону. На вставці показано енергетичний спектр в лінійній шкалі. Неперервні гістограми представляють фоні та модель двонейтринного  $\beta\beta$ -розпаду  $^{82}\text{Se}$ , а штрихова гістограма показує гіпотетичний сигнал  $0\nu\beta\beta$ -розпаду  $^{82}\text{Se}$ , що відповідає обмеженню з 90% Д.І. для різних механізмів розпаду.

З аналізу спектрів фону в околі енергії подвійного бета-розпаду  $^{82}\text{Se}$  отримані обмеження на період напіврозпаду ядра  $^{82}\text{Se}$   $T_{1/2} > 2,5 \times 10^{23}$  років (90% Д.І.) для механізму обміну легким нейтрино, що дозволили обмежити ефективну масу нейтрино Майорани на рівні  $\langle m_\nu \rangle \leq (1.2 - 3.0)$  еВ. Діапазон значень маси нейтрино відображає розкид значень ядерних матричних елементів, розрахованих різними методами, що основані на різних ядерних моделях. Крім того, були встановлені обмеження на різні параметри, що пов'язані з незбереженням лептонного числа, такі як параметри домішок правих струмів у слабкій взаємодії, параметри суперсиметричних моделей з порушенням  $R$ -парності.

Таким чином, в експерименті NEMO-3 виконано прецизійні вимірювання періоду напіврозпаду ядра  $^{82}\text{Se}$  відносно двонейтринного подвійного бета-розпаду  $T_{1/2} = [9.39 \pm 0.17(\text{стат}) \pm 0.58(\text{сист})] \times 10^{19}$  років, встановлено нові обмеження на безнейтринну моду розпаду цього ядра  $T_{1/2} \geq 2.5 \times 10^{23}$  років, звідки слідує обмеження на масу легкого нейтрино Майорани  $\langle m_\nu \rangle \leq (1.2 - 3.0)$  еВ. Подальшим розвитком цього експерименту є проект SuperNEMO, підготовка першого етапу якого завершується у підземній лабораторії Модан у Франції.

### 1.1.3. Пошук $2\beta$ -розпаду ядра $^{82}\text{Se}$ на збуджені рівні $^{82}\text{Kr}$

В установці NEMO-3 є можливість досліджувати повну топологію розпаду. У шуканому розпаді очікується випромінювання двох електронів із сумарною енергією 1510,2 кеВ та двох  $\gamma$ -променів з енергіями 711,2 кеВ та 776,5 кеВ відповідно, як показано на Рис. 1.6. В даній роботі був виконаний спеціальний аналіз, який називається гамма-трекінгом, розроблений для ефективної реконструкції  $\gamma$ -квантів при такому розпаді. Нарешті, ми представимо результати пошуку  $2\nu\beta\beta$ - та  $0\nu\beta\beta$ -розпаду  $^{82}\text{Se}$  на перший збуджений рівень  $0^+$  ядра  $^{82}\text{Kr}$  з повною експозицією експерименту NEMO-3 4,42 кг·рік.

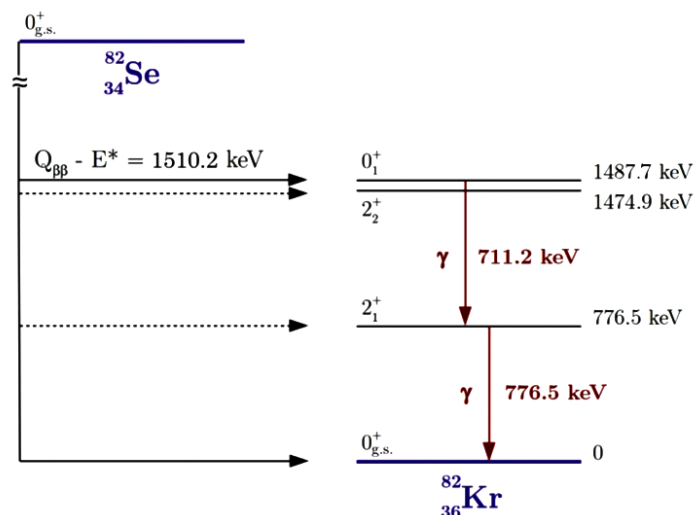


Рис.1.6. Схема розпаду ядра  $^{82}\text{Se}$ .

#### 1.1.4. Джерела фону детектора NEMO-3 у пошуку $2\beta$ -переходів на збуджені стани

Основний внесок у фон детектора походить від забруднень зразків досліджуваних ізотопів, внесених під час виробництва ізотопів, та від забруднень, які залишилися після очищення ізотопів або внесені під час виробництва фольги. Вони описуються як внутрішнє забруднення. У цьому випадку  $\beta$ -активні радіонукліди забруднень можуть давати два електрони, що виходять з однієї вершини, через  $\beta$ -розпад із внутрішньою конверсією та  $\beta$ -розпад з подальшим розсіюванням Меллера або  $\beta$ -розпад на збуджений стан з комптонівським розсіюванням випромінюваного фотона. Через ці механізми можуть генеруватися додаткові  $\gamma$ -кванти шляхом гальмівного випромінювання або з розпаду на збуджені стани ядер, як показано на Рис. 1.7.

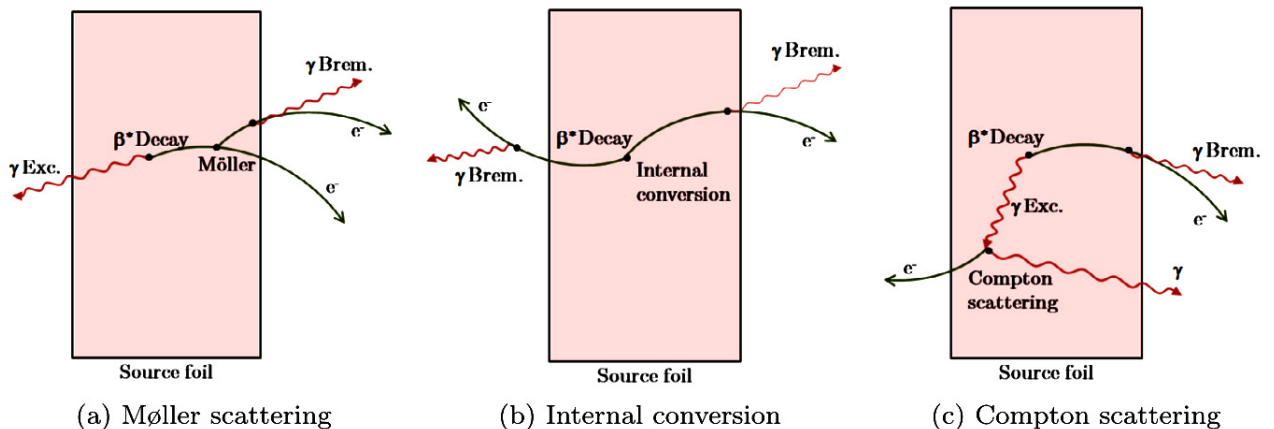


Рис. 1.7. Механізми утворення  $2e2\gamma$  події у детекторі NEMO-3 від внутрішнього забруднення  $\beta$ -емітерами всередині фольг:  $\beta$ -розпад на збуджений стан з подальшим розсіюванням Меллера та гальмівним випромінюванням (а),  $\beta$ -розпад на збуджений стан з внутрішньою конверсією та подвійним гальмівним випромінюванням (б),  $\beta$ -розпад на збуджений стан з подальшим комптонівським розсіянням та гальмівним випромінюванням (с).

Одним з найбільш небезпечних джерел фону у детекторі NEMO-3 є розпади  $^{214}\text{Bi}$  із сімейства  $^{238}\text{U}$ . За  $\beta$ -розпадом  $^{214}\text{Bi}$  слідує  $\alpha$ -розпад  $^{214}\text{Po}$  з періодом напіврозпаду 164,3 мкс. Для вивчення таких подій використовувався аналіз подій одночасної реєстрації двох  $\gamma$ -квантів та електрона ( $1e2\gamma$ ). Нуклід  $^{208}\text{Tl}$  розпадається виключно на збуджені стани і випромінює переважно 2 або 3  $\gamma$ -кванти (99,9%). Таким чином, забруднення  $^{208}\text{Tl}$  вимірювались через канал  $1e2\gamma$  з високою ефективністю реєстрації  $\gamma$ -квантів (близько 50% при 1 MeV). Результати порівняння активностей  $^{214}\text{Bi}$  та  $^{208}\text{Tl}$  у фольгах  $^{82}\text{Se}$ , виміряних в ході експерименту NEMO-3 та за допомогою детекторів HPGe, представлені в Таблиці 1.1. Видно, що результати добре узгоджуються.

Таблиця 1.1. Радіоактивна забрудненість зразка збагаченого селену-82, виміряна у ході експерименту NEMO-3 та за допомогою детекторів HPGe.

Isotope	NEMO-3 (mBq/kg)	HPGe (mBq/kg)
$^{214}\text{Bi}$	$1.62 \pm 0.05$	$1.2 \pm 0.5$
$^{208}\text{Tl}$	$0.39 \pm 0.01$	$0.40 \pm 0.13$
$^{234\text{m}}\text{Pa}$	$16.7 \pm 0.1$	< 18
$^{40}\text{K}$	$58.9 \pm 0.2$	$55 \pm 5$

На додаток до внутрішнього забруднення фольги джерела, радіоактивність інших компонентів детектора також може спричиняти фонові події, що призводять до виникнення  $\gamma$ -квантів. Потім ці  $\gamma$ -кванти взаємодіють з фольгою джерела і два електрони, що надходять з однієї і тієї ж вершини, можуть бути реконструйовані як шуканий ефект за умови неправильної реконструкції позитронного треку, подвійного комптонівського розсіяння або простого комптонівського розсіяння з подальшим Меллерівським розсіюванням електрона. У випадку генерації пар може відбутися анігіляція позитрона, яка створює два фотони. Враховуючи, що у всіх цих механізмах відбуваються взаємодії  $\gamma$ -квантів, їх слід брати до уваги при пошуку  $2\nu\beta\beta$ - та  $0\nu\beta\beta$ -розпадів на 1-й збуджений стан  $0^+$ , при яких  $\gamma$ -кванти випромінюються каскадно. Різні процеси, що відповідають за утворення фону, показані на Рис. 1.8. Радіоактивність зовнішніх елементів установки була попередньо виміряна за допомогою низькофонові  $\gamma$ -спектрометрії.

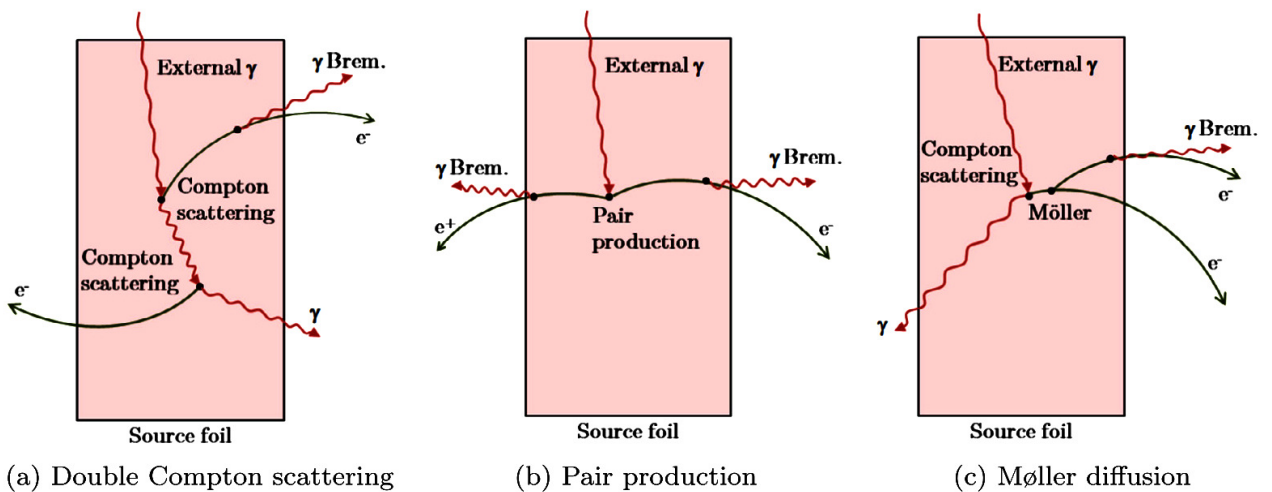


Рис. 1.8. Механізми, що утворюють  $2e2\gamma$  події від зовнішнього забруднення детектора NEMO-3, яке випромінює  $\gamma$ -квант, що взаємодіє всередині фольги джерела. Подвійне комптонівське розсіяння зовнішнього  $\gamma$ -кванту (а), генерація пари із зовнішнього  $\gamma$ -кванту з подвійним гальмівним ефектом і коли подія від позитрона невірно реконструйована як електронна (б), комптонівське розсіяння зовнішнього  $\gamma$ -кванту з наступним меллерівським розсіюванням електрона та гальмівним випромінюванням (с).

Для того, щоб реконструювати часовий порядок події, деяка кількість енергії повинна поглинатися принаймні в двох калориметричних блоках, а один або більше треків від

заряджених частинок повинні бути реконструйовані всередині камери з лічильниками Гейгера. Цей трек також повинен бути пов'язаний з однією з калориметричних подій. Тоді спрацьовування іншого калориметра без жодного пов'язаного треку ідентифікується як  $\gamma$ -квант. На Рис. 1.9 показано схему події в детекторі NEMO-3 за участю електрона (один реконструйований трек з одним сигналом у калориметрі) та  $\gamma$ -кванта (лише сигнал калориметра), що виходить з тієї ж вершини.

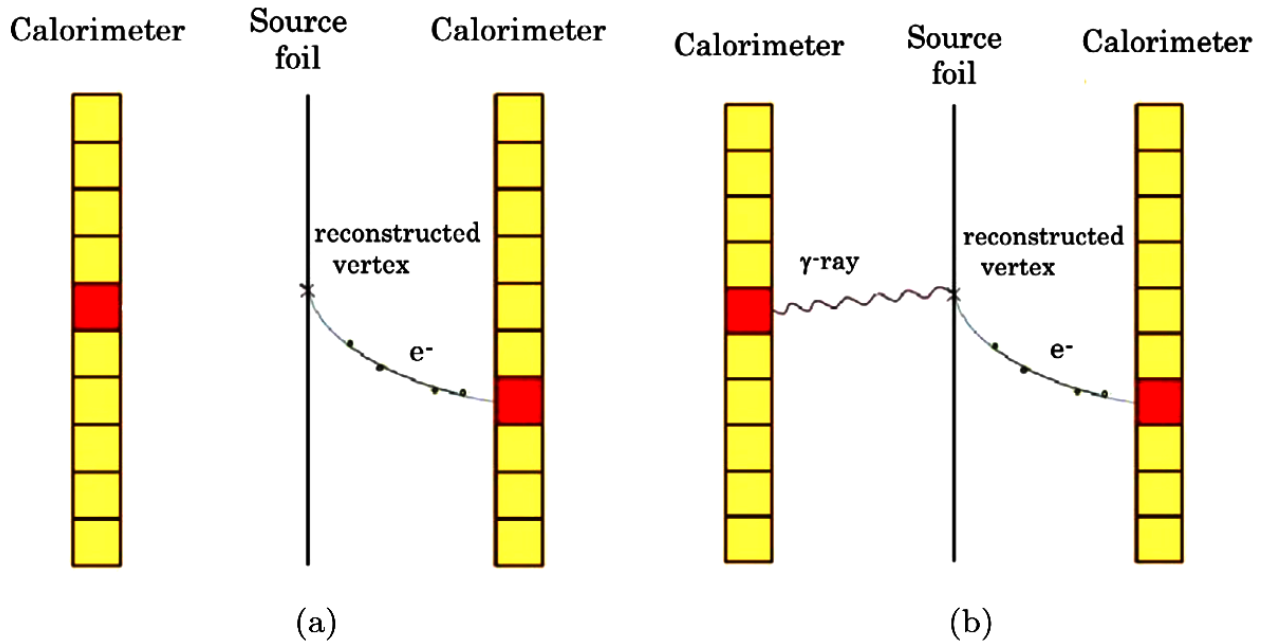


Рис. 1.9. Схема подій у детекторі NEMO-3 з реконструкцією треку (а) асоційованих з сигналами у сцинтиляторах (b). Реконструкція визначає  $\gamma$ -квант як виділення енергії в сцинтиляторі без жодного асоційованого треку. Цей сцинтилятор може бути зв'язаний з вершиною, як показано на діаграмі (b).

Коли одиничний  $\gamma$ -квант утворюється всередині фольги джерела з однією або кількома зарядженими частинками і потрапляє в кілька сцинтиляторів, кілька ФЕПів реєструють виділення енергії без реконструйованих треків. На Рис. 1.10 (а) проілюстровано метод аналізу, коли такі неасоційовані з треком події вважаються подіями різного походження. Тут другий неасоційований блок не є ні «внутрішнім», ні «зовнішнім», а подія виключається при відборі подій для каналу  $2e1\gamma$ . За допомогою гамма-трекінгу ту саму подію можна правильно реконструювати, як показано на рис. 1.10 (b):

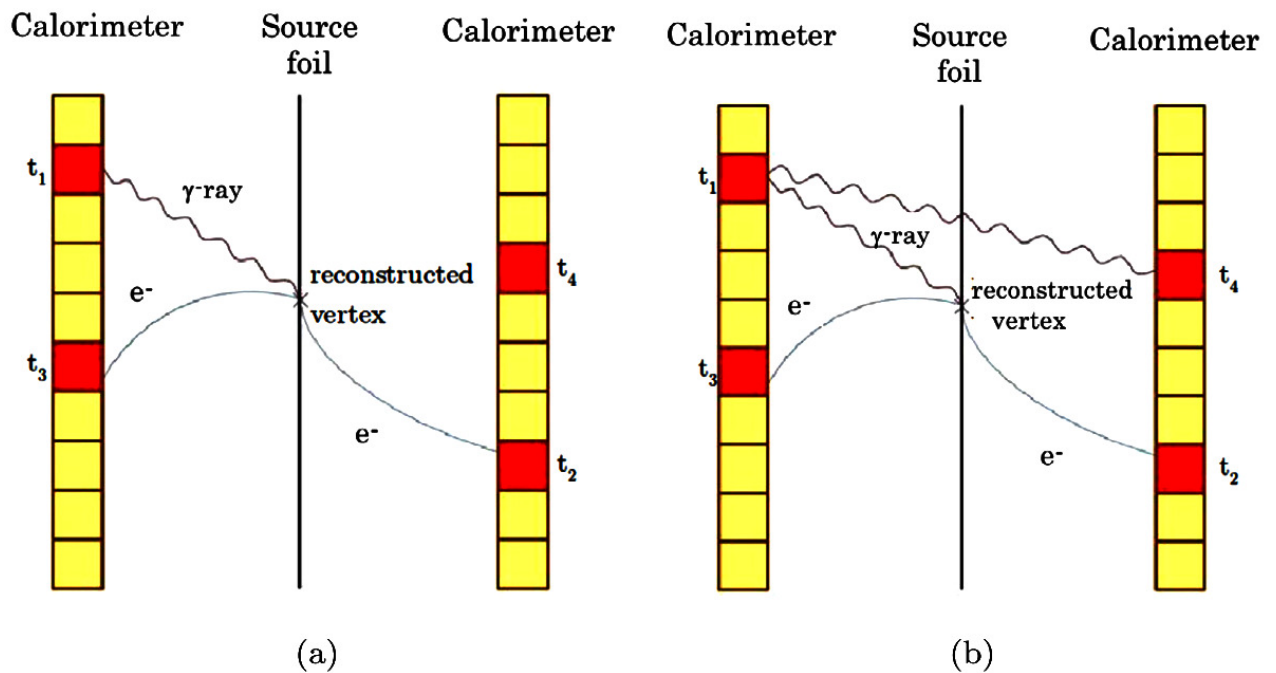


Рис. 1.10. Приклад реконструкції події без використання гамма-трекінгу (а). Лише один із двох сцинтиляційних сигналів, не пов'язаних із треком, відповідає вимозі про подію шуканого ефекту, у той час як інший не є ні «внутрішнім», ні «зовнішнім». Ця ж подія реконструюється за допомогою гамма-трекінгу (b), при цьому другий сцинтиляційний сигнал може бути пов'язаний з першим у припущенні комптонівського розсіювання.

Використання методу гамма-трекінгу покращує ефективність відбору сигналів та зменшує систематичну похибку реєстрації ефекту. Визначено декілька критеріїв, щоб вибрати лише події, що відповідають вершинам з одним електроном і двома  $\gamma$ -квантами ( $1e2\gamma$ ), оскільки у 99,8% розпадів  $^{208}\text{Tl}$  створюються ці три частинки. Використовуючи моделювання методом Монте-Карло, ефективність гамма-трекінгу визначається рівною 1,16% для цієї топології (порівняно з 0,92% без гамма-трекінгу), тоді як для джерела 3 вибрано 53 082 події даних за час набору 107,6 години. Той самий аналіз без гамма-трекінгу, проведений на тій самій вибірці даних, відібрав лише 38 956 подій. Таким чином, за допомогою гамма-трекінгу було вибрано приблизно на 27% більше подій. Це доводить, що частина подій, пов'язаних з комптонівським розсіюванням, відновлюється, ефективність при цьому покращується. Рисунок 1.11 ілюструє кількість сцинтиляційних блоків, які спрацювали від одиночного  $\gamma$ -кванта, відповідно до реконструкції треку, розраховану методом гамма-трекінгу. Отримана розумна узгодженість між вимірюваннями з джерелом  $^{232}\text{U}$  та моделюванням методом Монте-Карло.

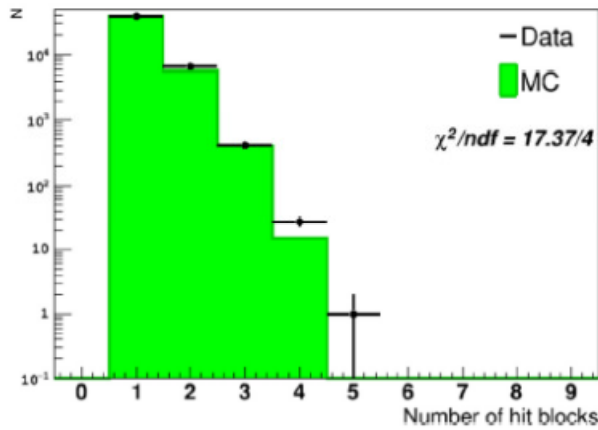


Рис. 1.11. Кількість сцинтиляційних блоків, що спрацювали від одного  $\gamma$ -кванту, відповідно до реконструкції траєкторії, розрахованої методом гамма-трекінгу. Дані були отримані за допомогою  $\gamma$ -квантів радіоактивного джерела  $^{232}\text{U}$  і порівнюються з моделюванням Монте-Карло.

#### 1.1.5. Аналіз даних для пошуку $2\beta$ розпаду $^{82}\text{Se}$ на збуджені рівні дочірнього ядра

Процес подвійного  $\beta$ -розпаду на перший збуджений рівень  $0^+$  полягає в випромінюванні двох  $\beta$ -частинок та двох  $\gamma$ -квантів водночас (з урахуванням часової роздільної здатності детектора NEMO-3). Для відбору таких  $2e2\gamma$ -подій застосовуються кілька критеріїв, щоб відрізнити їх від фонових подій. Події-кандидати повинні містити два електронних треки, що виходять із фольги джерела  $^{82}\text{Se}$ , кожен з енергією більше 150 кеВ. Відстань між перетинами треків із фольгою має бути менше 4 см (перпендикулярно комірці гейгерівського лічильника) та менше 8 см (паралельно комірці), щоб можна було вважати, що вони мають спільну вершину. Два  $\gamma$ -кванти повинні бути реконструйовані за допомогою техніки гамма-трекінгу, кожний із загальною енергією більше 150 кеВ. Час події у калориметрі для електронів та  $\gamma$ -квантів повинен відповідати «внутрішній» події, що визначається як одночасне випромінювання частинок із загальної вершини у фользі  $^{82}\text{Se}$ . При цьому не повинно бути треків  $\alpha$ -частинок і зайвих реконструйованих  $\gamma$ -квантів. Було відібрано 77 подій даних, що відповідають цим критеріям, із загальної кількості 897 409 450 подій в секторах з фольгою джерела  $^{82}\text{Se}$ . Рис. 1.12 показує, що це число сумісне з кількістю фонових подій, що очікуються при використанні цих критеріїв, а також з розподілом енергії обох електронів для подій даних та фону. Використовуючи ці критерії, можна визначити, що ефективність реєстрації очікуваного сигналу становить 0,078%.

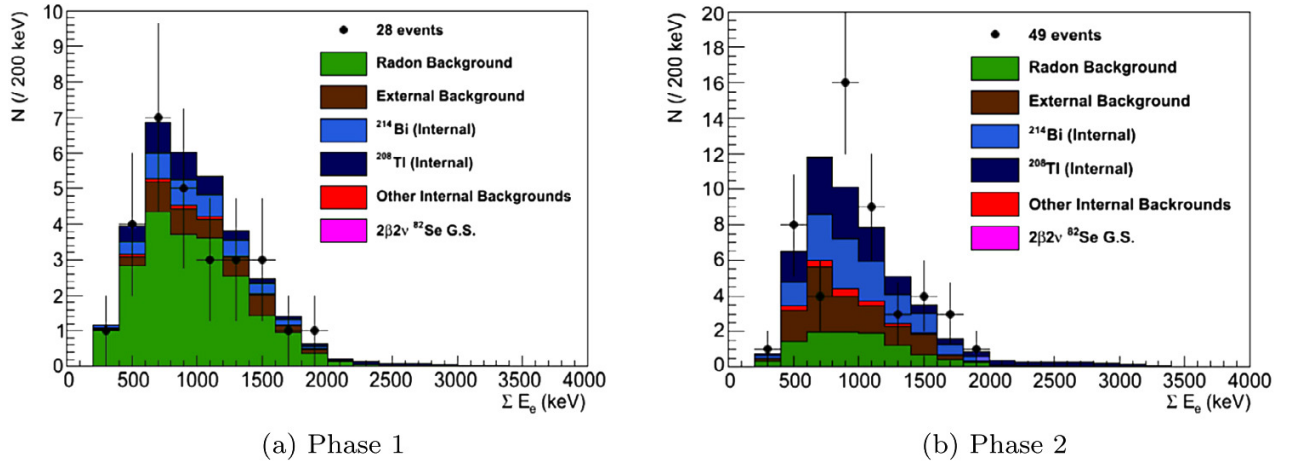


Рис. 1.12. Сума розподілу енергій електронів у каналі  $2e2\gamma$  після застосування критеріїв попереднього відбору, описаних у тексті, для фази 1 (а) та фази 2 (б). Дані порівнюються з передбаченим спектром, отриманим методом Монте-Карло для різних джерел фону. Фон, що походить від  $2\nu\beta\beta$ -розпаду  $^{82}\text{Se}$  на основний стан, є незначним і, отже, не видимим на обох діаграмах.

Описані вище критерії попереднього відбору можуть бути застосовані при пошуку подій, включаючи два «внутрішні» електрони та  $\gamma$ -кванти. Для пошуку  $2\nu\beta\beta$ -розпаду ( $0^+ \text{ o.c.} \rightarrow 0_1^+$ ) проводилась оптимізація з урахуванням енергій чотирьох частинок для цього розпаду. Першими параметрами, які слід оптимізувати, є індивідуальні енергії обох електронів. Обидві енергії для кожної події відображаються за допомогою двовимірних гістограм для сигналу та повного фону, отриманих із моделювання методом Монте-Карло, як показано на Рис. 1.13 (а) та 1.13 (б). Для кожної панелі цієї двовимірної гістограми обчислюється локальна статистична значимість (зазначається кількість стандартних відхилень,  $N_\sigma$ ), яка відображається на рис. 1.13 (с).



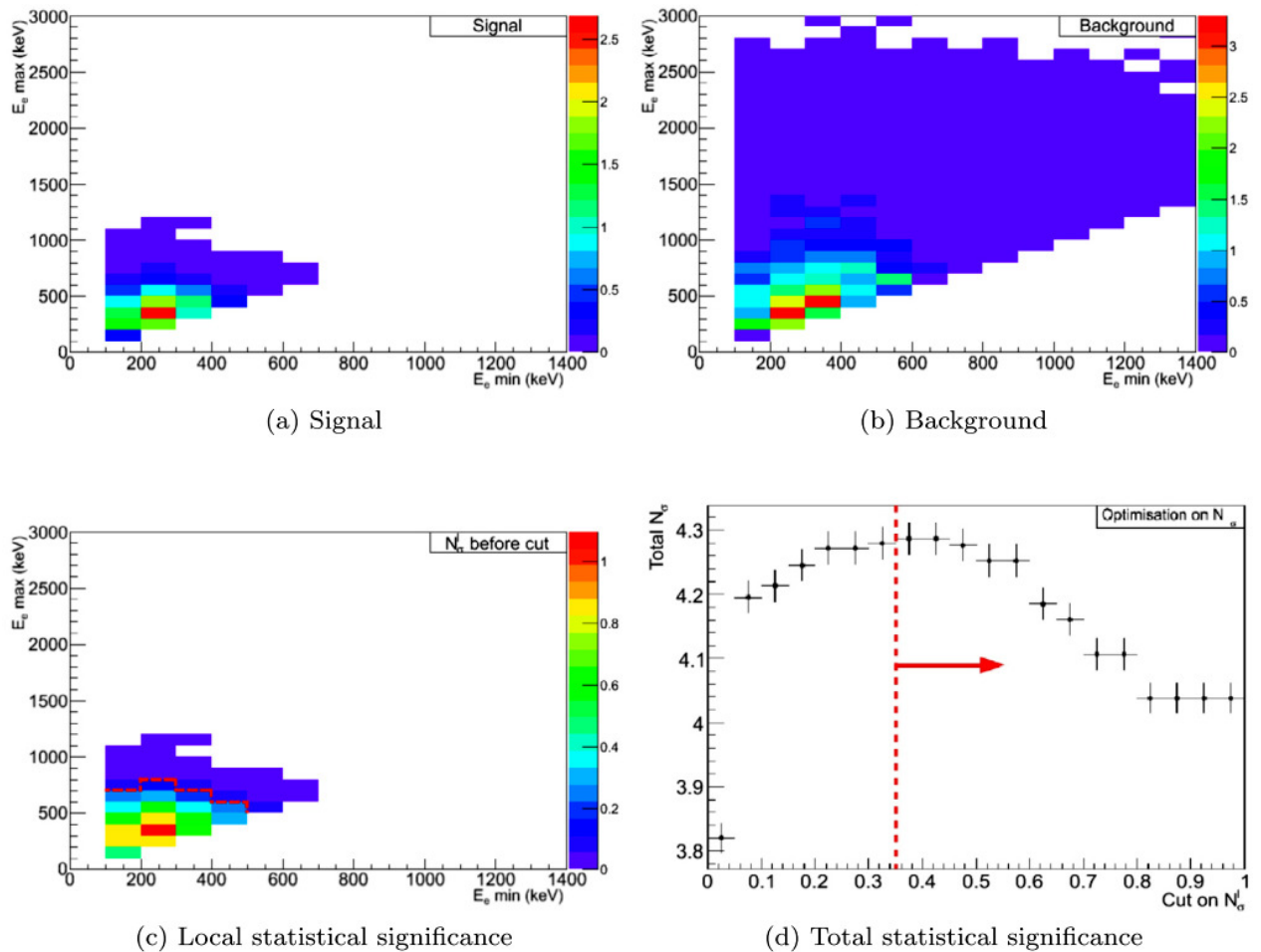


Рис. 1.13. Розподіли сигналу  $2\nu\beta\beta$ -розпаду  $^{82}\text{Se}$  ( $0^+$  о.с.  $\rightarrow 0_1^+$ ) та фонові події, змодельовані методом Монте-Карло, представлені на панелях (а) та (б) відповідно, як функція індивідуальної енергії обох електронів. Локальна статистична значимість розподілу для переходу  $2\nu\beta\beta$  ( $0^+$  о.с.  $\rightarrow 0_1^+$ ) як функції індивідуальної енергії обох електронів обчислюється для кожного біна 2-вимірної гістограми та представлена на панелі (с). Повна статистична значимість ( $N_\sigma$ ), показана на панелі (д), дозволяє оптимізувати відбір подій (пунктирна червона лінія). Виділені комірки з високою статистичною значимістю на панелі (с) відокремлені від вилучених пунктирною червоною лінією.

Потім здійснюється інший вибір загальної енергії електрона та загальної енергії  $\gamma$ -квантів  $i$ , нарешті, окремих енергій двох  $\gamma$ -квантів, як це видно відповідно на Рис. 1.14 та 1.15. Рис. 1.14 показує деякі особливості Рис. 1.13, завдяки яким загальна енергія  $\gamma$ -квантів для фону може бути більшою за 1500 кеВ за рахунок вищої енергії  $\gamma$ -квантів, випромінюваних при розпаді  $^{208}\text{Tl}$  (зазвичай 2,61 та 0,58 МеВ).

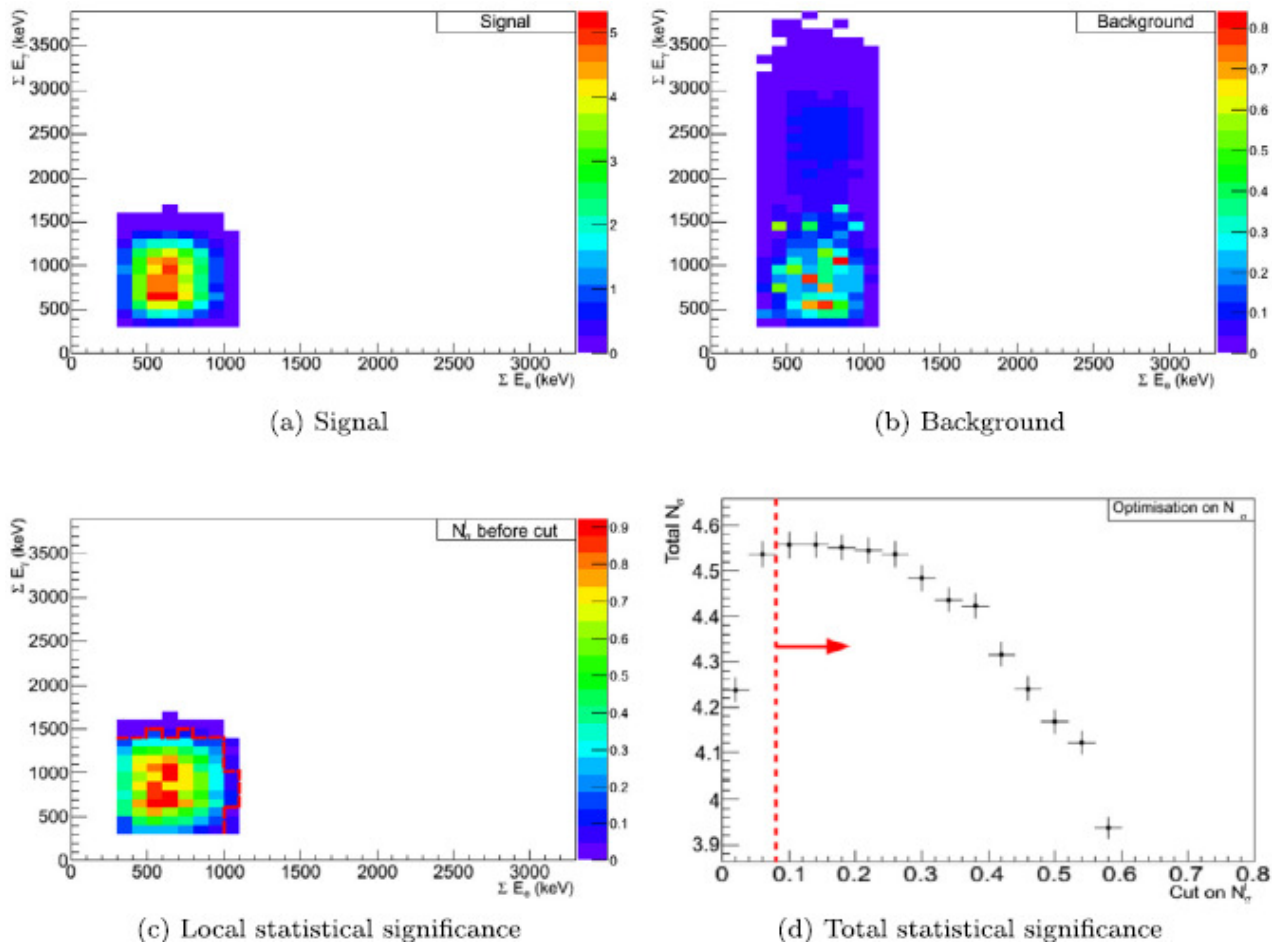


Рис. 1.14. Повна енергія електронів відносно загального розподілу енергії  $\gamma$ -квантів для промодельованого сигналу  $2\nu\beta\beta$ -розпаду  $^{82}\text{Se}$  ( $0^+$  о.с.  $\rightarrow 0_1^+$ ) (a) та фону (b). Локальний розподіл статистичної значимості для кожної комірки цієї гістограми (c) з оптимізованим зрізом (пунктирна червона лінія) щодо загальної статистичної значимості (кількість  $\sigma$ ), представлена на рис. (d).

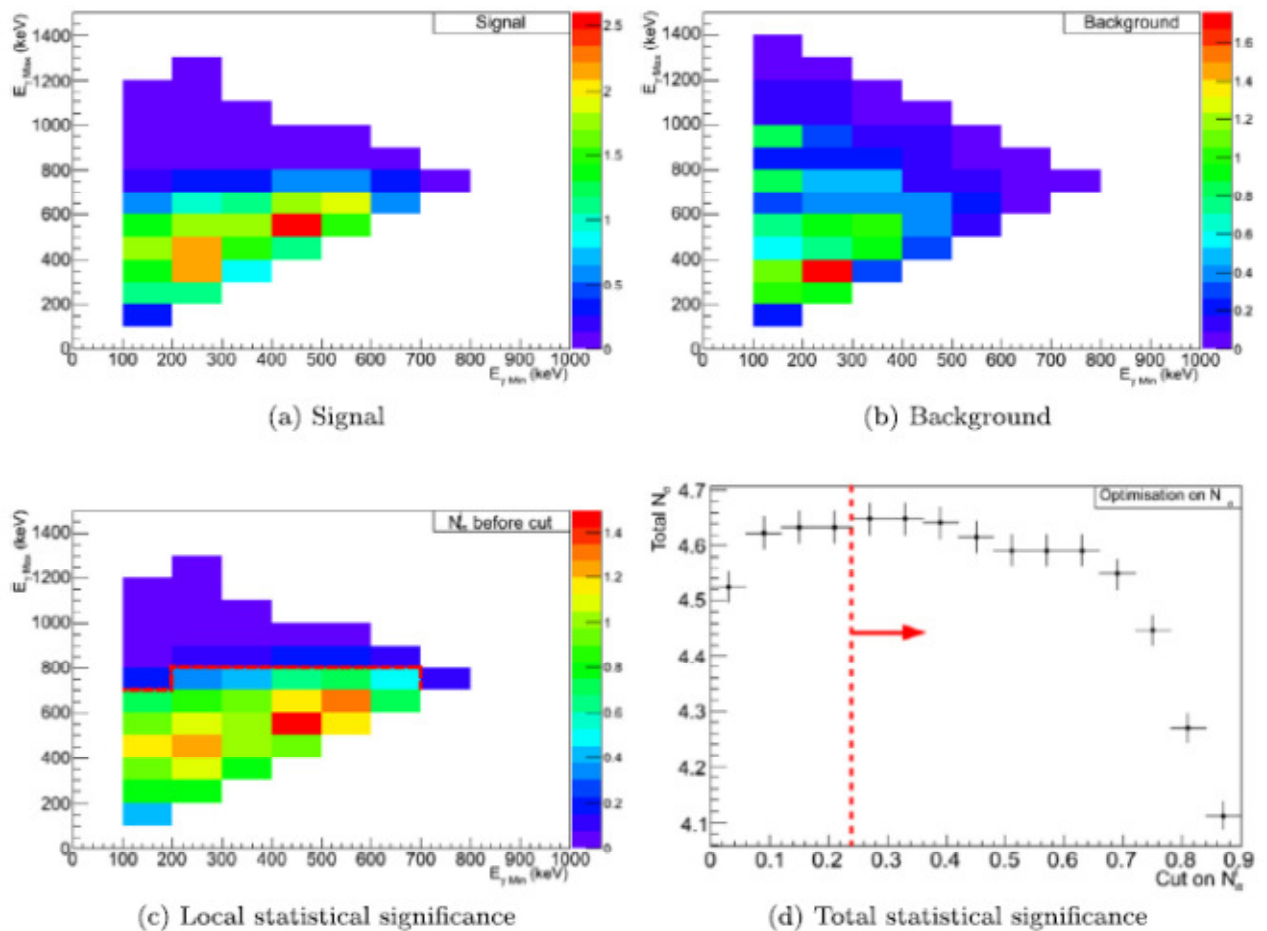


Рис. 1.15. Розподіл енергії 1-го  $\gamma$ -кванту відносно розподілу енергії 2-го  $\gamma$ -кванту для промодельованого сигналу  $2\nu\beta\beta$ -розпаду  $^{82}\text{Se}$  ( $0^+ \text{ o.c.} \rightarrow 0_1^+$ ) (a) та фону (b). Локальний розподіл статистичної значимості для кожної комірки цієї гістограми (c) з оптимізованим зрізом (пунктирна червона лінія) щодо загальної статистичної значимості (кількість  $\sigma$ ) представлено на панелі (d).

Розподіл сумарної енергії електронів для фази 1 і фази 2 можна побачити на Рис. 1.16, тоді як розподіл сумарної енергії  $\gamma$ -квантів показаний на Рис. 1.17. Ці діаграми також показують різні фонові внески. Найбільший внесок (52% у фазі 2) припадає на внутрішнє забруднення фольги джерела, у першу чергу, нуклідом  $^{214}\text{Bi}$  (дочірній  $^{226}\text{Ra}$  з сімейства  $^{238}\text{U}$ ). Радон також відповідає за 68% фонових подій під час фази 1 і був зменшений до 28% у фазі 2. Зовнішні фони становлять 21% від загального очікуваного фону, незважаючи на суворі критерії, що використовуються для забезпечення відбору лише внутрішніх подій.

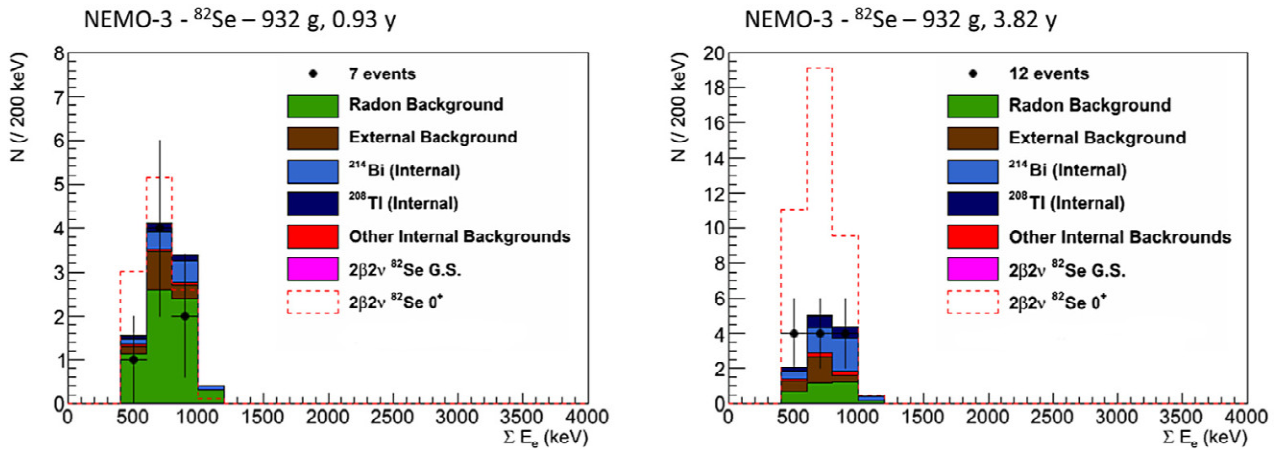


Рис. 1.16. Розподіл сумарної енергії електронів після відбору для  $2\nu\beta\beta$ -розпаду  $^{82}\text{Se}$  ( $0^+$  о.с.  $\rightarrow 0_1^+$ ), для фази 1 (а) та фази 2 (б). Події експериментальних даних порівнюються з моделюванням методом Монте-Карло для різних рівнів фону. Пунктирна червона лінія представляє змодельований сигнал для періоду напіврозпаду  $3 \times 10^{20}$  років.

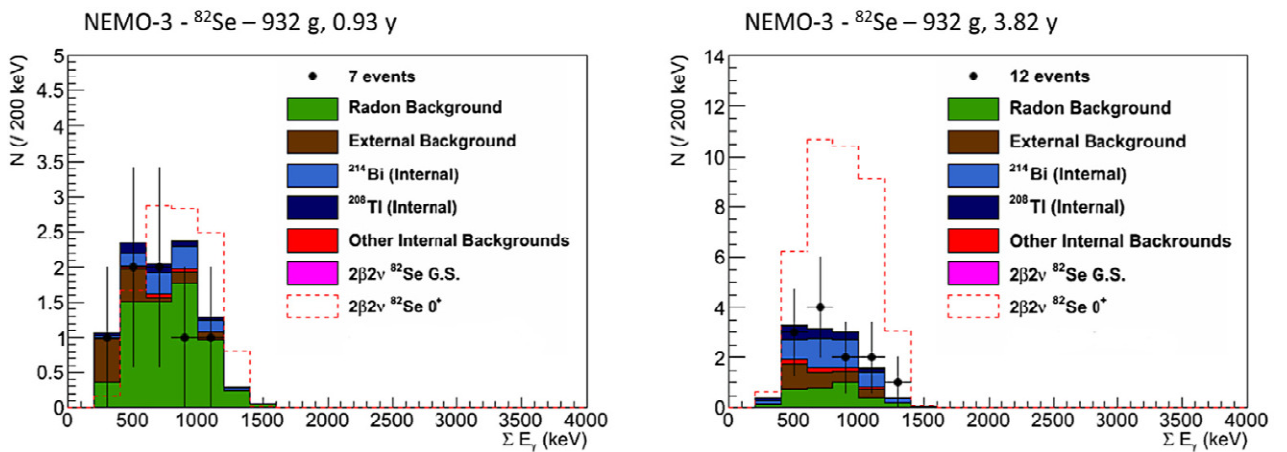


Рис. 1.17. Розподіл сумарної енергії  $\gamma$ -квантів після відбору для  $2\nu\beta\beta$ -розпаду  $^{82}\text{Se}$  ( $0^+$  о.с.  $\rightarrow 0_1^+$ ), для фази 1 (а) та фази 2 (б). Події експериментальних даних порівнюються з моделюванням методом Монте-Карло для різних рівнів фону. Пунктирна червона лінія представляє змодельований сигнал для періоду напіврозпаду  $3 \times 10^{20}$  років.

Пошук подій  $0\nu\beta\beta$ -розпаду на збуджені рівні проводиться подібно до того, як це було зроблено для  $2\nu\beta\beta$ -розпаду. Критерії попереднього відбору такі ж, як описані вище. Однак у процесі  $0\nu\beta\beta$ -розпаду на 1-й збуджений рівень ( $0^+$  о.с.  $\rightarrow 0_1^+$ ) два електрони не ділять енергію з нейтрино, на відміну від  $2\nu\beta\beta$ -розпаду. Ефективність відбору сигналу з використанням цих критеріїв збільшується у 10 разів порівняно з  $2\nu\beta\beta$ -процесом. Вона досягає 0,71%, оскільки очікуються значно вищі енергії електронів. Крім того, відбір було оптимізовано з урахуванням цих енергій, беручи до уваги змодельований сигнал  $0\nu\beta\beta$ -розпаду з періодом напіврозпаду  $3 \times 10^{21}$  років та використовуючи той самий метод, що описаний для двонейтринної моди розпаду. Застосовуючи ці критерії, вибрано 14 подій даних, остаточна ефективність відбору для цього сигналу становить 0,69%.

Розподіл сумарної енергії електронів для фази 1 і фази 2 показаний на Рис. 1.18. Склад фону подібний до того, що був застосований для дwoнейтринної моди, із високим вмістом радону. Розподіл сумарної енергії  $\gamma$ -квантів для  $0\nu\beta\beta$ -переходу ( $0^+$  о.с.  $\rightarrow 0_1^+$ ) наведено на Рис. 1.19.

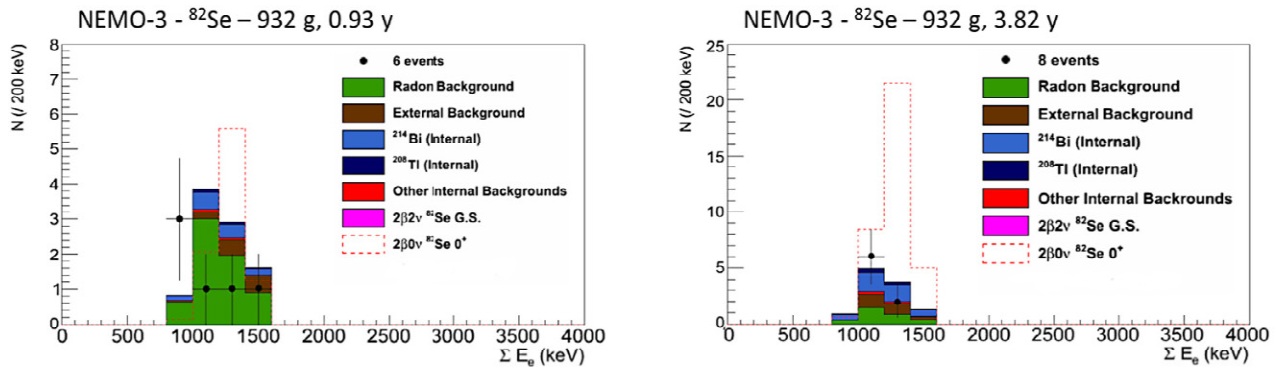


Рис. 1.18. Розподіл сумарної енергії електронів після відбору для  $0\nu\beta\beta$ -переходу ( $0^+$  о.с.  $\rightarrow 0_1^+$ ), для фази 1 (а) та фази 2 (б). Події експериментальних даних порівнюються з моделюванням методом Монте-Карло для різних рівнів фону. Пунктирна червона лінія представляє змодельований сигнал для періоду напіврозпаду  $3 \times 10^{21}$  років.

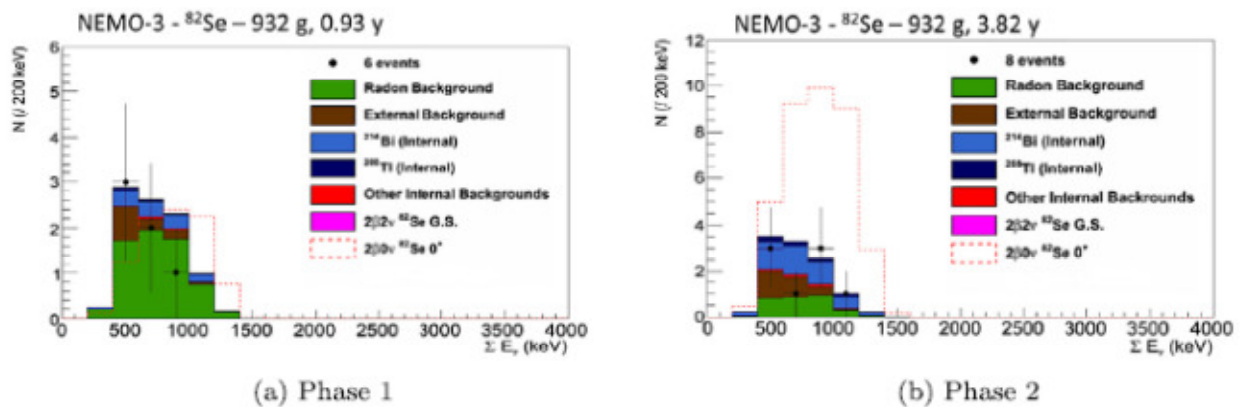


Рис. 1.19. Розподіл сумарної енергії  $\gamma$ -променів після відбору для  $0\nu\beta\beta$ -переходу ( $0^+$  о.с.  $\rightarrow 0_1^+$ ), для фази 1 (а) та фази 2 (б). Події експериментальних даних порівнюються з моделюванням методом Монте-Карло для різних рівнів фону. Пунктирна червона лінія представляє змодельований сигнал для періоду напіврозпаду  $3 \times 10^{21}$  років.

Що стосується обмеження для  $2\nu\beta\beta$ -переходу ( $0^+$  о.с.  $\rightarrow 0_1^+$ ), дані узгоджуються з передбаченнями фонові швидкості лічби подій без сигналу, тому можна лише встановити нижнє обмеження на період напіврозпаду для процесу  $0\nu\beta\beta$  ( $0^+$  о.с.  $\rightarrow 0_1^+$ ). Для розрахунку такої межі використано метод довірчих інтервалів. З урахуванням кількості фонових подій 20,1, статистичної та систематичної невизначеності, нижнє обмеження на період напіврозпаду для  $0\nu\beta\beta$ -розпаду ( $0^+$  о.с.  $\rightarrow 0_1^+$ ) ядра  $^{82}\text{Se}$  (при 90% Д.І.) становить:

$$T_{1/2}^{0\nu} (^{82}\text{Se}, 0_{\text{о.с.}}^+ \rightarrow 0_1^+) \geq 2.3 \times 10^{22} \text{ років.}$$

Цей результат узгоджується з обмеженнями  $3,4 \times 10^{22}$  років та  $8,1 \times 10^{22}$  років, отриманими для  $(2\nu + 0\nu)$   $\beta\beta$ -розпадів на збуджені рівні в експерименті LUCIFER [66] та в експерименті CUPID-0 [67], відповідно.

### 1.1.6. Аналіз даних експерименту NEMO-3 для дослідження $2\beta$ -розпаду ядра $^{100}\text{Mo}$

Модель фону в експерименті NEMO-3 з фольгою із молібдену, збагаченого ізотопом  $^{100}\text{Mo}$ , була побудована з радіоактивних джерел природного походження:  $^{40}\text{K}$ ,  $^{234\text{m}}\text{Pa}$ ,  $^{214}\text{Pb}$ ,  $^{214}\text{Bi}$ ,  $^{210}\text{Bi}$  (з ряду  $^{238}\text{U}$ ),  $^{228}\text{Ac}$ ,  $^{212}\text{Bi}$ ,  $^{208}\text{Tl}$  (з ряду  $^{232}\text{Th}$ ). Радіоактивна забрудненість фольг була відома з вимірювань за допомогою германієвих напівпровідникових детекторів. Фольга була двох типів: металічна і композитна. Композитна фольга була вироблена з молібденового порошку, змішаного з акриловим клеєм, нанесеним на полімерну плівку. Дані про радіоактивну забрудненість фольги наведені у Таблиці 1.2.

Таблиця 1.2. Радіоактивна забрудненість фольги з ізотопно збагаченого молібдену-100.

Source	$^{100}\text{Mo}$ metallic	$^{100}\text{Mo}$ composite
$^{214}\text{Bi}$ internal, mBq/kg	$0.060 \pm 0.019$	$0.305 \pm 0.038$
$^{214}\text{Bi}$ mylar, mBq/kg	—	$1.05 \pm 0.06$
$^{208}\text{Tl}$ , mBq/kg	$0.087 \pm 0.004$	$0.128 \pm 0.003$
$^{234\text{m}}\text{Pa}$ , mBq/kg	$11.40 \pm 0.06$	$2.10 \pm 0.03$
$^{40}\text{K}$ , mBq/kg	$8.67 \pm 0.05$	$13.57 \pm 0.04$
$^{210}\text{Bi}$ , mBq/m <sup>2</sup>	$5.51 \pm 0.03$	$19.42 \pm 0.03$

Модель фону в режимі реєстрації одиночних електронів наведена на Рис. 1.20 окремо для металічного і композитного зразків. Видно, що модель гарно описує експериментальні дані.

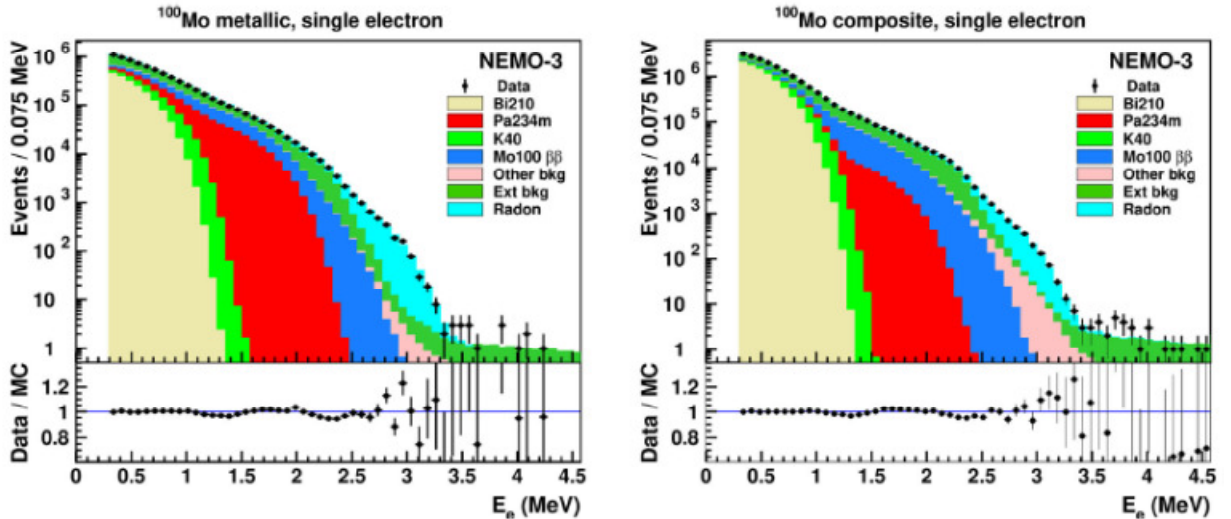


Рис. 1.20. Модель фону в режимі реєстрації одиночних електронів для металічного (лівий рисунок) і композитного (правий рисунок) зразків збагаченого молібдену-100. Показана також різниця між моделлю і фоном із статистичними помилками.

Суттєвим внеском у фон є спектр одиночних електронів подвійного бета-розпаду, проте у даних, набраних у режимі збігів (тобто, коли з фольги випромінюються два електрони), двонейтринний розпад домінує. Розподіли енергії двох електронів та кута між траєкторіями електронів, що випромінюються з фольг збагаченого молібдену  $^{100}\text{Mo}$ , показані на Рис. 1.21.

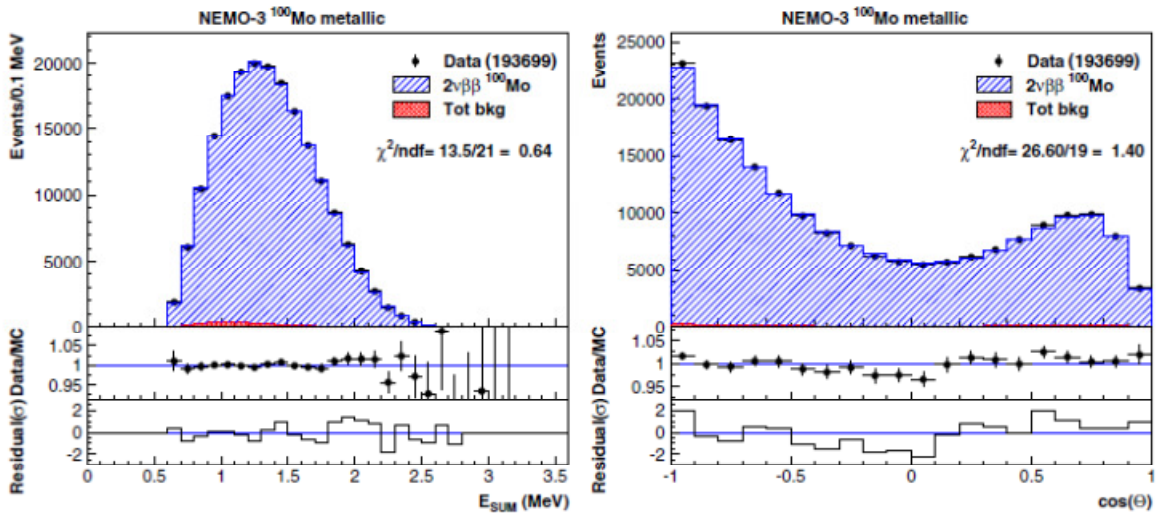


Рис. 1.21. Розподіл енергії двох електронів (лівий рисунок) та кута між траєкторіями електронів (правий рисунок) у металевій фользі збагаченого молібдену  $^{100}\text{Mo}$  з експозицією 34.3 кг на рік. Дані порівнюються з моделлю  $2\nu 2\beta$ -розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  через основний стан проміжного ядра (див. наступний розділ).

### 1.1.7. Дослідження механізму $2\nu 2\beta$ -розпаду ядра $^{100}\text{Mo}$

У більшості подвійно бета-активних ядер розпад може відбуватися двома різними механізмами: як перехід через верхні збуджені рівні проміжного ядра (high-state dominance,

HSD) і переважно через основний стан проміжного ядра (single-state dominance, SSD). Ці механізми відрізняються дуже слабо, переважно, залежність від механізму розпаду проявляється в спектрі одиночних електронів, що випромінюються у подвійному бета-розпаді, як це показано на Рис. 1.22.

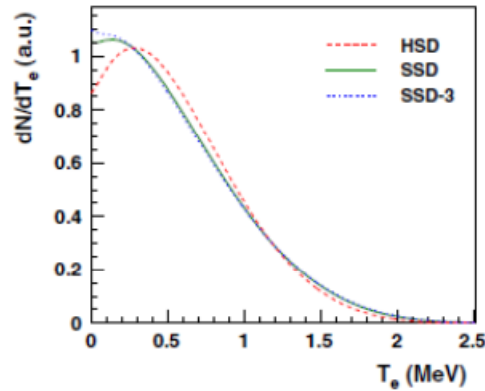


Рис. 1.22. Спектри одиночних електронів, що випромінюються у подвійному бета-розпаді ядра  $^{100}\text{Mo}$  для різних механізмів розпаду: перехід через верхні збуджені рівні проміжного ядра (high-state dominance, HSD) і через основний стан проміжного ядра (single-state dominance, SSD). Можливий також перехід через кілька (наприклад 3) нижніх рівнів проміжного ядра (SSD-3).

На основі підгонки експериментального спектру двоелектронних подій різними моделями (див. Рис. 1.23) можна зробити висновок, що модель HSD недосконало описує дані, які описуються краще за все моделлю SSD-3.

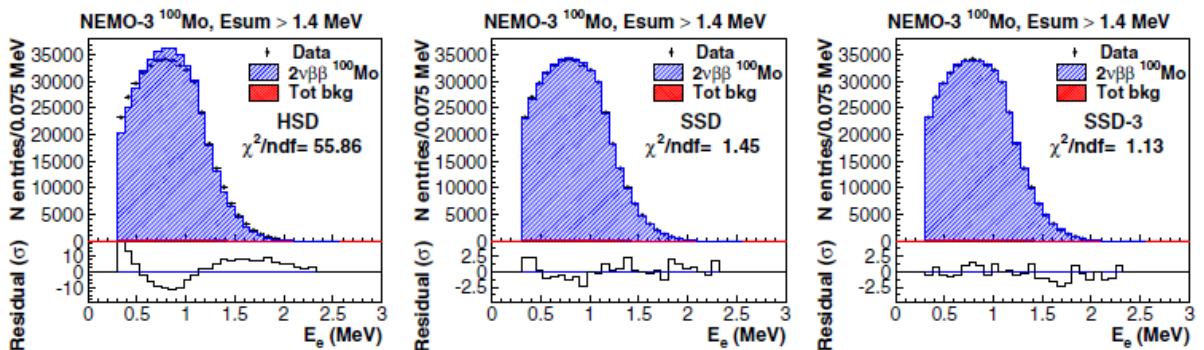


Рис. 1.23. Спектр двоелектронних подій і результати підгонки моделлю HSD (зліва), SSD (посередині) і SSD-3 (справа). Видно, що дані описуються краще за все моделлю SSD-3.

З підгонки експериментальних даних моделлю, що відповідає механізму розпаду через основний стан проміжного ядра, отримано найбільш точне значення періоду напіврозпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  відносно двонейтринного подвійного бета-розпаду на основний стан дочірнього ядра:  $T_{1/2} = [6.81 \pm 0.01 \text{ (стат)}^{+0.38}_{-0.40} \text{ (сист)}] \times 10^{18}$  років.

Дослідження, описані у розділі 1.1, опубліковані у роботах:

1. R.Arnold et al., [Final results on  \$^{82}\text{Se}\$  double beta decay to the ground state of  \$^{82}\text{Kr}\$  from the NEMO-3 experiment](#) Eur. Phys. J. C 78(2018)821, 15 p.
2. R.Arnold et al., [Search for the double-beta decay of  \$^{82}\text{Se}\$  to the excited states of  \$^{82}\text{Kr}\$  with NEMO-3](#) Nucl. Phys. A 996(2020)121701, 21 p.



3. R.Arnold et al., [Detailed studies of  \$^{100}\text{Mo}\$  two-neutrino double beta decay in NEMO-3](#), Eur. Phys. J. C 79(2019)440, 11 p.

## 1.2. Дослідження 2β-розпаду $^{100}\text{Mo}$ в експерименті CUPID-Mo

### 1.2.1. Проект LUMINEU як попередник експерименту CUPID-Mo

Для вимірювання двонейтринного 2β-розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  були використані чотири кристали молібдату літію, збагачені ізотопом  $^{100}\text{Mo}$  ( $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ ), які функціонували як низькотемпературні сцинтиляційні болометри. Кристали були вироблені в рамках проекту LUMINEU [68]. Їх вирощували за допомогою методу Чохральського з низьким градієнтом температури, починаючи з високо очищеного збагаченого оксиду молібдену та карбонату літію. Дослідження сцинтиляційних болометрів на основі  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  описані в роботах [69, 70, 71].

Точність визначення концентрації ізоотопу молібдену-100 в кристалах була оцінена як  $\pm 0,05\%$  з урахуванням ефекту від процесу росту кристалів. У таблиці 1.3 узагальнено розміри кристалів, масу, ізотопну концентрацію  $^{100}\text{Mo}$  у кристалах та кількість ядер  $^{100}\text{Mo}$ .

Таблиця 1.3. Розміри кристалів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ , їх маса, ізотопна концентрація  $^{100}\text{Mo}$ , кількість ядер  $^{100}\text{Mo}$ .

Crystal number	Crystal mass (g), size (mm)	$^{100}\text{Mo}$ isotopic abundance (%)	Number of $^{100}\text{Mo}$ nuclei	Live time (h)	
				Setup 1	Setup 2
1	185.86(1), $\varnothing 43.6 \times 40.0$	96.93(7)	$6.105(9) \times 10^{23}$	1331.03	1000.58
2	203.72(1), $\varnothing 43.6 \times 44.2$	96.93(7)	$6.692(10) \times 10^{23}$		997.64
3	212.61(1), $\varnothing 43.9 \times 45.6$	96.89(12)	$6.981(16) \times 10^{23}$		1037.92
4	206.68(1), $\varnothing 43.9 \times 44.5$	96.89(12)	$6.786(15) \times 10^{23}$		756.59

Схема установки CUPID-Mo показана на Рис. 1.24.

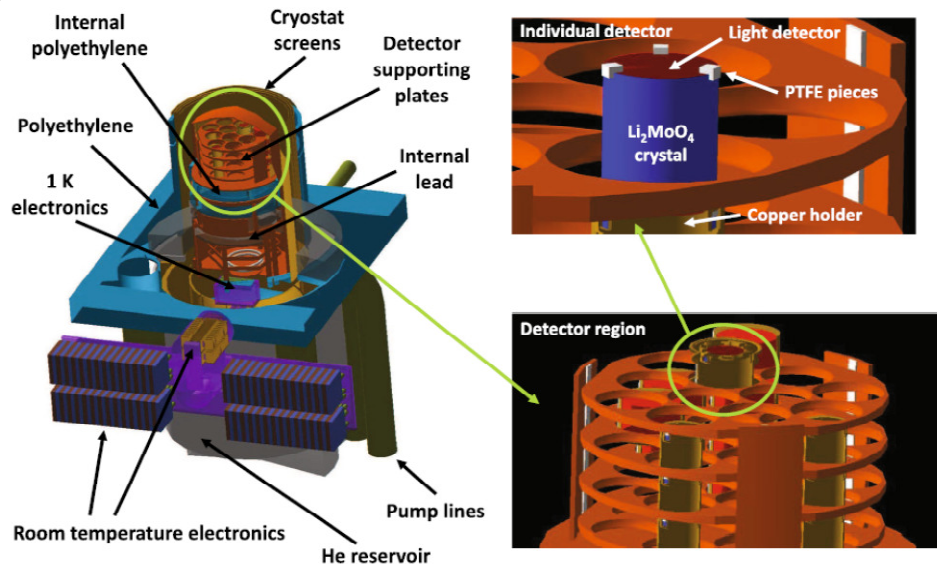


Рис. 1.24. Схема установки EDELWEISS з встановленими болометрами  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ .

Кожен кристал  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  був оснащений температурним сенсором, виготовленим із легованого нейтронами германію (Neutron Transmutation Doped, NTD) [72], та кремнієвим нагрівачем. Останній дозволяє стабілізувати тепловий відгук детектора [73]. Два ці пристрої були приклеєні до поверхні кожного кристала, а потім кристали були встановлені у

мідному тримачі та закріплені затискачами з тefлону. Детектори світла, сконструйовані у вигляді германієвого диска розмірами  $\varnothing 44 \times 0.17$  мм, також оснащені NTD-датчиками, були встановлені над кожним кристалом для реєстрації сцинтиляційного сигналу з кристала. Одночасна реєстрація теплових та світлових сигналів забезпечує потужну дискримінацію між  $\gamma(\beta)$ - та  $\alpha$ -подіями [74]. Ця дискримінація є ключовою в аналізі, що проводиться далі, як для оцінки фону, так і для зменшення рівня фону. Насправді, ідентифікація частинок за допомогою порівняння світлових і теплових сигналів дозволяє усунути фонові події від  $\alpha$ -частинок у поверхневих шарах кристалів та оточуючих деталей. Це також допомагає визначити внутрішнє забруднення кристалів за допомогою  $\alpha$ -спектроскопії, що важливо для побудови моделі фону. Крім того, в даних детекторів є інструментальні події, ймовірно, пов'язані з викидами напруги в матеріалах, термічно пов'язаних з детектором (клей або прокладки з каптону). Ці події можна ефективно усунути не тільки за допомогою дискримінації форми імпульсу, але й тому, що вони не дають світлового сигналу.

Експеримент проводився у низькофоновому кріостаті експерименту EDELWEISS-III у підземній лабораторії Модан (Франція) глибиною 4800 м водного еквіваленту для захисту від космічних променів. Основною метою експерименту EDELWEISS є пошук темної матерії [75]. Центральний об'єм кріостата EDELWEISS-III екранований 20 см Pb, внутрішні 2 см – це античний свинець, щоб зменшити фоновий внесок від  $^{210}\text{Pb}$ . Експеримент був реалізований у два етапи: з одним кристалом (конфігурація «установка 1»), та з чотирма кристалами (конфігурація «установка 2»). Модулі та матеріали детектора в двох установках дещо відрізнялись, створюючи дещо інший склад фону. Германієві детектори EDELWEISS працювали одночасно з цим вимірюванням. Збірка з детекторами  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  в установці EDELWEISS показана на Рис. 1.25.

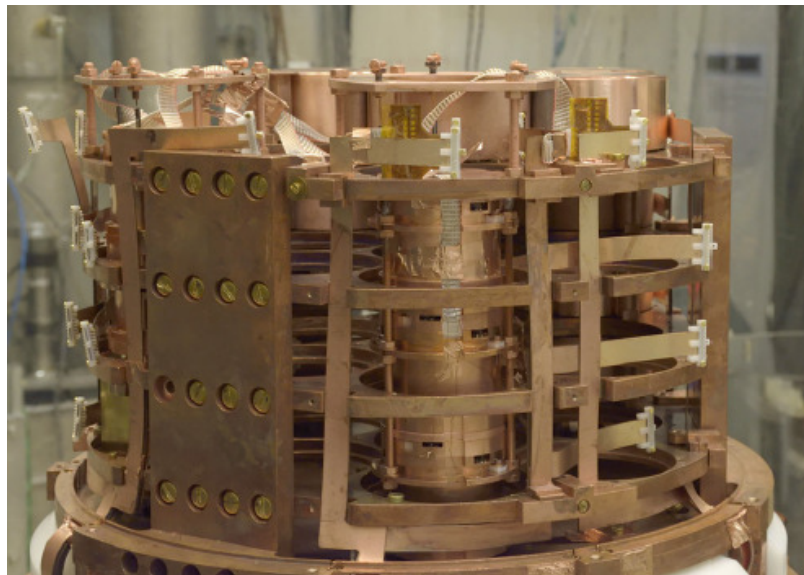


Рис. 1.25. Збірка з детекторами  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  в установці EDELWEISS.

Енергетичне калібрування та енергетична роздільна здатність детекторів були виміряні за допомогою аналізу гамма-піків від природної радіоактивності  $^{40}\text{K}$  та  $^{232}\text{Th}$ , а також джерела  $^{133}\text{Ba}$ , яке періодично вводилося в установку. Енергетична роздільна здатність, виміряна з гамма-квантами з енергією 356,0 keV ( $^{133}\text{Ba}$ ), 1460,8 keV ( $^{40}\text{K}$ ) та 2614,5 keV

( $^{208}\text{Tl}$ ), становить відповідно  $\sim 3$  кеВ,  $\sim 5$  кеВ та  $\sim 6$  кеВ (повна ширина піку на половині висоти, ПШПВ). Енергетична шкала була стабільна з точністю до  $\pm 0,12\%$ , як визначено на основі змін, що спостерігаються у періодичних калібруваннях  $^{133}\text{Ba}$ , та фізичних даних ( $\alpha$ -пік  $^{210}\text{Po}$ , що є у кристалах). Після застосування лінійного енергетичного калібрування, заснованого на положенні лінії  $^{208}\text{Tl}$  з енергією 2615 кеВ, ми спостерігаємо помірну залишкову нелінійність у відгуку детектора, що проявляється як зсув на рівні  $\pm 5$  кеВ у положенні відомих фонових піків. Ми коригували ці зрушення, застосовуючи поліноміальну корекцію 2-го порядку до спектрів реконструйованих енергій методом, розробленим у роботі [76].

Енергетичні спектри подій, отримані в установці 1 та установці 2, показані на Рис. 1.26. Незначна різниця між двома спектрами, особливо при низьких енергіях, може бути пов'язана з деяким забрудненням поблизу кристала № 1 у установці 1, оскільки цей детектор був повторно зібраний з використанням нових матеріалів для установки 2. Імовірність збігу між подіями в кристалах мала через віддаленість детекторів в установці та через мідний тримач товщиною  $\sim 2$  мм, що оточує кожен детектор. Таким чином, будь-які збіги ігноруються (тобто не застосовується режим антизбігів) в аналізі та в моделюванні. Дискримінація за формою імпульсу застосовується до сигналів для пошуку фізичних подій та для відхилення нефізичних подій; це зменшує неперервний розподіл у спектрі. Крім того,  $\alpha$ -розпади усуваються із спектру за допомогою ідентифікації частинок за допомогою аналізу відношення теплового та світлового сигналів, що забезпечує  $\alpha/\gamma$ -розділення на рівні приблизно  $9\sigma$ . Ідентифікація легких частинок видаляє не тільки  $\alpha$ -події з ланцюжків розпадів U / Th всередині кристалів, які очікуються з енергіями вище 4 МеВ, але і  $\alpha$ -розпади зі зменшеними енергіями, що виникають поблизу поверхні детекторів. Швидкість лічби поверхневих  $\alpha$ -подій оцінюється в 0,1–0,2 відліків / рік / кг / кеВ в енергетичному регіоні 2,7–3,9 МеВ.

Було встановлено, що ефективність відбору гамма- і бета-подій є постійною вище 500 кеВ, вона оцінюється як  $(96,1 \pm 1,2)\%$  та  $(96,6 \pm 0,7)\%$  для установок 1 та 2 відповідно. Ефективність для повного набору даних становить  $(96,5 \pm 0,6)\%$ . Оцінка ефективності відбору була перехресно перевірена за допомогою помітного, але все ще низького рівня інтенсивності  $\gamma$ -піку  $^{40}\text{K}$ , що призвело до хорошої згоди на рівні  $(94,7 \pm 1,6)\%$ . Нижче 500 кеВ спектр має значний внесок від інструментальних (нефізичних) подій. Події, ідентифіковані як розпад  $^{210}\text{Pb}$  (гамма-кванти з енергією 46,5 кеВ та відповідні  $\beta$ -частинки), були використані, щоб виміряти ефективність відбору  $(90 \pm 10)\%$  при низьких енергіях.

### 1.2.2. Аналіз даних експерименту

Особливістю енергетичного спектру на Рис. 1.26 є неперервний спектр, характерний для  $2\nu 2\beta$ -розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$ , який домінує в даних вище енергії  $\sim 1$  МеВ. Найбільш інтенсивні піки в спектрах можна віднести до забруднення деталей установок  $^{40}\text{K}$  та дочірніми сімейств розпадів  $^{238}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$ . Спостережувана форма лінії піку  $^{40}\text{K}$  є ширшою, ніж очікується для цієї енергії, що узгоджується з наявністю двох джерел: зовнішнього, далекого від детекторів, який вносить лише  $\gamma$ -кванти з енергією 1461 кеВ, а також внутрішньої, яка дає додаткову енергію 3,2 кеВ, що відповідає енергії зв'язку К-оболонки, що виділяється після електронного поглинання. Співвідношення інших піків до континууму

вказує на те, що домінують зовнішні, віддалені джерела гамма-квантів, частково ослаблені свинцевим та мідним екранами криостата. Цей висновок узгоджується з обмеженнями на внутрішню забрудненість кристалів радіонуклідами  $^{238}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$  з їх дочірніми, отриманими в результаті аналізу  $\alpha$ -області енергетичного спектру.

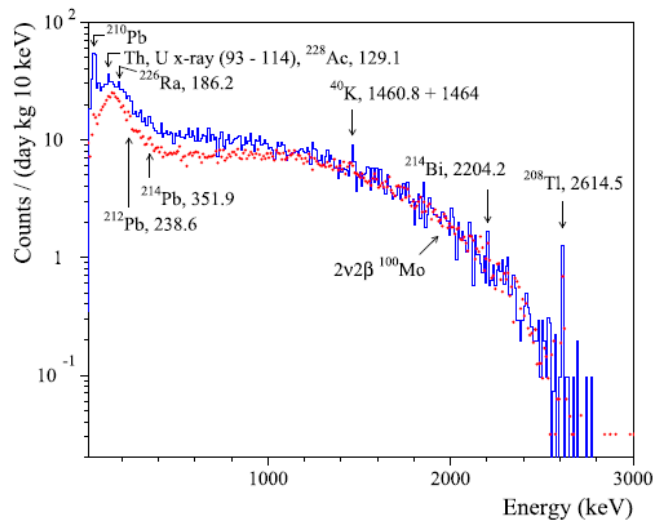


Рис. 1.26. Енергетичні спектри, накопичені за допомогою скінтілюючих болометрів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  в установці 1 (суцільно-синя гістограма, експозиція 10,308 кг × день) та установці 2 (гістограма з червоними крапками, експозиція 31,927 кг × день). Енергії  $\gamma$ -піків дані у кеВ.

На основі цих спостережень було побудовано комплексну модель фону, яка включає комбінацію «внутрішніх» джерел (усередині кристалів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ ) та «зовнішніх» джерел (наприклад, опорні конструкції детекторів та криогенні екрани). Фон моделювався за допомогою пакета Geant4 версії 10.2p03 (зі списком фізичних процесів Livermore) [77, 78, 79] з початковою кінематикою, заданою генератором подій DECAy0 [80]. Наступні «зовнішні» джерела були змодельовані в матеріалі 300 К екрану криостату, показаному на Рис. 1.27:

- $^{40}\text{K}$ ;
- $^{228}\text{Ac}$ ;
- розпади  $^{232}\text{Th}$ :  $^{212}\text{Pb}$ ,  $^{212}\text{Bi}$  і  $^{208}\text{Tl}$  (вважаються у рівновазі);
- розпади  $^{238}\text{U}$ :  $^{214}\text{Pb}$  та  $^{214}\text{Bi}$  (у рівновазі);
- $^{137}\text{Cs}$ , що спостерігалось раніше в установці EDELWEISS [75, 81].
- Змодельовано наступні джерела, що знаходяться поблизу детекторів:
- $^{210}\text{Pb}$ ,  $^{210}\text{Bi}$ , вважається, що знаходяться у рівновазі;
- $^{208}\text{Tl}$  в роз'ємах для зчитування на основі каптону, у яких було виміряно суттєвий рівень забруднення [75].

Наступні «внутрішні» джерела змодельовані всередині кристалів:

- $^{40}\text{K}$ ;
- $^{87}\text{Rb}$ ;
- $^{90}\text{Sr}$  та  $^{90}\text{Y}$ ;
- $^{210}\text{Pb}$  /  $^{210}\text{Bi}$ ;
- $2\nu 2\beta$  розпад  $^{100}\text{Mo}$  на основний стан  $^{100}\text{Ru}$ ;

–  $2\nu 2\beta$  розпад  $^{100}\text{Mo}$  на перший збуджений стан  $^{100}\text{Ru}, 0^+$  при 1130.3 кеВ.

Період напіврозпаду  $^{100}\text{Mo}$  відносно  $2\nu 2\beta$ -розпаду на перший збуджений стан  $^{100}\text{Ru}$  фіксований до значення, визначеного експериментом NEMO-3 [82]. Внесок  $^{210}\text{Pb} / ^{210}\text{Bi}$  визначається аналізом піків  $^{210}\text{Po}$  в області  $\alpha$ -розпаду з урахуванням часу, що минув від процесу росту кожного кристала. Більшість забруднення  $^{210}\text{Pb} / ^{210}\text{Bi} / ^{210}\text{Po}$  може бути віднесена до основної маси кристалів; це також підтверджується спектром гамма-квантів  $^{210}\text{Pb}$  та його  $\beta$ -спектром в області 46.5 кеВ. Невеликий внесок з “сусідніх” джерел (що з’являється насамперед в установці 1) трактується як систематична невизначеність. «Внутрішнє» забруднення  $^{40}\text{K}$  та  $^{87}\text{Rb}$  в кристалах було додане з урахуванням спостереження  $^{40}\text{K}$  у деяких кристалах молібдату літію [69], а також схожість хімічних властивостей літію, калію та рубідію. Не можна також виключати присутність  $^{90}\text{Sr}$ - $^{90}\text{Y}$  у кристалах. Можливість повної реконструкції фону у низькофоновому експерименті обмежується неточним знанням місць розташування радіоактивних забруднень. Ми побудували дві моделі з різними припущеннями щодо локалізації фонових джерел. У моделі за замовчуванням ми моделюємо повну геометрію кристата EDELWEISS і припускаємо, що все «зовнішнє» забруднення знаходиться у екрані 300 К. Як систематичну перевірку ми також розробили спрощену модель, в якій радіоактивні джерела розміщені у мідних екранах різної товщини навколо кристала. Ця модель налаштована на відтворення енергетичної залежності спостережуваних інтенсивностей  $\gamma$ -піків. Слід підкреслити, що жодних  $\alpha$ -частинок, які б свідчили про розпад нуклідів з ланцюжків сімейств U / Th, не спостережено, але в сцинтиляторах  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  спостерігалось кілька десятків-сотень мкБк/кг  $^{210}\text{Po}$ , що призвело до дуже жорстких верхніх меж, наведених у таблиці 1.4. Отже, об’ємна U / Th радіоактивність кристалів (за винятком внеску  $^{210}\text{Bi}$ ) ігнорується у фоновій моделі, беручи до уваги, що активність  $^{100}\text{Mo}$  у кристалах принаймні на три порядки перевищує можливу активність дочірніх U / Th.

Таблиця 1.4. Радіоактивне забруднення кристалів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ .

Chain	Radionuclide	Activity (mBq/kg)
	$^{190}\text{Pt}$	$\leq 0.003$
$^{232}\text{Th}$	$^{232}\text{Th}$	$\leq 0.003$
	$^{228}\text{Th}$	$\leq 0.003$
$^{235}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$\leq 0.005$
	$^{231}\text{Pa}$	$\leq 0.003$
	$^{227}\text{Ac}$	$\leq 0.005$
$^{238}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	$\leq 0.005$
	$^{226}\text{Ra}$	$\leq 0.003$

### 1.2.3. Визначення періоду напіврозпаду ядра $^{100}\text{Mo}$

Для визначення періоду напіврозпаду  $^{100}\text{Mo}$  відносно  $2\nu 2\beta$ -розпаду було виконано підгонку спектру методом максимальної правдоподібності [39]. Загальна експозиція у спектрі становить 42,235 кг × день, або 3,798 (9) × 10<sup>23</sup>  $^{100}\text{Mo}$  ядер × рік. Для підгонки було застосовано програмне забезпечення RAW / MINUIT [40,41]; обидва пакети програмного забезпечення повертають стабільні, близькі результати. Фонова модель дуже добре описує

дані в широкому діапазоні енергій [120–3000] кеВ (рис. 1.27). Для того, щоб оцінити чутливість фонової моделі та періоду напіврозпаду  $^{100}\text{Mo}$  відносно  $2\nu 2\beta$ -розпаду, діапазон енергій підгонки змінювався з кроком 20 кеВ від 120 до 2000 кеВ (початкова точка) до 2300–3000 кеВ (кінцева точка). Модель, що передбачає механізм домінування одного збудженого стану у процесі  $2\nu 2\beta$  розпаду (Single State Dominance mechanism, SSD), описує експериментальні дані в діапазоні [120–3000] кеВ з  $\chi^2 = 121$  для 126 ступенів свободи.

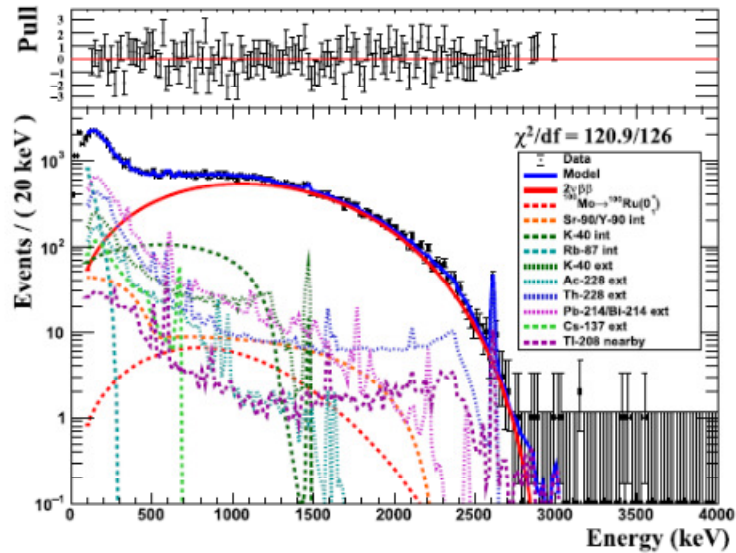


Рис. 1.27. Внизу: Енергетичний спектр, накопичений за допомогою сцинтилюючих болометрів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  (експозиція становить 42,235 кг × на добу), та підгонка даних у діапазоні енергій [120–3000] кеВ. Точки представляють дані, суцільна синя лінія показує суму всіх компонентів підгонки, суцільна червона лінія – це вклад  $2\nu 2\beta$ -розпаду. Зверху: різниця між даними та моделлю із статистичними похибками даних.

Розподіл  $2\nu 2\beta$ -розпаду був промодельований у припущенні щодо двох механізмів розпаду: наближення з домінуванням високоенергетичних станів проміжного ядра (High State Dominance, HSD) та гіпотези домінування одного збудженого стану (Single State Dominance, SSD). Механізм SSD  $2\nu 2\beta$ -розпаду був запропонований у [83] для ядер, де основний стан  $1^+$  проміжного ядра може домінувати у  $2\nu 2\beta$ -розпаді. Ядро  $^{100}\text{Mo}$  є одним з небагатьох випадків, коли, як очікується, механізм SSD має певні переваги [84, 85, 86, 87, 88]. Дані експерименту NEMO-3 надають перевагу механізму SSD у  $^{100}\text{Mo}$  [89, 90, 91] і не узгоджується з гіпотезою HSD. Енергетичні спектри одиночних електронів та підсумовані двоелектронні енергетичні спектри для  $2\nu 2\beta$ -розпаду  $^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$  з використанням розрахунків з SSD та наближеннями HSD [88] показані на рис. 1.28. Існує суттєва різниця в одноелектронних спектрах для HSD та моделі SSD при низьких енергіях, тоді як у сумарних енергетичних спектрах, виміряних болометричними детекторами, різниця значно менша. Аналіз NEMO-3 одноелектронних спектрів у  $^{100}\text{Mo}$  виключає гіпотезу HSD з високою значимістю. Ми використовуємо SSD-модель  $2\nu 2\beta$ -розпаду, розглядаючи різницю між моделями HSD та SSD як систематичну невизначеність. Висока статистика набору даних, відмінна роздільна здатність і високе відношення сигнал / фон для енергій понад 1 МеВ дозволяють нам перевірити спектральну форму  $2\nu 2\beta$ -розпаду на наступному етапі експерименту. Було виконано підгонку в інтервалі [120–3000] кеВ, використовуючи

спектри, сформовані за гіпотезами SSD та HSD. Якість обох підгонок є прийнятною, але гіпотеза HSD повертає більшу величину  $\chi^2$ . Таким чином, даний експеримент краще описується у припущенні про SSD механізм розпаду.

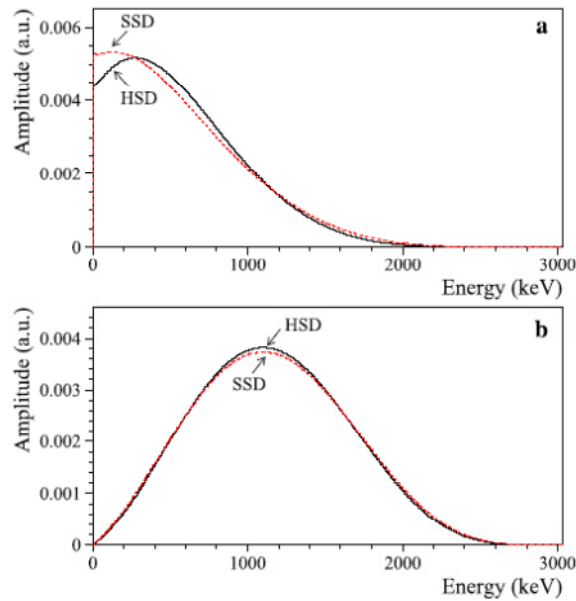


Рис. 1.28. Спектри одиночних електронів, що випромінюються у подвійному бета-розпаді ядра  $^{100}\text{Mo}$  для різних механізмів розпаду: перехід через верхні збуджені рівні проміжного ядра (High-State Dominance, HSD) і через основний стан проміжного ядра (Single-state Dominance, SSD). Сумарні енергетичні спектри у припущенні двох механізмів розпаду.

Період напіврозпаду  $^{100}\text{Mo}$  був визначений шляхом підгонки даних у енергетичному діапазоні [1500–3000] кеВ. У цьому діапазоні актуальними є лише два фонові внески: розпади  $^{232}\text{Th}$  і його дочірніх від зовнішніх джерел, серед яких домінує  $\gamma$ -лінія 2615 кеВ  $^{208}\text{Tl}$  і його комптонівський континуум. Серед дочірніх  $^{238}\text{U}$  домінує  $^{214}\text{Bi}$  і його комптонівський континуум. Для повноти ми включаємо можливий внесок  $\gamma$ -спектрів  $^{228}\text{Ac}$  від зовнішніх джерел та можливий внесок від внутрішніх  $\beta$ -розпадів  $^{90}\text{Sr}$ - $^{90}\text{Y}$ . Інтервал [1500–3000] кеВ містить 23,5% спектру  $2\nu 2\beta$ -розпаду. У цьому діапазоні виявлено 9183 події з експозицією 42,235 кг  $\times$  днів, причому 91% подій приписується подіям  $2\nu 2\beta$ -розпаду. Якість підгонки відмінна ( $\chi^2 = 50$  для 61 ступеня свободи) з невеликими (80%) кореляціями між періодом напіврозпаду відносно  $2\nu 2\beta$ -розпаду та фоновими компонентами. Фіт дає  $8370^{+162}_{-214}$  відліків (статистична помилка). Враховуючи ефективність відбору ( $0,9646 \pm 0,0060$ ), знаходимо період напіврозпаду  $T_{1/2}^{2\nu} = [7,12^{+0,18}_{-0,14} \text{ (стат.)}] \times 10^{18}$  років. Статистичні невизначеності є асиметричними через кореляції з фоновими компонентами, які відповідають нулю і обмежуються фізичним (позитивним) виходом, особливо  $^{90}\text{Y}$ .

Для порівняння, інтервал енергії [120–3000] кеВ містить 63 717 подій, що дає період напіврозпаду  $T_{1/2}^{2\nu} = [7,13 \pm 0,12 \text{ (стат.)}] \times 10^{18}$  років для цього інтервалу, що чудово узгоджується з підгонкою до меншого енергетичного діапазону. Широкий інтервал енергії сприйнятливий до більшої систематичної невизначеності (обговорюється нижче), тому ми розглядаємо цю відповідність як перехресну перевірку.



Основні компоненти систематичної помилки показані у Таблиці 1.5

Таблиця 1.5. Основні компоненти систематичної помилки періоду напіврозпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  (%).

Величина біну енергетичного спектру	0.8
Місцезнаходження джерел фону	0.8
Ефективність відбору подій	0.6
Форма спектру $2\nu\beta\beta$ -розпаду	0.4
Статистична похибка моделей фону	0.4
Модель фону	0.2
Експозиція	0.2
Енергетична шкала спектру	0.2
Невизначеність $2\nu\beta\beta$ -розпаду на збуджений рівень	0.1
Загальна систематична помилка	1.4

Додаючи всі систематичні помилки квадратично, отримуємо період напіврозпаду  $^{100}\text{Mo}$  відносно  $2\nu\beta\beta$ -розпаду на основний стан  $^{100}\text{Ru}$ :

$$T_{1/2}^{2\nu} = [7,12_{-0,14}^{+0,18} \text{ (стат.)} \pm 0,10 \text{ (сист.)}] \times 10^{18} \text{ років.}$$

Величину періоду напіврозпаду можна ще спростити шляхом підсумовування квадратично систематичних та статистичних помилок:

$$T_{1/2}^{2\nu} = (7,12_{-0,17}^{+0,21}) \times 10^{18} \text{ років.}$$

Отримане значення періоду напіврозпаду є найбільш точним для  $^{100}\text{Mo}$  (див. Рис. 1.29, де показана точність експериментів у порівнянні з даним) та одним з найбільш точних серед усіх виміряних періодів напіврозпаду відносно  $2\nu\beta\beta$ -розпаду.

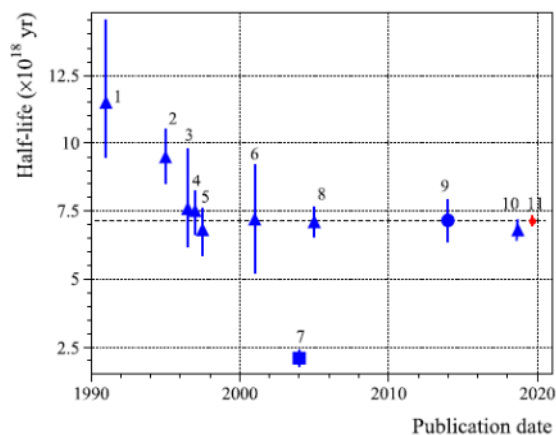


Рис. 1.29. Порівняння результату даного експерименту з попередніми вимірюваннями. Номерами позначено роботи: 1 [92], 2 [93], 3 [94], 4 [95], 5 [96], 6 [97], 7 [98], 8 [99], 9 [100], 10 [69], 11 (дана робота).

#### 1.2.4. Експеримент CUPID-Mo для пошуку $0\nu\beta\beta$ -розпаду $^{100}\text{Mo}$

Характерним сигналом  $0\nu\beta\beta$ -розпаду є пік у сумарному енергетичному спектрі двох випромінюваних електронів при загальній доступній енергії  $Q_{\beta\beta}$  переходу  $0\nu\beta\beta$ . Серед 35 природних подвійних бета-випромінювачів (ізотопи-кандидати  $0\nu\beta\beta$ ) [101] лише деякі є експериментально значущими. Ці кандидати мають високий  $Q_{\beta\beta}$  ( $> 2$  MeV), який

призводить до високої ймовірності розпаду і до низького рівня фону в області сигналу. Разом з тим ці кандидати демонструють високий природний вміст цікавого для нас ізотопу та/або можливість збагачення ізотопів технічними методами в масштабі кількох тон.

Низькотемпературні калориметри, які часто називають болометрами, є детекторами вибору для реалізації кількох потенційних експериментів, включаючи описаний тут. Завдяки високій енергетичній роздільній здатності, високій ефективності та гнучкості у виборі матеріалу детектора [<sup>102</sup>, <sup>103</sup>, <sup>74</sup>], болометри ідеально пристосовані до пошуку  $0\nu\beta\beta$ . Ці детектори складаються з монокристалу, що містить джерело  $0\nu\beta\beta$ , об'єднане з температурним датчиком. Сигнал збирається при дуже низьких температурах  $\lesssim 20$  мК для великих (0,1–1 кг) болометрів і складається з теплового імпульсу, зареєстрованого датчиком.

Детектор, що містить ізотоп-кандидат з  $Q_{\beta\beta} > 2615$  кеВ, є оптимальним вибором з точки зору контролю рівня фонового випромінювання, оскільки основна частина природної  $\gamma$ -радіоактивності закінчується на значенні в 2615 кеВ, що відповідає енергії лінії <sup>208</sup>Tl в ланцюзі розпаду <sup>232</sup>Th. Однак в енергетичній області вище  $\sim 2,6$  МеВ переважають події, що виникають внаслідок поверхневого радіоактивного забруднення, особливо деградованих по енергії  $\alpha$ -частинок [<sup>18</sup>, <sup>104</sup>], як демонструють вимірювання експерименту CUORE, найбільшого болометричного експерименту  $0\nu\beta\beta$ , що зараз проводиться. Подвійне зчитування світла – сцинтиляційного або черенковського – та теплового сигналу дозволяє дискримінувати  $\alpha$ -події в різних мішенях [<sup>103</sup>, <sup>105</sup>, <sup>106</sup>, <sup>38</sup>, <sup>107</sup>, <sup>108</sup>, <sup>109</sup>]. Ця технологія сцинтилюючих кристалів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  була розроблена колаборацією LUMINEU [<sup>69</sup>, <sup>70</sup>] та використовується в експерименті CUPID-Mo.

Її ефективність описана в посиланні [<sup>110</sup>] разом з експериментальною установкою. Ізотоп, що нас цікавить, <sup>100</sup>Mo, має  $Q_{\beta\beta} = 3034.40 \pm 0.17$  кеВ [<sup>39</sup>]; природний вміст ізотопу становить 9,7%, що дає можливість збагачувати матеріал в великих масштабах за допомогою методики розділення ізотопів у газовій центрифугі [<sup>111</sup>]. В експерименті CUPID-Mo збагачений молібден вводиться в кристали  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  (LMO) за допомогою кристалізації за методом Чохральського з низьким температурним градієнтом [<sup>68</sup>]. Цей <sup>100</sup>Mo раніше використовувався в експерименті NEMO-3 [<sup>112</sup>]. Загалом 20 циліндричних кристалів вагою близько 210 г складаються один на один в п'ять веж, що дають масу <sup>100</sup>Mo ( $2,258 \pm 0,005$ ) кг із середнім ізотопним збагаченням <sup>100</sup>Mo  $96.6 \pm 0.2$  %. Круглі пластини Ge, прикріплені до нижньої частини кожного детектора LMO, використовуються як болометричні детектори світла (LD). Через укладання в чотиришарову вежу більшість детекторів LMO має LD як згори, так і знизу, за винятком верхнього кристала кожної вежі, який з одного боку має кришку з Cu [110]. Кристали LMO, як і LD, оснащені германієвими датчиками, збагаченими за допомогою нейтронної трансмутації [<sup>72</sup>]. Вежі встановлені з механічним роз'єднанням всередині криогенної інфраструктури EDELWEISS [<sup>75</sup>, <sup>113</sup>] в підземній лабораторії Модан у Франції.

### 1.2.5. Аналіз даних

Дані цього аналізу були отримані протягом 380-денного періоду з березня 2019 року по квітень 2020 року при робочих температурах від 20,7 до 22 мК. Близько 82% часу було присвячено пошуку  $0\nu\beta\beta$ ; цей час розділено на 240 днів фізичних даних та 73 дні

калібрувальних даних. Фізичні дані згруповані в загальну кількість десяти наборів даних із незмінними умовами роботи детекторів. Далі ми розглядаємо 213 із 240 днів фізичних даних у семи (1–2-місячних) наборах даних та відхиляємо три (~1-тижневих) набори даних через їх слабо пов'язану статистику калібрування. З цих семи наборів даних ми виключаємо періоди нестабільності температури, робіт та інших механічних впливів у підземній лабораторії, що впливають на детектор, та періоди надмірного шуму в окремих детекторах, що зменшує загальний час використання детекторів на 6%. Ми відкидаємо один з 20 болометрів LMO, який демонструє аномально низькі значення сигналу [<sup>110</sup>], і отримуємо фізичну експозицію детекторів у 2,16 кг·рік ( $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ ).

Всі дані отримуються у вигляді безперервного потоку з частотою дискретизації 500 Гц та аналізуються за допомогою програмного пакета, розробленого колаборацією CUORE [<sup>114</sup>] та CUPID-0 [<sup>115</sup>], що був вперше використаний в CUPID-Mo [110,<sup>116</sup>]. Ми оцінюємо амплітуди імпульсів за допомогою оптимального фільтра [<sup>117</sup>], призначеного для максимізації співвідношення сигнал/шум для відомого сигналу та спектру шуму за допомогою 3-секундних слідів імпульсів як для LMO, так і для LD каналів. До даних застосовувався оффлайн-тригер з використанням оптимального фільтра [18,<sup>118</sup>]. Була отримана 90%-на ефективність тригера при типових (медіанних) енергіях 9,4 (0,5) кеВ для LMO (LDs). Пороги аналізу та збігів LMO були встановлені на рівні 45 кеВ, що значно перевищує енергію значної зміни ефективності. Для кожного сигналу на детекторі LMO ми оцінюємо середньозважений за роздільною здатністю середній світловий сигнал двох (одного) сусідніх LD з метою відкидання  $\alpha$ -подій, які мають ~ 20% світловиходу відносно  $\gamma$ - та  $\beta$ -подій тієї ж енергії [<sup>110</sup>]. Ми калібруємо відгук детекторів LMO за допомогою полінома другого порядку, використовуючи чотири добре визначені піки з даних калібрування U/Th, показаних на Рис. 1.30 червоним кольором (див. [<sup>116</sup>]), і калібруємо сигнали LD з урахуванням сигналів LMO. Ми перевіряємо енергетичну шкалу LMO у фонових даних за допомогою апроксимації поліномом другого порядку положень піків з енергіями 352, 583, 609, 1461 та 2615 кеВ і не спостерігаємо систематичних відхилень між відтвореними та очікуваними положеннями піків. Екстраполяція положення  $Q_{\beta\beta}$  погоджується в межах

$$E_{bias}^{Q_{\beta\beta}} = (-0.2 \pm 0.4) \text{ кеВ} \quad (1.1)$$

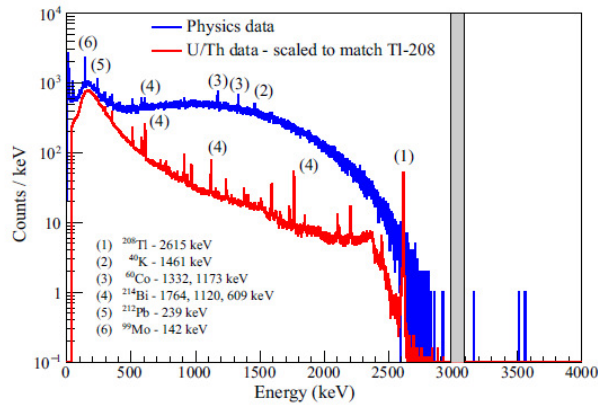


Рис. 1.30. Енергетичний спектр фону (синій) для даних з експозицією 2,16 кг·рік і калібрувальний спектр (червоний), відповідно масштабований до 2615 кеВ від розпаду  $^{208}\text{Tl}$ . Область енергій шириною 50 кеВ навколо  $Q_{\beta\beta}$  була «засліплена» (позначено сірим).

Ми приймаємо стратегію «засліплення», видаляючи всі події у вікні 50 кеВ навколо  $Q_{\beta\beta}$ , щоб уникнути будь-яких упереджень в оптимізації наших процедур аналізу та в розгляданні наступних відборів подій. Події повинні: (i) міститися в єдиному кристалі та бути в антизбігах з трьохмодульним тригером та з енерговиділенням у мюонному вето [ $^{119}$ ] всередині часового вікна  $\pm 100$  мс; (ii) мати по одному тригеру в кожному трьохсекундному імпульсному вікні; (iii) мати плоску попередню базову лінію з нахилом менше 15 середніх абсолютних відхилень; (iv) мати форму імпульсу, сумісну з основними компонентами (ОК), встановлену нещодавно розробленим аналізом ОК, описаним у посиланні [ $^{120}$ ] (цей критерій відбору оптимізований з використанням калібрувальних даних шляхом максимізації гіпотетичної чутливості для  $0\nu\beta\beta$ -процесу з періодом напіврозпаду, що дорівнює попередньому найкращому обмеженню [112]); (v) мати світловихід, очікуваний для  $\gamma$ - та  $\beta$ -подій, та не мати різниці у верхніх та нижніх LD. Обидва ці критерії відбору встановлені для отримання майже повного покриття при  $3\sigma$  кожен, виходячи з гаусової апроксимації світловиходу в калібрувальних даних. Енергетична залежність критерію відбору змодельована за допомогою феноменологічної лінійної функції, після того, як ми спостерігали надмірне уширення спостережуваного світловиходу у порівнянні з статистичною моделлю фотонів, що обговорено в роботі [110]. Медіанна надлишкова ширина в 32 еВ ( $\sim 40\%$ ) при  $Q_{\beta\beta}$  пов'язана з недостатністю кількості виборок для більш швидких LD-імпульсів і нині знаходиться на подальшому дослідженні. Модифікована модель статистики фотонів також розглядається як систематична невизначеність при встановленні обмеження на період напіврозпаду.

Отриманий фізичний спектр, що є сумою спектрів 19 детекторів LMO за весь період збору даних, показаний на Рис. 1.30 синім кольором. Через короткий період напіврозпаду  $2\nu\beta\beta$   $^{100}\text{Mo}$  [ $^{89, 121}$ ] (висока швидкість лічби), гладкий компонент  $2\nu\beta\beta$  домінує в спектрі від 0,5 до 3 МеВ. Залишається видимим обмежений набір  $\gamma$ -піків, особливо  $^{208}\text{Tl}$ ,  $^{40}\text{K}$ ,  $^{60}\text{Co}$  та активаційний  $\gamma$ -пік, що походить від  $^{99}\text{Mo}$ , присутній протягом короткого часу після нейтронного опромінення детекторів [ $^{122}$ ]. Для більш детальної інформації ми посилаємось на попередню характеристику фонів в установці EDELWEISS [75].

Ми оптимізуємо пошук  $0\nu\beta\beta$ -процесу для пуассонівського потоку подій в режимі низького фону. Ми розглядаємо енергетичну роздільну здатність для всіх детекторів та наборів даних (19×7), попередню оцінку нашого фонового індексу та експозицію 2,8 кг × рік, оскільки ми маємо намір повторити даний аналіз для повної експозиції детекторів нині завершеного експерименту CUPID-Mo.

Найбільш репрезентативним  $\gamma$ -піком для області інтересу  $^{100}\text{Mo}$  (OI) з достатньою статистикою для отримання енергетичної роздільної здатності кожного детектора та кожного набору даних є лінія 2615 кеВ, яка випромінюється  $^{208}\text{Tl}$ , в калібрувальних даних. Ми виконуємо методом максимальної правдоподібності одночасну розширену підгонку цього піку з індивідуальними параметрами для роздільної здатності детектора, амплітуди і положення піків та з спільними параметрами для співвідношення пік-фон [116].

Потім ми екстраполюємо ці роздільні здатності із загальним коефіцієнтом масштабування  $s = \sigma_{\text{phys}}(3034 \text{ кеВ}) / \sigma_{\text{cal}}(2615 \text{ кеВ})$  (єдиним для всіх наборів даних та детекторів) на  $Q_{\beta\beta}$ . На додаток до цього метода, описаного в посиланні [116], ми виділяємо  $s$  з поліноміальної апроксимації глобальних  $\gamma$ -піків у фонових та калібрувальних даних [18,104]. Ми приймаємо коефіцієнт масштабування з цього останнього методу як консервативний вибір, прогнозуючи для повного набору даних на 0,2% гіршу роздільну здатність  $[7.6 \pm 0.7_{\text{(стат)}} \pm 0.2_{\text{(сист)}}]$  кеВ (ПШПВ) при  $Q_{\beta\beta}$ . Зазначена систематична невизначеність у 2% обумовлена негаусовими хвостами (які викликаються накладенням сигналів) у калібрувальних даних, які впливають на калібрувальні оцінки роздільної здатності через критерій відбору, що використовується в аналізі ОК.

Індекс фону обчислювався на основі все ще «засліплених» даних за допомогою феноменологічної моделі апроксимації фону, яка містить експоненту для наближення як високоенергетичної частини спектра  $2\nu\beta\beta$ -розпаду, так і неперервних розподілів від забруднень установки елементами U/Th та константу як консервативну оцінку для випадкового збігу двох подій  $2\nu\beta\beta$ -розпаду в одному кристалі, залишкові невідкинуті мюонні події та забруднення від бета-частинок високої енергії від розпадів в природних ланцюгах U/Th в деталях установки, близьких до детекторів. Результат розширеної апроксимації спектру методом максимальної правдоподібності сильно залежить від низько- та високоенергетичної межі діапазону наближення. Для апроксимації з низькоенергетичною межею, яка варіювалася від 2,65 до 2,9 МеВ, та з високоенергетичною межею від верхнього кінця «засліпленої» області до 4 МеВ ми отримуємо індекс фону від  $2 \times 10^{-3}$  відліків/(кеВ × кг × рік) до  $6 \times 10^{-3}$  відліків/(кеВ × кг × рік) у вікні 10 кеВ навколо  $Q_{\beta\beta}$ . Враховуючи велику невизначеність, що залишилася, ми округляємо фоновий індекс для оптимізації області інтересу до  $b = 5 \times 10^{-3}$  відліків/(кеВ × кг × рік). Ми моделюємо фон як локально плоский, беремо до уваги роздільну здатність детекторів та наборів даних і моделюємо покриття  $0\nu\beta\beta$ -піку у нашій Монте-Карло моделі, виконаній за допомогою GEANT4. Оскільки цей фоновий індекс є одночасно погано обмеженим і вказує на найбільш вірогідний безфоновий пошук  $0\nu\beta\beta$ -розпаду, ми вибираємо таку область інтересу, яка максимізує чутливість встановлення середнього граничного значення для пуассонівського процесу з нульовим фоном:

$$\overline{S_{90}} = \sum_{i=0}^{\infty} P(i, b, \Delta E_{\text{ROI}}) \cdot S_{90}(i) \quad (1.2)$$

із сумою добутків двох величин для кожного  $i$ : пуасонівської імовірності  $P(i, b, \Delta_{ROI})$  отримання  $i$  подій в області інтересу із шириною  $\Delta E_{ROI}$  та фоновим індексом  $b$ , і очікуваної класичної кількості подій  $S_{90}(i)$ , яка може бути виключена з 90%-ю довірчою імовірністю для даного  $i$ . Ми переносимо цю максимізацію з оптимізації діапазону енергій для пошуку піків у 19 детекторах по 7 наборам даних до оптимізації єдиного параметра шляхом розділення змодельованих (і розмазаних за енергетичною роздільною здатністю) піків  $0\nu\beta\beta$  на біни шириною 0,1 кеВ і сортування кожного біну, пов'язаного з триплетом (детектор, набір даних, енергія) у просторі ймовірності сигнал-фон ( $B/S$ ). Оптимальний параметр відсікання  $(B/S)_{cutoff}$  призводить до отримання області енергій, яка в середньому (зважена за експозицією) має ширину 17,9 кеВ. Вона має середнє покриття сигналу 75,8% з розкидом  $\pm 1,0\%$ . Ширина області інтересу відповідає середньому гаусовому покриттю  $2,7\sigma$  зі втратою переважно тих подій  $0\nu\beta\beta$ -розпаду в повному енергетичному піку, які пов'язані з втратами енергії внаслідок вильоту гальмівного випромінювання та електронів з кристалів поблизу поверхні. Оптимізація демонструє лише незначну залежність від індексу фону або знань про роздільну здатність, загальне покриття сигналу змінюється на 0,7% для 50%-ної зміни параметра  $b$  (на 2,2 кеВ більш широка або на 1,5 кеВ більш вузка область інтересу). Ми обрізаємо обчислення чутливості встановлення середнього граничного рівня після обчислення перших трьох членів, оскільки ймовірність трьох або більше фонових подій є незначною для розглянутої області енергій.

Оскільки обговорювана вище пуасонівська чутливість за побудовою може застосовуватись лише до встановлення граничних значень, ми замість цього застосовуємо аналіз методом максимальної правдоподібності, щоб виділити або остаточно обмежити, або потенційний сигнал відносно швидкості лічби подій  $0\nu\beta\beta$ -розпаду. Цей аналіз побудований на програмному пакеті ВАТ (Bayesian analysis toolkit) [123] і враховує як область сигналу, так і бічні смуги нашої «засліпленої» області шириною 100 кеВ. Функція правдоподібності

$$L = \prod_{i=1}^3 \frac{e^{-\lambda_i} \lambda_i^{n_i}}{n_i!} \quad (1.3)$$

є добутком трьох пуасонівських членів для двох бічних смуг та сигналу в області інтересу з кількістю спостережуваних подій  $n_i$  та очікуваних подій  $\lambda_i$ . Середня кількість очікуваних подій  $\lambda_i$  обчислюється з урахуванням описаної вище феноменологічної фонові моделі та внеску гаусового сигналу, в якому ми залишаємо амплітуду сигналу та складової плоского фону вільними параметрами, використовуючи неінформативні плоскі апріорні розподіли. Визначивши всі етапи аналізу, ми знімаємо «засліплення» й отримуємо спектр, який показано на Рис. 1.31. Ми не спостерігаємо жодної події в області сигналу і одну подію (блакитного кольору) зправа від області. Відповідний маргіналізований апостеріорний розподіл для кількості подій сигналу має найбільш імовірне значення, що дорівнює нулю, з верхньою межею 2,4 події при 90% ДІ, що призводить до нижньої межі періоду напіврозпаду для  $0\nu\beta\beta$ -розпаду  $^{100}\text{Mo}$   $T_{1/2}^{0\nu} > 1,4 \times 10^{24}$  років (90% ДІ). Апостеріорне значення плоского фону є ненульовим:  $3_{-3}^{+7} \times 10^{-3}$  відліків/(кеВ  $\times$  кг  $\times$  рік), де вказані невизначеності в  $1\sigma$ , а апостеріорні розподіли для параметрів експоненти сумісні з апріорними розподілами з апроксимації  $2\nu\beta\beta$ -спектра в інтервалі 2650–2980 кеВ. Ми повторюємо ту саму апроксимацію для наближення гаусового сигналу з локально плоским фоном вдовж області аналізу 100 кеВ. Це не впливає на обмеження на  $0\nu\beta\beta$ -розпад  $^{100}\text{Mo}$ .

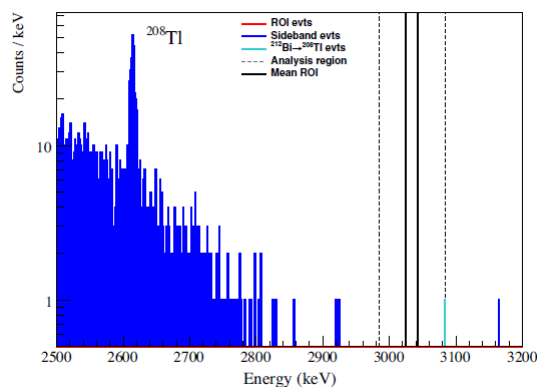


Рис. 1.31. Спектр фону для 2,16 кг×рік даних після «розсліплення». Жодної події не спостерігається в області інтересу, вибраної базуючись на детекторах та наборах даних. В області аналізу спостерігалася одна подія, виділена блакитним кольором. У подальшому аналіз був вдосконалений, і ця подія була визначена як  $\beta$ -кандидат із частини ланцюга розпаду природних елементів  $^{212}\text{Bi} \xrightarrow{\alpha} ^{208}\text{Tl} \xrightarrow{\beta} ^{208}\text{Pb}$  (див. текст). Для візуалізації область інтересу для  $0\nu\beta\beta$ -розпаду, середньозважена по експозиції (ширина 17,9 кеВ), позначена суцільними чорними лініями.

Параметри перешкоджаючих факторів, розглянутих для цього обмеження, зведені в Таблицю 1.6.

Таблиця 1.6. Параметри перешкоджаючих факторів, включені в аналіз, та їх реалізація за допомогою плоского або гаусового апріорних розподілів в байесівській апроксимації. Параметри 2 і 4 є мультиплікативними коефіцієнтами масштабування замість абсолютних невизначеностей; див. детальніше в тексті.

№ з/п	Джерело систематичної невизначеності	Значення	Апріорний розподіл
1	Відгук детектора до $0\nu 2\beta$ -розпаду	0.95–1.00	Плоский
2	Частина подій $0\nu 2\beta$ -розпаду з повним поглинанням в детекторі (Монте-Карло моделювання)	$1.000 \pm 0.015$	Гаусовий
3	Ефективність аналізу до відбору подій	$0.906 \pm 0.004$	Гаусовий
4	Відбір за світловими сигналами	0.998–1.008	Плоский
5	Ізотопна концентрація $^{100}\text{Mo}$	$0.966 \pm 0.002$	Гаусовий

Невизначеності відгуку детекторів на розпад частинок (зокрема, з енергетичних калібровок та роздільних здатностей детекторів) включені в моделювання подій від  $0\nu\beta\beta$ -розпаду. Отже, такі невизначеності охоплюються отриманим покриттям сигналу оптимізованою (базуючись на детекторах та наборах даних) центральною областю інтересу, а не розглядаються самостійно. Єдина залишкова невизначеність у відгуку детектора (рядок 1 у таблиці) базується на потенційній негаусовості  $0\nu\beta\beta$ -піку. У цьому аналізі ми оцінюємо цей внесок за формою калібрувального піку з енергією 2615 кеВ. Ми

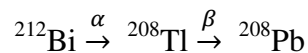
спостерігаємо ознаки наявності негаусових хвостів, в яких переважають невідхилені випадки накладення сигналів, спричинені великою швидкістю лічби тригерних сигналів в калібрувальних даних. Ми консервативно приймаємо, що зменшення кількості сигналів в області інтересу за рахунок цього становить 5%. Другий параметр серед перешкоджаючих факторів в покритті (рядок 2) пов'язаний з невизначеністю моделювання GEANT4 відносно подій гальмівного випромінювання. Як зазначено в літературі, моделювання гальмівного випромінювання в GEANT4 для електронів з енергіями в кілька MeV у товстих мішенях [<sup>124</sup>,<sup>125</sup>] дає невизначеність ~10%, що призводить для нашої геометрії кристалів до систематичної невизначеності ±1.1% в загальному покритті 75.8% сигналу 0νββ-розпаду в оптимізованій області енергій; оскільки  $1.1/75.8=0.015$ , ми застосовуємо єдиний загальний коефіцієнт  $1.000 \pm 0.015$  у визначенні обмеження.

Включення ефективності аналізу

$$\varepsilon = [90.6 \pm 0.4(\text{стат.})_{-0.2}^{+0.8}(\text{сист.})]\% \quad (1.4)$$

розділене на дві частини. Для оцінки середнього значення та його статистичної невизначеності (рядок 3) ми використовуємо два незалежних сигнали в LDs та LMO для оцінки ефективності відбору на чистому зразку подій, що дають наш сигнал, в діапазоні 1,3--2 MeV 2νββ-спектру або від піка з розпаду <sup>210</sup>Po [116]. Методи відбору, незалежні від енергії, оцінюються безпосередньо зі співвідношення між кількістю відібраних подій та повною кількістю подій, з біноміальною невизначеністю. Ефективність аналізу форми імпульсу береться з лінійної апроксимації, екстрапольованої на  $Q_{\beta\beta}$ , для того щоб врахувати енергетичну залежність помилки реконструкції. Систематична невизначеність, пов'язана з надмірним уширенням відбору даних по світловихіді, була оцінена за допомогою набору псевдоекспериментів, що враховують лінійну та модифіковану статистику фотонів, запроваджену раніше. Вона відображається в нашому встановленні обмеження як мультиплікативний фактор з апіорним рівномірним розподілом в межах 0,998–1,008 (рядок 4). Нарешті, ми включаємо субдомінантну невизначеність 0,2% у збагаченні та кількості атомів <sup>100</sup>Mo (рядок 5).

Ми далі вдосконалили наш аналіз після «розсліплення», здійснивши відбір сигналів, призначений для відкидання високоенергетичних β-подій від гілки розпаду



в ланцюзі торію ( $T_{1/2}({}^{208}\text{Tl}) = 183.2$  с,  $Q_{\beta} = 5$  MeV). Як і в попередніх роботах з використанням сцинтиляційних болометрів [105,107,115], ми відмічаємо події-кандидати на α-розпад <sup>212</sup>Bi з енергією в діапазоні 6,0–6,3 MeV та накладаємо вето на будь-який розпад у тому самому кристалі на 10 періодів напіврозпаду (1832 с). Це вето має незначний вплив на живий час (0,02%) з випадковим відкиданням 2:10 000 подій, але він також відкидає єдину зареєстровану подію, близьку до енергії інтересу (позначена блакитним на Рис. 1.31). Енергія попередньої події-кандидата на α-розпад узгоджується зі значенням  $Q_{\alpha}$  розпаду <sup>212</sup>Bi в межах 10 кеВ, а різниця в часі між подіями становить 113 с. Ми отримуємо остаточне нижнє обмеження на 0νββ-розпад, яке на 1,3% більш сильне й округлюється до



$$T_{1/2}^{0\nu\beta\beta} > 1.5 \times 10^{24} \text{років (90\% ДІ)}.$$

Площа апостеріорного плоского фону байєсівської апроксимації в цьому випадку досягає нуля з верхнім обмеженням, що дорівнює  $1,1 \times 10^{-2}$  відліків/(кеВ × кг × рік) при 90% довірчої імовірності.

Отримане нижнє обмеження на період напіврозпаду ми інтерпретуємо в рамках моделі  $0\nu\beta\beta$ -розпаду, викликаного обміном легким майоранівським нейтрино, з використанням значення  $g_A = 1,27$ , фазових факторів, взятих з посилань [88, 126], та ядерних матричних елементів з розрахунків в роботах [127, 128, 129, 130, 131, 132, 133, 134]. Відповідне верхнє обмеження на ефективну майоранівську масу нейтрино  $\langle m_{\beta\beta} \rangle < (0.31-0.54)$  еВ є четвертим найбільш жорстким експериментальним обмеженням на цей параметр у світі, причому воно отримане при невеликій експозиції  $^{100}\text{Mo}$  1,17 кг × рік. Це найбільш жорстке обмеження, отримане з використанням  $^{100}\text{Mo}$ ; воно на 30% більш сильне, ніж попереднє найкраще обмеження, досягнуте експериментом NEMO-3 [112], при майже в 30 разів нижчій експозиції  $^{100}\text{Mo}$ . Технологія CUPID-Mo довела, що вона може надійно працювати і при пошуку  $0\nu\beta\beta$ -розпаду досягає високої ефективності 68,6% (ефективність повного поглинання × ефективність аналізу) та роздільній здатності 0,11% (1  $\sigma$ ) при енергії  $Q_{\beta\beta}$ . Представлений аналіз посилює прогноз чутливості експерименту CUPID [111], демонструючи детальне розуміння області енергії інтересу для  $0\nu\beta\beta$ -розпаду та підтверджуючи ключові припущення експерименту, наприклад, ефективність криогенних сцинтилюючих болометрів на основі кристалів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ . Надзвичайно низькі рівні забруднення U/Th у кристалах LMO, про які йдеться у посиланні [116], задовільняють вимогам до кристалів експерименту CUPID [111]. Як у циліндричних [110], так і нещодавно також у кубічних детекторах LMO [135, 136] було продемонстровано ефективне відділення альфа-подій. Попередня оцінка фону на рівні кількох тисячних відліку/(кеВ × кг × рік) в області інтересу в експерименті CUPID-Mo, отримана в експериментальній установці, яка не була розроблена для пошуку  $0\nu\beta\beta$ -розпаду, доказує нашу думку, що фоновий рівень у  $10^{-4}$  відліків/(кеВ × кг × рік) в експерименті CUPID [111] представляється досяжним.

Обробка усіх наявних даних експерименту CUPID-Mo дозволила покращити обмеження на період напіврозпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  відносно  $0\nu\beta\beta$ -розпаду на основний стан дочірнього ядра до рівня

$$T_{1/2}^{0\nu\beta\beta} > 1.5 \times 10^{24} \text{років (90\% ДІ)},$$

звідки слідує нове обмеження на ефективну майоранівську масу електронного нейтрино:  $\langle m_{\beta\beta} \rangle < (0.31-0.54)$  еВ (розкид значень обмеження обумовлений використанням різних розрахунків ймовірності розпаду за допомогою різних ядерних моделей).

Дослідження, описані у розділі 1.2, опубліковані у роботах:

1. A.Giuliani, F.A.Danevich, V.I.Tretyak, [A multi-isotope  \$0\nu2\beta\$  bolometric experiment](#), Eur. Phys. J. C 78(2018)272, 9 p.
2. E.Armengaud et al., [Precise measurement of  \$2\nu\beta\beta\$  decay of  \$^{100}\text{Mo}\$  with the CUPID-Mo detection technology](#), Eur. Phys. J. C 80(2020)674, 10 p.

3. E.Armengaud et al., [New limit for neutrinoless double-beta decay of  \$^{100}\text{Mo}\$  from the CUPID-Mo experiment](#), Phys. Rev. Lett. 126(2021)181802, 7 p.
4. C. Augier et al., [Final results on the  \$0\nu\beta\beta\$  decay half-life limit of  \$^{100}\text{Mo}\$  from the CUPID-Mo experiment](#), Eur. Phys. J. C 82 (2022) 1033, 20 p.

### 1.3. Розробка експерименту АМоRE для пошуку $0\nu 2\beta$ -розпаду $^{100}\text{Mo}$

#### 1.3.1. Опис експерименту АМоRE

Метою проекту АМоRE є пошук безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  на рівні чутливості, що відповідає інвертованій схемі масових станів нейтрино за допомогою низькотемпературних сцинтиляційних болометричних детекторів із сцинтиляційними кристалами молібдату. Ідея і шляхи реалізації проекту детально описані в [54].

Дія низькотемпературних сцинтиляційних болометричних детекторів заснована на вимірюванні енергії частинок (альфа-, бета-, гамма-квантів), що пропорційна зміні температури кристалів після поглинання в них частинок за допомогою метал-магнітного калориметра (див. Рис. 1.32). Світловий сцинтиляційний сигнал реєструється за допомогою додаткового германієвого кристалу (на якому також встановлено температурний сенсор на основі ММК), на який потрапляють сцинтиляційні фотони, випромінені кристалом молібдату. Цей германієвий кристал нагрівається під дією сцинтиляційних фотонів і таким чином реєструється енергія, пропорційна сцинтиляційному сигналу.

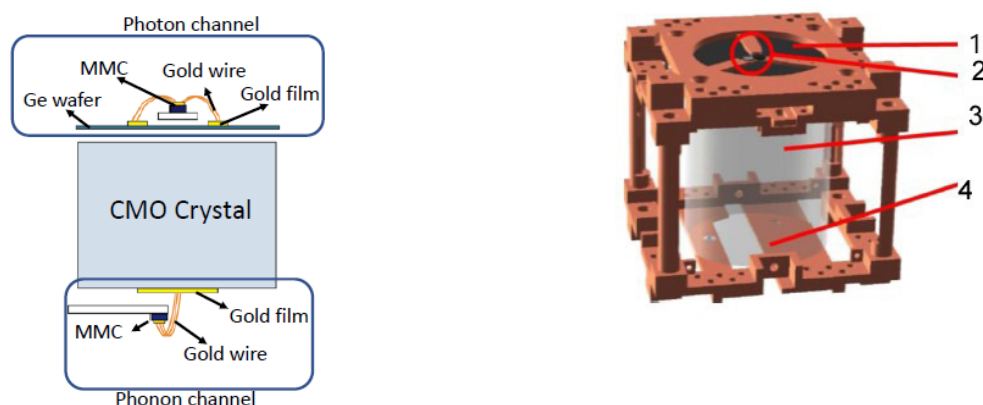


Рис. 1.32. (Зліва) Принцип дії детекторного модуля. Теплові сигнали у сцинтиляційному кристалі (СМО) реєструються фононним каналом (Phonon channel), сцинтиляційні сигнали реєструються за допомогою фотонного каналу, який складається з германієвої пластини з метал-магнітним калориметром на ній (Photon channel). (Справа) Схематичний вигляд детекторного модуля, цифрами позначені: 1 – германієва пластина, 2 – метал-магнітний калориметр фотонного каналу, 3 – сцинтиляційний кристал, 4 – фононний канал.

Відношення амплітуди сигналів з сенсорів ММК фононного та фотонного каналів відрізняються для бета-частинок (шуканий ефект) і альфа-частинок (фон) через послаблення сцинтиляційного сигналу для альфа-частинок. Ця властивість сцинтиляторів дозволяє ідентифікувати частинки і суттєво знижувати фон, спричинений радіоактивними забрудненнями сцинтиляційних кристалів ураном, торієм, радієм і їх дочірніми, з дуже високою ефективністю, що є принциповою перевагою низькотемпературних сцинтиляційних болометричних детекторів для здійснення експериментів з пошуку подвійного бета-розпаду.

Експеримент планується здійснити у три етапи, основні характеристики яких показані у Таблиці 1.7.

Таблиця 1.7. Основні етапи проекту AMoRE

Характеристика	AMoRE-Pilot	AMoRE I	AMoRE II
Маса кристалів	1.5 кг	5 кг	200 кг
Фон (відліків/кеВ/кг/рік)	$10^{-2}$	$10^{-3}$	$10^{-4}$
Чутливість (період напіврозпаду, роки)	$3.2 \times 10^{24}$	$2.7 \times 10^{25}$	$1.1 \times 10^{27}$
Чутливість (маса нейтрино, eV)	0.21–0.4	0.07–0.104	0.012–0.022
Строки виконання	2015–2016	2016–2018	2018–2022

Вигляд детекторних збірок для етапів AMoRE-Pilot, AMoRE I, AMoRE II показаний на Рис. 1.33.

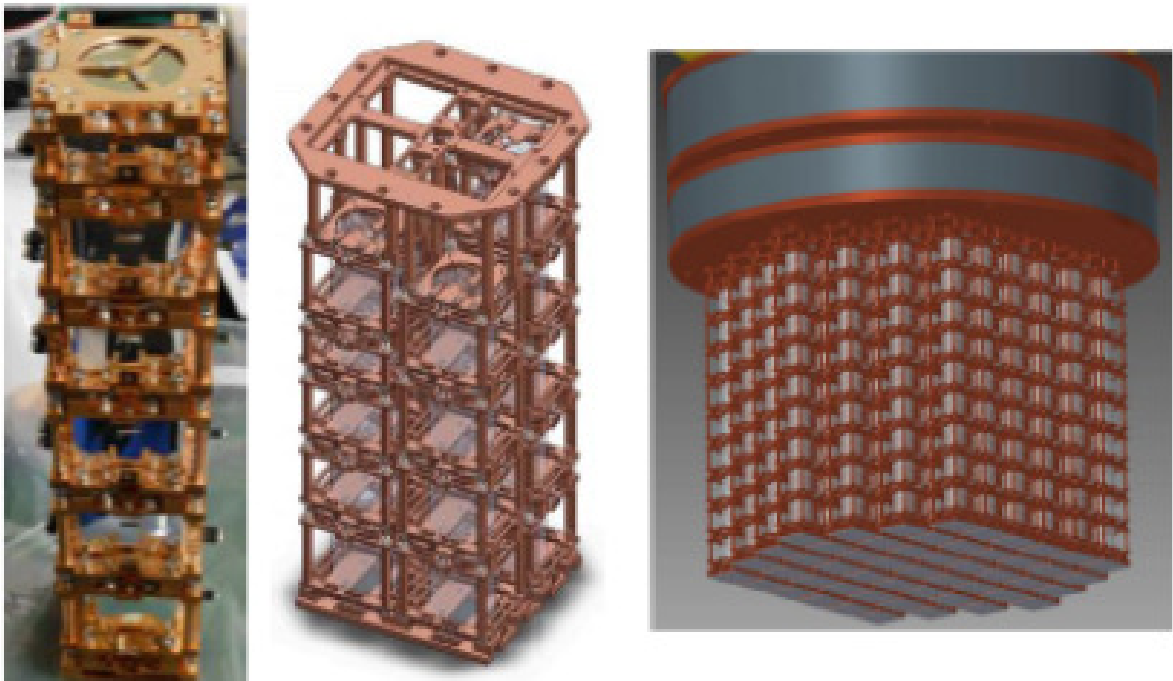


Рис. 1.33. Зліва направо: Вигляд детекторних збірок для етапів AMoRE-Pilot, AMoRE I, AMoRE II

### 1.3.2. Експериментальна установка AMoRE-Pilot

Для функціонування низькотемпературних сцинтиляційних болометричних детекторів кристали в обох каналах, фоновому і фотонному, мають бути охолоджені до наднизьких температур у кілька десятків мілікельвінів. Для цього детекторна збірка має бути поміщена у багат шаровий кріостат. Кріостат експерименту етапів AMoRE-Pilot та AMoRE I (зараз установка знаходиться на етапі монтажу) показаний на Рис. 1.34.

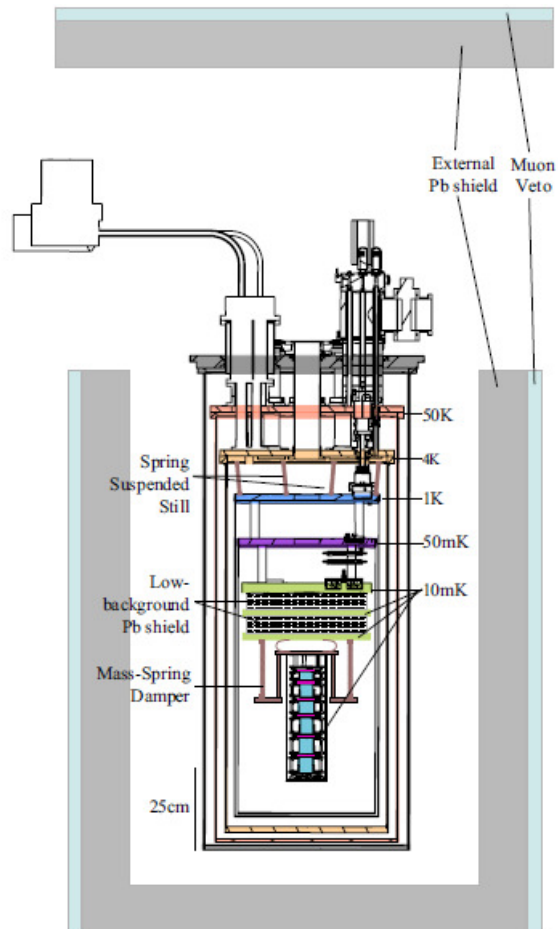


Рис. 1.34. Схема установки АМоRE-Pilot.

На етапі експерименту АМоRE-Pilot у кріостат було встановлено 6 кристалів молібдату кальцію ( ${}^{\text{depl}48}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$ ) із молібдену, збагаченого ізотопом молібдену-100, і кальцію, збідненого на ізотоп кальцію-48 (для зменшення фону від двонейтринного подвійного бета-розпаду нукліду  ${}^{48}\text{Ca}$ ). Кристали мають різну радіоактивну забрудненість, що можна пояснити різними умовами росту кристалів, у першу чергу, використанням вихідних компонентів для росту різною чистоти.

### 1.3.3. Результати першого етапу експерименту

Як вже було зазначено вище, однією з найбільш суттєвих переваг низькотемпературних сцинтиляційних болометричних детекторів є висока енергетична роздільна здатність. На Рис. 1.35 показано спектр, виміряний одним з детекторів  ${}^{\text{depl}48}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  впродовж 60 діб.

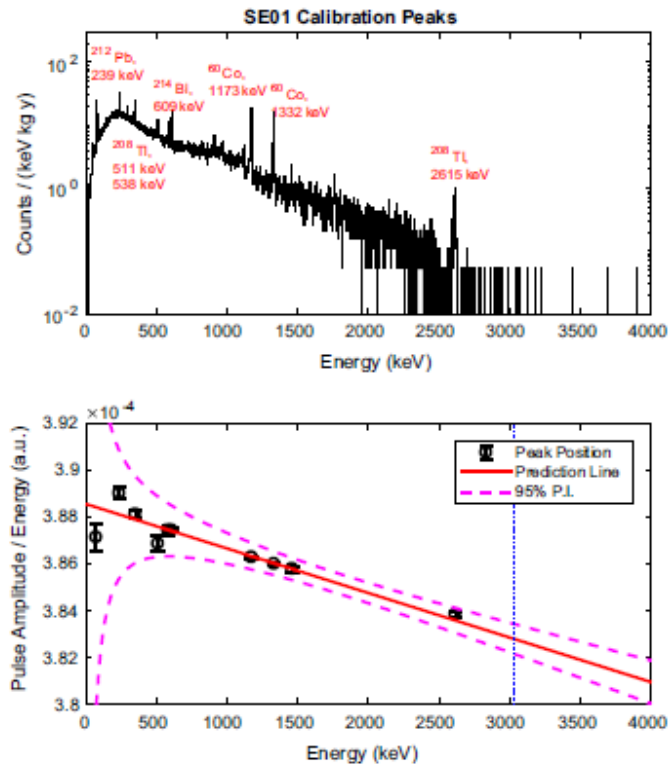


Рис. 1.35. (Зверху) Спектр фону, виміряний одним з детекторів  $^{dep148}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  впродовж 60 діб. Показано основні гамма-піки і їх енергію. (Знизу) положення гамма-пиків в залежності від їх енергії і калібрувальна пряма. Показано також 95% довірчий інтервал енергетичної калібровки.

На Рис. 1.36 показано окремі піки від гамма-квантів  $^{214}\text{Bi}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{208}\text{Tl}$ . Якщо  $^{214}\text{Bi}$  і  $^{208}\text{Tl}$  є дочірніми  $^{226}\text{Ra}$  з ряду  $^{238}\text{U}$  і  $^{228}\text{Th}$  з ряду  $^{232}\text{Th}$ , відповідно, то наявність  $^{60}\text{Co}$  можна пояснити нейтронною активацією мідних деталей кріостату і наявністю у деталях з нержавіючої сталі ( $^{60}\text{Co}$  використовується у технології виплавки сталі і, як правило, присутній у сталях). Видно, що піки мають асиметричну форму, яка не описується функцією Гауса. Ця форма пиків була врахована при оцінках кількості відліків у очікуваному піку  $0\nu\beta\beta$ -розпаду  $^{100}\text{Mo}$ .

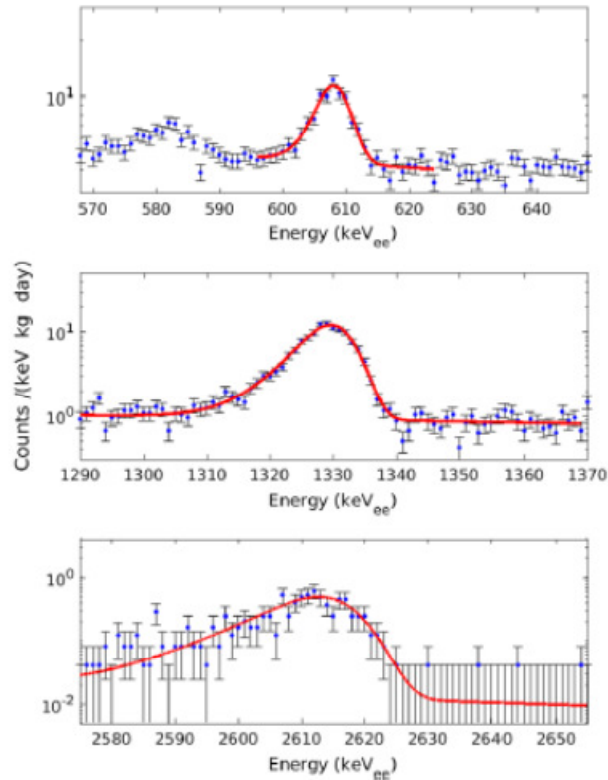


Рис. 1.36. Піки від гамма-квантів у спектрі фону одного з детекторів  $^{dep148}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$ . Пік від гамма-квантів  $^{214}\text{Bi}$  (дочірній  $^{226}\text{Ra}$  з ряду  $^{238}\text{U}$ ) з енергією 609 кеВ (верхній рисунок), пік з енергією 1333 кеВ ( $^{60}\text{Co}$ ) (середній рисунок) і пік  $^{208}\text{Tl}$  (дочірній  $^{228}\text{Th}$  з ряду  $^{232}\text{Th}$ ) з енергією 2615 кеВ (нижній рисунок). Видно, що піки мають асиметричну форму, яка не описується функцією Гауса.

Як вже зазначалося, здатність низькотемпературних сцинтиляційних болометричних детекторів ідентифікувати події від альфа-частинок є дуже важливою перевагою цих детекторів. На Рис. 1.37 показано розподіл фонових подій у одному з детекторів  $^{dep148}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$ . Події від бета-частинок (гамма-квантів) і альфа-частинок чітко відрізняються за допомогою аналізу співвідношення між амплітудою світлових і теплових сигналів. Якщо тепловий сигнал дуже близький по величині для бета-частинок (гамма-квантів) і альфа-частинок однакової енергії, сцинтиляційний сигнал для альфа-частинок суттєво менший через ефект тушіння сцинтиляцій у частинок з високою питомою іонізацією [137]. Ця властивість болометрів дозволяє суттєво знизити фон від альфа-частинок (що, наприклад, є основною проблемою експерименту CUORE [138], у якому застосовуються кристали оксиду телуру, які не мають сцинтиляційних властивостей).

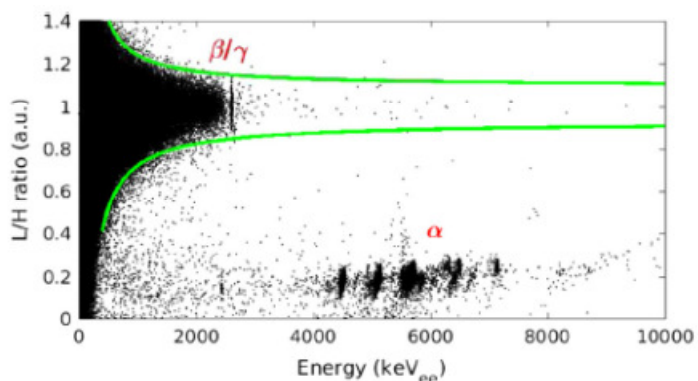


Рис. 1.37. Розподіл фонових подій у одному з детекторів  $^{depl48}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$ . події від альфа- і бета-частинок чітко відрізняються за співвідношенням світлового і теплового сигналів. Видно дві групи сигналів від альфа-частинок від розпадів нуклідів рядів урану і торію у кристалі і подій від бета-частинок (гамма-квантів).

Але використання фотонного каналу вимагає значно більших коштів, ускладнює конструкцію установки, знижує надійність детекторної системи. Тому привабливим виглядає метод ідентифікації частинок за допомогою аналізу форми лише теплового сигналу. Розподіл за формою (довжина фронту наростання теплового сигналу) фонових подій у одному з детекторів  $^{depl48}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  від енергії показано на Рис. 1.38. Видно дві групи сигналів від альфа-частинок від розпадів нуклідів рядів урану і торію у кристалі і подій від бета-частинок (гамма-квантів).

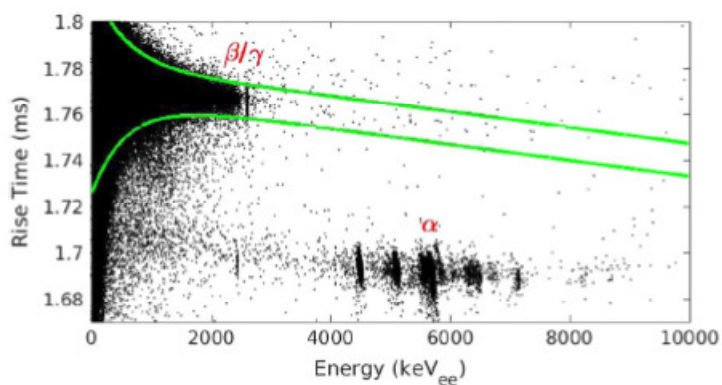


Рис. 1.38. Розподіл за формою (довжина фронту наростання теплового сигналу) фонових подій у одному з детекторів  $^{depl48}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  від енергії. Видно дві групи сигналів, що відповідають бета-частинкам (гамма-квантам) і альфа-частинкам.

Ще одним важливим застосуванням ідентифікації частинок є можливість відкидати події розпадів  $^{208}\text{Tl}$  за допомогою ідентифікації подій попередніх альфа-розпадів  $^{212}\text{Bi}$ . Це, знову-таки, доволі важлива перевага низькотемпературних сцинтиляційних болометричних детекторів, можлива завдяки їх високій енергетичній роздільній здатності і ідентифікації частинок, оскільки це дозволяє визначити у даних події розпадів  $^{212}\text{Bi}$  і потім відкинути наступні за ними події розпадів  $^{208}\text{Tl}$  без суттєвої втрати живого часу вимірювань. Для прикладу, у «звичайному» низькофоновому сцинтиляційному детекторі з кристалами вольфрамату кадмію це не вдалося зробити [139], оскільки через порівняно низьку енергетичну роздільну здатність сцинтиляційному детектора при кімнатній температурі



доводиться приймати до уваги занадто багато альфа-подій, що призвело до суттєвого зменшення живого часу, так що виграш за рахунок зменшення фону виявився меншим за програш у величині експозиції. Ілюстрацією ефективності цього методу аналізу у експерименті АМоRE-Pilot можна бачити на Рис. 1.39, де показано енергетичний спектр фону детекторів  $^{depl48}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  (із загальною експозицією 111 кг × діб) в області очікуваного піку від безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$ , а також результат зниження фону за рахунок відкидання подій розпадів  $^{208}\text{Tl}$  за допомогою ідентифікації подій попередніх альфа-розпадів  $^{212}\text{Bi}$ . Крім того, частину подій вдалося відкинути шляхом врахування збігів у часі між подіями (оскільки події шуканого ефекту очікуються лише в одному детекторі). На Рис. 1.39 показано також очікуваний пік від безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$ , що може біти відкинутий з довірчою ймовірністю 90%. З цього аналізу період напіврозпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  відносно безнейтринного подвійного бета-розпаду було встановлено на рівні  $T_{1/2} > 9.5 \times 10^{22}$  років. Це обмеження нижче за обмеження, отримане в експерименті NEMO-3 ( $T_{1/2} > 1.1 \times 10^{24}$  років [112]), але треба врахувати, що воно отримане за значно коротший час із використанням значно меншої кількості збагаченого ізотопу молібдену-100.

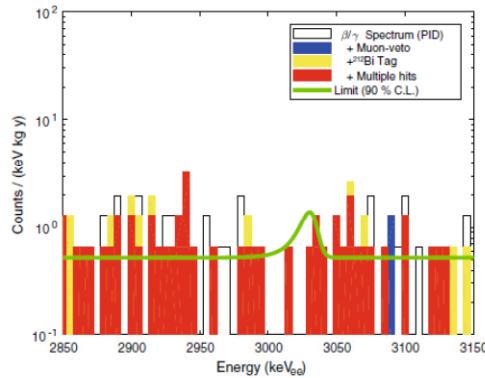


Рис. 1.39. Енергетичний спектр фону детекторів  $^{depl48}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  із загальною експозицією 111 кг × діб в області очікуваного піку від безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$ . Видно етапи зниження фону за рахунок анти-мюонного вето, відбору подій від розпадів  $^{208}\text{Tl}$  за допомогою ідентифікації подій попередніх альфа-розпадів  $^{212}\text{Bi}$ , застосування відбору за збігами подій у різних детекторах (multiple hits). Лінією показано очікуваний пік від безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$ , що може бути відкинутий з довірчою ймовірністю 90%.

Зараз колаборація закінчила АМоRE-Pilot етап експерименту і розпочала збирання наступної установки АМоRE I з 18-ма кристалами із збагаченого ізотопом  $^{100}\text{Mo}$  (13 кристалів  $^{depl48}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$ , у тому числі тих, що використовувались в експерименті АМоRE-Pilot, а також 5 кристалів молібдату літію). Однією з основних задач АМоRE I залишається зниження фону, оскільки в етапі АМоRE-Pilot запланованого рівня фону не було отримано: фон склав 0.55 відліків / (рік · кеВ · кг), замість запланованого 0.01 відліків / (рік · кеВ · кг).

Дослідження, описані у цьому розділі, опубліковані у роботі:

V. Alenkov et al., [First results from the AMoRE-Pilot neutrinoless double beta decay experiment](#), Eur. Phys. J. C 79(2019)791, 12 p.

## 1.4. Дослідження подвійного бета-розпаду ядра $^{116}\text{Cd}$

### 1.4.1. Обґрунтування вибору ядра для досліджень

Нуклід  $^{116}\text{Cd}$  є одним з найбільш сприятливих кандидатів для пошуку  $0\nu 2\beta$ -розпаду завдяки високій енергії розпаду ( $Q_{2\beta} = 2813.49(13)$  кеВ [24]), перспективних оцінок ймовірності розпаду [19,25–29], відносно великому ізотопному вмісту ( $\delta = 7.512 \pm 0.013\%$  [30]), можливості збагачення ультрацентрифугованням у великих кількостях і наявності детекторів зі сцинтиляторами вольфрамату кадмію ( $\text{CdWO}_4$ ), які вже успішно використовуються в низькофонових експериментах [31–36]. Ізотоп  $^{116}\text{Cd}$  вважається одним з найбільш перспективних для великомасштабного болометричного експерименту CUPID для вивчення інвертованої ієрархії мас нейтрино [37, 38]. Спрощена схема  $2\beta$ -розпаду  $^{116}\text{Cd}$  показана на Рис. 1.40.

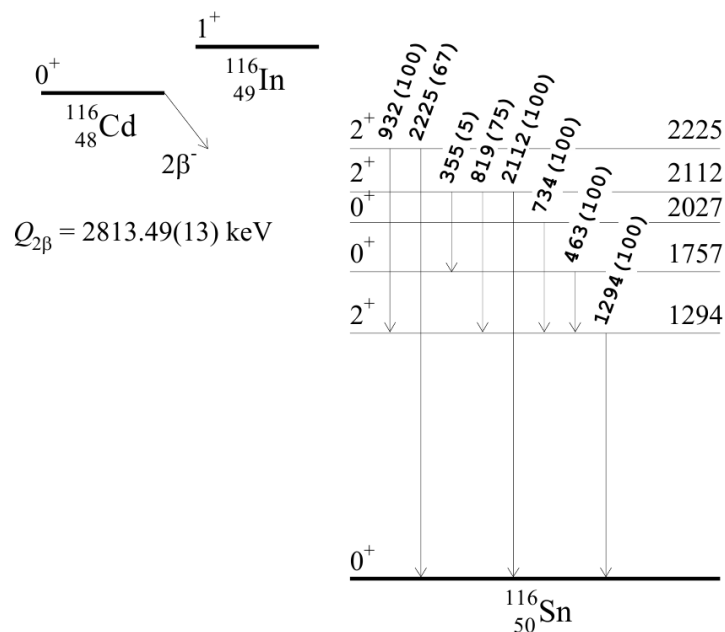


Рис. 1.40. Схема  $2\beta$ -розпаду ядра  $^{116}\text{Cd}$ . Енергії збуджених рівнів та випромінюваних  $\gamma$ -квантів наведені в кеВ. Відносні інтенсивності  $\gamma$ -квантів подані в дужках.

### 1.4.2. Експериментальна установка

Експеримент був проведений у підземній лабораторії Гран-Сассо (Італія) на глибині близько 3600 м в.е. Два кристали вольфрамату кадмію з масами 580 г та 582 г були вирощені методом Чохральського з низьким градієнтом температур з високочистого кадмію, збагаченого ізотопом  $^{116}\text{Cd}$  до 82%. Впродовж експерименту кілька разів проводилася модернізація установки з метою зниження частоти фону та покращення енергетичної роздільної здатності детекторів, а також вивчення радіоактивної забрудненості досліджуваних кристалів. В остаточній конструкції установки кожен кристал проглядався низькофоновим фотоелектронним помножувачем через високочистий кварцовий світловід діаметром 7 і довжиною 40 см. Детектори були встановлені всередині пасивного захисту, що складався з десятисантиметрового шару радіоактивно чистої міді, 15 см низькорадіоактивного свинцю, 1,5 мм кадмію та 4–10 см парафіну для придушення зовнішнього радіоактивного фону. Установка була оточена плексигласовим контейнером та

постійно продувалася високочистим азотом для усунення з об'єму установки залишків радону. Запис даних проводився за допомогою диджитайзера з максимальною частотою дискретизації 1 ГГц (Acqiris DC270, 8 біт). Для кожного сигналу записувалася амплітуда, час приходу, а також форма сигналу (протягом 50 мкс з часовим каналом 20 нс). Енергетична роздільна здатність детекторів була виміряна на початку експерименту за допомогою калібрувальних джерел  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ , та  $^{228}\text{Th}$  та періодично повторювалася протягом експерименту з метою перевірки стабільності роботи установки.

#### 1.4.3. Аналіз даних і результати

Сумарний енергетичний спектр кристалів вольфрамату кадмію, виміряний за 26831 годин із застосуванням аналізу форми імпульсу та фронту сигналу, а також часово-амплітудного аналізу, наведений на Рис. 1.41. Апроксимації проведені за допомогою Монте-Карло моделей відгуку детектора до подвійного бета-розпаду досліджуваного ізотопу, розпадів ізотопів уран-торієвих рядів та інших радіоактивних забруднень кристалів, світловода, ФЕП та матеріалів пасивного захисту.

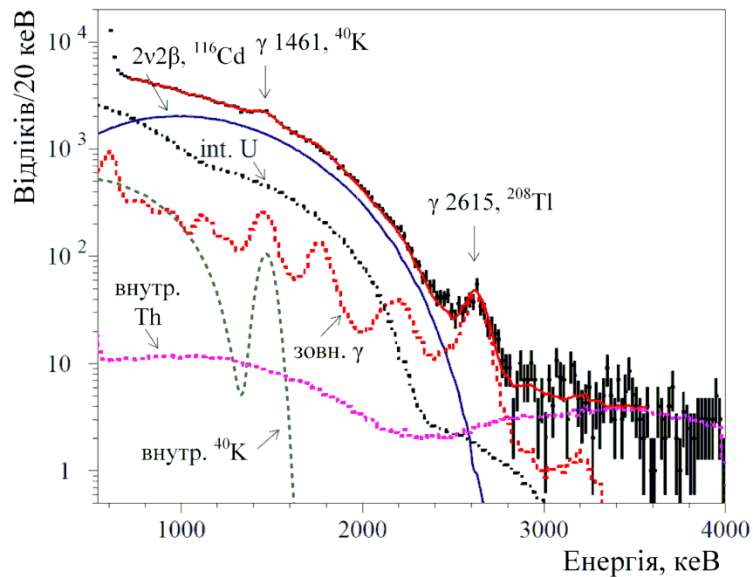


Рис. 1.41. Енергетичний спектр  $\gamma(\beta)$ -подій, отриманий протягом 26831 год вимірювань з двома  $^{116}\text{CdWO}_4$  детекторами. На рисунку зображено лінії, що відповідають головним компонентам внутрішньої та зовнішньої забрудненості скінтіляторів, ФЕП та складових пасивного захисту експериментальної установки. Для спрощення внески окремих ізотопів, що відносяться до зовнішнього забруднення, були просумовані у загальні внески від зовнішніх гамма-активних ізотопів, а також зовнішніх ізотопів торію разом із його дочірніми. Стрілками показані гамма-піки (енергія гамма-квантів дана в кеВ) та розподіл, що відповідає спостереженому  $2\nu 2\beta$ -розпаду досліджуваного ізотопу  $^{116}\text{Cd}$ .

На рисунку видно розподіл, що відповідає спостереженому  $2\nu 2\beta$ -розпаду досліджуваного ізотопу  $^{116}\text{Cd}$ , що був отриманий шляхом Монте-Карло моделювання за допомогою пакету програм GEANT4. Загалом було промодельовано 5 млн. подій, з яких

98.86% присутні в отриманому розподілі (1.14% подій відповідають бета-частинкам, які покинули детектори, не будучи зареєстрованими).

З метою отримання статистично точного результату та оцінки систематичних похибок вимірювань, була виконана апроксимація експериментального спектру у інтервалах (640 – 1600) кеВ – (2800 – 3600) кеВ з кроком 20 кеВ. Отримані значення  $\chi^2/\text{ч.с.в.}$  (критерій «хі-квадрат» на один ступінь вільності) лежать в межах 1.15 – 1.75. Отримана за допомогою найкращої апроксимації ( $\chi^2/\text{ч.с.в.} = 1.15$ ) кількість шуканих подій у спектрі дорівнює  $126341 \pm 527$  відліків. Енергетичний інтервал апроксимації містить 74.40% усіх  $2\nu 2\beta$ -подій. Враховуючи кількість досліджуваних ядер у кристалах ( $1.584 \times 10^{24}$ ), можна оцінити період напіврозпаду ізотопу  $^{116}\text{Cd}$  відносно розпаду на основний рівень дочірнього ядра:

$$T_{1/2} = (2.630 \pm 0.011) \times 10^{19} \text{ років.}$$

Систематична похибка отриманого результату пов'язана із точністю визначення кількості ядер  $^{116}\text{Cd}$  у кристалах, похибкою комп'ютерного моделювання експериментальних спектрів, похибкою апроксимації радіоактивних забруднень детекторів, що лежать у області апроксимації, а також деякою нестабільністю енергетичної шкали вимірювань. Результати оцінки систематичних похибок наведені у Табл. 1.8.

Табл. 1.8. Систематичні похибки значення періоду напіврозпаду (у %). Похибки визначені з довірчою ймовірністю 68%.

Джерело похибки	Внесок похибки (% від $T_{1/2}$ )
Кількість ядер $^{116}\text{Cd}$ у кристалах	$\pm 0.12$
Відбір за формою та фронтом сигналу	$\pm 1.2$
Модель фону	+3.25 –2.93
Розподіл радіоактивних забруднень	+1.54 –2.63
Інтервал апроксимації	+0.34 –1.02
Нестабільність енергетичної шкали	$\pm 1.72$
Форма спектру $2\nu 2\beta$ -подій	$\pm 1.0$
Загальна систематична похибка	+4.30 –4.69

Беручи до уваги обчислену систематичну похибку вимірювання, значення періоду напіврозпаду  $^{116}\text{Cd}$  відносно двонейтринного подвійного бета-розпаду становить (систематична та статистична похибки квадратично просумовані):

$$T_{1/2} = (2.63_{-0.12}^{+0.11}) \times 10^{19} \text{ років.}$$

У експериментальних даних немає ніяких особливостей, які можуть бути приписані іншим можливим  $2\beta$ -процесам у ядрі  $^{116}\text{Cd}$ . Нижню межу на період напіврозпаду  $^{116}\text{Cd}$  відносно різних каналів і мод розпаду  $2\beta$  можна оцінити, використовуючи таке рівняння:

$$\lim T_{1/2} = N \cdot \eta \cdot t \cdot \ln 2 / \lim S, \quad (1.5)$$

де  $N$  – число ядер  $^{116}\text{Cd}$  в сцинтиляторі  $^{116}\text{CdWO}_4$ ,  $\eta$  – ефективність детектування процесу розпаду,  $t$  – час вимірювання,  $\text{lim } S$  – кількість подій, що може бути виключена з даним рівнем довірчої ймовірності. Для оцінки межі на період напіврозпаду  $^{116}\text{Cd}$  відносно  $0\nu 2\beta$ -розпаду на основний стан  $^{116}\text{Sn}$  ми включили в аналіз також дані з попередньої стадії експерименту за більше 8493 годин з аналогічною фоновою швидкістю лічби  $\approx 0,1$  відліків / (кеВ  $\times$  кг  $\times$  рік) в енергетичному інтервалі 2,7–2,9 МеВ. Ці дані не використовувались для аналізу  $2\nu 2\beta$ -розпаду  $^{116}\text{Cd}$  через значно вищий фон, викликаний досить високим забрудненням калієм рідкого сцинтилятора Ultima Gold (що оточував сцинтилятори  $^{116}\text{CdWO}_4$ ). Сцинтилятор було замінено на наступних етапах експерименту.

Сукупний енергетичний спектр за 35324 годин, скоригований на ефективність аналізу форми сигналів, із фоном на рівні 0.146(12) відліків/(кеВ $\times$ кг $\times$ рік) представлено на Рис. 1.42.

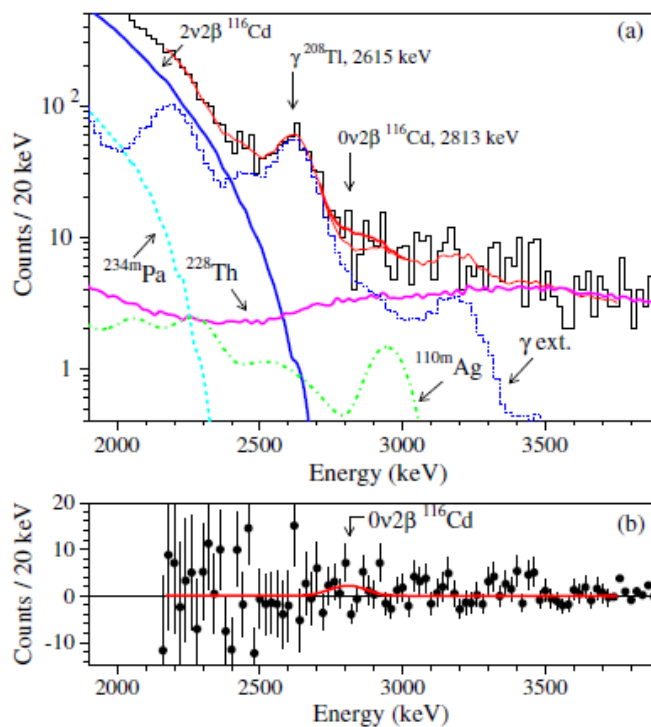


Рис. 1.42. Частина енергетичного спектру  $\gamma$  і  $\beta$  подій, накопиченого протягом 35324 годин з детекторами  $^{116}\text{CdWO}_4$ , разом із моделлю фону: показано  $2\nu 2\beta$ -розпад  $^{116}\text{Cd}$ , внутрішнє забруднення кристалів  $^{116}\text{CdWO}_4$  нуклідами  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ ,  $^{228}\text{Th}$  та  $^{234\text{m}}\text{Pa}$ , а також внесок від зовнішніх  $\gamma$ -квантів. Також показано пік  $0\nu 2\beta$ -розпаду  $^{116}\text{Cd}$ , виключений з 90% Д.І. (а). Різниця між експериментальним енергетичним спектром і фоновою моделлю (точки зі смугами помилок) разом з виключеним піком  $0\nu 2\beta$ -розпаду  $^{116}\text{Cd}$  (суцільна лінія) (б).

Спектр був апроксимований в енергетичних інтервалах 2,1–2,3 МеВ – 3,3–3,7 МеВ з кроком 20 кеВ за допомогою фонової моделі, побудованої з розподілів  $0\nu 2\beta$ -розпаду (шуканий ефект),  $2\nu 2\beta$ -розпаду  $^{116}\text{Cd}$  з періодом напіврозпаду  $2.63^{+0,11}_{-0,12} \times 10^{19}$  років, внутрішнього забруднення кристалів  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ ,  $^{228}\text{Th}$  і  $^{234\text{m}}\text{Pa}$ , а також внесок від зовнішніх  $\gamma$ -квантів від забруднення установки радієм (було промодельовано лише  $^{214}\text{Bi}$ , враховуючи достатньо велику енергію  $\beta$ -розпаду цього нукліду) і торієм ( $^{208}\text{Tl}$ ). Найкращий фіт ( $\chi^2 / \text{n.d.f.} = 70,6 / 70 = 1,01$ ) досягається в інтервалі енергії 2160–3740 кеВ і дає площу

шуканого піку  $S = -4,5 \pm 14.2$  відліків, що не дає доказу ефекту. Було взято обмеження  $\text{lim } S = 19.1$  відліків, які можна виключити з 90% Д.І. З урахуванням ефективності реєстрації  $\eta = 0.9597$  (частина подій, що залишилися в загальному розподілі енергії за рахунок виходу  $\beta$ -частинок та гальмівних  $\gamma$ -квантів), встановлено нову межу на  $0\nu 2\beta$ -розпад  $^{116}\text{Cd}$  на основний стан  $^{116}\text{Sn}$ :

$$\text{lim } T_{1/2} \geq 2.2 \times 10^{23} \text{ років з 90\% Д.І.}$$

Враховуючи масовий механізм розпаду  $0\nu 2\beta$  з обміном легким нейтрино, ми можемо оцінити межу ефективної майоранівської маси нейтрино:  $\langle m_\nu \rangle \leq 1.0 - 1.7$  еВ з 90% Д.І.

Дослідження, описані у цьому розділі, опубліковані у роботі:

A.S. Barabash et al., [Final results of the Aurora experiment to study  \$2\beta\$  decay of  \$^{116}\text{Cd}\$  with enriched  \$^{116}\text{CdWO}\_4\$  crystal scintillators](#), Phys. Rev. D 98(2018)092007, 16 p.

## 1.5. Пошук подвійного $\beta$ -розпаду ядра $^{106}\text{Cd}$

### 1.5.1. Резонансний $0\nu 2\text{EC}$ -розпад атомних ядер

Подвійні бета-процеси відіграють ключову роль у дослідженні нейтрино та властивостей слабкої взаємодії, а також у пошуку ефектів, що виходять за межі Стандартної моделі елементарних частинок і взаємодій (СМ). Протягом останніх п'ятдесяти років було здійснено багато спроб пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду з випромінюванням двох електронів ( $0\nu 2\beta^-$ ), але такий процес досі не спостерігався. Двоелектронне поглинання (2ЕС) має загалом нижчу ймовірність переходу, що призвело до значно нижчого інтересу і, як результат, до суттєво нижчої чутливості експериментів з пошуку цього каналу розпаду. Однак вірогідність безнейтринного подвійного електронного поглинання ( $0\nu 2\text{EC}$ ) може бути значно збільшена завдяки резонансу, якщо початковий і кінцевий стани енергетично вироджені. У резонансному випадку чутливість процесу  $0\nu 2\text{EC}$  може наблизитися до чутливості  $0\nu 2\beta^-$ -розпаду у пошуках маси нейтрино, правих струмів у слабкій взаємодії, та інших ефектів за межами СМ. За останнє десятиліття безпрецедентна точність у визначенні енергій розпаду за допомогою пасток Пеннінга [<sup>140</sup>] дозволила уточнити значення параметра виродження для всіх відомих раніше близькорезонансних розпадів і зменшила досить великі невизначеності в оцінці періодів напіврозпаду відносно процесу  $0\nu 2\text{EC}$ -розпаду. Крім того, була суттєво розвинута теорія, де виконано оновлений аналіз ефектів електронної оболонки та огляд моделей ядерної структури, в яких розраховуються матричні елементи  $0\nu 2\text{EC}$ -розпадів. Усе це мотивує подальший розвиток експериментальних методів пошуку резонансних  $0\nu 2\text{EC}$ -розпадів.

Ядро  $^{106}\text{Cd}$  є одним із найбільш привабливих кандидатів для пошуку 2ЕС-розпаду завдяки одній з найбільших енергій розпаду  $Q_{2\beta} = 2775,39$  (10) кеВ [<sup>141</sup>], порівняно високим вмістом ізотопу  $\delta = 1,245(22)\%$  [<sup>142</sup>] та можливістю газового центрифугування для збагачення, існуючим технологіям очищення кадмію, наявності детекторів, що містять Cd, для здійснення калориметричних експериментів з високою ефективністю реєстрації. Зараз функціонують три експерименти з метою пошуку подвійного бета-розпаду  $^{106}\text{Cd}$ : COBRA, TGV-2 і даний експеримент за допомогою сцинтиляційного кристалу вольфрамату кадмію, збагаченого ізотопом кадмію-106.

Експеримент COBRA використовує напівпровідникові детектори CdZnTe. Розпочавши дослідження з одним детектором  $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$  масою 3 г та одним детектором CdTe (6 г) [<sup>143</sup>], зараз колаборація використовує детектори CdZnTe [<sup>144</sup>, <sup>145</sup>]. Результати експерименту є доволі скромними: для декількох каналів подвійного бета-розпаду  $^{106}\text{Cd}$  обмеження на періоди напіврозпаду не перевищують рівня  $\text{lim } T_{1/2} \sim 10^{18}$  років.

Експеримент TGV-2 проводиться в підземній лабораторії Модан у Франції і основною його метою є пошук  $2\nu 2\text{EC}$ -розпаду  $^{106}\text{Cd}$  (теоретично найбільш вірогідного каналу розпаду) з 32-ма напівпровідниковими планарними детекторами із надчистого германію з чутливим об'ємом 400 см<sup>3</sup>. Спочатку в експерименті була використана фольга кадмію, збагачена  $^{106}\text{Cd}$  до (60–75)%, але її радіоактивність виявилася занадто великою через бета-активність природного ізотопу кадмію-113 [<sup>146</sup>, <sup>147</sup>, <sup>148</sup>]; Зараз в експерименті встановлено 23,2 г кадмію, збагаченого  $^{106}\text{Cd}$  до 99,57% [<sup>149</sup>]. Пошук дає найбільш жорстке обмеження

на розпад  $2\nu 2\text{EC}$ :  $T_{1/2} > 4,7 \times 10^{20}$  років. Для інших каналів розпаду, у тому числі для резонансних процесів розпаду, чутливість знаходиться на рівні  $10^{20}$  років [150].

Спеціально для пошуку подвійного бета-розпаду ядра  $^{106}\text{Cd}$  був розроблений кристалічний скінтілятор вольфрамату кадмію з кадмію, збагаченого ізотопом  $^{106}\text{Cd}$  до 66% ( $^{106}\text{CdWO}_4$ ) [151]. Експеримент з цим детектором ведеться у підземній лабораторії Гран-Сассо. На першому етапі експерименту з детектором  $^{106}\text{CdWO}_4$  були встановлені межі періоду напіврозпаду процесів  $2\beta$ -розпаду у ядрі  $^{106}\text{Cd}$  на рівні  $T_{1/2} \sim 10^{20}$  років [49]. На другому етапі скінтілятор  $^{106}\text{CdWO}_4$  був встановлений між чотирма HPGe-детекторами для реєстрації гамма-квантів, очікуваних у більшості каналів розпаду  $^{106}\text{Cd}$  (спрощена схема розпаду  $^{106}\text{Cd}$  представлена на Рис. 1.43). Експеримент покращив межі періоду напіврозпаду  $^{106}\text{Cd}$  до рівня  $T_{1/2}$  ( $10^{20} - 10^{21}$ ) років [152]. На третьому етапі, описаному в цьому звіті, детектор  $^{106}\text{CdWO}_4$  працював у збігах (антизбігах) з двома скінтіляційними детекторами з кристалами  $\text{CdWO}_4$  великого об'єму у тісній геометрії з метою підвищення ефективності реєстрації гамма-квантів, які, як очікується, будуть випромінюватися з кристалу  $^{106}\text{CdWO}_4$  у процесах подвійного бета-розпаду в  $^{106}\text{Cd}$ . Попередні результати цього етапу експерименту були представлені у матеріалах конференції MEDEX-2019 [153].

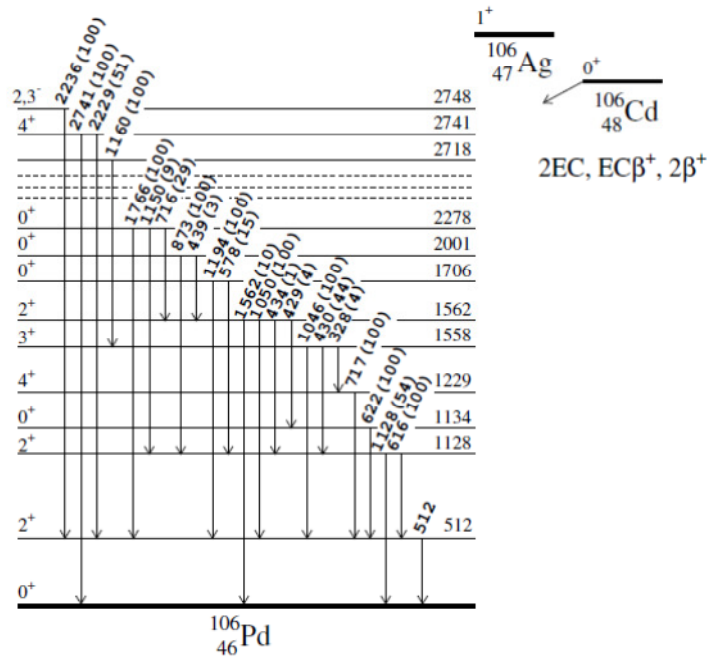


Рис. 1.43. Спрощена схема розпаду  $^{106}\text{Cd}$ . Показані рівні ядра  $^{106}\text{Pd}$  з енергіями 2718 кеВ, 2741 кеВ і 2748 кеВ, на які можливий резонансний  $0\nu 2\text{EC}$  перехід.

### 1.5.2. Експеримент

Скінтілятор  $^{106}\text{CdWO}_4$  масою 215 г проглядався низькорadioактивним фотопомножувачем (ФЕП) Hamamatsu R6233MOD крізь світловід з кристалу вольфрамату свинцю ( $\text{PbWO}_4$ ) діаметром 40 мм і висотою 83 мм. Кристал  $\text{PbWO}_4$  був виготовлений із високо очищеного [154] археологічного свинцю [155]. Два кристалічні скінтілятори  $\text{CdWO}_4$  діаметром 70 мм і висотою 38 мм мають циліндричний виріз для розміщення кристала  $^{106}\text{CdWO}_4$ . Ці додаткові скінтілятори  $\text{CdWO}_4$  проглядалися двома тридюймовими низько radioактивними ФЕП ЕМІ9265В53 / FL через світловоди, склеєні з двох частин: надчистого кварцу (діаметром 66 мм і висотою 100 мм, близько до скінтіляторів  $\text{CdWO}_4$ ) та оптичного



полістиролу (діаметром 66 мм і висотою 100 мм). Зовнішній фон детекторів зменшувався завдяки шарам міді високої чистоти (11 см), низькорадіоактивного свинцю (10 см), кадмію (2 мм) та поліетилену (10 см). Внутрішній об'єм установки з детекторною системою постійно продувався високочистим азотом для видалення атмосферного радону. Система набору даних реєструвала амплітуду, час прибуття та форму імпульсу кожної події. Енергетичний поріг детектора  $^{106}\text{CdWO}_4$  становив 200 кеВ у режимі збігів з лічильниками  $\text{CdWO}_4$ , енергетичні пороги яких становили 70 кеВ. Енергетичну шкалу та енергетичну роздільну здатність детекторів вимірювали за допомогою гамма-джерел  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  та  $^{228}\text{Th}$  на початку, в середині та в кінці експерименту. Енергетичну роздільну здатність детектора  $^{106}\text{CdWO}_4$  для загальної експозиції можна описати як  $\text{ПШПВ} = 6,85 E_\gamma^{-1/2}$ , де ПШПВ (повна ширина на половині максимуму) та  $E_\gamma$  вказані в кеВ. Роздільна здатність лічильників  $\text{CdWO}_4$  значно краща і описується формулою  $\text{ПШПВ} = a E_\gamma^{-1/2}$ , з коефіцієнтом  $a$ , рівним 2,97 та 3,13 для двох детекторів.

### 1.5.3. Аналіз даних

Фон детектора  $^{106}\text{CdWO}_4$ , виміряний за 26033 годин, показано на Рис. 1.44. Там же наведено фон детектора після застосування аналізу форми сцинтиляційних сигналів (що дозволило знизити фон від альфа-розпадів радіонуклідів з рядів урану і торію в сцинтиляторі), антизбігів з лічильниками  $\text{CdWO}_4$ , а також у режимі збігів з енергією  $511 \pm 2\sigma$  кеВ у цих лічильниках ( $\sigma$  – енергетична роздільна здатність лічильників  $\text{CdWO}_4$  на енергії гамма-квантів 511 кеВ, стандартне відхилення).

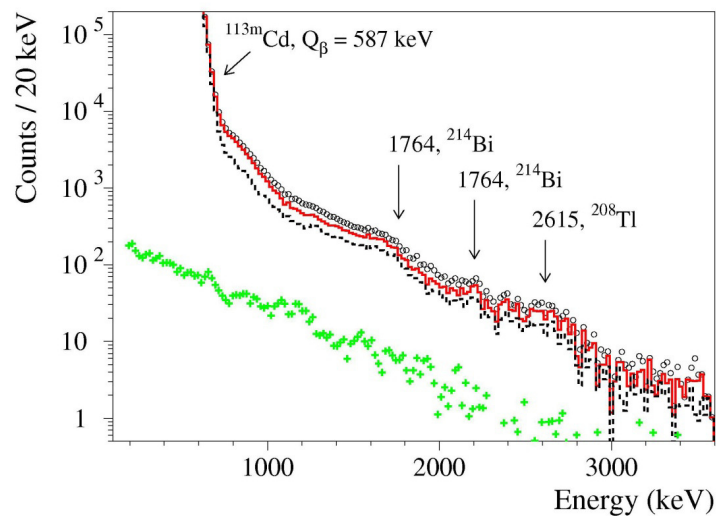


Рис. 1.44. Енергетичні спектри, виміряні детектором  $^{106}\text{CdWO}_4$  протягом 26033 годин у низькофоновій установці DAMA/Cryst без відбору (кружечки), а також після відкидання подій від гамма-квантів та бета-частинок за допомогою ідентифікації частинок за формою сигналів із використанням методу середнього часу (суцільна червона лінія), гамма- та бета-події у антизбігах з лічильниками  $\text{CdWO}_4$  (пунктирна чорна лінія), гамма- та бета-події у збігах з подіями в принаймні одному з лічильників  $\text{CdWO}_4$  з енергією  $E = 511 \pm 2\sigma$  кеВ (зелені хрестики).

Суттєвого зниження швидкості лічби фону детектора  $^{106}\text{CdWO}_4$  було досягнуто шляхом використання антизбігів з лічильниками  $\text{CdWO}_4$ . Фон надалі був суттєво зменшений

шляхом урахування збігів подій у детекторі  $^{106}\text{CdWO}_4$  з сигналами, принаймні в одному з лічильників  $\text{CdWO}_4$ , з енергією  $E = 511 \pm 2\sigma$  кеВ, де  $\sigma$  – енергетична роздільна здатність лічильників  $\text{CdWO}_4$  для гамма-квантів 511 кеВ (стандартне відхилення). Етапи зменшення фону представлені на Рис. 1.44. Фон детектора  $^{106}\text{CdWO}_4$  нижче енергії близько 0,8 МеВ обумовлений бета-розпадами  $^{113}\text{Cd}$  з енергією  $Q_\beta = 323,83$  (27) кеВ [<sup>141</sup>] і  $^{113\text{m}}\text{Cd}$  з енергією  $Q_\beta = 587,37$  (27) кеВ [<sup>141</sup>, <sup>142</sup>]. Фонова модель для опису експериментальних даних після бета-спектра  $^{113\text{m}}\text{Cd}$  була побудована з розподілів, що описують радіоактивне забруднення кристала  $^{106}\text{CdWO}_4$  та деталей установки. Компоненти фону були змодельовані за допомогою пакету EGSnrc з початковою кінематикою, заданою генератором подій DECAU0 [<sup>80</sup>]. Промодельовані моделі використовувались для підгонки енергетичних спектрів гамма- та бета-подій. Підгонка даних дозволила оцінити межі радіоактивного забруднення матеріалів низькофонові установки, а також отримати оцінки обмежень на процеси резонансного подвійного електронного поглинання у ядрі  $^{106}\text{Cd}$ .

#### 1.5.4. Результати пошуку $0\nu 2\text{EC}$ -розпаду $^{106}\text{Cd}$ на збуджений рівень $^{106}\text{Pd}$ 2718 кеВ

Процеси резонансного подвійного електронного поглинання у ядрі  $^{106}\text{Cd}$  не спостерігаються в даних вимірювань. Тому були оцінені нижні межі періоду напіврозпаду  $^{106}\text{Cd}$  відносно різних каналів подвійного бета-розпаду за допомогою формули:

$$\lim T_{1/2} = N \ln 2 \eta_{\text{det}} \eta_{\text{sel}} t / \lim S, \quad (1.6)$$

де  $N = 2,42 \times 10^{23}$  – кількість ядер  $^{106}\text{Cd}$  у кристалі  $^{106}\text{CdWO}_4$ ,  $\eta_{\text{det}}$  – ефективність детектування процесу розпаду (розрахована як відношення числа подій в модельованому розподілі до кількості генерованих подій),  $\eta_{\text{sel}}$  – ефективність відбору подій (відбір за ДФІ, збігах у часі, енергетичні інтервали відбору),  $t$  – час вимірювань,  $\lim S$  – кількість подій шуканого ефекту, які можна виключити на заданому рівні Д.І. Відгук детекторної системи до різних каналів подвійного бета-розпаду  $^{106}\text{Cd}$  були промодельовані за допомогою пакету EGSnrc з початковою кінематикою, заданою генератором подій DECAU0. Було змодельовано приблизно  $5 \times 10^6$  подій для кожного каналу розпаду.

Пошук  $0\nu 2\text{EC}$ -розпаду  $^{106}\text{Cd}$  на збуджений рівень  $^{106}\text{Pd}$  2718 кеВ (розглядається як один з найбільш перспективних каналів розпаду з точки зору можливого резонансного процесу [<sup>156</sup>]) був здійснений шляхом аналізу даних детектора  $^{106}\text{CdWO}_4$  у збігах з подією (подіями) в принаймні одному з лічильників  $\text{CdWO}_4$  в інтервалі енергії  $(1046 \pm 1,5\sigma) \dots (1160 + 1,7\sigma)$  кеВ. Цей інтервал повинен містити два інтенсивні гамма-кванти з енергіями 1046 кеВ та 1160 кеВ, які очікуються в шуканому процесі розпаду (див. схему розпаду). На рисунку 1.45 представлено спектр та його підгонка, що складається з фонові моделі та виключеного розподілу шуканого резонансного процесу.

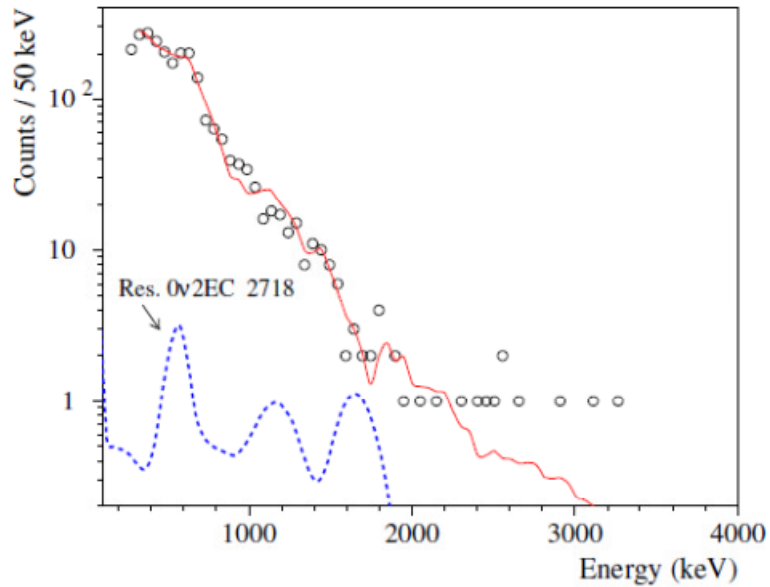


Рис. 1.45. Енергетичний спектр гамма- та бета-подій, виміряний детектором  $^{106}\text{CdWO}_4$  впродовж 26 033 годин у збігах з подією в принаймні одному з лічильників  $\text{CdWO}_4$  в енергетичному інтервалі  $(1046 \pm 1,5\sigma) \dots (1160 + 1,7\sigma)$  keV (кружечки) та його наближення моделлю фону (червона лінія). Показано виключений розподіл можливого резонансного  $0\nu 2\text{EC}$ -переходу ядра  $^{106}\text{Cd}$  на збуджений рівень  $^{106}\text{Pd}$  з енергією 2718 keV з періодом напіврозпаду  $T_{1/2} = 2,9 \times 10^{21}$  років.

Обмеження на два інші процеси резонансного подвійного електронного поглинання у ядрі  $^{106}\text{Cd}$  були отримані у такий самий спосіб, які описані вище. Вони дещо поступаються результатам попередніх експериментів. Оцінки обмежень на періоди напіврозпаду та дані, використані для оцінок, наведені у Таблиці 1.9.

Таблиця 1.9. Обмеження на періоди напіврозпаду для процесів резонансного подвійного електронного поглинання у ядрі  $^{106}\text{Cd}$ . Вказані умови відбору (антизбіги «АС», збіг з енергією 1046+1160 кеВ у допоміжних лічильниках  $\text{CdWO}_4$  «СС 1046+1160»).  $\eta_{\text{det}}$  позначає ефективність реєстрації,  $\eta_{\text{sel}}$  – ефективність відбору подій. Результати найбільш чутливих попередніх експериментів наводяться для порівняння.

Резонансний перехід, рівень $^{106}\text{Pd}$ (кеВ)	Умова відбору	$\eta_{\text{det}}$	$\eta_{\text{sel}}$	limS	Період напіврозпаду (років)	
					Дана робота	Краще попереднє обмеження, посилка
$0\nu 2K \rightarrow 2718$	СС 1046+1160	0.215	0.909	33	$\geq 2.9 \times 10^{21}$	$\geq 1.1 \times 10^{21}$ [152]
$0\nu 2KL_1 \rightarrow 4^+ 2741$	АС	0.454	0.952	663	$\geq 3.2 \times 10^{20}$	$\geq 9.5 \times 10^{20}$ [143]
$0\nu 2KL_3 \rightarrow 2,3^- 2748$	АС	0.318	0.955	432	$\geq 3.5 \times 10^{20}$	$\geq 1.4 \times 10^{21}$ [152]

Експеримент продовжується в установці DAMA/R&D з покращеною чутливістю завдяки зменшенню фону (приблизно у 3–5 разів) та енергетичної роздільної здатності детектора  $^{106}\text{CdWO}_4$  (приблизно у 1.8 разів).

Дослідження, викладені у цьому розділі, опубліковані у роботі:

P.Belli et al., [Search for double beta decay of  \$^{106}\text{Cd}\$  with an enriched  \$^{106}\text{CdWO}\_4\$  crystal scintillator in coincidence with  \$\text{CdWO}\_4\$  scintillation counters](#), Universe 6(2020)182, 15 p.

## 1.6. Дослідження 2β-розпаду ядер $^{168}\text{Yb}$ та $^{176}\text{Yb}$

### 1.6.1. Характеристика ізотопів $^{168}\text{Yb}$ та $^{176}\text{Yb}$

Ізотоп  $^{168}\text{Yb}$  є одним із природніх ізотопів, для яких можливе спостереження  $2\varepsilon$ - і  $\varepsilon\beta^+$ -розпадів. Він має низьку ізотопну розповсюдженість  $\delta = 0.123(3) \%$  і енергію розпаду, визначену з високою точністю,  $Q_{2\beta} = 1409.27(25)$  кеВ. Подвійний бета-розпад цього ядра може відбуватися на збуджені стани дочірнього ядра, що дозволяє забезпечити високу енергетичну роздільну здатність експерименту завдяки використанню напівпровідникових детекторів із надчистого германію. Відомостей про пошуки процесів подвійного бета-розпаду у цьому ядрі немає.

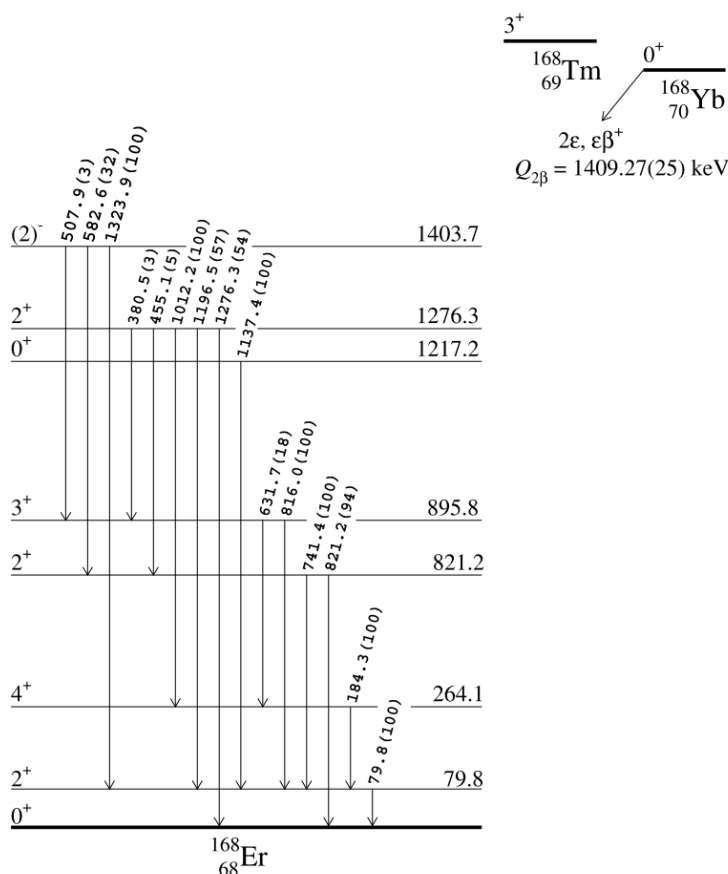
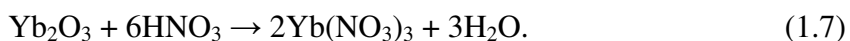


Рис. 1.46. Схема подвійного бета-розпаду  $^{168}\text{Yb}$ . Енергії гамма-переходів подані у кеВ, відносні інтенсивності переходів наведені у % (показані у дужках).

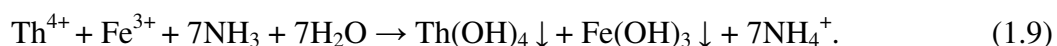
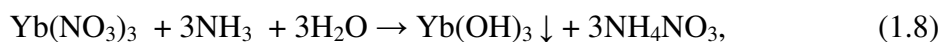
При розпаді на збуджені стан дочірнього ядра відбувається їх каскадний перехід на основний рівень з вильотом кількох гамма-квантів з енергіями в діапазоні від 80 кеВ до 1393 кеВ, відповідно (Рис. 1.46).

### 1.6.2. Очищення ітербію методом осадження і рідинно-рідинної екстракції

Оксид ітербію було розчинено у 67% розчині азотної кислоти  $\text{HNO}_3$ :



Після розчинення було виконано співосадження гідроксиду ітербію з метою відділення важкорозчинних домішок, зокрема гідроксидів заліза і торію. Для цього через розчин було пропущено газоподібний амоній до рН=6.5, після чого гідроксид ітербію частково осідав в осадок з важкорозчинними домішками, зокрема гідроксидів заліза і торію:



Отриманий осад (135 г, що склало 21.6% початкової кількості оксиду ітербію) був перетворений у форму оксиду і проаналізований методом мас-спектрометрії. Результати вимірювань показані у Таблиці 1.10. Видно, що залізо і торій акумулюються в осаді, що показує ефективність методу по очищенню оксиду ітербію від цих домішок.

Таблиця 1.10. Концентрація забруднень в зразках оксиду ітербію, виміряна до і після очистки.

Element	Concentration (ppm)		Sediment after precipitation	After purification
	Before purification			
	Data of supplier	Present measurement		
Si	10	< 20	–	–
Cl	50	–	–	–
K	–	< 2 (0.8)	0.3	0.3 (0.3)
Ca	5	< 80	–	–
Cr	–	< 0.2	–	–
Fe	1	1.4	1.8	0.09
Co	–	0.058	–	–
Cu	< 5	0.6	–	–
Cs	–	< 0.01	–	–
La	< 1	0.01	0.002	0.006 (< 0.15)
Ce	< 1	0.05	–	–
Eu	< 1	< 1	–	–
Lu	1	– (7.6)	< 15	< 15 (7.8)
Pb	–	0.7	0.3	0.5
Th	–	0.013 (0.019)	0.2	< 0.0005 (0.0003)
U	–	0.0044 (< 0.012)	0.0014	0.001 (< 0.001)

Подальше очищення було виконане методом рідинно-рідинної екстракції. Для цього був приготований розчин у толуені фосфорорганічної сполуки триоктилфосфіноксиду (ТОРО), що здатен утворювати комплексні сполуки з ураном і торієм. Суть методу полягає в тому, що при змішуванні двох розчинів елементи з більшим ступенем окислення переходять у другий розчин більш активно:



де індекси (в.р.) та (орг.) означають водний розчин та органічну фазу відповідно. Розчини є взаємно нерозчинними, тому легко розділяються за допомогою ділильної воронки. Отриманий після розділення розчин хлориду неодиму вводиться в реакцію з водним розчином аміаку з утворенням гідроксиду неодиму та хлориду амонію та відновленням кислотності розчину до рН = 7. Отриманий аморфний порошок гідроксиду неодиму був

кілька разів промитий високочистою водою, після чого був просушений та прожарений у кварцовому тиглі:



Вихід очищеного оксиду неодиму становив близько 67%, усього було отримано 420 г очищеного матеріалу.

### 1.6.3. Вимірювання радіоактивної забрудненості зразка оксиду ітербію

Вимірювання радіоактивної забрудненості очищеного оксиду ітербію проводилося глибоко під землею (~3600 м в.е.) в низькофоновій установці GeCris підземної лабораторії Гран-Сассо [157]. Установа складається з напівпровідникового детектора із надчистого германію об'ємом 465 см<sup>3</sup>, що знаходиться в кріостаті з надчистої міді. Детектор захищений шарами низькорadioактивного свинцю (товщиною 5 см), електролітичної міді (5 см), свинцю (25 см). Всередині установки, оточеної корпусом з поліметилметакрилату, підтримується потік високочистого азоту для витіснення радону, що є у повітрі. Маса зразку становить 371 г. Результати вимірювань наведені на Рис. 1.47 та у Таблиці 1.11.

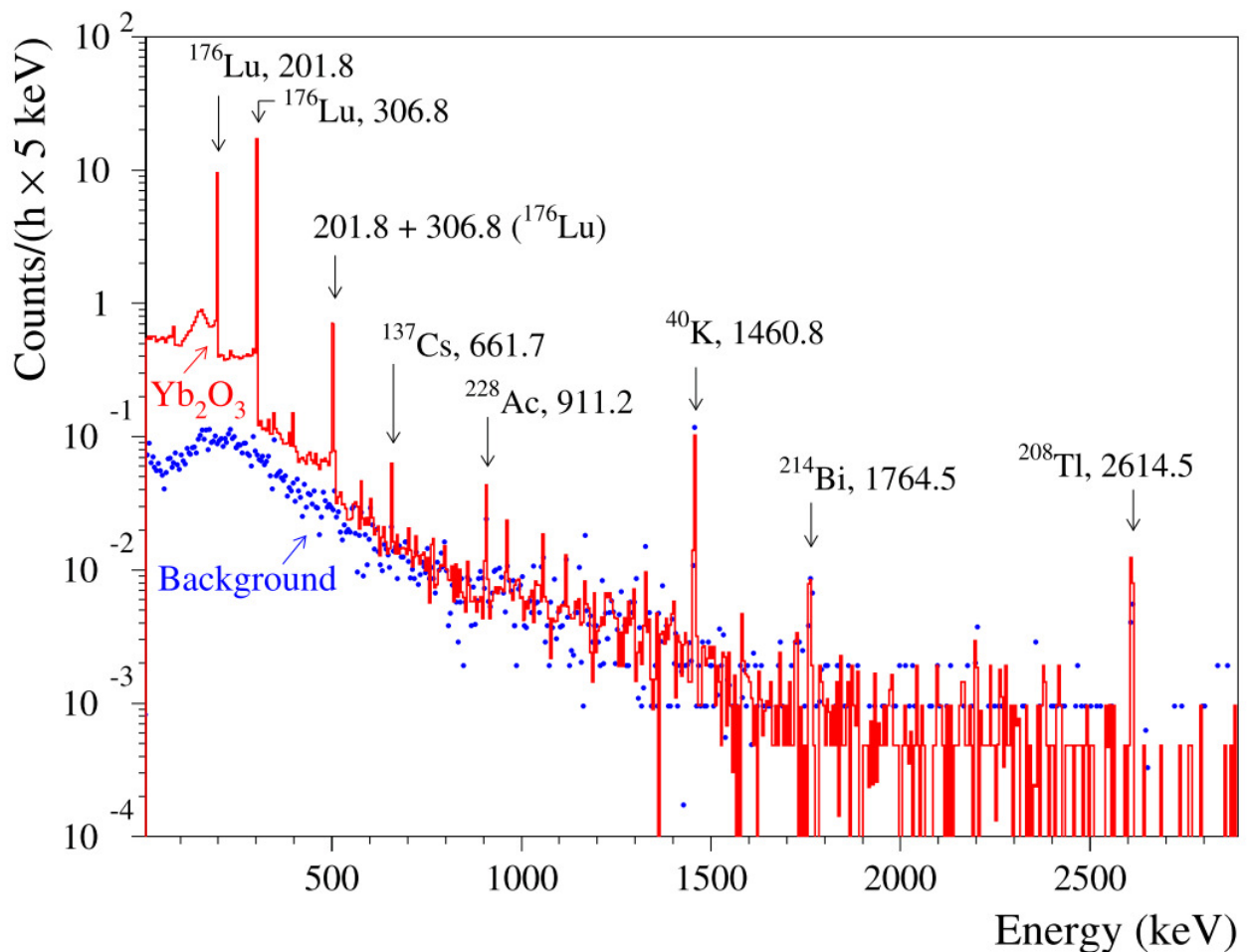


Рис. 1.47. Спектри фону (точки) та зі зразком оксиду ітербію, виміряні за допомогою низькофоновій установці GeCris з напівпровідниковим детектором із надчистого германію. Енергії гамма-піків дані у кеВ.

Табл. 1.11. Радіоактивна забрудненість зразків оксиду ітербію, виміряна методом низькофонової гамма-спектрометрії з напівпровідниковим детектором із надчистого германію.

Chain	Nuclide	Activity (mBq/kg)	
		Before purification	After purification
	$^{40}\text{K}$	$26 \pm 9$	$9 \pm 4$
	$^{137}\text{Cs}$	$\leq 1.8$	$1.1 \pm 0.2$
	$^{138}\text{La}$	–	$\leq 0.12$
	$^{152}\text{Eu}$	–	$\leq 0.59$
	$^{154}\text{Eu}$	–	$\leq 0.24$
	$^{176}\text{Lu}$	$410 \pm 30$	$420 \pm 30$
$^{232}\text{Th}$	$^{228}\text{Ra}$	$88 \pm 5$	$2.6 \pm 0.7$
	$^{228}\text{Th}$	$75 \pm 4$	$1.1 \pm 0.5$
$^{235}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$\leq 13$	$\leq 2.5$
	$^{227}\text{Th}$	–	$\leq 4.1$
	$^{223}\text{Ra}$	–	$\leq 4.6$
	$^{211}\text{Pb}$	–	$\leq 3.7$
	$^{207}\text{Tl}$	–	$\leq 34$
$^{238}\text{U}$	$^{234}\text{Th}$	$\leq 2100$	$\leq 240$
	$^{234m}\text{Pa}$	$\leq 150$	$\leq 13$
	$^{226}\text{Ra}$	$\leq 2.8$	$\leq 0.83$

#### 1.6.4. Пошук подвійного бета-розпаду $^{168}\text{Yb}$ та $^{176}\text{Yb}$

У енергетичному спектрі, накопиченому зі зразком  $\text{Yb}_2\text{O}_3$ , немає особливостей, які можна приписати процесам подвійного бета-розпаду ізотопів ітербію. Тому дані були проаналізовані для оцінки меж періодів напіврозпаду для  $2\epsilon$  та  $\epsilon\beta^+$  розпадів  $^{168}\text{Yb}$ , а також  $2\beta^-$ -розпаду  $^{176}\text{Yb}$  на збуджений рівень дочірнього ядра. Обмеження на періоди напіврозпаду були оцінені за допомогою такого рівняння:

$$\lim T_{1/2} = N \cdot \eta \cdot t \cdot \ln 2 \cdot \lim S, \quad (1.12)$$

де  $N$  – кількість ядер досліджуваного ізотопу,  $\eta$  – ефективність реєстрації,  $t$  – час вимірювань,  $\lim S$  – кількість подій ефекту, які можна відкинути із заданим рівнем довірчої ймовірності.

Для знаходження величин для різних мод і каналів  $2\beta^-$ -розпаду ізотопів ітербію, енергетичний спектр був проаналізований в різних інтервалах, де могли б спостерігатися піки від  $2\beta^-$ -розпаду ізотопів ітербію. На Рис. 1.48 показано низкоенергетичну частину



спектру, де очікуються піки від дwoнейтринного подвійного електронного поглинання у ядрі  $^{168}\text{Yb}$ .

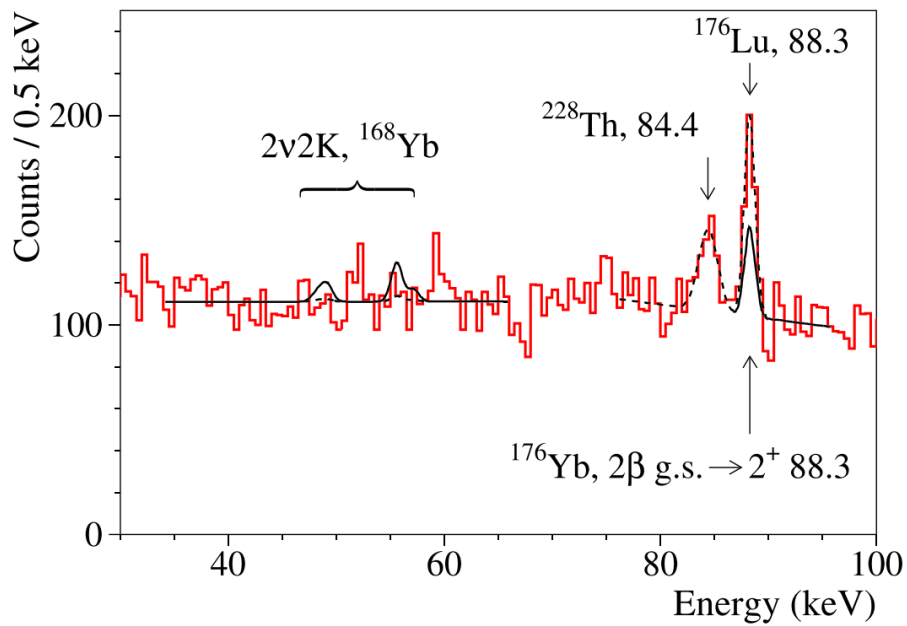


Рис. 1.48. Низькоенергетична частина спектру, накопичена зі зразком  $\text{Yb}_2\text{O}_3$  протягом 2074 годин. Показана функція наближення (пунктирна лінія) та виключений ефект розпаду  $2\nu 2K$   $^{168}\text{Yb}$  (суцільна лінія). Також показано виключений пік  $2\beta$ -розпаду  $^{176}\text{Yb}$  на збуджений рівень  $2^+$   $^{170}\text{Yb}$  з енергією 88.3 кеВ. Енергія піків дана у кеВ.

Для оцінки обмежень на безнейтринне подвійне електронне поглинання в ядрі  $^{162}\text{Er}$  дані були проаналізовані в інтервалі енергій 1250–1430 кеВ (див. Рис. 1.49).

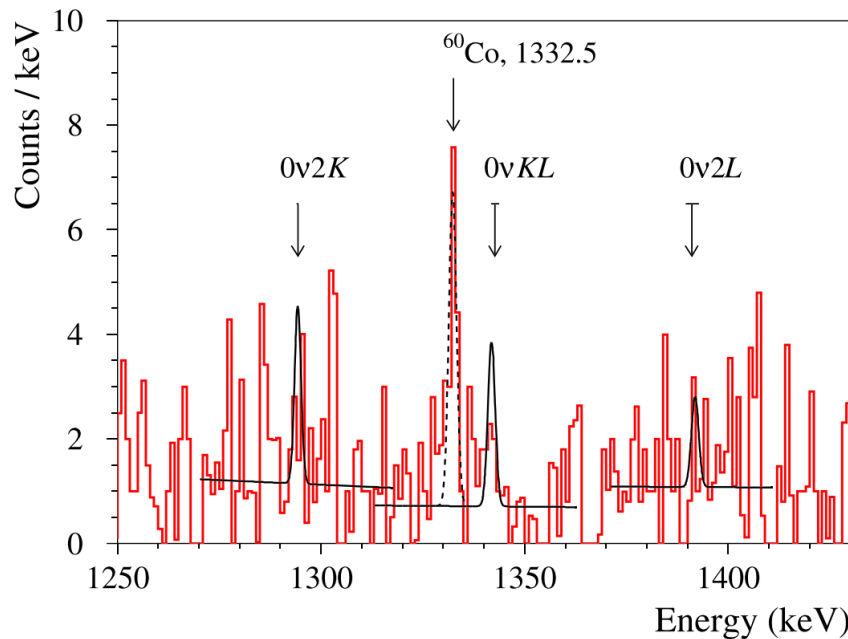


Рис. 1.49. Частина енергетичного спектру, накопиченого зі зразком  $\text{Yb}_2\text{O}_3$  протягом 2074

годин, де очікуються  $\gamma$ -піки від розпадів  $0\nu 2K$ ,  $0\nu KL$  та  $0\nu 2L$  в  $^{168}\text{Yb}$  на основний стан  $^{168}\text{Er}$ . Виключені піки показані суцільними лініями. Енергія піків дані у кеВ.

З аналізу даних у різних ділянках спектру були отримані обмеження на різні канали і моди подвійного бета-розпаду ядер  $^{168}\text{Yb}$  і  $^{176}\text{Yb}$ . Результати аналізу наведені у Таблиці 1.12.

Таблиця 1.12. Обмеження на різні канали і моди подвійного бета-розпаду ядер  $^{168}\text{Yb}$  і  $^{176}\text{Yb}$

Process of $2\beta$ decay	Decay mode	Level of daughter nucleus (keV)	Signature $E_\gamma$ (keV)	Detection efficiency	lim S (counts)	Half-life limit (yr)
$^{168}\text{Yb} \rightarrow ^{168}\text{Er}$						
$2K$	$2\nu$	g.s.	48–57	$5.818 \times 10^{-5}$	152	$\geq 8.7 \times 10^{13}$
$2\varepsilon$	$2\nu$	$2^+$ 79.8	79.8	$3.974 \times 10^{-4}$	40	$\geq 2.3 \times 10^{15}$
$2\varepsilon$	$2\nu$	$2^+$ 821.2	821.2	$1.275 \times 10^{-2}$	6.6	$\geq 4.4 \times 10^{17}$
$2\varepsilon$	$2\nu$	$0^+$ 1217.2	1137.4	$2.311 \times 10^{-2}$	3.5	$\geq 1.5 \times 10^{18}$
$2\varepsilon$	$2\nu$	$2^+$ 1276.3	1276.3	$5.296 \times 10^{-3}$	1.4	$\geq 8.6 \times 10^{17}$
$2K$	$0\nu$	g.s.	1294.0–1294.5	$2.180 \times 10^{-2}$	6.8	$\geq 7.3 \times 10^{17}$
$KL$	$0\nu$	g.s.	1341.8–1343.7	$2.142 \times 10^{-2}$	7.1	$\geq 6.9 \times 10^{17}$
$2L$	$0\nu$	g.s.	1389.5–1392.8	$2.101 \times 10^{-2}$	3.9	$\geq 1.2 \times 10^{18}$
$2\varepsilon$	$0\nu$	$2^+$ 79.8	79.8	$7.698 \times 10^{-5}$	40	$\geq 4.4 \times 10^{14}$
$2\varepsilon$	$0\nu$	$2^+$ 821.2	821.2	$1.126 \times 10^{-2}$	6.6	$\geq 3.9 \times 10^{17}$
$2\varepsilon$	$0\nu$	$0^+$ 1217.2	1137.4	$2.310 \times 10^{-2}$	3.5	$\geq 1.5 \times 10^{18}$
$2\varepsilon$	$0\nu$	$2^+$ 1276.3	1276.30	$5.307 \times 10^{-3}$	1.4	$\geq 8.6 \times 10^{17}$
Resonant $M_1 M_1$	$0\nu$	$(2)^-$ 1403.7	1323.9	$1.590 \times 10^{-2}$	1.9	$\geq 1.9 \times 10^{18}$
$\varepsilon\beta^+$	$2\nu$	g.s.	511	$6.277 \times 10^{-2}$	51	$\geq 2.8 \times 10^{17}$
$\varepsilon\beta^+$	$2\nu$	$2^+$ 79.8	511	$6.274 \times 10^{-2}$	51	$\geq 2.8 \times 10^{17}$
$\varepsilon\beta^+$	$0\nu$	g.s.	511	$6.190 \times 10^{-2}$	51	$\geq 2.8 \times 10^{17}$
$\varepsilon\beta^+$	$0\nu$	$2^+$ 79.8	511	$6.223 \times 10^{-2}$	51	$\geq 2.8 \times 10^{17}$
$^{176}\text{Yb} \rightarrow ^{176}\text{Hf}$						
$2\beta^-$	$2\nu$	$2^+$ 88.3	88.3	$1.958 \times 10^{-4}$	106	$\geq 4.5 \times 10^{16}$
$2\beta^-$	$0\nu$	$2^+$ 88.3	88.3	$1.907 \times 10^{-4}$	106	$\geq 4.3 \times 10^{16}$

Дослідження, описані у цьому розділі, опубліковані у роботі:

P.Belli et al., [First search for  \$2\varepsilon\$  and  \$\varepsilon\beta^+\$  processes in  \$^{168}\text{Yb}\$](#) , Nucl. Phys. A 990(2019)64-78.

## 1.7. Перший пошук подвійного бета-розпаду $^{144}\text{Sm}$ і $^{154}\text{Sm}$

### 1.7.1. Вибір $^{144}\text{Sm}$ і $^{154}\text{Sm}$ як об'єктів досліджень

Схема подвійного бета-розпаду самарію  $^{144}\text{Sm}$  показана на Рис. 1.50. Пошук подвійного бета-розпаду самарію  $^{144}\text{Sm}$  вперше був здійснений на рівні  $T_{1/2} > 8 \times 10^8$  років з аналізу ізотопного складу зразків самарію на предмет аномальної концентрації дочірнього ізотопу неодиму-144 у роботі [158].

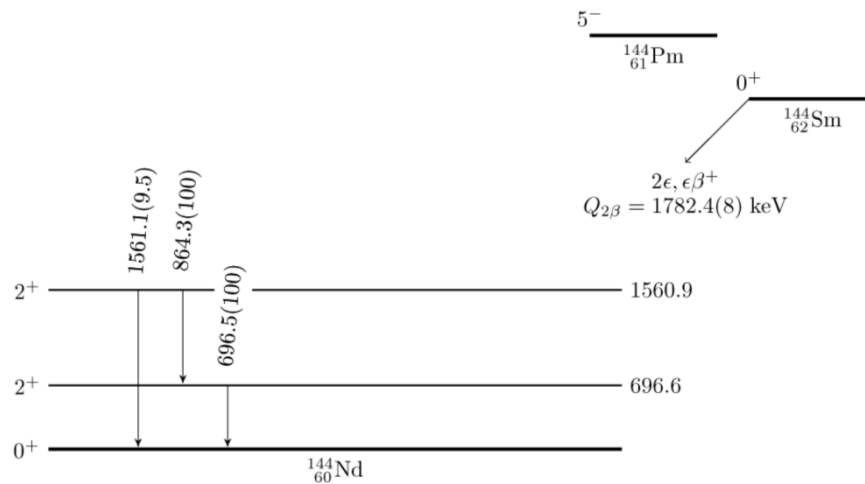


Рис. 1.50. Схема розпаду  $^{144}\text{Sm}$ .

Пошук подвійного бета-розпаду ядра  $^{154}\text{Sm}$  (схема розпаду показана на Рис. 1.51) був виконаний за допомогою методу гамма-спектрометрії за допомогою напівпровідникового германієвого детектора на рівні чутливості  $\text{lim}T_{1/2} \sim 10^{18}$  р. [159].

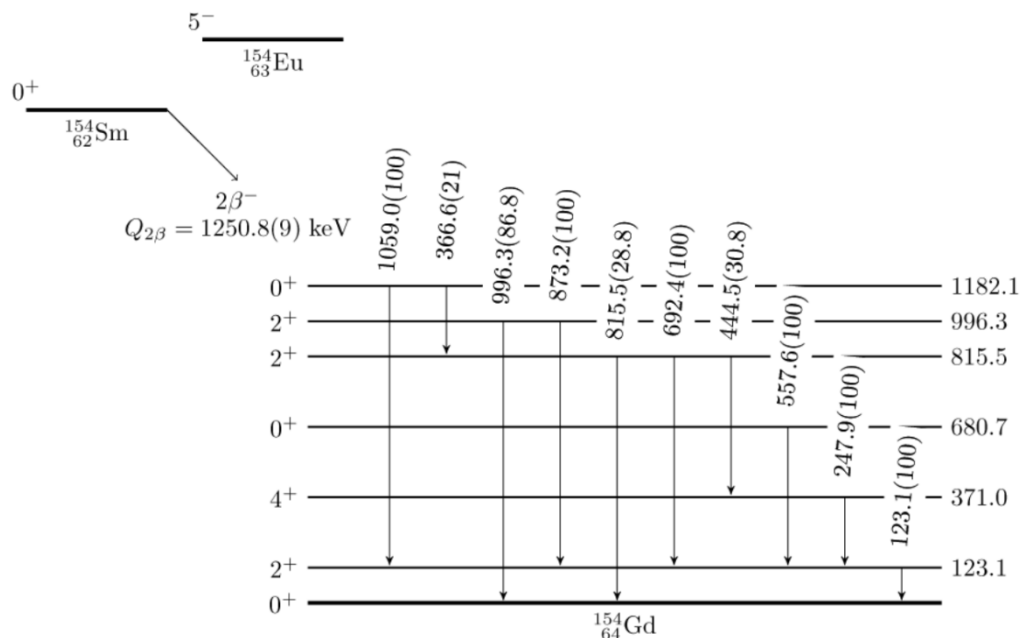


Рис. 1.51. Схема розпаду  $^{154}\text{Sm}$ .

Розвиток методів низькофонові спектрометрії та методів глибокого очищення лантаноїдів дають можливість виконати пошук подвійного бета-розпаду ізотопів самарію на значно вищому рівні чутливості.

### 1.7.2. Розробка методів очищення оксиду самарію від радіоактивних домішок

Очистка самарію була здійснена з використанням оксиду самарію виробництва Stanford Materials Corporation, з чистотою  $> 99.5\%$  TREO (загальний оксид рідкісноземельних металів) і  $> 99.999$  Sm<sub>2</sub>O<sub>3</sub> / TREO. Початкову сполуку також досліджували за допомогою ICP-MS аналізу та шляхом  $\gamma$ -спектроскопії для визначення чистоти. Загальна схема процедури очищення: розчинення Sm<sub>2</sub>O<sub>3</sub> у HNO<sub>3</sub>, фракційне осадження осаду Sm(OH)<sub>3</sub>, рідинно-рідинна екстракція, повне осадження Sm(OH)<sub>3</sub>, остаточне відновлення Sm<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

До суспензії оксиду самарію в деіонізованій воді 18.2 МОм·см було додано розведenu азотну кислоту та здійснено осадження гідроксиду самарію, під час якого спільно з ним осаджувалися такі домішки як Th та Fe, беручи до уваги, що гідроксиди торію та заліза осаджуються при більш низькому рівні рН, ніж лантанойди. Газ аміак був обраний як основа для підвищення рН, і його вводили в розчин до досягнення рН = 6.5. У цих умовах спостерігається дробове випадання гідроксиду самарію. Потім аморфний осад Sm(OH)<sub>3</sub> було відокремлено від надосадочної рідини, використовуючи центрифугу, відпалено з утворенням Sm<sub>2</sub>O<sub>3</sub> і проаналізовано за допомогою ICP-MS для перевірки ефективності спільного осадження домішок. Далі було виконане очищення водного розчину від слідів урану та торію методом рідинно-рідинної екстракції. В якості розчинника був використаний толуол, тоді як для зв'язування U та Th використовувався комплексоутворюючий агент три-*n*-октилфосфіноксид (ТОРО). Враховуючи хімічно дуже низьку концентрацію слідів U та Th, концентрація ТОРО у толуолі не перевищувала 0,1 моль/л. Дві незмішувані рідини (водний і органічний розчини) поміщали у ділільну воронку в об'ємному співвідношенні 1:1 і струшували протягом декількох хвилин. Уран і торій взаємодіють з ТОРО з утворенням органометалевих комплексів, які мають набагато більш високу розчинність у органічній фазі, ніж у водному розчині, що дозволило вилучити U та Th у органічну рідину.

Після відділення очищеного водного розчину самарій осаджувався у формі гідроксиду з додаванням аміаку. Катіони лужних та лужноземельних металів залишаються у надосадковому рідині. Отриманий осад відокремлено, висушено та відпалено при 900 °C протягом декількох годин. Таким чином було одержано 342 г очищеного Sm<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

### 1.7.3. Низькофонові вимірювання з HPGe гамма-детектором

Вимірювання проводились у лабораторії STELLA Національної лабораторії Гран-Сассо (Італія) за допомогою наднизькофонового детектора (HPGe, GeCris) з об'ємом 465 см<sup>3</sup>. Детектор захищений низькорадіоактивним свинцем ( $\approx 25$  см), міддю ( $\approx 5$  см), а в внутрішній частині – археологічним римським свинцем ( $\approx 2,5$  см). Установка продувається газоподібним азотом високої чистоти, щоб зменшити фон від радону з навколишнього середовища. Енергетична роздільна здатність детектора оцінювалось за допомогою інтенсивних фонових  $\gamma$ -піків з енергіями 238,6 кеВ (<sup>212</sup>Pb), 338,7 кеВ (<sup>228</sup>Ac), 463,0 кеВ (<sup>228</sup>Ac), 583,2 кеВ (<sup>208</sup>Tl), 661,7 (<sup>137</sup>Cs), 727,3 кеВ (<sup>212</sup>Bi), 911,2 кеВ (<sup>228</sup>Ac), 1460,8 кеВ (<sup>40</sup>K) та 2614,5 кеВ (<sup>208</sup>Tl).

Зразок очищеного Sm<sub>2</sub>O<sub>3</sub> масою 342 г був розміщений у циліндричній полістирольній коробці на кришці детектора HPGe. Дані зі зразком було накопичено протягом 1899 год, а фоновий спектр був набраний за 1046 год. Ці два спектри, нормалізовані на час вимірювання, представлені на рисунку 1.52.

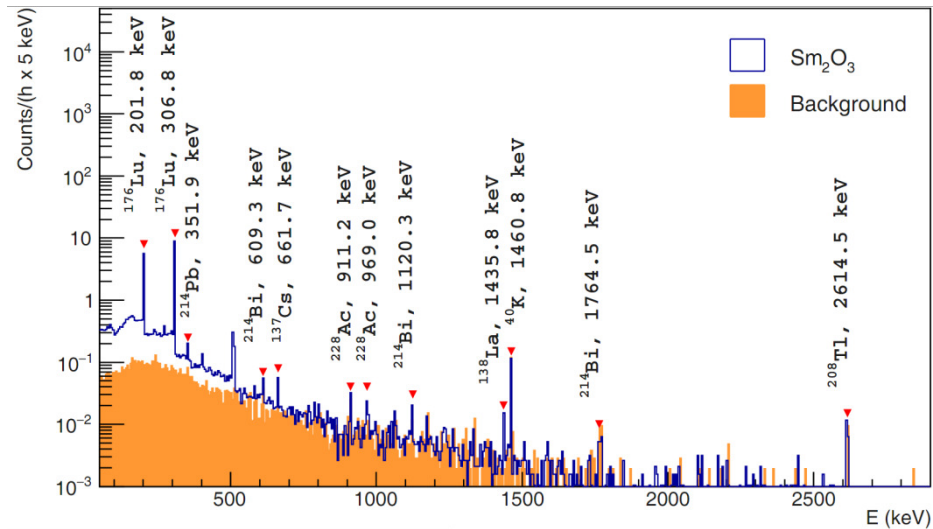


Рис. 1.52. Енергетичні спектри, виміряні за допомогою наднизькофонового HPGe  $\gamma$ -спектрометра з очищеним зразком  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  протягом 1899 год ( $\text{Sm}_2\text{O}_3$ ) та без зразка протягом 1046 год (фон). Показані найбільш інтенсивні  $\gamma$ -піки.

Деякий надлишок відліків (у порівнянні з фоновими даними) у піках  $^{176}\text{Lu}$ ,  $^{228}\text{Ac}$ ,  $^{208}\text{Tl}$  (дочірні  $^{232}\text{Th}$ ),  $^{214}\text{Bi}$  (дочірній  $^{226}\text{Ra}$ ),  $^{235}\text{U}$  свідчить про залишкове забруднення зразка цими радіонуклідами. Забруднення  $^{176}\text{Lu}$  залишилося майже таким же, як і до очищення, через високу хімічну спорідненість між Sm і Lu, а активність  $^{226}\text{Ra}$  зменшено у 8 разів,  $^{235}\text{U}$  зменшено у 15 разів і  $^{228}\text{Th}$  – більше як у 20 разів. Дані про радіоактивну забрудненість зразка оксиду самарію до і після очищення наведені у Таблиці 1.13.

Таблиця 1.13. Радіоактивна забрудненість зразка оксиду самарію до і після очищення.

Chain	Nuclide	Activity (mBq/kg)	
		before purification	after purification
	$^{40}\text{K}$	< 11	$11 \pm 5$
	$^{137}\text{Cs}$	< 0.67	$0.8 \pm 0.2$
	$^{138}\text{La}$	–	$0.81 \pm 0.16$
	$^{152}\text{Eu}$	–	< 0.50
	$^{154}\text{Eu}$	–	< 0.43
	$^{176}\text{Lu}$	$(0.23 \pm 0.02) \times 10^3$	$(0.203 \pm 0.015) \times 10^3$
$^{232}\text{Th}$	$^{228}\text{Ra}$	$11 \pm 2$	$1.4 \pm 0.7$
	$^{228}\text{Th}$	$24 \pm 3$	< 1.1
$^{238}\text{U}$	$^{234}\text{Th}$	< $1.7 \times 10^3$	< $0.13 \times 10^3$
	$^{234m}\text{Pa}$	$(0.22 \pm 0.05) \times 10^3$	< 18
	$^{226}\text{Ra}$	$6 \pm 1$	$1.5 \pm 0.4$
$^{235}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$31 \pm 7$	< 2.7
	$^{231}\text{Pa}$	–	< 15
	$^{227}\text{Th}$	–	$5 \pm 2$
	$^{223}\text{Ra}$	–	< 10
	$^{211}\text{Pb}$	–	< 6.7
	$^{207}\text{Tl}$	–	< 52

#### 1.7.4. Пошук $2\varepsilon$ та $\varepsilon\beta^+$ розпаду $^{144}\text{Sm}$

У даних не спостережено ніяких особливостей, які можна було б інтерпретувати як подвійний бета-розпад ізотопів самарію. Тому були виконані оцінки обмежень на періоди напіврозпаду ядер  $^{144}\text{Sm}$  і  $^{154}\text{Sm}$ . Для цього енергетичні спектри, накопичені зі зразком оксиду самарію, апроксимувались в областях, де очікуються піки від гамма-квантів, що супроводжують процеси подвійного бета-розпаду ізотопів самарію. Частина енергетичного спектру, виміряна зі зразком  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  протягом 1899 год, де очікуються  $\gamma$ -кванти від розпадів  $0\nu\text{KL}$  та  $0\nu\text{2L}$  у ядрі  $^{144}\text{Sm}$  на основний стан ядра  $^{144}\text{Nd}$ , показана на Рис. 1.53. На рисунку також показано апроксимацію фону прямою плюс  $\gamma$ -піки з енергіями 1729.6 кеВ та 1764.5 кеВ від  $^{214}\text{Bi}$  та пік 1770.2 кеВ від  $^{207}\text{Bi}$ .

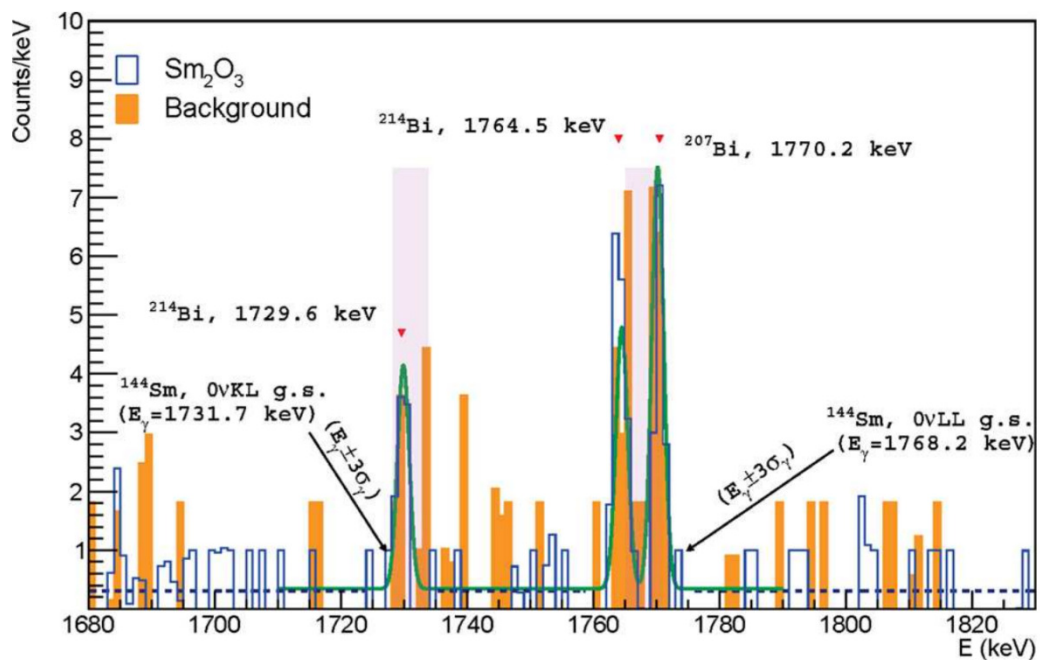


Рис. 1.53. Частина енергетичного спектру, виміряна зі зразком  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  протягом 1899 год, де очікуються  $\gamma$ -кванти від розпадів  $0\nu\text{KL}$  та  $0\nu\text{2L}$  у ядрі  $^{144}\text{Sm}$  на основний стан ядра  $^{144}\text{Nd}$ . Показана апроксимація фону прямою плюс  $\gamma$ -піки з енергіями 1729.6 кеВ та 1764.5 кеВ від  $^{214}\text{Bi}$  та пік 1770.2 кеВ від  $^{207}\text{Bi}$ .

Енергетичний спектр, виміряний зі зразком оксиду самарію протягом 1899 год, і фоновий спектр, виміряний протягом 1046 год, в районі анігіляційного піку з енергією 511 кеВ показані на Рис. 1.54. У даних, виміряних зі зразком  $\text{Sm}_2\text{O}_3$ , також присутній пік з енергією 508.6 кеВ, що належить до  $^{176}\text{Lu}$ . Апроксимація даних дозволила оцінити площу піків в даних і, відповідно, період напіврозпаду ядра  $^{144}\text{Sm}$  відносно електронного поглинання з випромінюванням позитрону.

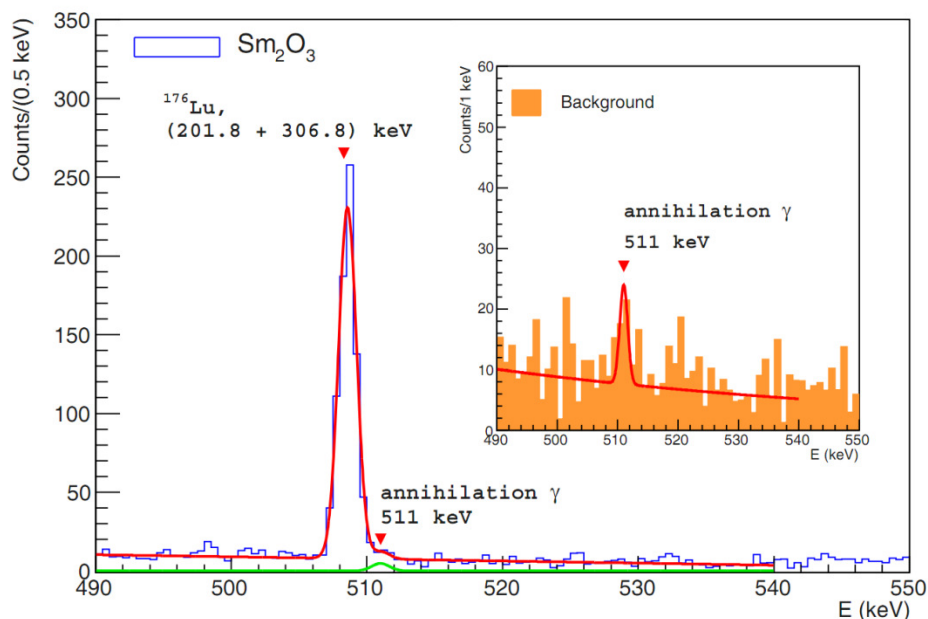


Рис. 1.54. Енергетичний спектр, виміряний зі зразком оксиду самарію протягом 1899 год, і фоновий спектр (у вставці), виміряний протягом 1046 год, в районі анігільційного піку з енергією 511 кеВ. У даних, виміряних зі зразком  $\text{Sm}_2\text{O}_3$ , також присутній пік з енергією 508.6 кеВ, що належить до  $^{176}\text{Lu}$ .

Результати оцінок обмежень на періоди напіврозпаду ядер  $^{144}\text{Sm}$  і  $^{154}\text{Sm}$  відносно процесів подвійного бета-розпаду наведені у Таблиці 1.14.

Таблиця 1.14. Обмеження на періоди напіврозпаду ядер  $^{144}\text{Sm}$  і  $^{154}\text{Sm}$  відносно процесів подвійного бета-розпаду.

Process of decay	Decay mode	Level of daughter nucleus (keV)	$E_\gamma$ (keV)	FEP detection efficiency (%)	$S_{lim}$	Experimental limit (yr) at 90% C.L.
$^{144}\text{Sm} \rightarrow ^{144}\text{Nd}$						
$2K$	$2\nu$	$2^+$ 696.6	696.5	2.93	10	$\geq 1.6 \times 10^{19}$
$2K$	$2\nu$	$2^+$ 1560.9	864.3	2.14	0.90	$\geq 1.3 \times 10^{20}$
$\epsilon\beta^+$	$2\nu$	g.s.	511.0	6.55	10	$\geq 3.6 \times 10^{19}$
$\epsilon\beta^+$	$2\nu$	$2^+$ 696.6	511.0	5.76	10	$\geq 3.2 \times 10^{19}$
$2K$	$0\nu$	g.s.	1695.3	1.87	2.3	$\geq 4.4 \times 10^{19}$
$KL$	$0\nu$	g.s.	1731.7	1.84	6.0	$\geq 1.7 \times 10^{19}$
$2L$	$0\nu$	g.s.	1768.2	1.81	7.0	$\geq 1.4 \times 10^{19}$
$2K$	$0\nu$	$2^+$ 696.6	696.5	2.57	10	$\geq 1.4 \times 10^{19}$
$2K$	$0\nu$	$2^+$ 1560.9	864.3	2.08	0.90	$\geq 1.3 \times 10^{20}$
$\epsilon\beta^+$	$0\nu$	g.s.	511.0	6.38	10	$\geq 3.5 \times 10^{19}$
$\epsilon\beta^+$	$0\nu$	$2^+$ 696.6	511.0	5.77	10	$\geq 3.2 \times 10^{19}$
$^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$						
$2\beta^-$	$2\nu + 0\nu$	$2^+$ 123.1	123.1	0.40	27	$\geq 6.0 \times 10^{18}$
$2\beta^-$	$2\nu + 0\nu$	$0^+$ 680.7	557.6	3.08	4.8	$\geq 2.6 \times 10^{20}$
$2\beta^-$	$2\nu + 0\nu$	$2^+$ 815.5	692.4	1.80	2.4	$\geq 3.0 \times 10^{20}$
$2\beta^-$	$2\nu + 0\nu$	$2^+$ 996.3	873.2	1.39	2.8	$\geq 2.0 \times 10^{20}$
$2\beta^-$	$2\nu + 0\nu$	$0^+$ 1182.1	1059.0	1.99	1.0	$\geq 8.0 \times 10^{20}$

### 1.7.5. Пошук $2\beta$ -розпаду $^{154}\text{Sm}$ на збуджений рівень $^{154}\text{Gd}$

Частина енергетичного спектру, виміряна зі зразком  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  протягом 1899 год, де очікуються піки  $\gamma$ -квантів від  $2\beta$ -розпаду  $^{154}\text{Sm}$  на рівні  $0^+$  680.7 кеВ і  $2^+$  815.5 кеВ дочірнього ядра  $^{154}\text{Gd}$ , показана на Рис. 1.55. Апроксимаційні криві показані суцільними лініями; діапазони енергії апроксимації складають (540–575) кеВ та (672–712) кеВ. Апроксимація дозволила оцінити обмеження на періоди напіврозпаду ядра  $^{154}\text{Sm}$  на вказані рівні. Ці обмеження наведені у Таблиці 1.14.

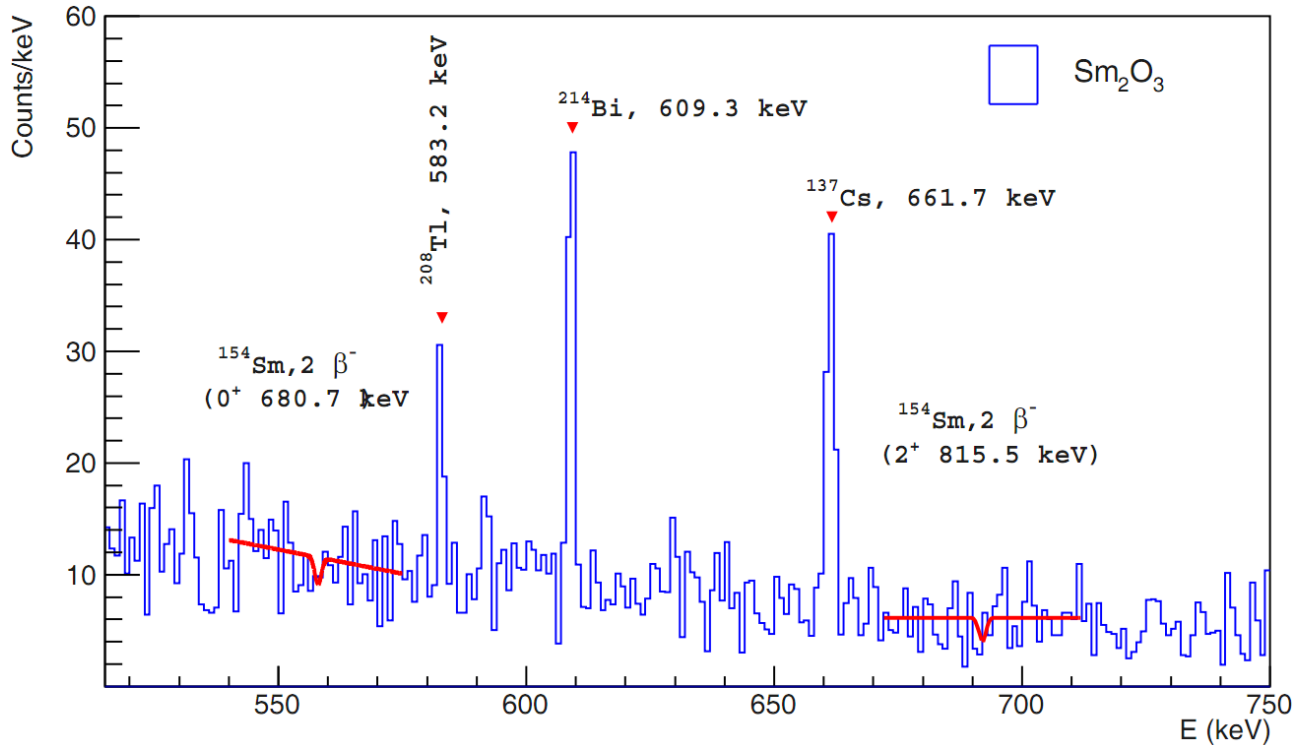


Рис. 1.55. Частина енергетичного спектру, виміряна зі зразком  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  протягом 1899 год, де очікуються піки  $\gamma$ -квантів від  $2\beta$ -розпаду  $^{154}\text{Sm}$  на рівні  $0^+$  680.7 кеВ і  $2^+$  815.5 кеВ дочірнього ядра  $^{154}\text{Gd}$ . Апроксимаційні криві показані суцільними лініями; діапазони енергії апроксимації складають (540–575) кеВ та (672–712) кеВ.

Частина енергетичного спектру, накопичена зі зразком  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  протягом 1899 год, де очікуються піки  $\gamma$ -квантів від  $2\beta^-$ -розпаду ядра  $^{154}\text{Sm}$  на збуджені рівні  $2^+$  з енергією 996.3 кеВ та  $0^+$  з енергією 1182.1 кеВ дочірнього ядра  $^{154}\text{Gd}$ , показана на Рис. 1.56. Також показані апроксимаційні криві в енергетичних діапазонах (853–893) кеВ та (1039–1079) кеВ.



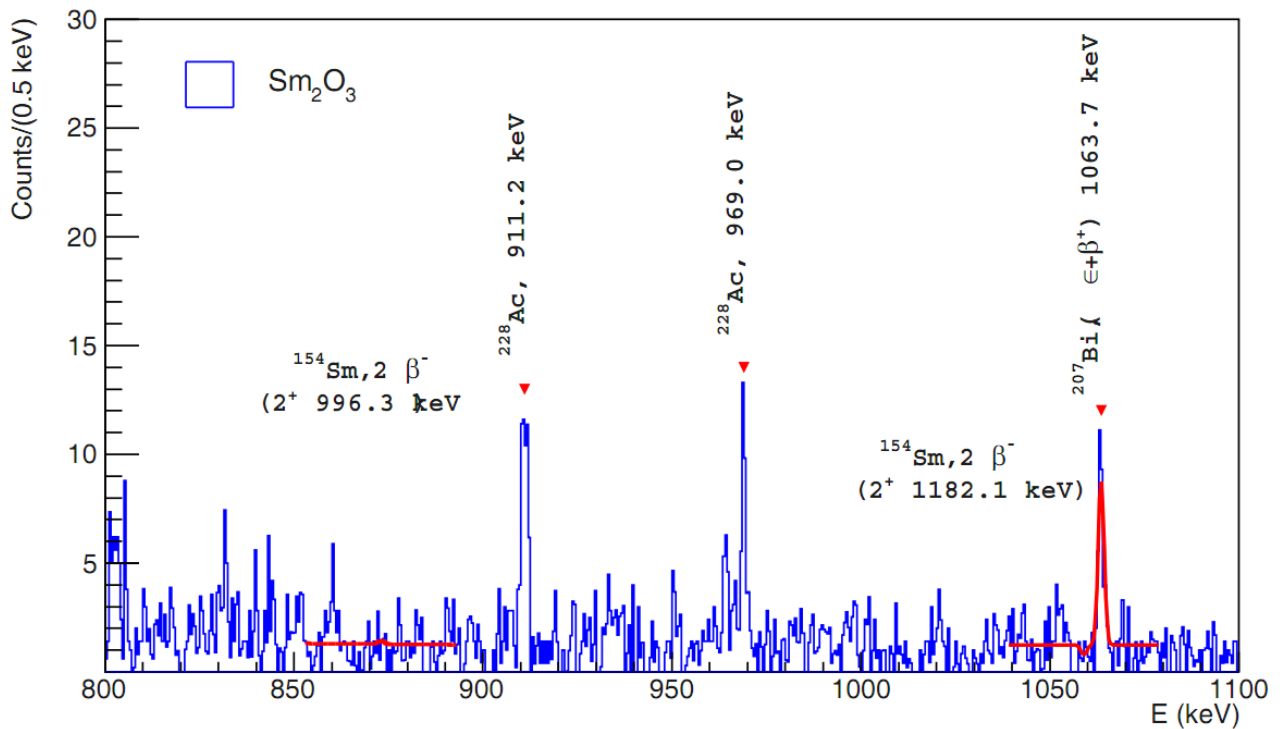


Рис. 1.56. Частина енергетичного спектру, накопичена зі зразком  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  протягом 1899 год, де очікуються піки  $\gamma$ -квантів від  $2\beta^-$ -розпаду ядра  $^{154}\text{Sm}$  на збуджені рівні  $2^+$  з енергією 996.3 кеВ та  $0^+$  з енергією 1182.1 кеВ дочірнього ядра  $^{154}\text{Gd}$ . Також показані підгоночні криві в енергетичних діапазонах (853–893) кеВ та (1039–1079) кеВ.

Отримані в результаті обмеження на періоди напіврозпаду ядра  $^{154}\text{Sm}$  на вказані рівні наведені у Таблиці 1.14.

Дослідження, описані у цьому розділі, опубліковані у роботі:

P.Belli et al., [First direct search for  \$2\epsilon\$  and  \$\epsilon\beta^+\$  decay of  \$^{144}\text{Sm}\$  and  \$2\beta^-\$  decay of  \$^{154}\text{Sm}\$](#) , Eur. Phys. J. A 55(2019)201, 9 p

## 1.8. Подвійний бета-розпад $^{174}\text{Hf}$

### 1.8.1. Характеристика нукліду $^{174}\text{Hf}$

Для ізотопу  $^{174}\text{Hf}$  можливі процеси  $2\varepsilon$ - і  $\varepsilon\beta^+$ -розпадів. Цей ізотоп має низьку концентрацію у природному гафнії  $\delta = 0.16(12)\%$ , енергія розпаду  $^{174}\text{Hf}$  визначена з високою точністю:  $Q_{2\beta} = 1100.0(23)$  кеВ. Подвійний бета-розпад цього ядра може відбуватися на збуджені стани дочірнього ядра, що дозволяє забезпечити високу енергетичну роздільну здатність експерименту завдяки використанню напівпровідникових детекторів із надчистого германію. В літературі немає відомостей про пошуки процесів подвійного бета-розпаду у цьому ядрі. При розпаді на збуджений стан дочірнього ядра 76.5 кеВ відбувається перехід на основний рівень з вильотом гамма-квантів з енергією 76.5 кеВ (Рис. 1.57а).

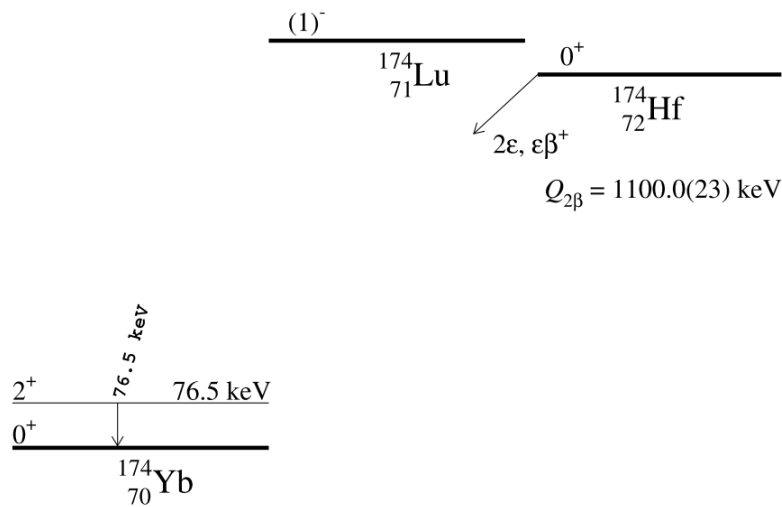


Рис. 1.57а. Схема подвійного бета-розпаду  $^{174}\text{Hf}$ . Енергії гамма-переходів подані у кеВ.

### 1.8.2. Зразок гафнію

В експерименті використовувався дископодібний зразок металевого гафнію розмірами  $\varnothing 59,0 \times 5,0$  мм (маса зразка становила 179,8 г, зразок містив  $\approx 0,29$  г ізотопу  $^{174}\text{Hf}$ ). Гафній вироблявся промисловістю колишнього Радянського Союзу шляхом відновного процесу з тетрафториду гафнію з металевим кальцієм. Потім матеріал очищали центрифугуванням газоподібного з'єднання Hf для зменшення концентрації цирконію, який, як правило, є основним забруднювачем гафнію і який доволі складно відокремити хімічними та фізичними методами. Нарешті матеріал додатково очистили подвійним плавленням у вакуумі електронним пучком у Національному науковому центрі «Харківський фізико-технічний інститут» (Харків, Україна). Рівень чистоти отриманого гафнію був вимірний методом лазерної мас-спектрометрії як  $\sim 99,8\%$ .

### 1.8.3. Низькофонова гамма-спектрометрія зразка гафнію

Експеримент проводився за допомогою двох установок з трьома детекторами HPGe (позначеними Ge6, Ge7 та Ge10) у підземній лабораторії HADES Спільного дослідницького центру Європейської комісії (Geel, Бельгія), розташованій на глибині 225 м. Схематичний вигляд обох установок представлений на рис. 1.57, тоді як основні характеристики детекторів наведені в роботах [ $^{160}$ ,  $^{161}$ ,  $^{162}$ ].

Зразок Hf перед низькофоновими вимірюваннями зберігався 13 діб під землею, щоб забезпечити розпад короткоживучих радіонуклідів космогенного походження. Під час першого вимірювання зразок гафнію був встановлений безпосередньо на кришці кріостата детектора Ge10 («установка I», див. Рис. 1.576). Вимірювання в установці продовжувались протягом 40,4 діб з детектором Ge10 та 36,4 діб з детектором Ge7. Детектор Ge10 розроблений для вимірювання  $\gamma$ -променів з низькою енергією та має дуже високу енергетичну роздільну здатність та високу ефективність реєстрації  $\gamma$ -квантів в енергетичній області  $\approx(50-80)$  кеВ, де очікуються більшість рентгенівських та  $\gamma$ -квантів, що мають випромінюватися у подвійних бета-процесах у  $^{174}\text{Hf}$  на основний стан та на найнижчий збуджений рівень  $2^+$  з енергією 76,5 кеВ ядра  $^{174}\text{Yb}$ . Детектор Ge7 також має досить високу ефективність детектування  $\gamma$ -квантів з низькою енергією, незважаючи на трохи гіршу енергетичну роздільну здатність.

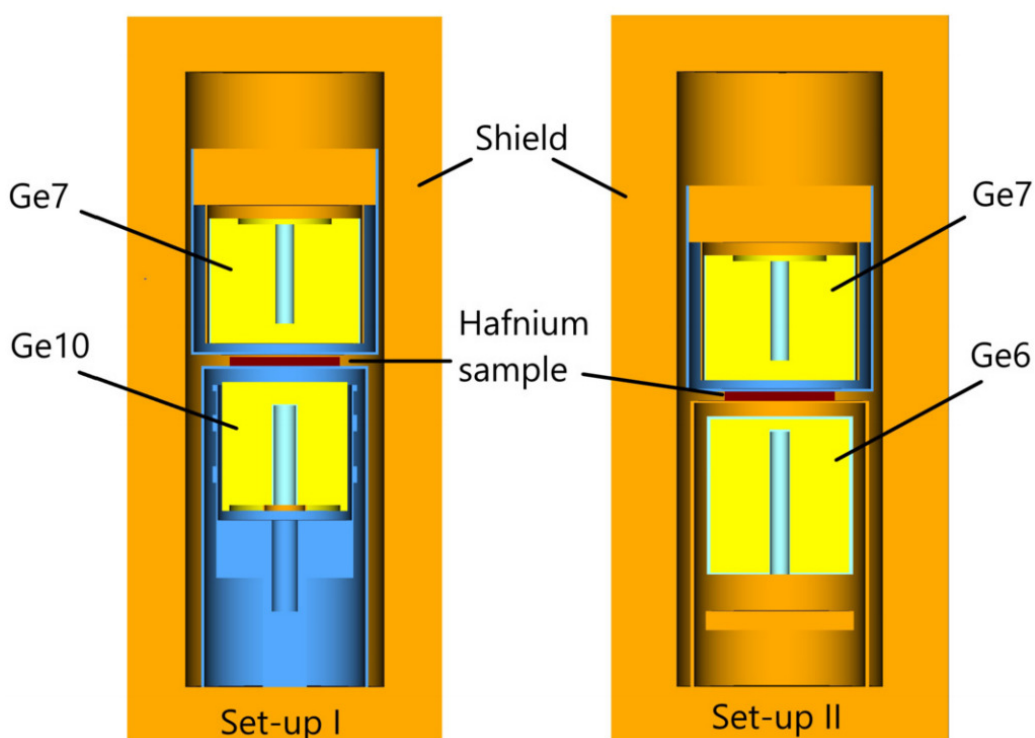


Рис. 1.576. Схема HPGe детекторів, задіяних в установках I та II в експерименті. Ge6, Ge7 та Ge10 позначають HPGe детектори, які реєструють гамма-кванти, що випромінюються із зразка гафнію (Hafnium sample). Показано також внутрішню частину пасивного захисту детекторів (Shield).

Після першого етапу експеримент продовжували протягом 34,8 днів з детектором Ge6 замість Ge10 (другий етап експерименту називається «установка II»). Детектор Ge6 має порівняно високу ефективність реєстрації  $\gamma$ -квантів середніх та високих енергій, проте його чутливість до низькоенергетичних  $\gamma$ -квантів істотно нижча, ніж у детекторів Ge7 та Ge10. Тим не менше, ефективність детектора Ge6 є досить високою для реєстрації  $\gamma$ -квантів, очікуваних у  $0\nu 2\varepsilon^-$ - та  $\varepsilon\beta^+$ -процесах з енергіями  $\sim(0,5-1)$  МеВ. Крім того, детектор був корисним для оцінки радіоактивного забруднення зразка гафнію. Загальна експозиція експерименту становила  $42 \text{ г} \times \text{д}$  для ізоотопу  $^{174}\text{Hf}$ .

Спектри енергії, виміряні в установці I детекторами HPGe Ge7 та Ge10, показані на Рис. 1.58, тоді як спектри, накопичені в установці II, представлені на Рис. 1.59. Фонові спектри, нормовані на час вимірювань зразком Hf, також показані на цих рисунках.

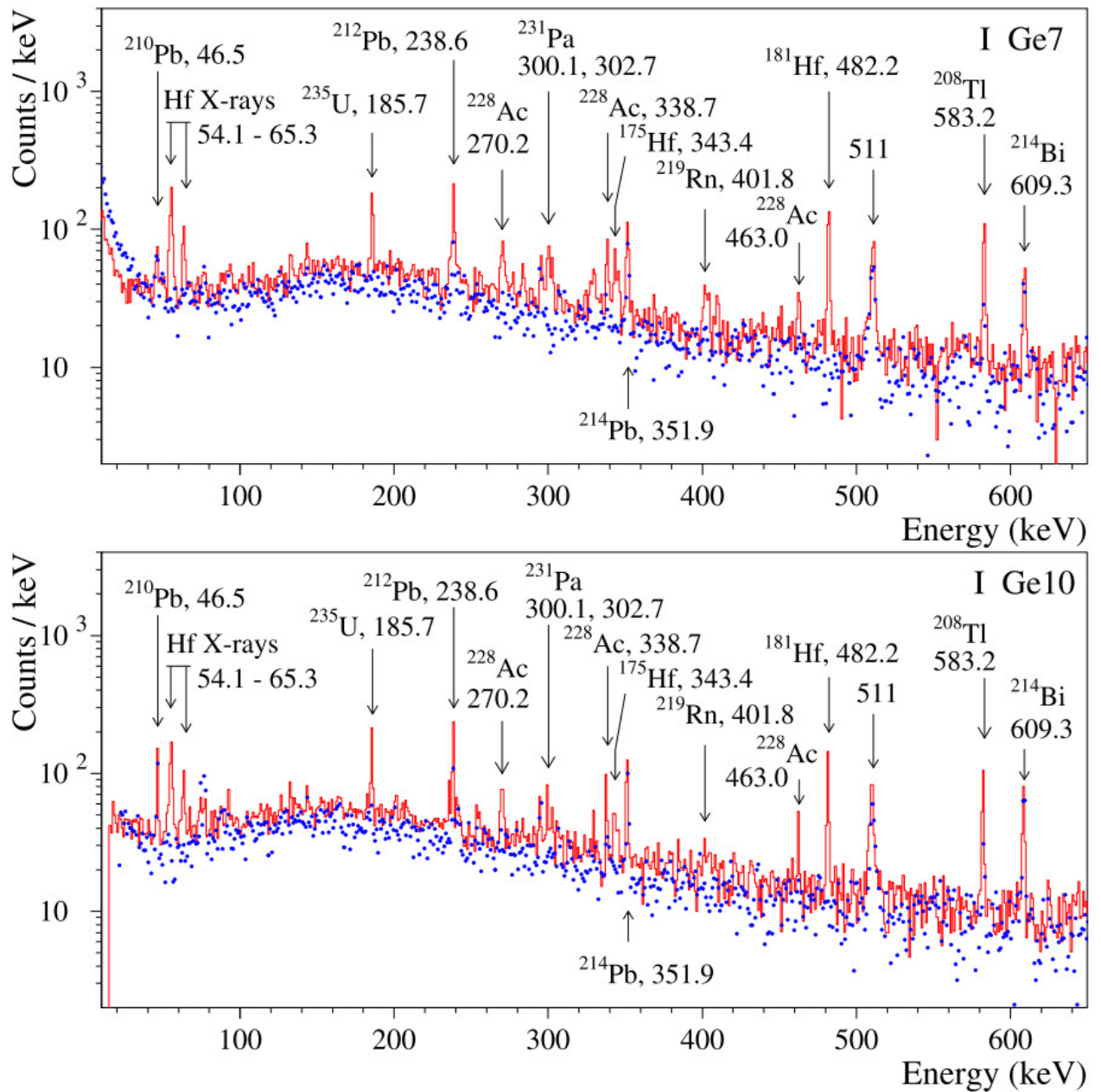


Рис. 1.58. Спектри фону (точки) та спектри зі зразком гафнію, виміряні за допомогою низькофоновієї установки I з напівпровідниковими детекторами із надчистого германію. Енергії гамма-пиків дані у кеВ.

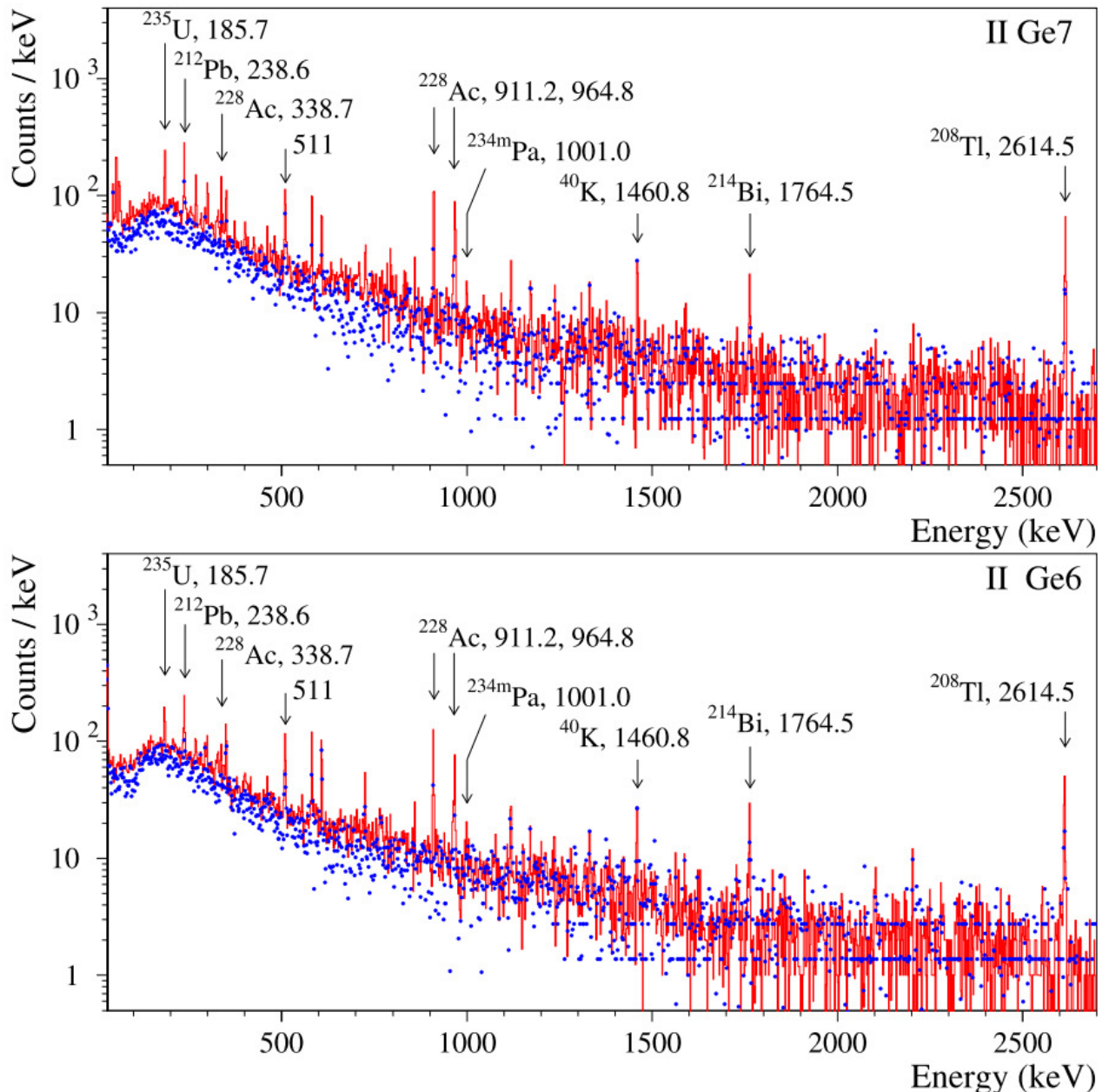


Рис. 1.59. Спектри фону (точки) та спектри зі зразком гафнію, виміряні за допомогою низькофоновієї установки II з напівпровідниковими детекторами із надчистого германію. Енергії гамма-піків дані у кеВ.

У даних є багато  $\gamma$ -піків, які можна віднести до природних радіонуклідів:  $^{40}\text{K}$  і дочірніх ядер сімейств  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  та  $^{238}\text{U}$ . Також спостерігалися радіонукліди гафнію:  $^{175}\text{Hf}$  (канал розпаду: електронне поглинання з  $Q_{\text{EC}} = 683,9(20)$  кеВ, період напіврозпаду  $T_{1/2} = 70(2)$  діб) та  $^{181}\text{Hf}$  (бета-активний з  $Q_{\beta} = 1035,5(18)$  кеВ,  $T_{1/2} = 42,39(6)$  доби). Слід зазначити, що активність обох радіонуклідів у зразку зменшується у часі через розпад у підземних умовах. Припускаємо, що нукліди генеруються шляхом захоплення теплових нейтронів природними ізотопами гафнію  $^{174}\text{Hf}$  та  $^{180}\text{Hf}$ , а також взаємодією з космічними нейтронами високої енергії на поверхні Землі, а особливо під час транспортування зразка авіатранспортом.

З аналізу енергетичних спектрів, набраних зі зразком гафнію, та фонових спектрів було оцінено радіоактивне забруднення зразка (див. Таблицю 1.15).

Табл. 1.15. Радіоактивна забрудненість зразка гафнію (мБк/кг), виміряна методом низькофонові гамма-спектрометрії з напівпровідниковим детекторами із надчистого германію.

Сімейство	Нуклід	Активність зразка
	$^{40}\text{K}$	$\leq 1.4$
	$^{60}\text{Co}$	$\leq 0.11$
	$^{137}\text{Cs}$	$\leq 0.20$
	$^{172}\text{Hf}$	$\leq 3$
	$^{175}\text{Hf}$	$0.44 \pm 0.05 (0.18 \pm 0.04)$
	$^{178m2}\text{Hf}$	$\leq 0.06$
	$^{181}\text{Hf}$	$1.45 \pm 0.07 (0.12 \pm 0.04)$
	$^{182}\text{Hf}$	$\leq 0.5$
$^{232}\text{Th}$	$^{228}\text{Ra}$	$3.6 \pm 0.7$
	$^{228}\text{Th}$	$2.38 \pm 0.25$
$^{235}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$3.8 \pm 0.5$
	$^{231}\text{Pa}$	$11 \pm 3$
	$^{227}\text{Ac}$	$2.0 \pm 0.5$
$^{238}\text{U}$	$^{234m}\text{Pa}$	$11 \pm 5$
	$^{226}\text{Ra}$	$\leq 0.7$
	$^{210}\text{Pb}$	$\leq 50$

#### 1.8.4. Пошук подвійного бета-розпаду $^{174}\text{Hf}$

У енергетичних спектрах, накопичених зі зразком гафнію, немає особливостей, які можна приписати процесам подвійного бета-розпаду  $^{174}\text{Hf}$ . Тому дані були проаналізовані для оцінки нижніх обмежень на періоди напіврозпаду для  $2\varepsilon^-$  та  $\varepsilon\beta^+$ -розпадів  $^{174}\text{Hf}$ . Обмеження на періоди напіврозпаду були оцінені за допомогою формули:

$$\lim T_{1/2} = N \cdot \eta \cdot t \cdot \ln 2 \cdot \lim S, \quad (1.13)$$

де  $N$  – кількість ядер досліджуваного ізотопу,  $\eta$  – ефективність реєстрації,  $t$  – час вимірювань,  $\lim S$  – кількість подій ефекту, які можна відкинути із заданим рівнем довірчої ймовірності.

Для знаходження величин  $\lim S$  для різних мод і каналів  $2\beta$ -розпаду ізотопів гафнію енергетичний спектр був проаналізований в різних інтервалах, де могли б спостерігатися піки від  $2\beta$ -розпаду  $^{174}\text{Hf}$ . На Рис. 1.60 показано низькоенергетичну частину спектру, де очікуються піки від двонейтринного подвійного електронного поглинання у ядрі  $^{174}\text{Hf}$ .

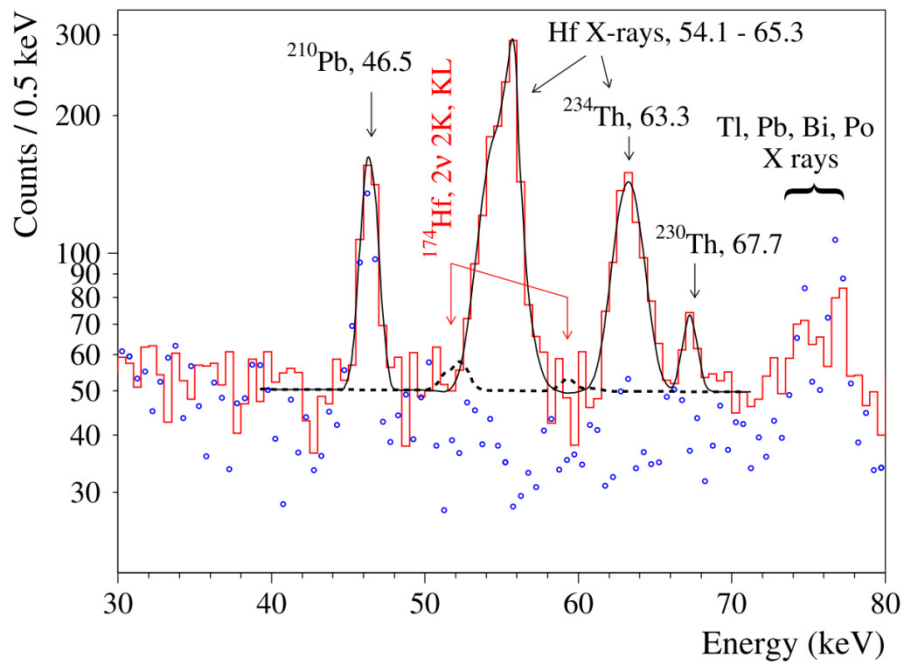


Рис. 1.60. Низькоенергетична частина сумарного енергетичного спектру, набраного із детекторами Ge7, Ge10 в установці I, плюс детектор Ge7 в установці II (суцільна гістограма) в енергетичній області, де очікуються кванти КХ-променів від розпадів 2ν2K та 2νKL ядра  $^{174}\text{Hf}$ . Апроксимація даних фоновою моделлю відображається суцільною лінією, тоді як виключений ефект показано штриховою лінією. Фонові дані, накопичені детекторами, нормовані на час вимірювання, відображаються крапками. Енергія  $\gamma$ -квантів та рентгенівських променів дана у кеВ.

Подібна група квантових рентгенівських променів Yb очікується також у 2ν2K та 2νKL розпадах  $^{174}\text{Hf}$  на перший збуджений рівень  $^{174}\text{Yb } 2^+$  з енергією 76,5 кеВ. Чутливість при реєстрації рентгенівських квантів (51,4–61,0) кеВ вища, ніж для  $\gamma$ -квантів 76,5 кеВ. Причинами цього є: 1) більша ефективність детектування рентгенівських квантів (зокрема, оскільки при гамма-переході з рівня 76,5 кеВ в основному випромінюються електрони, коефіцієнт конверсії дорівнює 9,43 [ $^{163}$ ], тоді як установка не чутлива до цих електронів); 2) досить висока швидкість лічби в околицях енергії 76,5 кеВ за рахунок фону, викликаного рентгенівськими променями Tl, Pb, Bi та Po. Таким чином, обмеження на 2ν2K- та 2νKL-розпади на рівень 76,5 кеВ були отримані в результаті аналізу енергетичної області, де очікується група рентгенівських квантів (51,4–61,0) кеВ (див. Рис. 1.60). Ефективність реєстрації, площі виключених ефектів та отримані обмеження на періоди напіврозпаду представлені у Таблиці 1.16.

Однак обмеження на 2ν2L-процес було отримане шляхом аналізу піку 76,5 кеВ в експериментальних даних, оскільки енергія рентгенівських L-квантів менша енергетичного порогу експериментальних установок і такі випромінювання не можуть бути зареєстровані в цьому експерименті. Аналіз даних поблизу енергії 76,5 кеВ є досить складним, оскільки в цій енергетичній області є багато піків рентгенівського випромінювання. Експериментальний сумарний спектр трьох детекторів в енергетичному інтервалі навколо енергії 76,5 кеВ апроксимувався сумою найбільш інтенсивних рентгенівських K-променів

Tl (72,9 кеВ), Pb (75,0 кеВ), Bi (77,1 кеВ та 87,3 кеВ), Po (76,9 кеВ, 79,3 кеВ) та Rn (81,1 кеВ, 83,8 кеВ). Модель досить добре описує експериментальні дані з  $\chi^2 / \text{ч.с.с.} = 41,6 / 47 = 0,72$ , даючи площу піку 76,5 кеВ  $S = 5,0 \pm 9,4$  відліків, що відповідає  $\text{lim } S = 20,4$  відліків. Сумарний енергетичний спектр детекторів Ge7, Ge10 (установка I) та детектора Ge7 (установка II) в енергетичній області 50–100 кеВ представлений на Рис. 1.61 разом з фоновою моделлю та виключеним піком з енергією 76,5 кеВ. Отримане обмеження періоду напіврозпаду  $^{174}\text{Hf}$  відносно  $2\nu 2L$ -розпаду на перший збуджений рівень  $^{174}\text{Yb } 2^+$  76,5 кеВ наведено в таблиці 1.16.

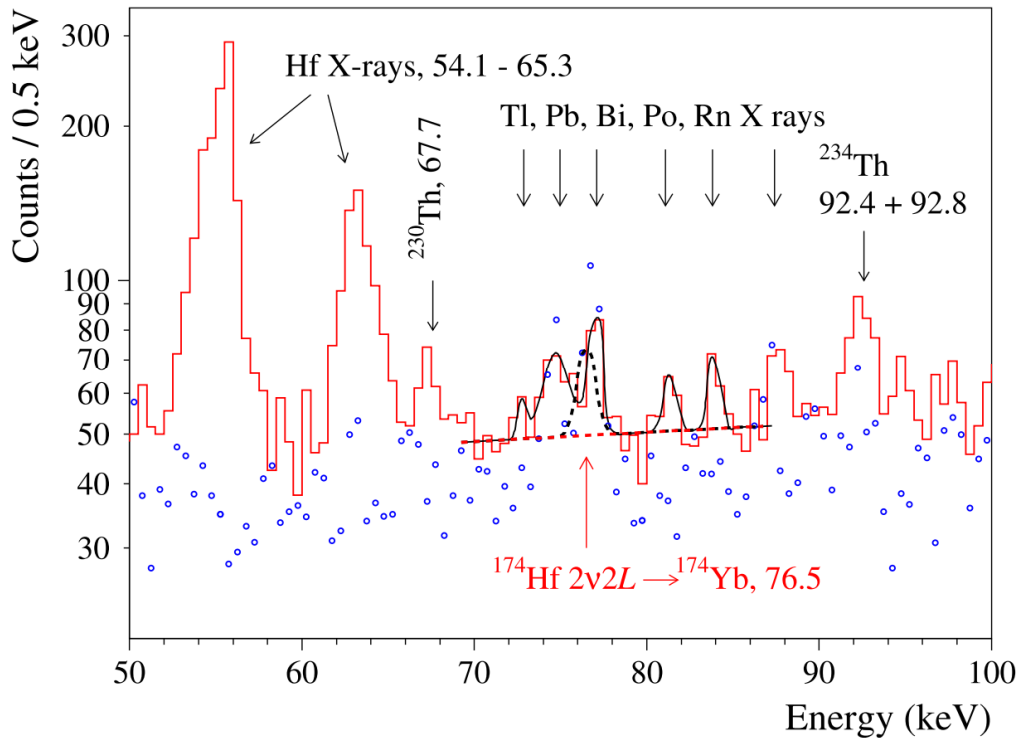


Рис. 1.61. Частина енергетичного спектру, набраного з детекторами Ge7, Ge10 в установці I та з детектором Ge7 в установці II (суцільна гістограма) в енергетичній області, де очікується пік від  $\gamma$ -квантів з енергією 76,5 кеВ, які випромінюються при  $2\nu 2L$ -розпаді  $^{174}\text{Hf}$  на перший  $2^+$  76,5 кеВ збуджений рівень  $^{174}\text{Yb}$ , разом із моделлю фону (суцільна лінія). Виключений пік з енергією 76,5 кеВ з площею 20,4 відліків показано пунктиром. Фоновий енергетичний спектр, накопичений цими детекторами, нормований на час вимірювання із зразком, показано точками. Енергія квантів гамма- та рентгенівських променів дана у кеВ.

У разі безнейтринного подвійного поглинання електрона в  $^{174}\text{Hf}$  з  $K$ - та  $L$ -оболонки на основний стан дочірнього ядра ми вважаємо, що надлишок енергії в процесі відбирається гальмівними  $\gamma$ -квантами з енергією  $E_\gamma = Q_{2\beta} - E_{b1} - E_{b2}$ , де  $E_{bi}$  – енергії зв'язку електронів на  $K$ - та  $L$ -оболонках дочірнього атома Yb. Енергетичний спектр, виміряний зі зразком Hf детекторами Ge7 та Ge6 в установці II, був наближений моделлю, побудованою з шуканого піку та поліноміальної функції 1-го ступеня для опису безперервного фону. У випадку  $0\nu 2L$ -розпаду,  $\gamma$ -пік  $^{212}\text{Bi}$  з енергією 1078,8 кеВ також був включений у фонову модель. Енергія медіани функції Гауса, яка використовувалась для опису ефекту, змінювалась з



урахуванням неоднозначності значення  $Q_{2\beta}$  ( $\pm 2,3$  кеВ). Підгонка енергетичного спектра дає ( $5,4 \pm 2,8$ ) відліків, ( $-1,5 \pm 2,2$ ) відліків і ( $3,3 \pm 2,4$ ) відліків для піків  $0\nu 2K$ ,  $0\nu KL$  та  $0\nu 2L$  відповідно, звідки були оцінені значення  $\lim S$  відповідно 10,0, 3,0 та 7,2 відліків. Виключені піки також показані на Рис 1.62.

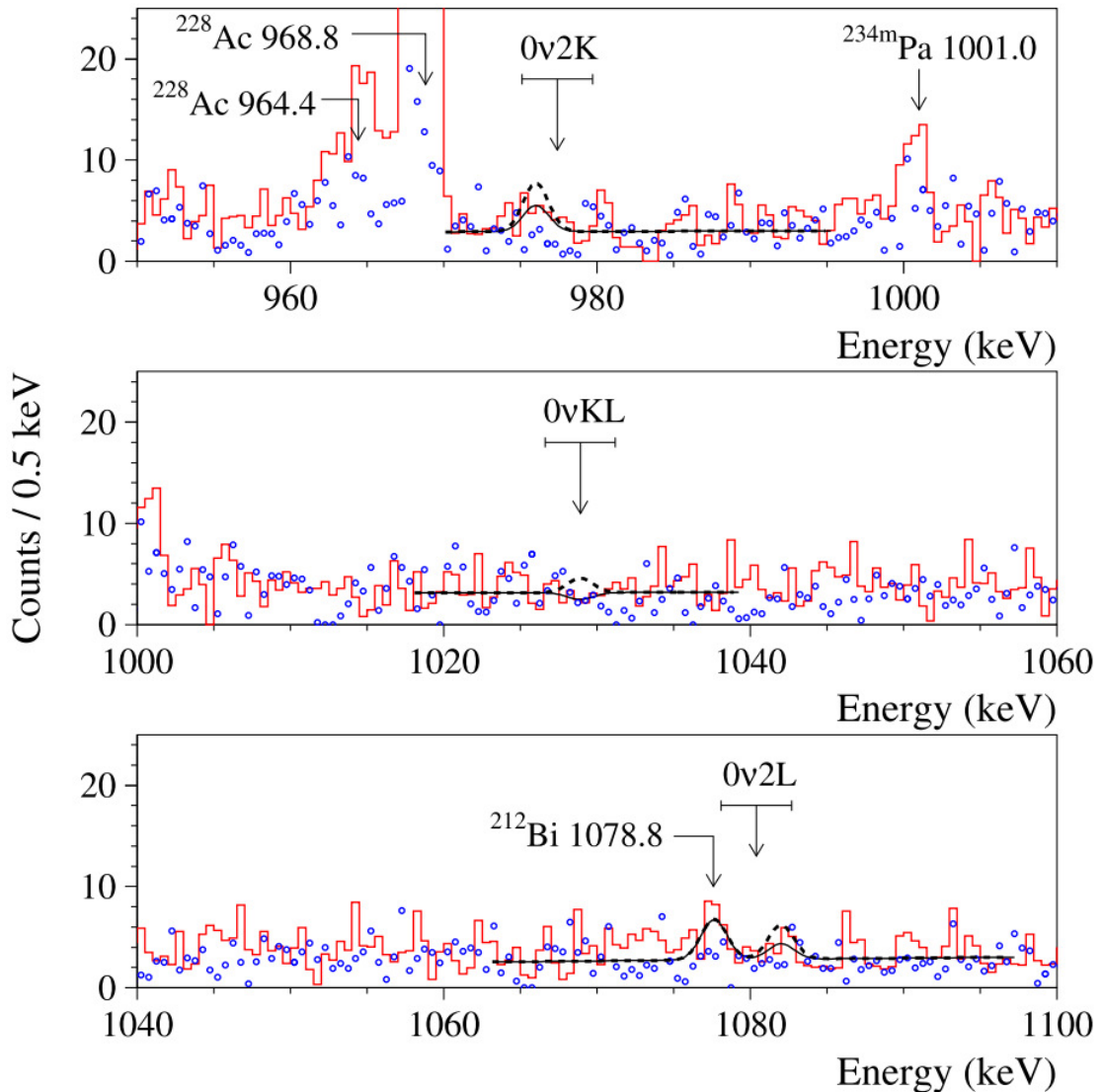


Рис 1.62. Частини сумарного енергетичного спектру, накопиченого зі зразком гафнію детекторами Ge7 і Геб в установці П, де очікуються  $\gamma$ -піки від  $0\nu 2K$ -розпаду (верхня панель),  $0\nu KL$ -розпаду (середня панель) і  $0\nu 2L$ -розпаду (нижня панель)  $^{174}\text{Hf}$  на основний стан  $^{174}\text{Yb}$ . Апроксимація даних моделлю фону показана суцільними лініями, тоді як виключені піки представлені штриховими лініями. Горизонтальні лінії (над стрілками, що позначають енергію шуканих піків) показують інтервал енергії  $\pm 2,3$  кеВ, що відповідає похибці значення  $Q_{2\beta}$  для  $^{174}\text{Hf}$ . Накопичені детекторами фонові дані, нормовані на час вимірювання, відображаються точками. Енергія фонових  $\gamma$ -піків дана у кеВ.

Подібний аналіз був проведений також для  $0\nu$ -переходів електронного поглинання на збуджений рівень  $^{174}\text{Yb } 2^+$  з енергією 76,5 кеВ. Результати аналізу показані на Рис. 1.63. Отримані нижні межі періоду напіврозпаду для  $0\nu 2e$ -розпаду  $^{174}\text{Hf}$  на основний та збуджений рівень  $2^+$  76,5 кеВ  $^{174}\text{Yb}$  наведені в Таблиці 1.16.

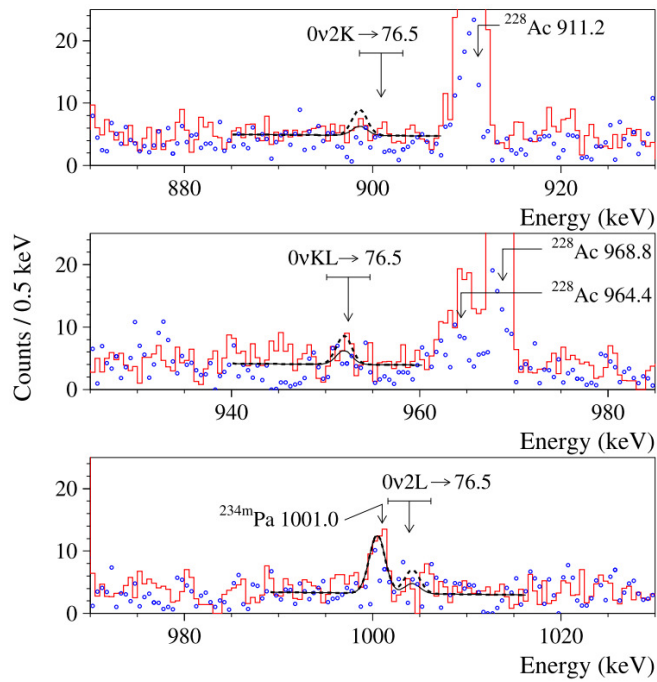


Рис. 1.63. Частини сумарного енергетичного спектру, накопиченого зі зразком гафнію детекторами Ge7 та Геб в установці II, де очікуються  $\gamma$ -піки від  $0\nu 2K$ - (верхня панель),  $0\nu KL$ - (середня панель) і  $0\nu 2L$ -розпадів (нижня панель)  $^{174}\text{Hf}$  на збуджений рівень  $2^+$  76,5 кеВ  $^{174}\text{Yb}$ . Апроксимація даних моделлю фона відображається суцільними лініями, тоді як виключені піки показані пунктирними лініями. Горизонтальні лінії (над стрілками, що позначають енергію шуканих піків), показують інтервал енергії  $\pm 2,3$  кеВ, що відповідає похибці значення  $Q_{2\beta}$  для  $^{174}\text{Hf}$ . Накопичені детекторами фонові дані, нормовані на час вимірювання, відображаються точками. Енергія гамма-квантів дана у кеВ.

При  $\epsilon\beta^+$ -розпаді  $^{174}\text{Hf}$  повинен випромінюватися один позитрон з енергією до  $78 \pm 2,3$  кеВ. Анігіляція позитрона повинна дати два  $\gamma$ -кванти з енергією 511 кеВ, що призведе до додаткових подій в анігіляційному піку. Сума всіх енергетичних спектрів чотирьох детекторів була проаналізована в енергетичному інтервалі (495–530) кеВ з простою моделлю, побудованою з піку 511 кеВ (із вільним параметром, що описує ширину піка), і поліноміальною функцією 1-го ступеня для опису фона. Апроксимація експериментальних даних в районі анігіляційного піку показана на Рис. 1.64. У даних, накопичених із зразком гафнію, є  $783 \pm 33$  відліки в піку, а у фонових даних  $508 \pm 32$  відліки. Моделювання методом Монте-Карло показує, що основну частину надлишку ( $153 \pm 17$  відліків) можна пояснити розпадом  $^{228}\text{Ac}$  і  $^{208}\text{Tl}$  у зразку Hf. Залишковий пік площею  $122 \pm 49$  відліків, незважаючи на те, що його площа перевищує два стандартні відхилення, не може бути прийнятий як ефект захоплення електрона з емісією позитрона в  $^{174}\text{Hf}$ . Різниця свідчить про наявність певної систематики, яка потребує більш ретельних досліджень, наприклад, із використанням ізотопно збагаченого зразка. Таким чином, припускаючи, що пікове перевищення 511 кеВ не дає доказів шуканого ефекту, 202 відліки слід прийняти як  $\text{lim } S$ . Беручи до уваги ефективність реєстрації 10,6% (10,7%) для розпаду  $K\beta^+$  ( $L\beta^+$ ), ми отримали обмеження на період напіврозпаду ядра  $^{174}\text{Hf}$  відносно захоплення електронів з  $K$ -оболонки дочірнього атома з емісією позитрона у  $^{174}\text{Hf}$ :

$T_{1/2} \geq 1,4 \times 10^{17}$  років. Обмеження представлені в Таблиці 1.16. Ці обмеження є дійсними як для  $2\nu$ , так і для  $0\nu$  каналів розпаду, оскільки їх неможливо розрізнити методом  $\gamma$ -спектрометрії.

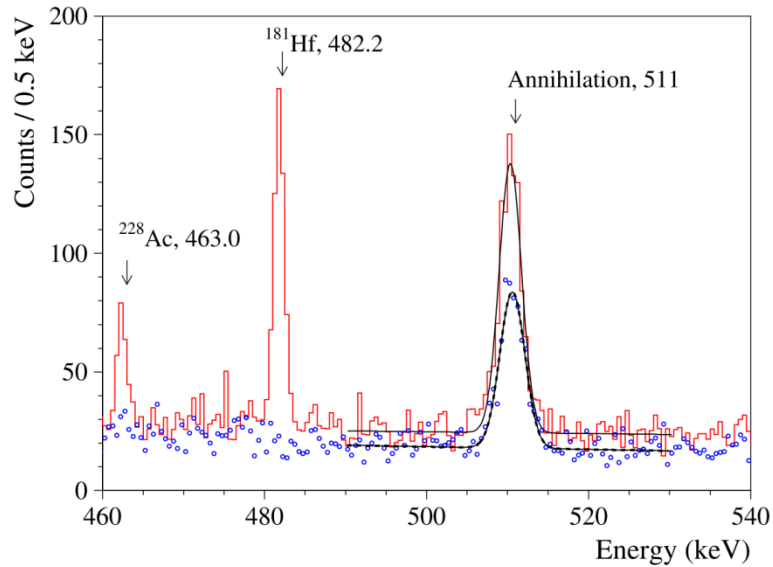


Рис. 1.64. Частина енергетичних спектрів, виміряних зі зразком Hf детекторами Ge7, Ge10 (установка I) та Ge7, Ge6 (установка II) в районі анігіляційного піку 511 кеВ. Накопичені детекторами фонові дані, нормовані на час вимірювання зі зразком Hf, відображаються точками. Функції апроксимації даних відображаються суцільними лініями. Енергія фонових  $\gamma$ -піків дані у кеВ.

Усі отримані у даній роботі обмеження на різні моди та канали подвійного бета-розпаду ядра  $^{174}\text{Hf}$  наведені у Таблиці 1.16.

Таблиця 1.16. Обмеження на різні канали і моди подвійного бета-розпаду ядра  $^{174}\text{Hf}$ .

Channel of decay	Decay mode	Level of daughter nucleus (keV)	$E_\gamma$ (keV)	$\eta$ (%)	lim S (counts) at 90% C.L.	Experimental limit $T_{1/2}$ (a) at 90% C.L.
2K	$2\nu$	g.s.	51.4–61.0	1.24	36	$\geq 7.1 \times 10^{16}$
KL	$2\nu$	g.s.	51.4–61.0	0.73	36	$\geq 4.2 \times 10^{16}$
2K	$2\nu$	$2^+$ 76.5	51.4–61.0	1.03	36	$\geq 5.9 \times 10^{16}$
KL	$2\nu$	$2^+$ 76.5	51.4–61.0	0.61	36	$\geq 3.5 \times 10^{16}$
2L	$2\nu$	$2^+$ 76.5	76.5	0.39	20.4	$\geq 3.9 \times 10^{16}$
2K	$0\nu$	g.s.	977.4	4.53	10.0	$\geq 5.8 \times 10^{17}$
KL	$0\nu$	g.s.	1028.9	4.46	3.0	$\geq 1.9 \times 10^{18}$
2L	$0\nu$	g.s.	1080.4	4.39	7.2	$\geq 7.8 \times 10^{17}$
2K	$0\nu$	$2^+$ 76.5	900.9	4.67	8.4	$\geq 7.1 \times 10^{17}$
KL	$0\nu$	$2^+$ 76.5	952.4	4.59	9.5	$\geq 6.2 \times 10^{17}$
2L	$0\nu$	$0^+$ 76.5	1003.9	4.51	8.0	$\geq 7.2 \times 10^{17}$
$K\beta^+$	$(2\nu + 0\nu)$	g.s.	511	10.6	202	$\geq 1.4 \times 10^{17}$
$L\beta^+$	$(2\nu + 0\nu)$	g.s.	511	10.7	202	$\geq 1.4 \times 10^{17}$

Дослідження, описані у цьому розділі, опубліковані у роботі:

F.A. Danevich et al., [First search for  \$2\varepsilon\$  and  \$\varepsilon\beta^+\$  decay of  \$^{174}\text{Hf}\$](#) , Nucl. Phys. A 996(2020)121703, 14 p.

## 1.9. Пошук процесів подвійного бета-розпаду в ядрах $^{190}\text{Pt}$ та $^{198}\text{Pt}$

### 1.9.1. Вибір ядер для досліджень

Можливість подвійного бета-розпаду була вперше розглянута Марією Гепперт-Маєр у 1935 році [164]. Режим розпаду, який супроводжується емісією нейтрино та електронів (подвійний двонейтринний бета-розпад,  $2\nu2\beta^-$ ), вважається дозволеним згідно Стандартній моделі частинок і взаємодій (СМ). В експериментальних дослідженнях він вже спостерігався для одинадцяти різних нуклідів з періодами напіврозпаду в діапазоні  $T_{1/2} \sim (10^{19} - 10^{24})$  років [165]. Інший можливий варіант розпаду — це  $2\beta^-$  розпад без емісії нейтрино, так званий подвійний безнейтринний бета-розпад ( $0\nu2\beta^-$ ). Однак даний процес порушує закон збереження лептонного числа і являється можливим лише в тому випадку, якщо виявиться, що нейтрино є масивними майоранівськими частинками [3]. Таким чином,  $0\nu2\beta^-$ -розпад є найбільш чутливим тестом закону збереження лептонного числа та одним з найперспективніших інструментів дослідження властивостей нейтрино та слабкої взаємодії. Загалом безнейтринний процес може бути опосередкований багатьма ефектами поза межами СМ і вважається одним із найпотужніших зондів СМ [19,11, 12,13]. Незважаючи на всі експериментальні зусилля в цьому напрямку,  $0\nu2\beta^-$ -розпад все ще не спостерігався: найбільш чутливі експерименти дають нижню межу періоду напіврозпаду в діапазоні  $\lim T_{1/2} \sim (10^{24} - 10^{26})$  років. Це дозволяє встановити верхню межу на ефективну майоранівську масу нейтрино на рівні  $\lim \langle m_\nu \rangle \sim (0,1 - 0,5)$  еВ (див., наприклад, огляди [30, 32] та останні оригінальні роботи [14, 15, 16, 108, 17, 18, 166]).

Іншими можливими каналами подвійного бета-розпаду є процеси «подвійного бета-плюс-розпаду»: подвійне захоплення електронів ( $2\varepsilon$ ), захоплення електрона з позитронною емісією ( $\varepsilon\beta^+$ ) і подвійний позитронний розпад ( $2\beta^+$ ). Хоча двонейтринна мода таких розпадів дозволена в СМ, питання про існування двонейтринної моди  $2\varepsilon$ -процесу (теоретично це найшвидший канал розпаду через найбільші значення коефіцієнта фазового простору), безумовно, ще є відкритим. Вже є експериментальні ознаки для  $2\nu2K$ -розпаду ядер  $^{130}\text{Ba}$  [43,44,167] та  $^{78}\text{Kr}$  [51,45] з  $T_{1/2} \sim 10^{21}$  років. Однак дані по можливому  $2\nu2K$ -розпаду ядер  $^{130}\text{Ba}$  були отримані лише в геохімічних експериментах шляхом виявлення аномалії в слідах ізотопної концентрації ксенону в мінералі бариті. Результати експерименту з  $^{78}\text{Kr}$  з пропорційною камерою потребують подальшого підтвердження. Нещодавно колаборацією XENON було заявлено про спостереження  $2\nu2K$ -розпаду ядра  $^{124}\text{Xe}$  з періодом напіврозпаду  $T_{1/2} = (1,8 \pm 0,5) \times 10^{22}$  років за допомогою детектору темної матерії XENON1T [46]. Що стосується безнейтринної моди «подвійних бета-плюс-розпадів», то її механізми є такими ж, як і для безнейтринного розпаду з емісією електронів. Крім того, існують додаткові аргументи для розробки експериментальних методів пошуку  $0\nu2\varepsilon$ -,  $0\nu\varepsilon\beta^+$ - і  $0\nu2\beta^+$ -розпадів, беручи до уваги можливість дослідження внеску правосторонніх струмів у швидкість  $0\nu2\beta^-$ -розпаду, якщо він буде спостережений [52], та цікаву можливість резонансного  $0\nu2\varepsilon$ -процесу (див. [168] та посилання в ньому).

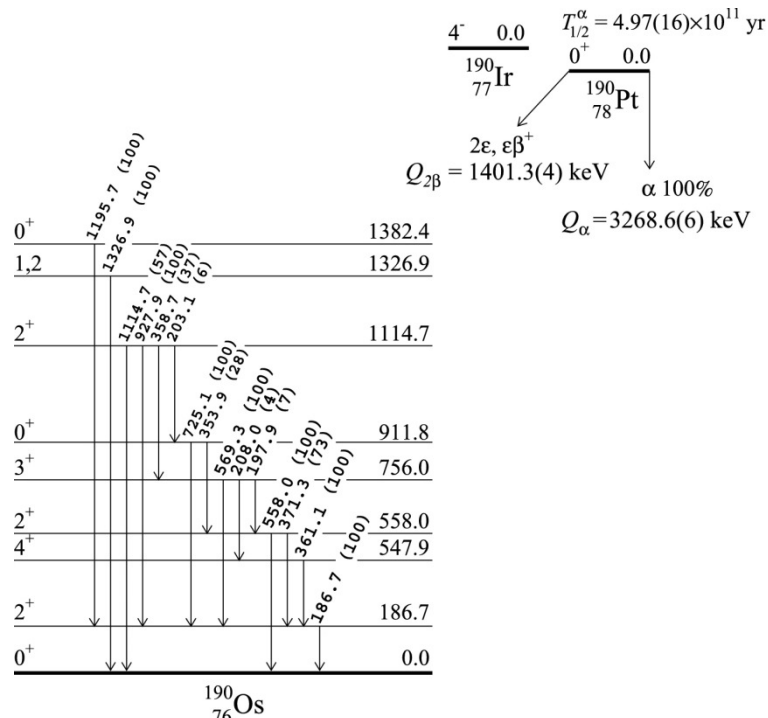


Рис. 1.65. Спрощена схема розпаду  $^{190}\text{Pt}$  [ $^{169}$ ]. Енергія збуджених рівнів і випромінюваних  $\gamma$ -квантів вказана в кеВ (відносні інтенсивності  $\gamma$ -квантів наведені в дужках).  $Q_\alpha$  і  $Q_{2\beta}$  – це, відповідно, енергії альфа- і подвійного бета-ірозпаду  $^{190}\text{Pt}$ .

Два ізотопи платини є потенційно нестабільними щодо подвійного бета-розпаду:  $^{190}\text{Pt}$  з енергією розпаду  $Q_{2\beta} = 1401,3(4)$  кеВ [ $^{141}$ ] та ізотопним вмістом  $\delta = 0,012(2)\%$  [ $^{142}$ ] та  $^{198}\text{Pt}$  з енергією розпаду  $Q_{2\beta} = 1050,3(21)$  кеВ та ізотопним вмістом  $\delta = 7,356(130)\%$ . Спрощена схема розпаду  $^{190}\text{Pt}$  показана на Рис. 1.65. Даний нуклід залишається одним з небагатьох, у яких можливий точний резонансний  $0\nu 2\varepsilon$ -розпад. Резонансний характер процесу очікується при  $0\nu KN$ -переході на збуджений рівень дочірнього ядра з енергією 1326,9(10) кеВ [168]. Слід підкреслити, що в попередній роботі [ $^{170}$ ] цей канал розпаду не розглядався через досить погану точність значення  $Q_{2\beta}$  на момент експерименту (у 2011 р. рекомендована  $Q_{2\beta}$  становила 1383(6) кеВ [ $^{171}$ ]). Статус розпаду як потенційного резонансу можна охарактеризувати резонансним параметром  $R_f$ :

$$R_f = \left( \frac{\Gamma_f}{\Delta^2 + \Gamma_f^2/4} \right), \quad (1.14)$$

де  $\Gamma_f = \Gamma_1 + \Gamma_2$  – ширина розпаду збудженої електронної оболонки дочірнього нукліда. Параметр виродження  $\Delta$  дорівнює  $Q_{2\beta} - E_{\text{exc}} - E_{b1} - E_{b2}$ , де  $E_{\text{exc}}$  — енергія збудженого рівня дочірнього ядра, а  $E_{bi}$  — енергії зв'язку захоплених електронів на атомних оболонках дочірнього атома. Враховуючи рекомендоване на даний момент значення  $Q_{2\beta}$ , резонансний параметр для  $^{190}\text{Pt}$  (нормований на значення для  $0\nu 2\varepsilon$ -розпаду  $^{54}\text{Fe} \rightarrow ^{54}\text{Cr}$ ) може досягати одного з найбільших значень  $\approx 7,0 \times 10^8$  серед всіх можливих резонансних переходів [ $^{168}$ ]. У цьому дослідженні метод низькофонової  $\gamma$ -спектрометрії з германієвими детекторами високої чистоти був застосований для пошуку різних каналів і мод  $2\varepsilon$ - та  $\varepsilon\beta^+$ -процесів у  $^{190}\text{Pt}$ , включаючи можливі резонансні переходи в нукліді.

Спрощена схема розпаду іншого ізотопу платини,  $^{198}\text{Pt}$ , який є нестабільним щодо двоелектронного розпаду, представлена на Рис. 1.66. Очікується, що у  $^{198}\text{Pt}$   $2\beta^-$ -перехід на перший збуджений рівень  $2^+$  з енергією 411,8 кеВ у ядрі  $^{198}\text{Hg}$  буде супроводжуватися емісією  $\gamma$ -квантів з енергією 411,8 кеВ. Ці кванти також можна виявити методами  $\gamma$ -спектрометрії.

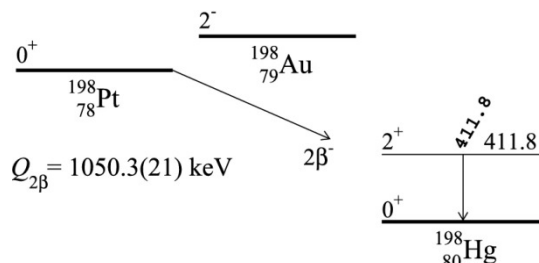


Рис. 1.66. Спрощена схема розпаду  $^{198}\text{Pt}$  [172]. Енергія збудженого рівня та випромінюваного  $\gamma$ -кванту наведена в кеВ.  $Q_{2\beta}$  – це енергія подвійного бета-розпаду  $^{198}\text{Pt}$ .

### 1.9.2. Зразок платини, ізотопний склад матеріалу

В експерименті використано дископодібний зразок металевої платини діаметром 25,04(1) мм, товщиною 14,07(2) мм і масою 148,122(1) г. Чистота платини становить 99,95%. Репрезентативний ізотопний вміст  $^{190}\text{Pt}$  у звичайних земних матеріалах  $\delta = 0,012(2)\%$  має досить велику невизначеність. Тому до зразка були застосовані спеціальні мас-спектрометричні вимірювання. Ізотопні вимірювання Pt були отримані за допомогою магнітно-секторного ICP-MS спектрометра ELEMENT XR (ThermoScientific) у Центрі ізотопних досліджень ім. Дж. де Лейтера Університету Кертіна. Вимірювання мас  $^{190}\text{Pt}$ ,  $^{192}\text{Pt}$ ,  $^{194}\text{Pt}$ ,  $^{195}\text{Pt}$ ,  $^{196}\text{Pt}$  і  $^{198}\text{Pt}$  проводилися в режимі низької роздільної здатності з використанням електростатичного сканування (тобто пікових стрибків) із заданої магнітної маси на  $^{190}\text{Pt}$ . Через суттєво різний вміст ізотопів Pt, режим потрійного детектування ELEMENT XR є вигідним для таких аналізів, оскільки такі ізотопи, як  $^{190}\text{Pt}$  і  $^{192}\text{Pt}$ , можна виміряти в режимі детектування з підрахунком імпульсів, тоді як маси, що залишилися, можна аналізувати в аналоговому режимі протягом тієї ж аналітичної сесії. Перед аналізом кожного зразка для корекції фону вимірювали холостий розчин 2%  $\text{HNO}_3$ . Зведений ізотопний склад платини і кількість ядер ізотопів у зразку представлені в Таблиці 1.17.

Таблиця 1.17. Ізотопний склад ( $\delta$ ) зразка платини, виміряний у цій роботі, та кількість ядер кожного ізотопу у зразку розраховані за допомогою виміряних ізотопних концентрацій. Об'єднані стандартні невизначеності ізотопної кількості наведені з коефіцієнтом охоплення  $k = 2$  (приблизно 95% довірчий рівень).

Ізотоп	$\delta$ (%)		Кількість ядер у зразку
	IUPAC	Ця робота	
$^{190}\text{Pt}$	0.012(2)	0.0127(1)	$5.81(5) \times 10^{19}$
$^{192}\text{Pt}$	0.782(24)	0.7759(16)	$3.548(7) \times 10^{21}$
$^{194}\text{Pt}$	32.864(410)	32.6511(522)	$1.4929(24) \times 10^{23}$
$^{195}\text{Pt}$	33.775(240)	33.6884(526)	$1.5403(24) \times 10^{23}$
$^{196}\text{Pt}$	25.211(340)	25.5376(419)	$1.1677(19) \times 10^{23}$
$^{198}\text{Pt}$	7.356(130)	7.3343(115)	$3.353(5) \times 10^{22}$

### 1.9.3. Низькофонова гамма-спектрометрія зразка платини

Зразок платини вимірювали за допомогою ультрачистого германієвого детектора, розташованого на глибині 225 м під землею в лабораторії HADES (Бельгія) [<sup>173</sup>, <sup>174</sup>]. Система детекторів складається з двох HPGe-детекторів розширеного діапазону *p*-типу, встановлених один проти одного (див. схему установки на Рис. 1.67). Обидва детектори були виготовлені компанією Canberra semiconductor (Олен, Бельгія). Детектори були екрановані електролітичною міддю товщиною 35 мм (це найглибша внутрішня частина детектора), потім свинцем з високою радіоактивною чистотою товщиною 40 мм і ззовні свинцем 145 мм. Основні характеристики германієвих детекторів представлені в Таблиці 1.18. детальний опис системи детекторів можна знайти в [<sup>161</sup>].

Дані зі зразка Pt збирали, починаючи з 6 лютого 2018 року протягом 805 днів у шість етапів, загальний живий час складав 8946 год (373 доби). Вимірювання фону без платиного зразка проводили протягом 674 год (28 діб). Калібрування по енергії та перевірку стабільності проводили з використанням калібрувальних джерел, що містять <sup>60</sup>Co, <sup>137</sup>Cs та <sup>241</sup>Am.

Таблиця 1.18. Властивості високочистих германієвих детекторів, використаних у цьому експерименті. FWHM позначає повну ширину на половині максимуму піку  $\gamma$ -променів, виміряного за допомогою джерела гамма-променів <sup>60</sup>Co.

	Ge7	Ge15
Енергетична роздільна здатність (FWHM) при 1333 кеВ	2.2 кеВ	1.8 кеВ
Відносна ефективність	90%	85%
Маса кристалу	1778 г	1840 г
Матеріал торцевої кришки/вікна	HPAl/HPAl*	HPAl/HPAl*
Мертвий шар (передній)	0.3 $\mu$ m	0.3 $\mu$ m

\*HPAl – алюміній високої чистоти.

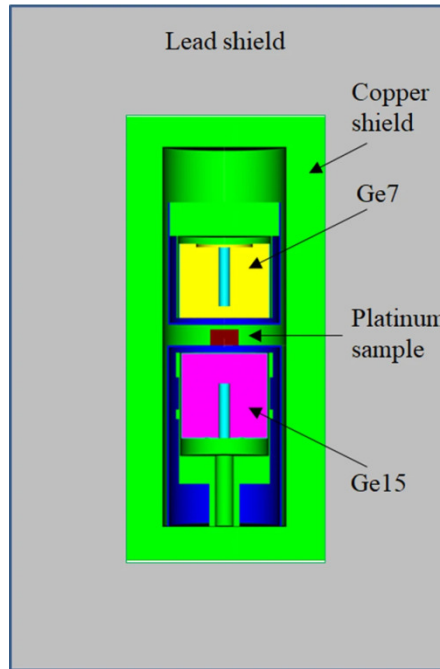


Рис. 1.67. Схема експериментальної ультранизькофонової установки з германієвими детекторами HPGe та зразком платини.

#### 1.9.4. Радіонукліди, виявлені в зразку платини

Сумарні енергетичні спектри, виміряні детекторами Ge7 та Ge15 із зразком Pt та без зразка (тобто фон), наведені на Рис. 1.68.

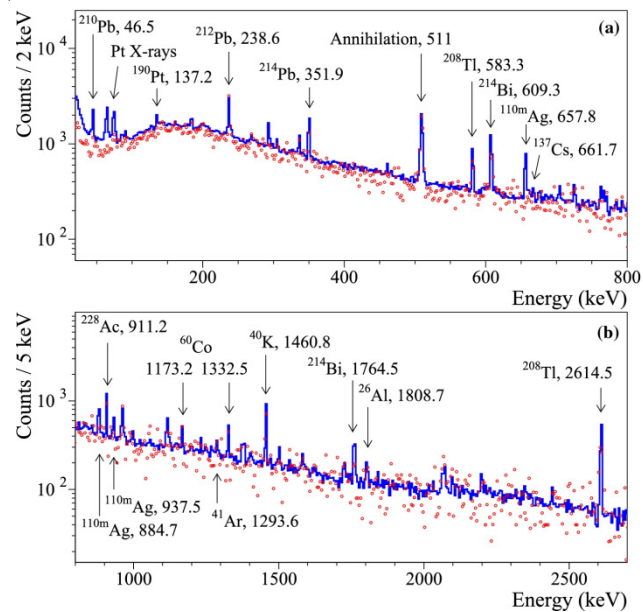


Рис. 1.68. Сумарні енергетичні спектри, виміряні детекторами Ge7 та Ge15 із зразком Pt та без зразка (фон).

Більшість піків можна віднести до  $^{40}\text{K}$  та нуклідів радіоактивних сімейств  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  та  $^{238}\text{U}$ . Також є піки  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  та  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ . Були виявлені сліди елементів  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{26}\text{Al}$  та  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ , що, напевне, являються результатом нейтронної активації домішок в зразку платини. Активація, ймовірно, відбулась під час експерименту в Дрездені, та під час повітряного транспортування зразка. Радіоактивні  $^{22}\text{Na}$  та  $^{26}\text{Al}$  також можуть генеруватися



космогенним способом в алюмінієвих деталях германієвих детекторів HPGe [175].  $^{54}\text{Mn}$  і  $^{60}\text{Co}$  є типовими космогенними радіонуклідами, які можуть виникати в Pt, міді та деяких інших матеріалах установки. Наявність  $^{137}\text{Cs}$  може бути наслідком забруднення експериментальної установки та зразків після Чорнобильської та/або Фукусімської ядерних катастроф. У даних з Pt є чіткий  $\gamma$ -пік з енергією 137,2 кеВ, що з'являється через  $\alpha$ -розпад  $^{190}\text{Pt}$  до збудженого рівня ядра осмію  $^{186}\text{Os}$  з енергією 137,2 кеВ [176]. Також спостерігалися піки з (нейтрон-гамма)-реакцій на матеріалах установки, зокрема, наступні: пік з енергією 139,7 кеВ  $^{75\text{m}}\text{Ge}$ , що виникає в (n,  $\gamma$ )-реакції на  $^{74}\text{Ge}$ , пік 198,4 кеВ від реакції  $^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71\text{m}}\text{Ge}$ , пік 202,6 кеВ від реакції  $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116}\text{In}$ . Також спостерігається пік з енергією 1293,6 кеВ від  $^{41}\text{Ar}$ , який з'являється через роботу ядерного реактора БР-1 Бельгійського центру ядерних досліджень. Пік спостерігався протягом кількох визначених днів (всього приблизно 15 днів) під час вимірювань, коли повітря дме з реактора до повітрязабірника вентиляції лабораторії HADES.

Залежність енергетичної роздільної здатності в сумарному енергетичному спектрі, виміряна зі зразком Pt детекторами Ge7 і Ge15, була визначена для області низьких енергій (65–352 кеВ) за допомогою інтенсивних рентгенівських та  $\gamma$ -пиків з енергіями 65,1 кеВ і 66,8 кеВ (рентгенівські промені  $K_{\alpha 2}$  і  $K_{\alpha 1}$  платини), 137,2 кеВ ( $^{190}\text{Pt}$ ), 238,6 кеВ ( $^{212}\text{Pb}$ ), 295,2 кеВ і 351,9 кеВ ( $^{214}\text{Pb}$ ). Ефективність реєстрації була розрахована за допомогою пакета моделювання EGSnrc [177, 178], події генерувалися однорідно у зразку Pt. Два детектори були змодельовані методом Монте-Карло для порівняння з даними досліджень. Оцінка питомої активності радіоактивних домішок у платині представлена в Таблиці 1.19.

Таблиця 1.19. Питома активність виявлених радіонуклідів. Верхні межі вказані на рівні 90% довірчої імовірності (C.L.), надані невизначеності є комбінованими стандартними невизначеностями, розрахованими шляхом підсумовування систематичної та статистичної невизначеності в квадратурі. Референсною датою є початок вимірювань (6 лютого 2018 р.).

Сімейство	Нуклід	Активність на кількість радіонукліда (мБк/кг)
	$^{22}\text{Na}$	$\leq 0.5$
	$^{26}\text{Al}$	$\leq 0.6$
	$^{40}\text{K}$	$\leq 13$
	$^{54}\text{Mn}$	$\leq 0.9$
	$^{60}\text{Co}$	$\leq 0.8$
	$^{137}\text{Cs}$	$\leq 0.4$
	$^{110\text{m}}\text{Ag}$	$9.2 \pm 0.4$
$^{232}\text{Th}$	$^{228}\text{Ra}$	$\leq 5.7$
	$^{228}\text{Th}$	$10.8 \pm 1.3$
$^{235}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$\leq 16$
	$^{231}\text{Pa}$	$\leq 81$
$^{238}\text{U}$	$^{234}\text{Th}$	$247 \pm 134$
	$^{234\text{m}}\text{Pa}$	$\leq 89$
	$^{226}\text{Ra}$	$6.8 \pm 0.9$
	$^{210}\text{Pb}$	$2600 \pm 570$

### 1.9.5. Експериментальні обмеження на процеси подвійного бета-розпаду в $^{190}\text{Pt}$

В спектрах енергій, отриманих експериментально, не спостерігалось особливостей, які можна було б вважати такими, що походять з процесів  $2\beta$ -розпаду в  $^{190}\text{Pt}$  або  $^{198}\text{Pt}$ . Таким чином, ми встановлюємо обмеження на різні режими і канали розпадів, використовуючи формулу (1.13). У цій роботі всі значення  $\lim S$  і межі періоду напіврозпаду наведені з 90% С.Л. Ефективність виявлення детекторами рентгенівських і  $\gamma$ -квантів, очікуваних у різних модах і каналах подвійних бета-процесів в  $^{190}\text{Pt}$  і  $^{198}\text{Pt}$ , моделювали за допомогою пакета моделювання EGSnrc [177,178]. Події розпаду були згенеровані генератором подій DECAU0 [80, 179].

В процесах  $2\nu 2K$ - та  $2\nu KL$ -захоплення в  $^{190}\text{Pt}$  очікується отримання каскаду рентгенівських квантів та Оже-електронів за рахунок дезбудження електронної оболонки осмію з індивідуальними енергіями в інтервалі енергій  $\approx(61,5-73,4)$  кеВ. Проте енергії L-рентгенівського випромінювання дуже низькі, (7,8–12,5) кеВ, і тому сильно ослаблюються при проходженні крізь зразок та алюмінієві вікна германієвих детекторів. З тієї ж причини також складно виявляти Оже-електрони. Тому відгук системи детекторів на  $2\nu 2K$ - та  $2\nu KL$ -розпади ядра  $^{190}\text{Pt}$  був побудований з урахуванням наступних енергій та інтенсивностей рентгенівського випромінювання з К-оболонки атома Os (розглядалися лише рентгенівські промені з інтенсивністю понад 0,5%): 61,5 кеВ ( $K_{\alpha 2}$ , 27,5%), 63,0 кеВ ( $K_{\alpha 1}$ , 47,3%), 71,1 кеВ ( $K_{\beta 3}$ , 5,45%), 71,4 кеВ ( $K_{\beta 1}$ , 10,50%), 73,4 кеВ ( $K_{\beta 2}$ , 3,69%) [179].

Ефективність реєстрації рентгенівських квантів моделювалася за допомогою коду EGSnrc. Щоб оцінити значення  $\lim S$  для  $2\nu 2K$ - і  $2\nu KL$ -розпадів, енергетичний спектр, зібраний зі зразком Pt, був апроксимований в інтервалі енергій 49–86 кеВ за допомогою фонові моделі, що складалася з суми розподілу  $2\nu 2K$  ( $2\nu KL$ ) і кількох гаусівських функцій: піку  $\gamma$ -випромінювання з ядра  $^{234}\text{Th}$ , який має енергію 63,3 кеВ, рентгенівських піків з ядер Pt, Tl, Pb, Bi та Po, присутніх в загальному спектрі, а також прямої для опису безперервного розподілу. Результати апроксимації показані на Рис. 1.69. Незважаючи на емпіричний підхід до побудови фонові моделі, якість апроксимації виявилась доброю:  $\chi^2/\text{ndf} = 39,1 / 50 = 0,78$  (де ndf – кількість ступенів свободи). Апроксимація дає площу розподілу  $2\nu 2K$  ( $2\nu KL$ ), яка дорівнює  $S = 164 \pm 125$  відліків, що є сумісним з відсутністю шуканого ефекту. Виключений ефект можна оцінити за допомогою простого гаусівського підходу як  $\lim S = 369$  відліків при 90% С.Л. Беручи до уваги повну ефективність детектування, змодельовану методом Монте-Карло ( $\eta = 0,0092$  для  $2\nu 2K$ -розпаду і  $\eta = 0,0047$  для  $2\nu KL$ -розпаду), були отримані наступні нижні межі періоду напіврозпаду для процесів  $2\nu 2K$ - та  $2\nu KL$ -захоплення в  $^{190}\text{Pt}$ :

$$T_{1/2}^{2\nu 2K} (^{190}\text{Pt}, \text{g. s.} \rightarrow \text{g. s.}) \geq 1.0 \times 10^{15} \text{ років,}$$

$$T_{1/2}^{2\nu KL} (^{190}\text{Pt}, \text{g. s.} \rightarrow \text{g. s.}) \geq 5.2 \times 10^{14} \text{ років.}$$

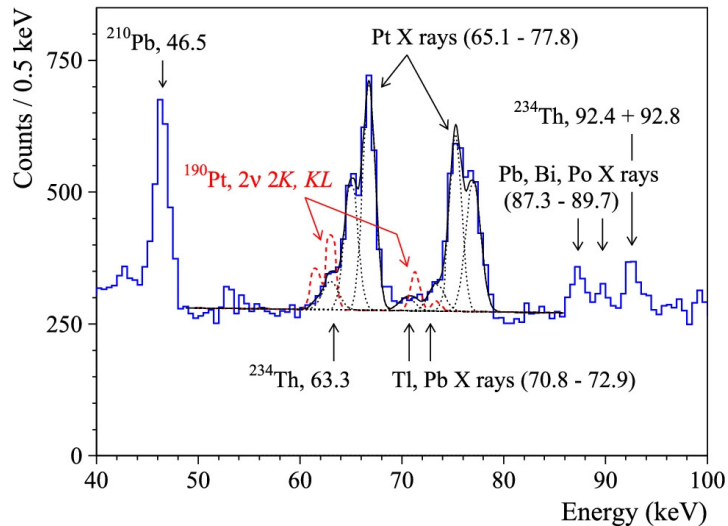


Рис. 1.69. Енергетичний спектр зі зразком Pt в районі  $\gamma$ -піку у 186,7 кеВ, очікуваного при  $2\varepsilon$ -розпаді  $^{190}\text{Pt}$  на збуджений рівень  $2^+$   $^{190}\text{Os}$  з енергією 186,7 кеВ. Апроксимація даних моделлю показана суцільною лінією, а виключений пік представлений пунктирною лінією. Пунктирні лінії показують піки  $^{235}\text{U}$  та  $^{226}\text{Ra}$ , включені у фонову модель. Енергії  $\gamma$ - та рентгенівських піків дані в кеВ.

В Таблиці 1.20 представлені обмеження на періоди напіврозпаду, енергії рентгенівських квантів ( $E_\gamma$ ), які використовувалися для встановлення межі  $T_{1/2}$ , ефективності реєстрації ( $\eta$ ) і значення  $\lim S$ . Також для порівняння наведені результати попереднього експерименту [170]. Обмеження для періоду напіврозпаду  $2\nu 2K$  децю перевищує обмеження, визначене в попередній роботі [170]. Обмеження для  $2\nu KL$ -захоплення було вперше отримане експериментально.

Подвійне електронне  $2\nu$ -захоплення в ядрі  $^{190}\text{Pt}$  може відбуватись на кілька різних збуджених рівнів ядра  $^{190}\text{Os}$ . У цьому випадку, крім каскаду рентгенівських променів, очікуються  $\gamma$ -піки з енергіями, що дорівнюють енергіям збудженого рівня (при переході на перший збуджений рівень  $2^+$  з енергією 186,7 кеВ), а також з енергіями, що дорівнюють енергіям переходів між початковим і кінцевим енергетичними рівнями дочірнього ядра. Щоб оцінити значення  $\lim S$  для можливої площі піку з енергією 186,7 кеВ, експериментальний спектр був апроксимований в інтервалі енергій 176–194 кеВ за моделлю, що складається з прямої лінії, піків  $^{235}\text{U}$  та  $^{226}\text{Ra}$  з енергіями 185,7 кеВ та 186,2 кеВ відповідно, і гаусового піку з енергією 186,7 кеВ і шириною, фіксованою відповідно до формули (2), щоб описати шуканий ефект. Апроксимація дає для піку з енергією 186,7 кеВ площу  $S = -28(39)$  відліків, що відповідає  $\lim S = 39$  відліків відповідно до рекомендацій, наведених у [180]. Частина енергетичного спектру, зібраного із зразком Pt в районі  $\gamma$ -піку з енергією 186,7 кеВ, очікуваного при  $2\varepsilon$ -розпаді  $^{190}\text{Pt}$  на збуджений рівень  $2^+$  з енергією 186,7 кеВ ядра  $^{190}\text{Os}$ , представлена на Рис. 1.69. Аналогічно були отримані обмеження періоду напіврозпаду для переходів до вищих збуджених рівнів ядра  $^{190}\text{Os}$ . Обмеження представлені в Таблиці 1.20.

Таблиця 1.20. Обмеження на періоди напіврозпаду для  $2\varepsilon$ - та  $\varepsilon\beta^+$ -процесів у розпаді ядра  $^{190}\text{Pt}$  та для  $2\beta^-$ -розпаду ядра  $^{198}\text{Pt}$  на перший збуджений рівень  $^{198}\text{Hg}$ . Енергія

рентгенівських або  $\gamma$ -квантів ( $E_\gamma$ ), які використовувалися для встановлення обмежень на  $T_{1/2}$ , наведено з відповідними значеннями ефективності реєстрації ( $\eta$ ) і  $\lim S$ . Для порівняння наведено результати попереднього експерименту [170]. Значення  $\lim S$  і  $T_{1/2}$  наведені при 90% С.Л. Усі емпіричні наближення, з яких вираховуються верхні межі сигналу, добре описують дані в межах  $\chi^2/n.d.f. = (0,39-0,84)$ .

Перехід	Рівень дочірнього ядра (кеВ)	$E_\gamma$ (кеВ)	$\eta$	$\lim S$ (відліки)	Експериментальна межа Поточна робота	$T_{1/2}$ (роки) [170]
$^{190}\text{Pt} \rightarrow ^{190}\text{Os}$						
2 $\nu$ 2K	g.s.	61.5–73.4	0.0092	369	$\geq 1.0 \times 10^{15}$	$\geq 8.4 \times 10^{14}$
2 $\nu$ KL	g.s.	61.5–73.4	0.0047	369	$\geq 5.2 \times 10^{14}$	
2 $\nu$ 2 $\epsilon$	2 <sup>+</sup> 186.7	186.7	0.0093	39	$\geq 9.8 \times 10^{15}$	$\geq 8.8 \times 10^{14a}$
2 $\nu$ 2 $\epsilon$	2 <sup>+</sup> 558.0	558.0	0.0285	50	$\geq 2.3 \times 10^{16}$	$\geq 5.6 \times 10^{15}$
2 $\nu$ 2 $\epsilon$	0 <sup>+</sup> 911.8	725.1	0.0393	31	$\geq 5.2 \times 10^{16}$	$\geq 4.5 \times 10^{15}$
2 $\nu$ 2 $\epsilon$	2 <sup>+</sup> 1114.7	1114.7	0.0145	31	$\geq 1.9 \times 10^{16}$	$\geq 1.0 \times 10^{16}$
2 $\nu$ KN	1,2 1326.9	1326.9	0.0491	81	$\geq 2.5 \times 10^{16}$	
0 $\nu$ 2K	g.s.	1253.2–1254.0	0.0500	44	$\geq 4.7 \times 10^{16}$	$\geq 5.7 \times 10^{15}$
0 $\nu$ KL	g.s.	1314.1–1317.0	0.0493	44	$\geq 4.6 \times 10^{16}$	$\geq 1.7 \times 10^{16}$
0 $\nu$ 2L	g.s.	1375.0–1380.0	0.0484	62	$\geq 3.2 \times 10^{16}$	$\geq 3.1 \times 10^{16}$
0 $\nu$ 2 $\epsilon$	2 <sup>+</sup> 186.7	186.7	0.0072	39	$\geq 7.6 \times 10^{15}$	$\geq 6.9 \times 10^{14}$
0 $\nu$ 2 $\epsilon$	2 <sup>+</sup> 558.0	558.0	0.0234	50	$\geq 1.9 \times 10^{16}$	$\geq 4.5 \times 10^{15}$
0 $\nu$ 2 $\epsilon$	0 <sup>+</sup> 911.8	725.1	0.0361	31	$\geq 4.8 \times 10^{16}$	$\geq 3.6 \times 10^{15}$
0 $\nu$ 2 $\epsilon$	2 <sup>+</sup> 1114.7	1114.7	0.0117	31	$\geq 1.6 \times 10^{16}$	$\geq 9.8 \times 10^{15}$
Res. 0 $\nu$ KN	1,2 1326.9	1326.9	0.0488	81	$\geq 2.5 \times 10^{16}$	
Res. 0 $\nu$ LM	(0,1,2) <sup>+</sup> 1382.4	1195.7	0.0497	42	$\geq 4.9 \times 10^{16}$	$\geq 2.9 \times 10^{16}$
0 $\nu\epsilon\beta^+$	g.s.	511	0.0953	134	$\geq 2.9 \times 10^{16}$	$\geq 9.2 \times 10^{15}$
0 $\nu\epsilon\beta_+$	g.s.	511	0.0942	134	$\geq 2.9 \times 10^{16}$	$\geq 9.0 \times 10^{15}$
0 $\nu\epsilon\beta_+$	2 <sup>+</sup> 186.7	511	0.0926	134	$\geq 2.8 \times 10^{16}$	$\geq 8.4 \times 10^{15}$
0 $\nu\epsilon\beta_+$	2 <sup>+</sup> 186.7	511	0.0922	134	$\geq 2.8 \times 10^{16}$	$\geq 8.4 \times 10^{15}$
$^{198}\text{Pt} \rightarrow ^{198}\text{Hg}$						
2 $\beta_-$ (2 $\nu^+$ 0 $\nu$ )	2 <sup>+</sup> 411.8	411.8	0.0414	31	$\geq 3.2 \times 10^{19}$	$\geq 3.5 \times 10^{18}$

<sup>a</sup>Межа в [170] була встановлена для 2 $\nu$ 2K-переходу на рівень 186,7 кеВ  $^{190}\text{Os}$

Передбачається, що при безнейтринному подвійному захопленні електронів в ядрі  $^{190}\text{Pt}$  надлишок енергії випромінюється гальмівними  $\gamma$ -квантами з енергією  $E_\gamma = Q_{2\beta} - E_{b1} - E_{b2} - E_{\text{exc}}$ . Для оцінки значень  $\lim S$  для подвійного безнейтринного захоплення електронів з оболонок K і L експериментальний спектр був наближений в області очікуваних піків з енергіями (для переходу gs-gs)  $1253,6 \pm 0,4$  кеВ,  $1315,5 \pm 1,4$  кеВ і  $1377,5 \pm 2,5$  кеВ для 0 $\nu$ 2K-, 0 $\nu$ KL- та 0 $\nu$ 2L-захоплення, відповідно. Зміни в очікуваній енергії піків зумовлені невизначеністю значення  $Q_{2\beta}$  та різними енергіями зв'язку атомних L-оболонок. Таким чином, енергія шуканого піку була вільним параметром апроксимації в межах варіацій. Для опису безперервного фону була взята пряма лінія. Фонова модель включала фонові  $\gamma$ -піки, присутні в енергетичних інтервалах апроксимацій: пік з енергією 1238,1 кеВ з ядра  $^{214}\text{Bi}$

(для оцінки  $\lim S$  для  $0\nu 2K$ -розпаду) і пік з енергією 1377,7 кеВ ядра  $^{214}\text{Bi}$  плюс 1384,3 кеВ  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  (у випадку  $0\nu 2L$ -захоплення). Результати апроксимацій показані на Рис. 1.71. Найбільші площі піків були взяті для отримання значень  $\lim S$  для шуканих піків (див. Табл. 1.20). Обмеження на безнейтринні  $2\varepsilon$ -переходи на збуджені рівні дочірнього ядра встановлювали за допомогою отриманих значень  $\lim S$  для оцінки обмежень на періоди напіврозпаду двонейтринних процесів. Однак ефективність детектування для  $0\nu$  є дещо меншою через передачу енергії гальмівним  $\gamma$ -квантам (відсутня в режимі розпаду  $2\nu$ , де нейтрино, що вилітають, забирають енергію). Особливий інтерес представляє перехід  $0\nu\text{KN}$  в ядрі  $^{190}\text{Pt}$  до збудженого рівня 1,2 з енергією 1326,9 кеВ ядра  $^{190}\text{Os}$ : розпад може бути точно резонансним, на шість порядків швидше, якщо параметр виродження  $\Delta = Q_{2\beta} - E_{\text{exc}} - E_{b1} - E_{b2} \in \sim 10$  еВ. Однак при невизначеності енергії розпаду ( $\pm 0,4$  кеВ) та енергії рівня 1326,9 кеВ ( $\pm 1,0$  кеВ [169]) параметр виродження лежить в інтервалі від  $-0,13$  кеВ до  $+0,26$  кеВ з сукупною невизначеністю  $\pm 1,1$  кеВ, занадто великою, щоб зробити чіткий висновок про резонансне посилення переходу. Проте розробка експериментальних методик дослідження цього розпаду на максимально високому рівні чутливості є важливим завданням. Енергетичний спектр, зібраний із зразком Pt, був наближений в енергетичному інтервалі 1310–1357 кеВ для оцінки обмеження на  $T_{1/2}$  цього розпаду. Фон описувався прямою лінією та піком при 1332,5 кеВ ( $\gamma$ -пік  $^{60}\text{Co}$ ). Положення шуканого піку було обмежено в межах  $\pm 1$  кеВ, а ширина піку фіксувалася як ширина на половині висоти (FWHM) зі значенням 2,33 кеВ. Апроксимація (з  $\chi^2/\text{n.d.f.} = 41,4/88 = 0,47$ ) дає площу піку  $S = 29 \pm 32$  відліків. Розглядаючи цю особливість як статистичну флуктуацію, ми отримали  $\lim S = 81$  відлік. Враховуючи ефективність реєстрації  $\gamma$ -квантів з енергією 1326,9 кеВ ( $\eta = 0,0488$ ), для резонансного  $0\nu\text{KN}$ -розпаду ядра  $^{190}\text{Pt}$  на збуджений рівень 1,2 з енергією 1326,9 кеВ ядра  $^{190}\text{Os}$  було отримано наступне обмеження:  $T_{1/2}^{0\nu\text{KN}}(^{190}\text{Pt}, \text{g. s.} \rightarrow 1326.9 \text{ кеВ}) \geq 2.5 \times 10^{16}$  років.

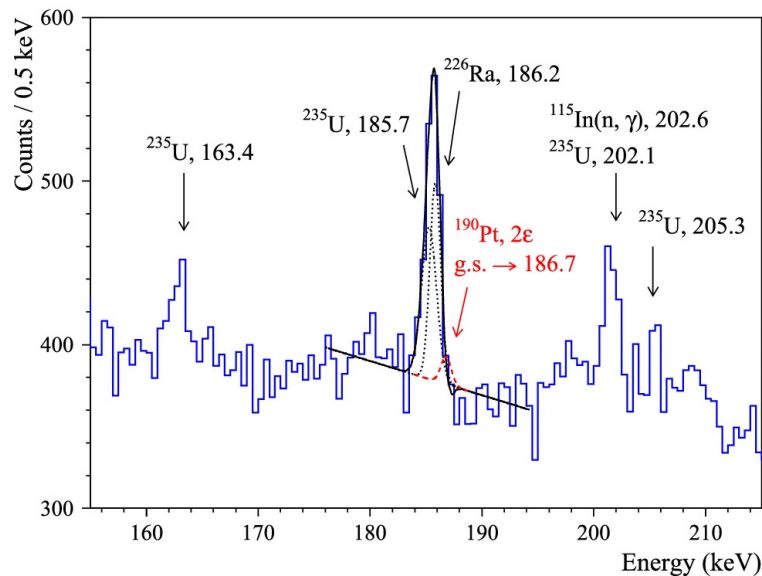


Рис. 1.70. Енергетичний спектр, заміряний зі зразком Pt в районі  $\gamma$ -піку 186,7 кеВ, очікуваного при  $2\varepsilon$ -розпаді ядра  $^{190}\text{Pt}$  на збуджений рівень 2+ з енергією 186,7 кеВ ядра  $^{190}\text{Os}$ . Апроксимація даних моделлю показана суцільною лінією, а виключений пік представлено пунктирною лінією. Пунктирні лінії показують піки  $^{235}\text{U}$  та  $^{226}\text{Ra}$ , включені у фонову модель. Енергії  $\gamma$ -піків дані в кеВ.

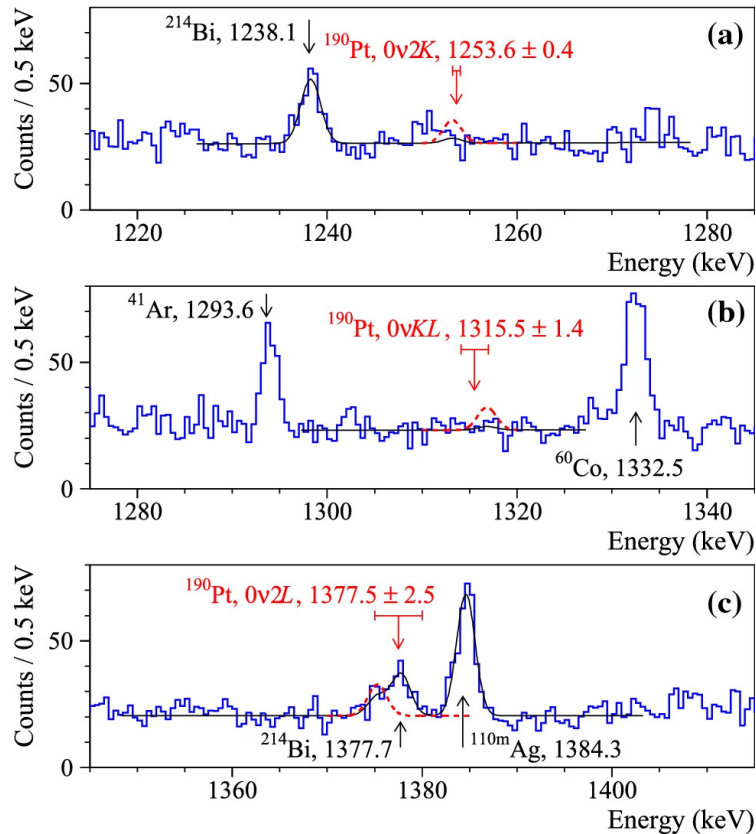


Рис. 1.71. Енергетичний спектр, зібраний із зразком Pt в інтервалах енергій, де очікуються  $\gamma$ -піки, породжені процесами захоплення  $0\nu 2K$  (a),  $0\nu KL$  (b) і  $0\nu 2L$  (c) в ядрі  $^{190}\text{Pt}$  на основний рівень ядра  $^{190}\text{Os}$ . Апроксимації даних моделями фону показано суцільними лініями (див. деталі фонових моделей в тексті), а виключені піки представлені пунктирними лініями. Горизонтальні лінії (над стрілками, що позначають енергію шуканих піків) показують інтервали енергій, що відповідають невизначеності очікуваних енергій піків. Енергія  $\gamma$ -піків наведена в кеВ.

Енергетичний спектр в області, що нас цікавить, результат апроксимації та виключений пік для можливого резонансного  $0\nu KN$ -переходу в  $^{190}\text{Pt}$  на збуджений рівень 1,2 з енергією 1326 кеВ ядра  $^{190}\text{Os}$  показано на Рис. 1.71 (a).

Обмеження на можливий перехід на рівень з енергією 1326,9 кеВ ядра  $^{190}\text{Os}$  погіршено внаслідок фону  $^{60}\text{Co}$ , яким забруднена установка, а не зразок Pt. Можна спробувати оцінити обмеження на цей перехід шляхом аналізу спектрів, знятих без зразка, і відняти їх від даних, отриманих із зразком Pt, усуваючи, таким чином, фон від  $^{60}\text{Co}$ . Апроксимація спектру, що віднімається від фону, прямою лінією (для опису безперервного фону) плюс гаусівський пік із обмеженим положенням та фіксованою шириною (шуканий ефект) показано на панелі (b) на Рис. 1.71. Однак статистичні флуктуації фонового спектру, що віднімається, є досить великими через порівняно короткий час вимірювання фону. В результаті обмеження, що отримано зі спектру «зразок мінус фон» ( $\text{lim } S = 109$  відліків), є гіршим, ніж обмеження зі спектру самого зразка. Тим не менш, обидва підходи дають порівнянні результати, забезпечуючи корисну перехресну перевірку аналізу.

Для ядра  $^{190}\text{Pt}$   $0\nu LM$ -перехід на рівень  $(0, 1, 2)^+$  з енергією 1382,4(2) кеВ ядра  $^{190}\text{Os}$  можна охарактеризувати як близький до резонансного, оскільки параметр виродження в цьому випадку є досить великим і дорівнює  $\Delta = (2,9-6,1) \pm 0,6$  кеВ. Оцінку обмеження

напіврозпаду для даного розпаду проводили шляхом аналізу експериментальних даних в околиці  $\gamma$  піку з енергією 1195,7(2) кеВ, що випромінюється при знятті збудження з рівня енергії 1382,4 кеВ. Результат наближення даних в інтервалі енергій 1177–1220 кеВ, зроблений за простою моделлю, побудованою за допомогою прямої лінії та гаусівського піка при енергії 1195,7(2) кеВ із фіксованою шириною, представлений на Рис. 1.72.

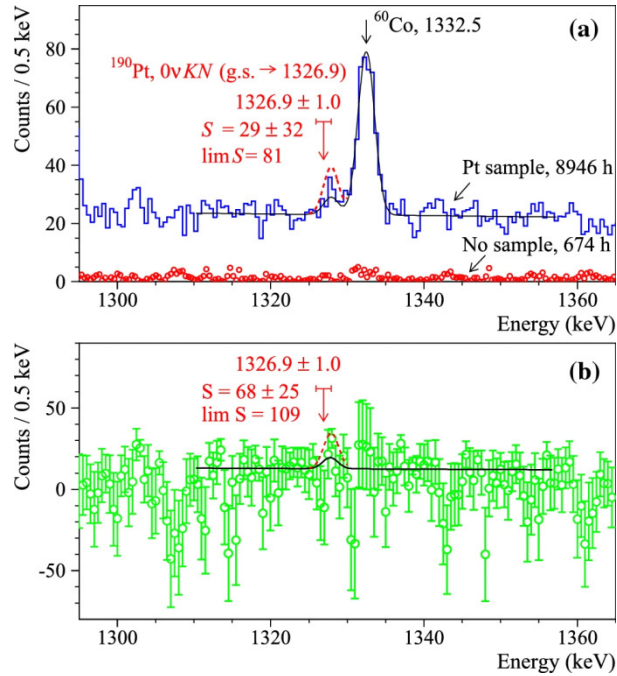


Рис. 1.72. Енергетичні спектри, де очікується  $\gamma$ -пік від можливого резонансного  $0\nu\text{KN}$ -переходу на рівень 1,2 з енергією 1326,9 кеВ ядра  $^{190}\text{Os}$ , зібрані зі зразком Pt (та без зразка Pt) системою детекторів (а). Спектр із відніманням фону показаний на панелі (б). Апроксимації даних моделями фону показано суцільними лініями (див. деталі фонових моделей в тексті), а виключені піки представлені пунктирними лініями.

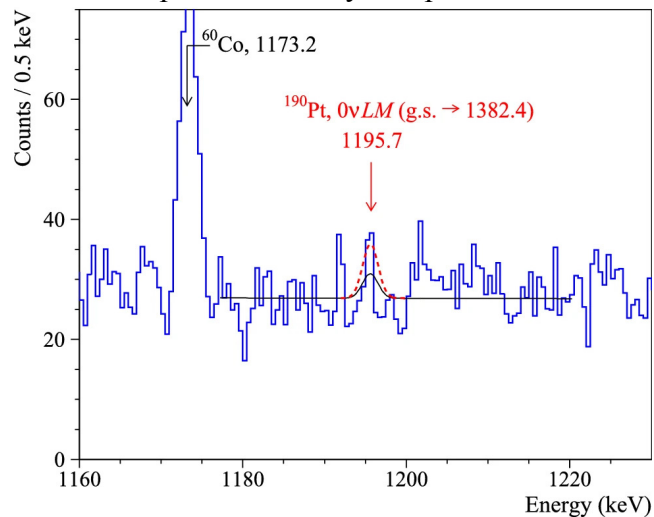


Рис. 1.73. Енергетичний спектр в околі  $\gamma$ -піку з енергією 1195,7 кеВ, що очікується при близькому до резонансного  $0\nu\text{LM}$ -переході в ядрі  $^{190}\text{Pt}$  на рівень  $(0, 1, 2)^+$  з енергією 1382,4 кеВ ядра  $^{190}\text{Os}$ . Апроксимації даних моделями фону показано суцільними лініями, а виключені піки представлені пунктирною лінією.

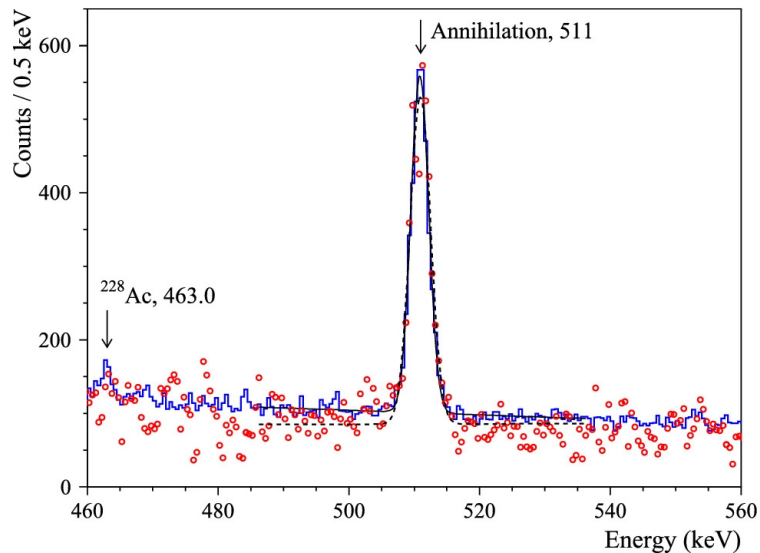


Рис. 1.74. Енергетичний спектр, виміряний зі зразком Pt за період часу 8946 год, в околі анігіляційного піку з енергією 511 кеВ. Фонові дані (виміряні протягом 674 год, нормовані на 8946 год) показані точками. Апроксимацію даних, отриманих зі зразком Pt, моделлю фону показано суцільною лінією, апроксимацію фонового спектру – пунктирною лінією.

Для оцінки обмеження на період напіврозпаду при захопленні електрона з подальшою позитронною емісією в ядрі  $^{190}\text{Pt}$  на енергетично дозволені переходи в основний стан і на збуджений рівень дочірнього ядра з енергією 186,7 кеВ були проаналізовані анігіляційні піки при енергії 511 кеВ в даних, набраних зі зразком Pt і без нього. Апроксимація даних зі зразком Pt дає площу піку з енергією 511 кеВ у  $S = 3143 \pm 71$  відліків за час вимірювання 8946 год (без зразку  $S = 266 \pm 18$  відліків за 674 год), що призводить до різниці:  $-388 \pm 249$  відліків, звідки  $\text{lim } S = 134$  відліків. Енергетичний спектр, знятий зі зразком Pt, і фоновий спектр в околиці піку анігіляції з енергією 511 кеВ з результатами апроксимації показані на Рис. 1.74. Ефективність реєстрації дещо відрізняється для розпадів на основний рівень та на перший збуджений рівень дочірнього ядра з енергією 186,7 кеВ, а також для можливих  $2\nu$ - і  $0\nu$ -розпадів. Отримані обмеження на період напіврозпаду представлені в Табл. 1.20.

Отримані обмеження на можливі подвійні бета-процеси у ядрі  $^{190}\text{Pt}$  є на порядок вищими за обмеження, встановлені в попередньому дослідженні [170]. Крім того, очікувані положення піків для  $0\nu 2\varepsilon$ -розпадів були далекими від реальних, враховуючи, що дійсне значення  $Q_{2\beta}$  суттєво відрізняється, та значно більшу невизначеність  $Q_{2\beta}$  на момент проведення експерименту [170]. З цієї причини обмеження на період напіврозпаду для  $0\nu 2K$ -,  $0\nu KL$ - та  $0\nu 2L$ -захоплень можна вважати отриманими вперше.

Однак чутливість цього дослідження є дуже далекою від теоретичних оцінок ймовірності розпаду ядра  $^{190}\text{Pt}$ . Наприклад, розрахунки періоду напіврозпаду  $^{190}\text{Pt}$  щодо резонансних  $0\nu 2\varepsilon$ -переходів на рівень з енергією 1326,2 кеВ ядра  $^{190}\text{Os}$  дають значення в інтервалі  $T_{1/2} \sim (3,3 \times 10^{26} - 1,6 \times 10^{30})$  років, а на рівень 1382,4 кеВ  $T_{1/2} \sim (1,0 \times 10^{30} - 6,5 \times 10^{30})$  років (беручи ефективну майоранівську масу нейтрино  $\langle m_\nu \rangle = 0,1$  еВ і слабку аксіально-векторну константу  $g_A = 1,27$ ) (див. Табл. 1.20 у [168]). Проте досягнення чутливості на рівні  $T_{1/2} \sim (10^{26} - 10^{27})$  років виглядає реалістичним з урахуванням великого прогресу, досягнутого в низькофонових вимірюваннях з HPGe-детекторами та



низькотемпературними болометрами [166,109] для можливих великомасштабних пошуків резонансних  $0\nu 2\varepsilon$ -розпадів.

### 1.9.6. Обмеження на $2\beta^-$ -розпад $^{198}\text{Pt}$ на перший збуджений рівень $^{198}\text{Hg}$

Обмеження на  $2\beta^-$ -переход  $^{198}\text{Pt}$  на збуджений рівень  $2^+$  411,8 кеВ  $^{198}\text{Hg}$  було встановлено аналізом енергетичного спектру, виміряного із зразком Pt. Спектр апроксимували в інтервалі енергії 390–430 кеВ сумою прямої лінії (для опису безперервного фону) та функції Гауса при 411,8 кеВ із шириною піку, що визначається за формулою (3). Апроксимація дає площу шуканого ефекту  $S = -13 \pm 26$  відліків, що відповідає  $\text{lim } S = 31$  відлік (енергетичний спектр в області апроксимації представлений на Рис. 1.75). Враховуючи ефективність детектування ( $\eta = 0,0414$  як для  $2\nu$ , так і  $0\nu$  мод розпаду), було отримано наступне обмеження:

$$T_{1/2}^{(2\nu+0\nu)2\beta^-} (^{190}\text{Pt, g. s.} \rightarrow 411.8 \text{ кеВ}) \geq 3.2 \times 10^{19} \text{ років.}$$

Воно на порядок перевищує обмеження, встановлене в попередньому експерименті [170]. Теоретичні оцінки для  $2\nu 2\beta^-$ -розпаду ядра  $^{198}\text{Pt}$  на основний стан дочірнього ядра знаходяться в інтервалі  $T_{1/2} \sim (5 \times 10^{21} - 5 \times 10^{23})$  років [181, 182]. Подібні оцінки дають також напівемпіричні формули:  $T_{1/2} = (3,0 \pm 1,5) \times 10^{23}$  років [183] і  $T_{1/2} = 3,3 \times 10^{22}$  років [184]. Очікується, що ймовірність  $2\nu 2\beta^-$ -розпаду на збуджений рівень  $2^+$  з енергією 411,8 кеВ буде на кілька порядків нижчою через менше значення фазового простору та зміну спіну. Теоретичні оцінки  $0\nu 2\beta^-$ -розпаду ядра  $^{198}\text{Pt}$  на основний стан ядра  $^{198}\text{Hg}$  є значно вищими:  $T_{1/2} \sim 3 \times 10^{26} - 2 \times 10^{28}$  років [181, 27, 185, 186], тоді як  $0\nu 2\beta^-$ -перехід на збуджений рівень  $2^+$  з енергією 411,8 кеВ ядра  $^{198}\text{Hg}$  буде додатково придушений. Таким чином, чутливість цього експерименту є досить далекою від теоретичних передбачень для двонейтринної моди розпаду, не кажучи вже про безнейтринний процес. Усі обмеження, отримані в цьому експерименті, зведені в Табл. 1.20, де також для порівняння наведені результати попереднього дослідження [170].

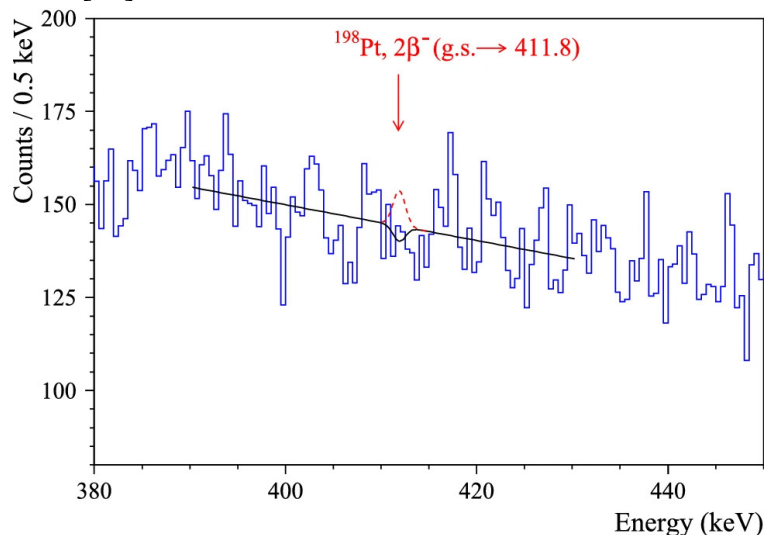


Рис. 1.75. Частина виміряного зі зразком Pt енергетичного спектру, де очікується пік з енергією 411,8 кеВ після  $2\beta^-$ -розпаду  $^{198}\text{Pt}$  на перший збуджений рівень  $2^+$  ядра  $^{198}\text{Hg}$  з енергією 411,8 кеВ. Апроксимація даних моделлю фону показано суцільною лінією, виключений  $\gamma$ -пік представлено пунктирною лінією.

### 1.9.7. Підсумок та висновки

З метою пошуку подвійного бета-розпаду  $^{190}\text{Pt}$  і  $^{198}\text{Pt}$  зразок платини високої чистоти у формі диска масою 148 г переглядався системою германієвих детекторів, спеціально призначеною для проведення  $\gamma$ -спектрометрії із низьким фоном. Система детекторів була розташована на глибині 225 м під землею в лабораторії HADES; експеримент проводився протягом 8946 годин. Ізотопний склад зразка платини виміряли з високою точністю за допомогою мас-спектрометрії з індуктивно зв'язаною плазмою. Ефекту не спостерігалося, але нижні межі періодів напіврозпаду для різних каналів і режимів розпадів  $^{190}\text{Pt}$  були встановлені на рівні  $\lim T_{1/2} \sim 10^{14} - 10^{16}$  років. Було вперше встановлено експериментальне обмеження на можливий точний резонансний  $0\nu\text{KN}$ -перехід  $^{190}\text{Pt}$  на рівень 1,2 1326,9 кеВ  $^{190}\text{Os}$  з  $T_{1/2} \geq 2,5 \times 10^{16}$  років. Нове вдосконалене експериментальне обмеження було встановлене для  $2\beta^-$ -розпаду ядра  $^{198}\text{Pt}$  на збуджений рівня  $2^+$  в ядрі  $^{198}\text{Hg}$  з енергією 411,8 кеВ:  $T_{1/2} \geq 3,2 \times 10^{19}$  років. Усі експериментально отримані межі на порядок перевищують отримані раніше значення в основному завдяки значно більшій експозиції (тобто часу проведення експерименту, перемноженого на масу: 55,2 кг $\times$ добу у даній роботі та 3,2 кг $\times$ добу в посилянні [170]). Однак геометрія зразка не була оптимізована, оскільки в експерименті був використаний зразок, зроблений для цілей іншого проекту. Подальше підвищення чутливості цього експерименту може бути досягнуто шляхом зменшення товщини зразка: треба виготовити тонкий диск з таким діаметром, який мають детектори.

Чутливість експерименту до розпадів  $^{190}\text{Pt}$ , зокрема, до потенційно резонансного переходу на рівень ядра  $^{190}\text{Os}$  з енергією 1326,9 кеВ, можна було б підвищити з використанням платини, збагаченої ізотопом  $^{190}\text{Pt}$ . Також можна підвищити експозицію та ефективність реєстрації за рахунок використання тонких зразків і багатодетекторної системи HPGe  $\gamma$ -детекторів або низькотемпературних болометрів. Однак, можливість проведення такого експерименту можна було б розглянути після більш точного визначення енергії рівня 1326,9 кеВ (на сьогоднішній день відомої з досить великою невизначеністю у  $\pm 1,0$  кеВ). Проте ми усвідомлюємо, що проведення такого експерименту на практиці є досить складним завданням, перш за все, через недоступність для нас методів збагачення ізотопів платини в об'ємах порядку сотень кілограмів, що вимагається для постановки конкурентоздатного експерименту (в термінах майоранівської маси нейтрино), навіть у випадку дослідження точного резонансного переходу.

Результати досліджень, описаних у цьому розділі, опубліковані у роботі:

F.A. Danevich et al., [New limits on double-beta decay of  \$^{190}\text{Pt}\$  and  \$^{198}\text{Pt}\$](#) , Eur. Phys. J. C 82(2022)29, 12 p.

## 1.10. Висновки розділу

За допомогою детектора NEMO-3 з повною реконструкцією треків електронів велися пошуки подвійного бета-розпаду  $^{82}\text{Se}$  на перший збуджений стан  $0^+$  ядра  $^{82}\text{Kr}$  з використанням 0,93 кг збагаченого  $^{82}\text{Se}$ , виміряного впродовж 4,75 років, що відповідає експозиції 4,42 кг  $\times$  рік. Для пошуку подій у каналі  $2e2\gamma$  був проведений спеціальний аналіз для реконструкції  $\gamma$ -квантів. Жодних доказів  $2\nu\beta\beta$ -розпаду на перший збуджений стан  $0^+$  не спостерігалось; встановлено обмеження  $T_{1/2}^{2\nu} (^{82}\text{Se}, 0^+ \rightarrow 0_1^+) > 1,3 \times 10^{21}$  р. при 90% Д.І. Для  $0\nu\beta\beta$ -розпаду на збуджені рівні дочірнього ядра отримано обмеження  $T_{1/2}^{0\nu} (^{82}\text{Se}, 0^+ \rightarrow 0_1^+) > 2,3 \times 10^{22}$  років з 90% Д.І. Період напіврозпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  відносно двонейтринного подвійного бета-розпаду виміряно з вищою (у порівнянні з попередніми даними) точністю  $T_{1/2} = [6.81 \pm 0.01 \text{ (стат.)}^{+0.38}_{-0.40} \text{ (сист.)}] \times 10^{18}$  років. З аналізу форми спектрів електронів, що випромінюються в процесі розпаду, встановлено, що розпад відбувається переважно через основний стан проміжного ядра (single-state dominance mechanism).

В експерименті CUPID-Mo за допомогою низькотемпературних болометричних детекторів з кристалами молібдату літію із молібдену, збагаченого ізотопом молібдену-100, виміряно з найвищою точністю період напіврозпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  відносно двонейтринного подвійного бета-розпаду  $T_{1/2}^{2\nu} = (7,12^{+0,21}_{-0,17}) \times 10^{18}$  років. Це одне з найбільш точних вимірювань періоду напіврозпаду двонейтринного подвійного бета-розпаду.

Експеримент CUPID-Mo в Laboratoire Souterrain de Modane (Франція) є демонстратором майбутнього експерименту CUPID – болометричного експерименту нового покоління тонного масштабу. Установа складається з масиву із 20 збагачених сцинтиляційних болометрів з кристалами  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  масою 4.2 кг. За більш ніж рік експлуатації (експозиція  $^{100}\text{Mo}$  1.17 кг  $\times$  рік для фізичних даних) жодної події в області  $0\nu\beta\beta$ -розпаду не спостережено. Звідси встановлено нове обмеження на період напіврозпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  відносно  $0\nu\beta\beta$ -розпаду на основний стан дочірнього ядра  $T_{1/2} > 1.5 \times 10^{24}$  років при 90% довірчої ймовірності. Це обмеження відповідає ефективній майоранівській масі нейтрино  $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 0.31\text{--}0.54$  еВ, в залежності від ядерного матричного елемента переходу.

Подальший аналіз експерименту CUPID-Mo буде зосереджений на точній реконструкції фонів з оточуючого середовища, що залишились, у порівнянні з найкращим індексом фону для болометричного пошуку  $0\nu\beta\beta$   $3.5 \times 10^{-3}$  відліків / (рік  $\cdot$  кеВ  $\cdot$  кг) в CUPID-0 [107,108] та оптимальній розробці та використанні технології експерименту CUPID-Mo у програмі CUPID [111].

Експеримент AMoRE є одним з найбільш перспективних великомасштабних проектів, спрямованих на пошук безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  на рівні чутливості, що відповідає інвертованій схемі масових станів нейтрино, за допомогою низькотемпературних сцинтиляційних болометричних детекторів із сцинтиляційними кристалами молібдатів. Проект використовує техніку метал-магнітних калориметрів для реєстрації теплових і сцинтиляційних сигналів із сцинтиляційних кристалів молібдатів. У першому етапі експерименту, AMoRE-Pilot, застосовувалися детектори з кристалами  $^{48}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$ . Після кількох вдосконалень установки і застосування аналізу подій (ідентифікації частинок, відбору анти-збігів, відкидання подій розпадів  $^{208}\text{Tl}$  з урахуванням попередніх альфа-подій  $^{212}\text{Bi}$ ) рівень фону детектора в області інтересу було понижено до

0.55 відліків / (рік · кеВ · кг), що є гарним результатом, але усе ще у 50 разів вище запланованого рівня 0.01 відліків / (рік · кеВ · кг). Зараз функціонує наступна установка АМоRE I з 13 кристалами  $^{depl48}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  та 5 кристалами  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ . Остаточний етап проекту АМоRE II має бути розпочато у 2023 році з близько 200 кг кристалів молібдатів.

В лабораторії Гран-Сассо (Італія) виконано експеримент з метою пошуку  $2\beta$ -розпаду ядер  $^{168}\text{Yb}$  та  $^{176}\text{Yb}$ . В результаті аналізу даних були встановлені верхні обмеження на різні моди і канали подвійного бета-розпаду цих ядер на рівні  $10^{14} - 10^{18}$  років. Показано можливість глибокого очищення ітербію від радіоактивних домішок. Поряд з тим, зразок був суттєво забруднений лютецієм, очищення від якого було неефективним через дуже схожі хімічні властивості двох рідкоземельних елементів. Для подальшого очищення ітербію розробляються методи очищення, засновані на використанні іонообмінних сполук.

У даних вимірювань з очищеним зразком самарію не спостережено ніяких особливостей, які можна було б інтерпретувати як  $2\beta$ -розпад ізотопів самарію. Тому були отримані обмеження на періоди напіврозпаду ядер  $^{144}\text{Sm}$  і  $^{154}\text{Sm}$  на рівні  $10^{19} - 10^{20}$  р.

Був проведений перший експеримент з пошуку  $2\epsilon$ - та  $\epsilon\beta^+$ -розпаду  $^{174}\text{Hf}$ . Зразок високоочищеного гафнію масою 179,8 г та розмірами  $\text{Ø}59,0 \times 5,0$  мм, отриманий за допомогою подвійного плавлення у вакуумі електронним пучком, було виміряно впродовж 75 діб в низькофоновому спектрометрі з HPGe-детекторами, розташованому на глибині 225 м під землею у лабораторії HADES. Шуканий ефект не спостережено. Отримані нижні межі періодів напіврозпаду для різних каналів розпаду на рівні  $\text{lim } T_{1/2} \sim 10^{16} - 10^{18}$  років. В лабораторії HADES за допомогою системи з двох детекторів з надчистого германію було виконано пошук процесів подвійного  $\beta$ -розпаду в ядрах  $^{190}\text{Pt}$  та  $^{198}\text{Pt}$  і встановлені нові обмеження на канали розпаду з випромінюванням гамма-квантів. Особливо цікавим є безнейтринне електронне поглинання на збуджений рівень 1326,9 кеВ, оскільки цей перехід (за умови певного значення енергії рівня) може виявитися істинно резонансним, з швидкістю розпаду на 6 порядків величини вищою за звичайні розпади.

Було виконано пошук подвійного бета-розпаду  $^{106}\text{Cd}$  із збагаченим сцинтилятором  $^{106}\text{CdWO}_4$  у збігах з двома сцинтиляційними лічильниками  $\text{CdWO}_4$ . Встановлено нове обмеження на резонансне безнейтринне подвійне поглинання електронів на збуджений рівень 2718 кеВ ядра  $^{106}\text{Pd}$  на рівні  $T_{1/2} > 2.9 \times 10^{21}$  років.

Отримані результати важливі для подальшого підвищення чутливості експериментів з пошуку подвійного бета-розпаду та розробки теорії.

## 2. ВИМІРЮВАННЯ ПОТОКІВ НЕЙТРИНО ВІД СОНЦЯ ТА ІНШИХ ДЖЕРЕЛ

### 2.1. Вимірювання потоків нейтрино від Сонця

Сонячні нейтрино, що утворюються в реакціях термоядерного синтезу, які відбуваються на Сонці, забезпечують унікальний і прямий спосіб вивчення внутрішньої будови Сонця. Основний внесок у сонячну світимість (~99%) відбувається від реакцій, що належать до протон-протонного циклу (від розпаду  ${}^7\text{Be}$ ,  $pp$ - та  $pep$ -реакцій), тоді як цикл вуглець-азот-кисень (CNO), як очікується, відіграє вторинну роль. У спектрі сонячних нейтрино, передбаченого стандартною сонячною моделлю [<sup>187</sup>], переважають низькоенергетичні нейтрино, що утворюються в реакції первинного  $pp$ -циклу (енергія нейтрино  $E_\nu < 0.42$  MeV), але він поширюється до ~18.8 MeV (максимальна енергія нейтрино від Сонця). Він також містить дві моноенергетичні лінії від  ${}^7\text{Be}$  з енергіями 0.384 MeV та 0.862 MeV та одну моноенергетичну лінію від  $pep$ -циклу ( $E_\nu = 1.44$  MeV). Спектр нейтрино від  ${}^8\text{B}$  безперервний і закінчується приблизно на енергії 16.5 MeV. Очікується, що нейтрино з циклу CNO також матиме безперервний спектр енергії, який буде досягати 1.74 MeV. В даній роботі представлені результати вимірювання нейтрино від протон-протонного циклу (від розпаду  ${}^7\text{Be}$ ,  $pp$ - та  $pep$ -реакцій), встановлено нові обмеження на потік нейтрино від CNO циклу та на нестандартні взаємодії нейтрино.

#### 2.1.1. Конструкція детектора Борексіно

Установка Борексіно являє собою рідкосцинтиляційний детектор, розміщений глибоко під землею у підземній лабораторії Гран-Сассо в Італії. Маса активного об'єму детектора становить близько тисячі тон. Висока чутливість установки досягається завдяки надзвичайно високому рівню чистоти рідкого сцинтилятора відносно радіоактивних елементів, захисту від зовнішнього фону товстим шаром надчистої води, розміщенню детектора глибоко під землею.

Схема детектора Борексіно показана на Рис. 2.1. Сфера з нейлону діаметром 8.5 метрів заповнена рідким сцинтилятором на основі псевдокумолу. Стальна сфера, на якій розміщені ФЕП, знаходиться всередині зовнішньої сфери діаметром 18 м, наповненої надчистою водою, яка є захистом детектора від гамма-квантів з оточуючого середовища, а також черенковським детектором для реєстрації залишкових космічних мюонів, оскільки частина ФЕП розміщені зовні внутрішньої сталевий сфери і проглядають об'єм води з метою реєстрації спалахів черенковського випромінювання від комічних мюонів. Завдяки великій кількості ФЕП, які вимірюють час приходу сцинтиляційних фотонів, детектор здатний визначати координату події в сцинтиляторі з точністю близько 30 см. Це дозволяє виділити події у певному об'ємі всередині нейлонової сфери і, таким чином, знизити фон від зовнішніх гамма-квантів, відкидаючи події біля стінок нейлонової сфери. Внутрішній ефективний об'єм містить близько 100 тон сцинтилятора. Низький фон у внутрішньому об'ємі детектора досягнутий завдяки глибокому очищенню сцинтилятора від радіоактивних елементів, достатньо товстим шарам захисної рідини і води, які виконують роль пасивного та активного захисту. Детектор вимірює енергію, яка виділяється в рідкому сцинтиляторі електронами віддачі після розсіяння на них нейтрино:  $\nu_x + e \rightarrow \nu_x + e$ , де  $x$  позначає електронне, мюонне або тау-нейтрино (як відомо, завдяки ефекту осциляцій нейтрино,

потік сонячних нейтрино, що досягають Землі, складається не тільки з електронних нейтрино, які створюються в ядерних реакціях на Сонці, а також з мюонних і тау-нейтрино).

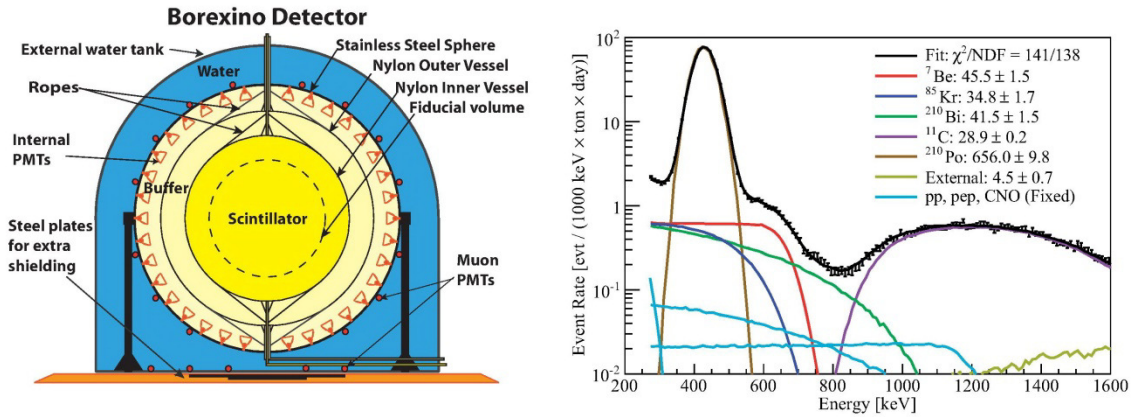


Рис. 2.1. Схема детектор Борексіно (лівий рисунок) і компоненти фону детектора, отримані з апроксимації фону в області енергій 270-1600 кеВ (правий рисунок).

### 2.1.2. Фон детектора і функція відгуку детектора

За допомогою детектора Борексіно виконано прецизійне спектроскопічне вимірювання потоків сонячних нейтрино від протон-протонного циклу, водночас від розпадів  $^7\text{Be}$ ,  $^8\text{B}$  та від  $pp$ - і  $pep$ -реакцій, встановлено найкраще обмеження на потік  $hep$ -нейтрино. Спектр, виміряний детектором Борексіно, і його модель, куди входять внесок нейтрино від  $pp$ - і  $pep$ -реакцій у Сонці, бета-спектр  $^{14}\text{C}$ , альфа-пік  $^{210}\text{Po}$ , бета-спектр  $^{210}\text{Bi}$ , внесок від  $^{85}\text{Kr}$  та космогенного  $^{11}\text{C}$ , показано на Рис. 2.2.

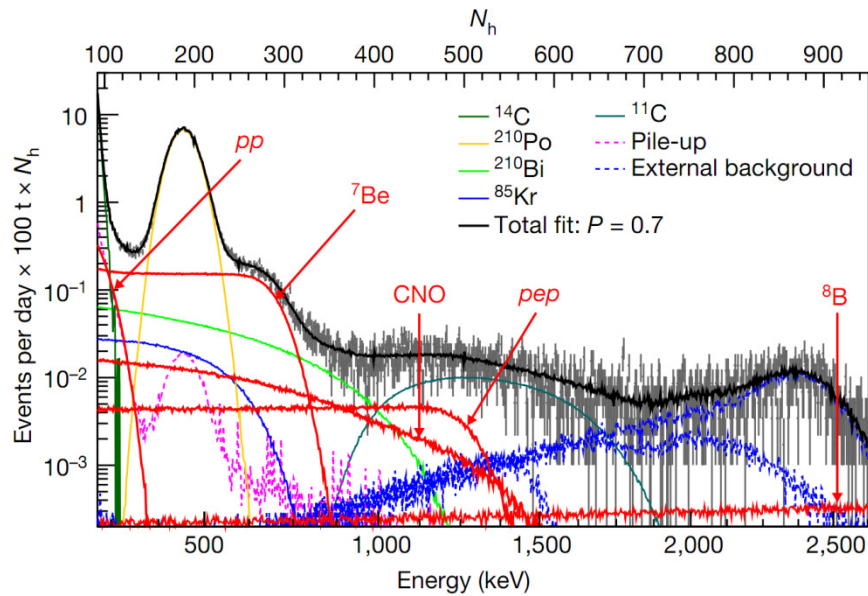


Рис. 2.2. Спектр, виміряний детектором Борексіно, і його модель, куди входять внесок нейтрино від  $pp$ - і  $pep$ -реакцій у Сонці, бета-спектр  $^{14}\text{C}$ , альфа-пік  $^{210}\text{Po}$ , бета-спектр  $^{210}\text{Bi}$ , внесок від  $^{85}\text{Kr}$  та космогенного  $^{11}\text{C}$ .

Отримане значення величини потоку нейтрино від  $pp$ -реакції у Сонці дозволяє уточнити параметри змішування та маси нейтрино, а також визначити, яка з моделей сонячних надр (з високою або низькою металічністю) є більш адекватною.

Крім того, для зниження фону від альфа-частинок (а основним джерелом альфа-активності є  $^{210}\text{Po}$ , продукт розпаду радону) використовується метод ідентифікації частинок за формою сцинтиляційних сигналів. Результат застосування дискримінації за формою сцинтиляційних сигналів показано на Рис. 2.3.

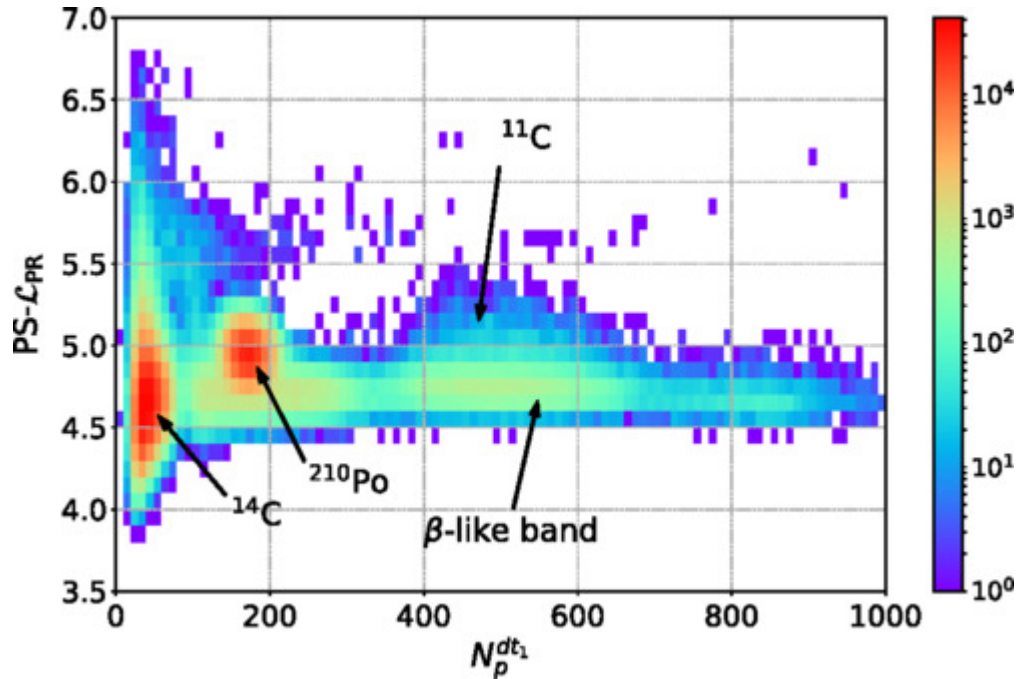


Рис. 2.3. Розподіл дискримінатора форми імпульсу ( $PS-L_{PR}$ ) як функція оцінки енергії  $N_p^{dt1}$ . Показані основні компоненти фону: бета-спектр  $^{14}\text{C}$ , альфа-події від розпадів  $^{210}\text{Po}$ , бета-розпад космогенного  $^{11}\text{C}$ . Стрілкою показано також смугу  $\beta$ -подій, де також містяться події від нейтрино.

Залишковий фон після застосування описаних методів селекції подій відбувається, головним чином, за рахунок радіоактивних ізотопів, що забруднюють сам сцинтилятор, таких як  $^{14}\text{C}$  ( $\beta$ -розпад, енергія розпаду  $Q = 0.156$  MeV, період напіврозпаду 5730 років),  $^{210}\text{Po}$  ( $\alpha$ -розпад,  $E_\alpha = 5.3$  MeV),  $^{85}\text{Kr}$  ( $\beta$ -розпад,  $Q = 0.687$  MeV,  $T_{1/2} = 10.8$  років), і  $^{210}\text{Bi}$  ( $\beta$ -розпад,  $Q = 1.16$  MeV). Область низьких енергій (нижче 0.3 MeV), яка є найбільш чутливою до нейтрино протон-протонного циклу, містить додатковий фон за рахунок некорельованих подій (переважно  $^{14}\text{C}$ , зовнішній фон, насамперед через радіоактивне забруднення сталльної сфери та ФЕП).

### 2.1.3. Нейтрино від розпаду $^7\text{Be}$ , $pp$ - та $pep$ -реакцій, пошук нейтрино від CNO-циклу

Фон впродовж вимірювань змінювався, переважно відбувалося зниження рівнів лічби за рахунок очищення сцинтилятора, зменшення космогенної активації, вдосконалення методів аналізу даних. У Таблиці 2.1 представлені результати та званої фази II експерименту Борексіно. Детектор чутливий до сонячних нейтрино від протон-протонного циклу, від  $^7\text{Be}$  (з енергіями 862 кеВ і 384 кеВ), нейтрино від  $ppep$ -циклу. Нейтрино від CNO-циклу у фазі II поки що не вдається чітко визначити. Варто відмітити, що надані у

Таблиці 2.1 швидкості взаємодії та потоки отримані з урахуванням параметрів нейтринних осциляцій Михеєва-Смирнова-Вольфенштейна з великим кутом змішування (MSW-LMA) [1].

Таблиця 2.1. Результати фази II експерименту Борексіно по вимірюванню сонячних нейтрино від протон-протонного циклу, від  ${}^7\text{Be}$  (з енергіями 862 кеВ і 384 кеВ), нейтрино від *per*-циклу та CNO-циклу: швидкості взаємодії та потоки отримані з урахуванням параметрів нейтринних осциляцій MSW-LMA. Перша помилка відображає статистичну помилку. Друга помилка – систематична невизначеність. Дані також теоретично очікувані швидкості лічби взаємодії та потоки, передбачені стандартною сонячною моделлю при припущеннях високої та низької металічності [187].

Solar $\nu$	Borexino experimental results		B16(GS98)-HZ		B16(AGSS09)-LZ	
	Rate [cpd/100 ton]	Flux [ $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]	Rate [cpd/100 ton]	Flux [ $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]	Rate [cpd/100 ton]	Flux [ $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]
<i>pp</i>	$134 \pm 10^{+6}_{-10}$	$(6.1 \pm 0.5^{+0.3}_{-0.5}) \times 10^{10}$	$131.1 \pm 1.4$	$5.98(1 \pm 0.006) \times 10^{10}$	$132.2 \pm 1.4$	$6.03(1 \pm 0.005) \times 10^{10}$
${}^7\text{Be}$	$48.3 \pm 1.1^{+0.4}_{-0.7}$	$(4.99 \pm 0.11^{+0.06}_{-0.08}) \times 10^9$	$47.9 \pm 2.8$	$4.93(1 \pm 0.06) \times 10^9$	$43.7 \pm 2.5$	$4.50(1 \pm 0.06) \times 10^9$
<i>per</i> (HZ)	$2.43 \pm 0.36^{+0.15}_{-0.22}$	$(1.27 \pm 0.19^{+0.08}_{-0.12}) \times 10^8$	$2.74 \pm 0.04$	$1.44(1 \pm 0.009) \times 10^8$	$2.78 \pm 0.04$	$1.46(1 \pm 0.009) \times 10^8$
<i>per</i> (LZ)	$2.65 \pm 0.36^{+0.15}_{-0.24}$	$(1.39 \pm 0.19^{+0.08}_{-0.13}) \times 10^8$	$2.74 \pm 0.04$	$1.44(1 \pm 0.009) \times 10^8$	$2.78 \pm 0.04$	$1.46(1 \pm 0.009) \times 10^8$
CNO	$<8.1(95\% \text{ C.L.})$	$<7.9 \times 10^8(95\% \text{ C.L.})$	$4.92 \pm 0.55$	$4.88(1 \pm 0.11) \times 10^8$	$3.52 \pm 0.37$	$3.51(1 \pm 0.10) \times 10^8$

Результати апроксимації енергетичних спектрів, виміряних детектором Борексіно, показані на Рис. 2.4.

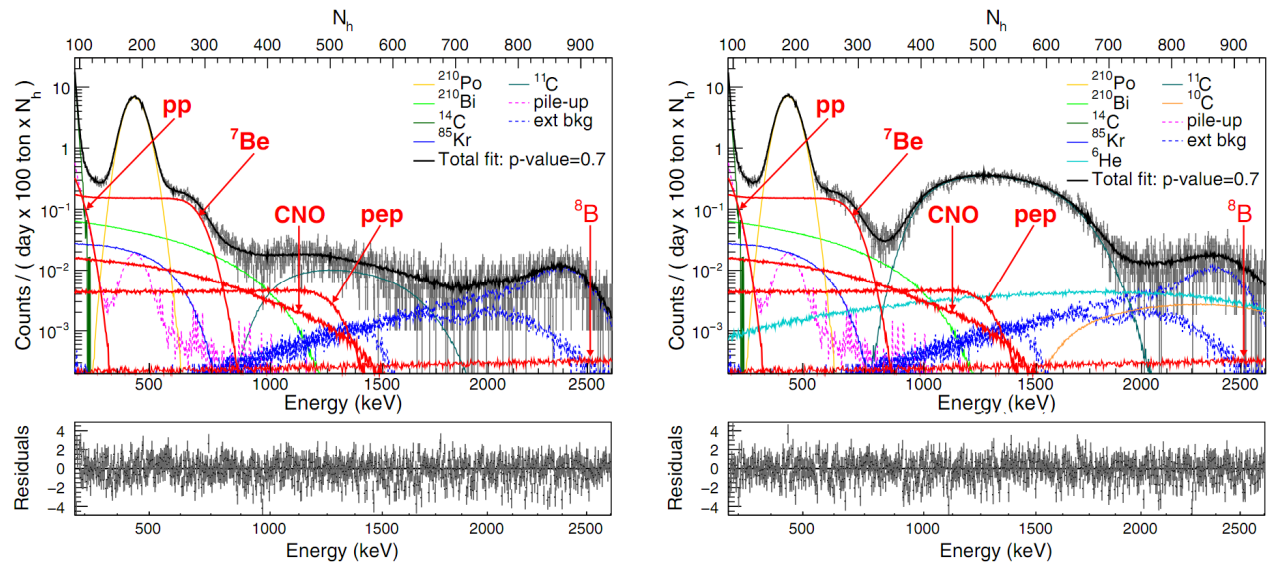


Рис. 2.4. Результати апроксимації даних експерименту Борексіно моделями, розрахованими методом Монте-Карло. Показано відгук детектора до нейтрино від *pp*-реакції, від  ${}^7\text{Be}$ , від *per*-реакції та теоретично очікуваний спектр нейтрино від CNO-циклу. Правий рисунок показує дані після аналізу методом TFC [188, 189]. На нижніх вставках показані різниці експериментальних даних мінус модель фону, поділені на квадратний корінь з кількості подій на даній енергії.

За допомогою детектора Борексіно виміряно спектри сонячних нейтрино протон-протонного циклу (від розпаду  ${}^7\text{Be}$ , *pp*- та *per*-реакцій). Цей результат був отриманий при



аналізі 1292 днів даних вимірювань у фазі II, зібраних після додаткового очищення сцинтилятора. Встановлено нові обмеження на потік нейтрино від CNO циклу та нестандартні взаємодії нейтрино.

## 2.2. Дослідження нейтрино з надр Землі (геонейтрино)

### 2.2.1. Вивчення глибин Землі за допомогою нейтринних детекторів

Нейтрино, що є найпоширенішими масивними частинками у Всесвіті, виникають в результаті багатьох різних процесів. Вони взаємодіють лише за допомогою слабкої та гравітаційної взаємодій, тому здатні проникати на величезні відстані через речовину без поглинання та відхилення. Таким чином, вони представляють унікальний інструмент для дослідження недоступних в іншому випадку об'єктів, таких як далекі зірки, ядро Сонця, а також внутрішні частини Землі.

Наявність великих детекторів нейтрино відкрила нове вікно для вивчення глибин Землі, доповнюючи традиційні прямі методи, що застосовуються в сейсмології та геохімії. Наприклад, атмосферні нейтрино можуть бути використані як зонд будови Землі [190]. Ця абсорбційна томографія заснована на тому, що Земля починає ставати непрозорою для нейтрино з енергіями вище  $\sim 10$  TeV. Таким чином, ослаблення потоку нейтрино, виміряне у великих черенковських детекторах, дає інформацію про щільність речовини Землі. Нещодавно експеримент IceCube визначив масу Землі та її ядра, її момент інерції та перевірів, що ядро є щільнішим за мантию, використовуючи дані, отримані з атмосферними нейтрино [191]. Додаткову інформацію про електронну густину можна, в принципі, зробити висновком, використовуючи флейворні осциляції атмосферних нейтрино в діапазоні енергій від MeV до GeV [192].

Наша Земля є унікальною серед земноподібних планет Сонячної системи. Вона має найсильніше магнітне поле, найвищий поверхневий тепловий потік, найінтенсивнішу тектонічну активність, і вона єдина має материки, складені із силікатної кори [193]. Розуміння теплової, геодинамічної та геологічної еволюції нашої планети є одним із найбільш фундаментальних питань наук про Землю [194].

Земля була створена в процесі акреції з недиференційованого матеріалу сонячної туманності [195, 196]. Тіла з достатньою масою проходять процес диференціації, тобто перетворення з однорідного об'єкта в тіло з шаруватою структурою. Геофізична картина концентрично шаруватої внутрішньої структури сучасної Землі (Рис. 2.5) масою  $5,97 \times 10^{24}$  кг порівняно добре встановлена з її профілю щільності, який отримують за допомогою точних вимірювань сейсмічних хвиль на її поверхні.

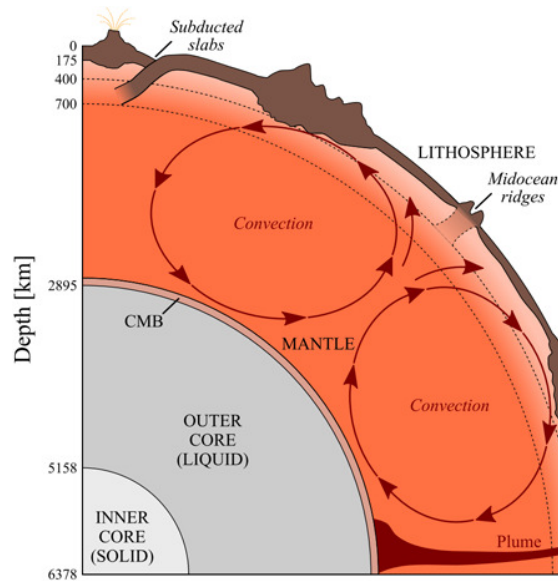
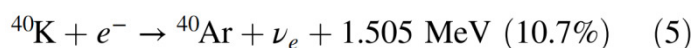
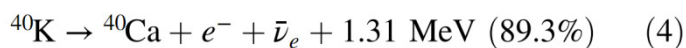
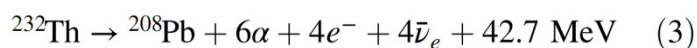
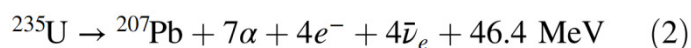
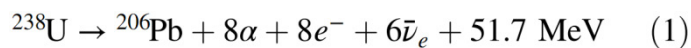


Рис. 2.5. Схематичний переріз Землі. Земля має концентрично шарувату структуру з екваторіальним радіусом 6378 км. Металеве ядро включає внутрішню тверду частину (радіус 1220 км) і зовнішню рідку частину, яка простягається на глибину 2895 км, де ядро ізольоване від силікатної мантії межею ядро-мантія (СМВ). Сейсмічна томографія передбачає конвекцію на всю глибину в'язкої мантії, яка відповідає за рух літосферних тектонічних плит. Літосфера, що зазнає крихких деформацій, складається з кори та континентальної літосферної мантії. Перехідна зона мантії, що простягається з глибини 400 до 700 км, зазнає часткового плавлення вздовж серединно-океанічних хребтів, де утворюється океанічна кора. Континентальна кора складніша і товща за океанічну кору.

Традиційно прямі способи отримання інформації про глибокі шари Землі, звідки існує мало або взагалі немає зразків гірських порід, обмежуються сейсмологією. Сейсмологія надає відносно точну інформацію про профіль щільності глибокої Землі [197], але їй бракує прямої інформації про хімічний склад та радіогенне тепловиділення. Тут вступають в дію геонейтрино: їх невеликий перетин взаємодії ( $\sim 10^{-42}$  см<sup>2</sup> при енергії  $\sim$  MeV), з одного боку, обмежує нашу здатність їх детектувати, з іншого – робить їх унікальним зондом недоступних найглибших частин Землі. При радіоактивних розпадах кількість створених геонейтрино та радіогенного тепла перебуває у загальновідомому співвідношенні [рівняння (1) – (5)]. Таким чином, пряме вимірювання потоку геонейтрино надає корисну інформацію про склад земних надр [198]. Отже, це також дає уявлення про внесок радіогенного тепла у вимірюваний тепловий потік крізь поверхню Землі.



Дослідження нейтрино від реакцій 1–5 дозволяє отримати цінну інформацію про внутрішню будову Землі.

### 2.2.2. Опис фону і відгук детектора Борексіно до антинейтрино

Форма тонкої нейлонової оболонки, що утримує сцинтилятор Борексіно, змінюється з часом, відхиляючись від сферичної. Ця деформація є наслідком невеликого витoku сцинтилятора у місці, яке оцінюється як  $26^\circ < \theta < 37^\circ$  і  $225^\circ < \phi < 270^\circ$ . Витік відбувся приблизно в квітні 2008 року і був виявлений на основі великої кількості подій, реконструйованих поза межами нейлонової оболонки. Для того, щоб мінімізувати плавучу силу між буферною і сцинтиляційною рідинами, різницю їх щільності зменшили частковим видаленням диметилфталату [DMP,  $C_6H_4(COOCN_3)_2$ ] з буферної рідини дистиляцією, що практично не позначилося на оптичних властивостях буфера. Необхідно контролювати поведінку форми нейлонової оболонки у часі, що також має вирішальне значення для аналізу подій від антинейтрино.

В аналізі геонейтрино так званий динамічний «внутрішній об'єм» (dynamical fiducial volume, DFV) визначається вздовж залежної від часу реконструйованої форми нейлонової оболонки. Метод реконструкції базується на аналізі подій в діапазоні енергій 800–900 кеВ, реконструйованих на поверхні нейлонової оболонки (Рис. 2.6). Ці події походять від радіоактивного забруднення нейлону і в них переважають  $^{210}\text{Bi}$ ,  $^{40}\text{K}$  і  $^{208}\text{Tl}$ . Реконструйоване положення вибраних подій апроксимується в припущенні рівномірної азимутальної симетрії (площина  $x$ - $y$ ), щоб можна було визначити  $\theta$ -залежність радіусу оболонки  $R$ . Дані за три тижні забезпечують достатню статистику для цього аналізу.

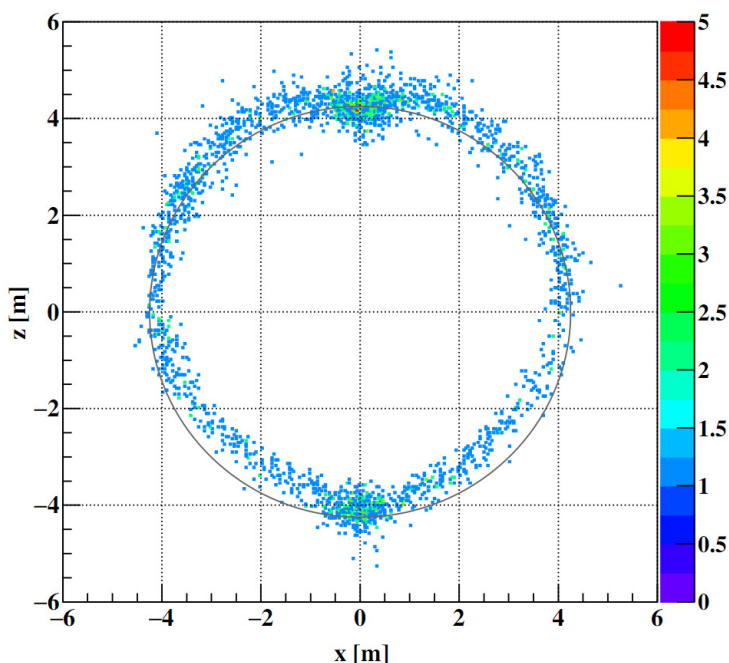


Рис. 2.6. Поперечний переріз (площина  $z$ - $x$ ,  $|y| < 0,5$  м) від розподілу 2478 подій, отриманих протягом 3-тижневого періоду та вибраних для реконструкції форми об'єму, що містить сцинтилятор. Колір на осі справа представляє кількість подій на  $0,0016 \text{ м}^3$  в пікселі  $0,04 \text{ м} \times 1,00 \text{ м} \times 0,04 \text{ м}$  ( $x \times y \times z$ ). Цей розподіл виявляє зсув та деформацію оболонки із рідким сцинтилятором щодо її номінального сферичного положення, показаного суцільною чорною лінією.

Дискримінація частинок за формою сцинтиляційного сигналу є важливим шляхом зниження фону від радіоактивної забрудненості сцинтилятора, у першу чергу продуктами розпаду радону  $^{210}\text{Pb}$ ,  $^{210}\text{Bi}$ ,  $^{210}\text{Po}$ . Окрім методу оптимального фільтру (методу Гатті) було також застосовано метод багат шарового перцептрону (multilayer perceptron, MLP). Це нелінійна техніка нейронних мереж, розроблена з використанням глибокого навчання для контрольованих бінарних класифікаторів, тобто функцій, які можуть вирішувати, чи вхід (представлений вектором чисел) належить до одного з двох класів. Цей метод застосовувався для  $\alpha / \beta$ -дискримінації [199] і використовував кілька параметрів для опису форми імпульсу, параметризуючи часовий профіль події як вхідні дані. Серед цих змінних, наприклад, відношення довгої компоненти сигналу до загальної суми в різних часових інтервалах, середній час потрапляння в кластер, їх дисперсія, коефіцієнт асиметрії, коефіцієнт ексцесу тощо. Події від альфа-частинок, як правило, мають значення MLP = 0, тоді як  $\beta$ -події мають значення MLP = 1, як це видно на рис. 2.7 (b).

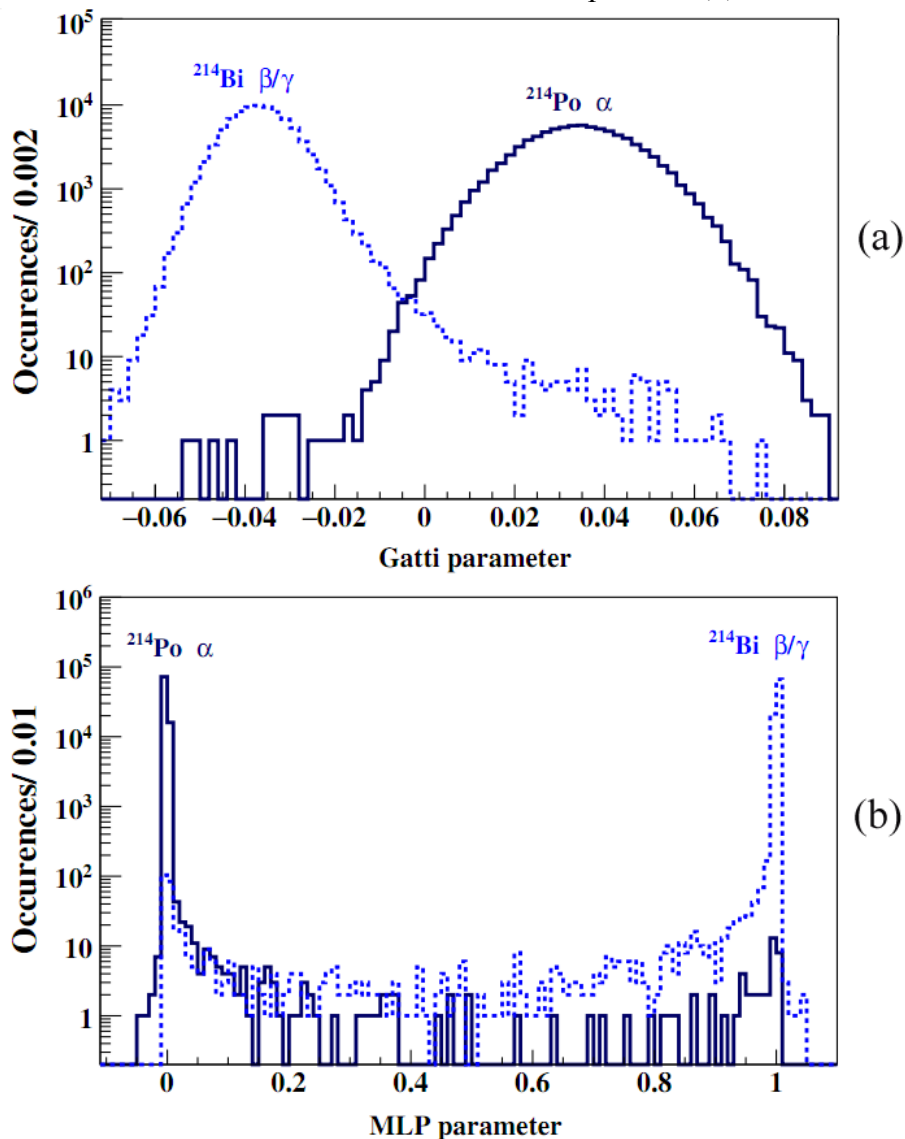
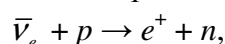


Рис. 2.7. Розподіл подій параметра форми сигналів (при використанні оптимального фільтру Гатті) ( $G$ ) (a) та багат шарового перцептрона (MLP) (b) параметрів дискримінації  $\alpha / \beta$  для подій  $^{214}\text{Bi } \beta^-$  (пунктирна лінія) та  $^{214}\text{Po } \alpha$  (суцільна лінія).

Антинейтрино реєструються в рідких сцинтиляційних детекторах за допомогою реакції зворотного бета-розпаду (ЗБР), схематично зображеної на Рис. 2.8:



у якій вільні протони – ядра водню, які присутні у вуглеводневих ( $C_nH_{2n}$ ) молекулах органічного рідкого сцинтилятора, – є мішенню. ЗБР – це взаємодія зарядженого струму, яка протікає лише для електронних антинейтрино. Оскільки нейтрон важчий, ніж протон, ЗБР має кінематичний поріг 1,806 MeV. Переріз ЗБР може бути точно розрахований з похибкою 0,4% [200]. У цьому процесі продуктами реакції є позитрон і нейтрон. Позитрон швидко зупиняється і анігілює, випромінюючи два  $\gamma$ -кванти з енергією 511 кеВ кожен, створюючи *швидкий* сигнал із видимою енергією  $E_p$ , яка безпосередньо корелює з енергією антинейтрино, що налітає:  $E_{\bar{\nu}_e} : E_p \sim E_{\bar{\nu}_e} - 0,784$  MeV:

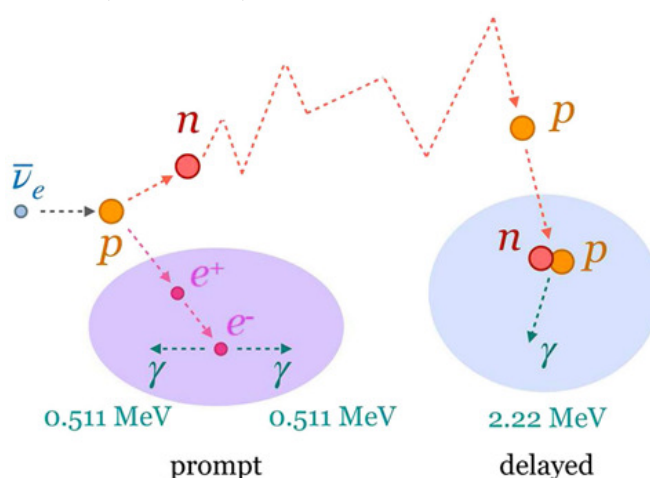


Рис. 2.8. Схема взаємодії нейтрино з протоном у процесі зворотного бета-розпаду, що використовується для реєстрації геонейтрино. Першим реєструється процес анігіляції позитрона (фіолетова область), а потім затриманий сигнал з вильотом гамма-кванта (синя область). Видима енергія швидкого сигналу включає внесок від кінетичної енергії позитрона, а також від його анігіляції. Нейтрон термалізується і розсіюється, поки не захопить вільний протон з утворенням дейтрона; під час захоплення випромінюється гамма-квант з енергією 2,2 MeV, реєстрація якого створює затриманий сигнал.

### 2.2.3. Сигнал від геонейтрино

Очікуваний сигнал геонейтрино залежить від енергії антинейтрино. У розпадах  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  та  $^{40}\text{K}$  випромінюються геонейтрино з різними енергетичними спектрами, показаними на Рис. 2.9 (а) (нормовані на один розпад головного нукліду радіоактивного сімейства). Кількість антинейтрино на розпад становить 6 для  $^{238}\text{U}$ , 4 для  $^{235}\text{U}$  і  $^{232}\text{Th}$  та 0,89 для  $^{40}\text{K}$ . Варто зауважити, що максимальна енергія як  $^{40}\text{K}$ , так і  $^{235}\text{U}$  антинейтрино знаходиться нижче порогу, тоді як для  $^{238}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$  в середньому 0,38 та, відповідно, 0,15 антинейтрино на один розпад мають енергію вище цього порогу. Розпади, у яких випромінюються антинейтрино, це  $^{234\text{m}}\text{Pa}$  і  $^{214}\text{Bi}$  у ланцюжку розпадів  $^{238}\text{U}$ , а також  $^{228}\text{Ac}$  і  $^{212}\text{Bi}$  в ланцюжку розпадів  $^{232}\text{Th}$ . Нехтуючи  $^{210}\text{Tl}$ , з імовірністю розгалуження  $<0,1\%$ , максимальні енергії антинейтрино від  $^{238}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$  становлять 3,27 MeV та 2,25 MeV, що випромінюються у розпадах  $^{214}\text{Bi}$  і  $^{212}\text{Bi}$ , відповідно. У розподілі енергії антинейтрино від U

і Th, представлено на Рис. 2.9 (а) та Рис. 2.9 (b), чітко видно спектральні структури розпаду  $\beta$  та ( $\beta$  і  $\gamma$ ). Зауважимо, що на основі експериментальних вимірювань вивчено спектральну форму розпаду лише від  $^{214}\text{Bi}$  [<sup>201</sup>]. Інші енергетичні розподіли антинейтрино даються з невизначеностями, оскільки вони, як правило, обчислюються за умови відомого універсального розподілу форми. На Рис. 2.9 (b) показані спектри геонейтрино, очікувані в лабораторії Гран-Сассо, враховуючи геофізичні та геохімічні вхідні дані.

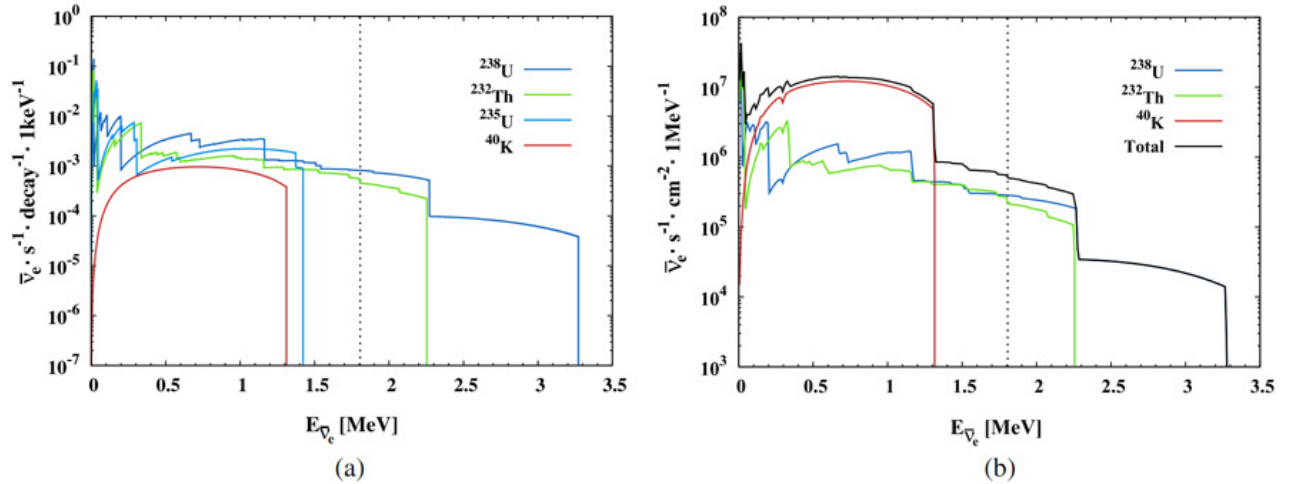


Рис. 2.9. (а) Енергетичні спектри геонейтрино від розпадів  $^{40}\text{K}$  та ланцюжків  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$ . Всі спектри нормуються до один розпад головного елемента ланцюжка. Інтеграл від нуля до кінцевої точки загального спектра дорівнює 6 для  $^{238}\text{U}$ , 4 для  $^{235}\text{U}$  і  $^{232}\text{Th}$  та 0,89 для  $^{40}\text{K}$ . Дані взяті з [<sup>202</sup>]. (b) Потоки геонейтрино від різних ізотопів та їх сума у місці розташування детектора Борексіно як функція енергій геонейтрино, розрахованих з урахуванням геофізичних та геохімічних вхідних даних [<sup>203</sup>] для літосфери далекого поля та [<sup>204</sup>] для місцевої кори. Потік з мантії обчислюється при припущенні двошарового розподілу та прийнятті вмісту тепловиділяючих елементів (heat-producing elements, HPE) в компонентах земної кори згідно геохімічної моделі. Вертикальні пунктирні лінії на обох ділянках представляють кінематичний поріг взаємодії зворотного бета-розпаду.

Враховуючи схему, представлену на Рис. 2.10, очікуваний сигнал геонейтрино в Борексіно S (U + Th) може бути виражений як сума трьох компонентів:

- (i)  $S_{\text{LOC}}$  (U + Th), сигнал локальної кори (LOC), який випромінюється із зони кори  $6^\circ \times 4^\circ$ , що оточує лабораторію Гран-Сассо, (ii)  $S_{\text{FFL}}$  (U + Th), сигнал з літосфери далекого поля (far field lithosphere, FFL), який включає континентальну літосферну мантію (CLM), тобто крихку частину мантії, що лежить під континентальною корою, і решту кори, отриману після видалення LOC, (iii)  $S_{\text{mantle}}$  (U + Th), сигнал від мантії.

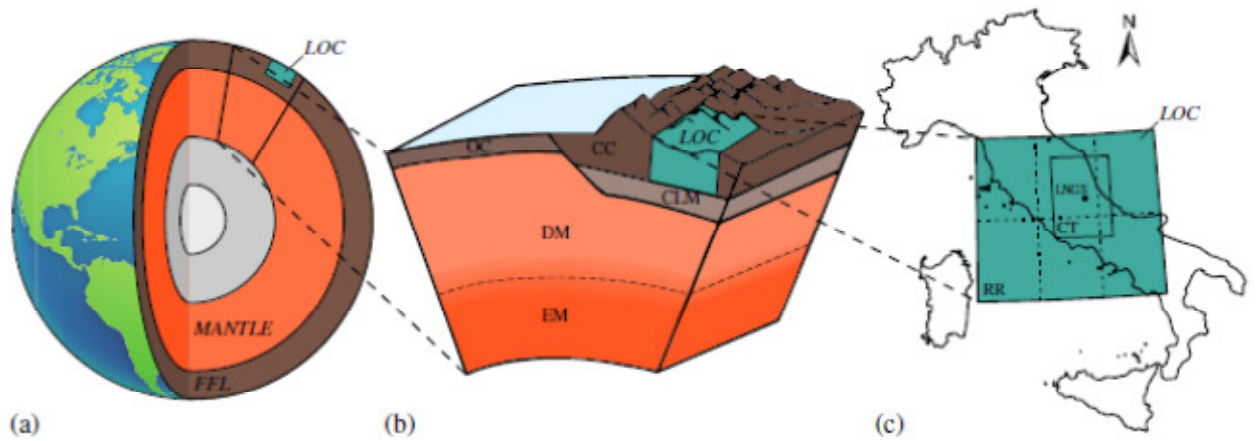


Рис. 2.10. (а) Схематичний малюнок будови Землі, що показує три компоненти, що вносять вклад в очікуваний сигнал геонейтрино в лабораторії Гран-Сассо: (i) місцева кора (LOC), (ii) літосфера далекого поля (FFL) та (iii) мантія. Внутрішня та зовнішня частини ядра (сірого кольору) не дають сигналу геонейтрино. (б) Схематичний розріз, що деталізує компоненти земної моделі BSE (Bulk Silicate Earth). Літосфера включає локальну ділянку (LOC) та відділену від детектора (FFL). Останній включає решту континентальної кори (CC), океанічної кори (OC) та континентальної літосферної мантії (CLM). У мантії можна виділити дві порції: нижню збагачену мантію (EM) і верхню збіднену мантію (DM). (с) Спрощена карта локальної ділянки (LOC). Центральна ділянка (СТ)  $2^\circ \times 2^\circ$  з центром у лабораторії Гран-Сассо моделюється окремо від решти шести ділянок, які представляють решту регіону (RR).

Для антинейтрино моделювали пари позитронів та нейтронів. Спектр енергії нейтронів взятий з  $^{205}$ . Енергетичні спектри антинейтрино перетворюються на енергетичні спектри позитронів. Також були змодельовані окремі спектри з ланцюжків розпадів  $^{232}\text{Th}$  і  $^{238}\text{U}$ , щоб їх можна було зважувати відповідно до очікуваного коефіцієнта для різних геологічних внесків. Для реакторних антинейтрино використовуються розраховані енергетичні спектри «з надлишком 5 МеВ» і на вході для моделювання методом Монте-Карло, як це показано на Рис. 2.11.



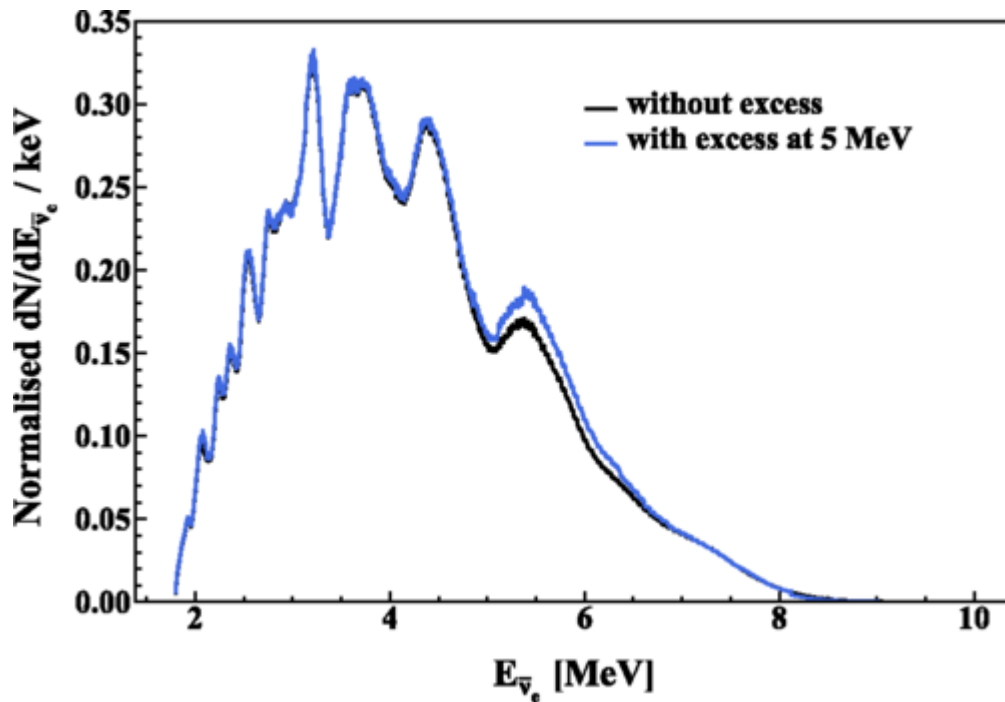


Рис. 2.11. Порівняння спектральних форм «з надлишком 5 MeV і без нього» для реакторних антинейтрино, які, як очікується, мають бути виявлені в Борексіно за допомогою взаємодії ЗБР за період з грудня 2007 року по квітень 2019 року. Спектри нормовані на одиницю. Зауважимо, що передбачувана кількість подій, передбачених спектром «із надлишком 5 MeV», зменшується приблизно на 6% по відношенню до подій «без надлишку 5 MeV», відповідно до коефіцієнта нормалізації  $R = 0,946$ , знайденого в [206].

Атмосферні нейтрино є потенційним фоновим джерелом для вимірювання геонейтрино. Атмосферні нейтрино виникають в результаті послідовного розпаду мезонів  $\pi(K)^\pm$  та мюонів  $\mu^\pm$ , що утворюються в результаті взаємодії космічних променів з ядрами атмосфери. Потік атмосферних нейтрино, енергетичний спектр яких показаний на Рис. 2.12, містить як нейтрино, так і антинейтрино, і мюонних нейтрино приблизно вдвічі більше, ніж електронних. Потім процес нейтринних осциляцій змінює склад потоку нейтрино, що проходять через детектор.

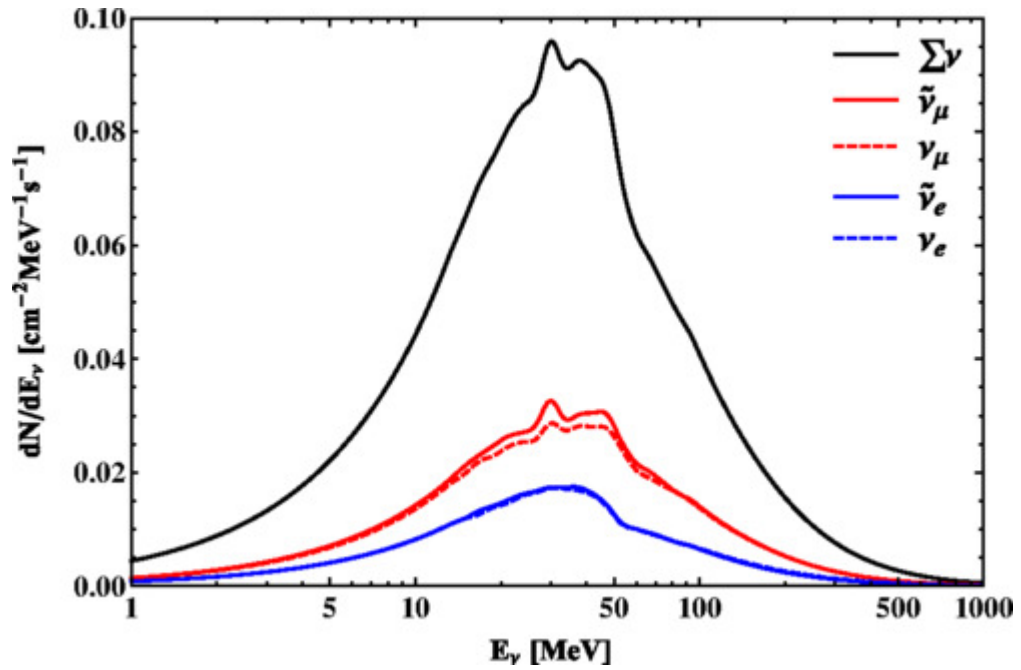


Рис. 2.12. Енергетичні спектри атмосферних нейтрино, що утворюються в атмосфері космічними променями, отримані за допомогою моделювання з пакетами НККМ2014 та FLUKA. У спектрі присутні нейтрино і антинейтрино різних ароматів.

Функції розподілу ймовірностей, отримані за допомогою моделювання методом Монте-Карло, нормовані на одиницю, тобто очікувані форми відгуку детектора до геонейтрино, показані на Рис. 2.13.

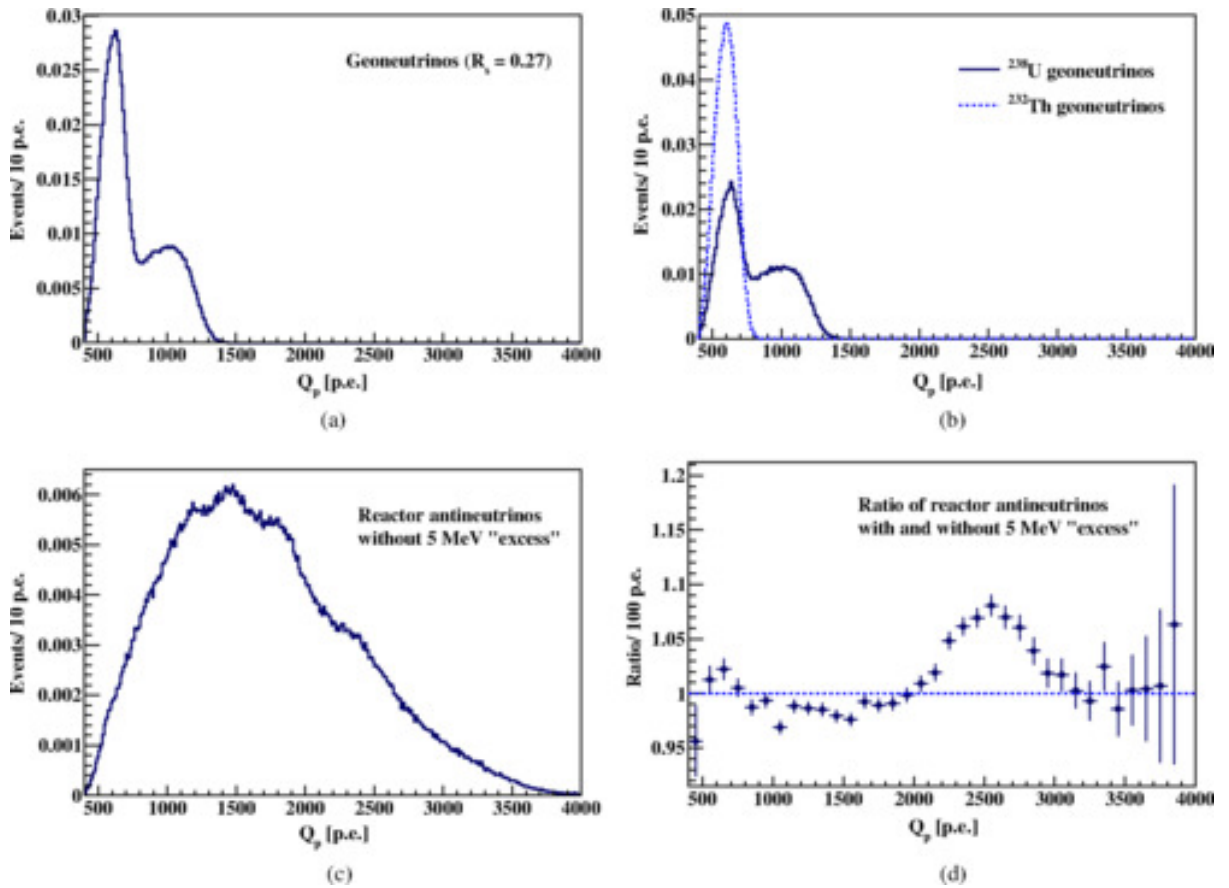


Рис. 2.13. Функції розподілу ймовірностей, засновані на моделювання методом Монте-Карло, нормовані на одиницю, тобто очікувані форми відгуку детектора до геонейтрино. Угорі ліворуч: геонейтрино із співвідношенням Th/U, зафіксованим на його значення в хондритах ( $R_S = 0,27$ ). Угорі праворуч: розподіли ймовірностей для  $^{238}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$  показано окремо. Унизу ліворуч: реакторні антинейтрино «без надлишку 5 MeV». Унизу праворуч: співвідношення реакторних антинейтринних спектрів «з/без надлишку 5 MeV», нормоване на однакову кількість подій в кожному, щоб продемонструвати різницю лише у формі.

#### 2.2.4. Аналіз складу мантії Землі на основі вимірювань потоку антинейтрино

Була досліджена також чутливість Борексіно для вимірювання відношення  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ . Як показано на Рис. 2.13, детектор не має чутливості для визначення цього співвідношення. Незважаючи на початкове значення, що дорівнює співвідношенню Th/U в хондритах (враховуючи статистичні коливання), відношення  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ , отримане в результаті апроксимації, має майже плоский розподіл для 10 000 псевдоекспериментів. Це також підтверджено великими розмірами контурів на контурній діаграмі  $^{232}\text{Th}$  проти  $^{238}\text{U}$ , показаними на Рис. 2.15 (d), для апроксимації даних із вільними компонентами  $^{238}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$ .

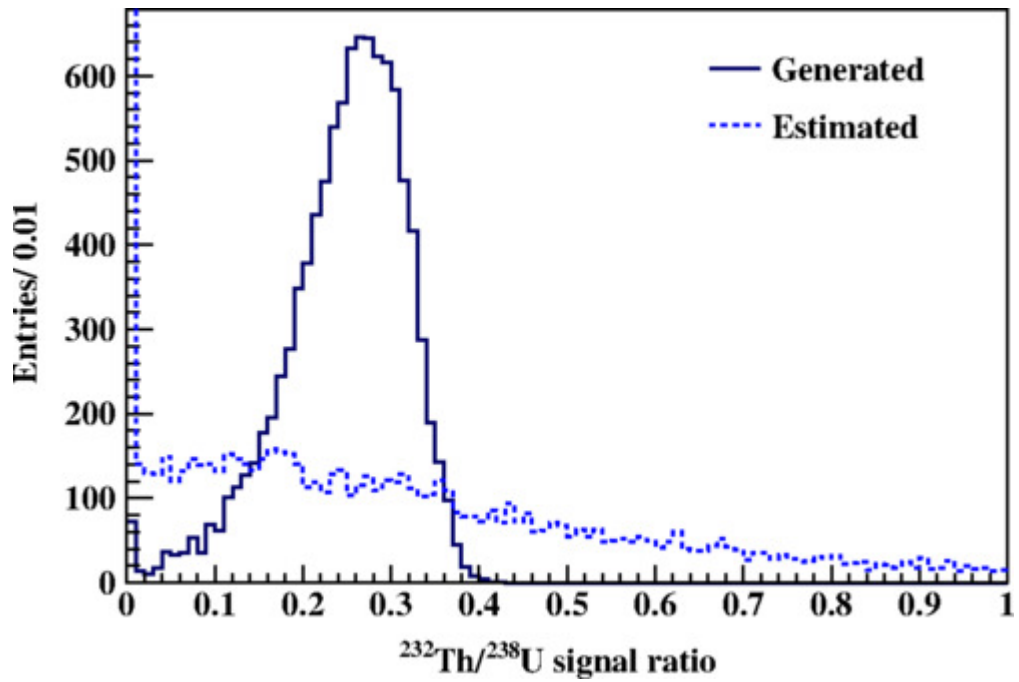


Рис. 2.14. Демонстрація відсутності чутливості Борексіно до відношення сигналів геонейтрини  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ . Суцільна лінія показує розподіл цього відношення, у припущенні його початкового значення, що дорівнює значенню в хондритах, для 10 000 згенерованих псевдоекспериментів. Розподіл цього відношення, отриманий з процедури апроксимації сигналу сумою відповідних функцій відгуку (пунктирна лінія), є майже плоским, з чітким піком в 0, через внесок  $^{232}\text{Th}$ , що тяжіє до нуля.

Результати апроксимації експериментальних даних та її інтерпретація показані на Рис. 2.15.

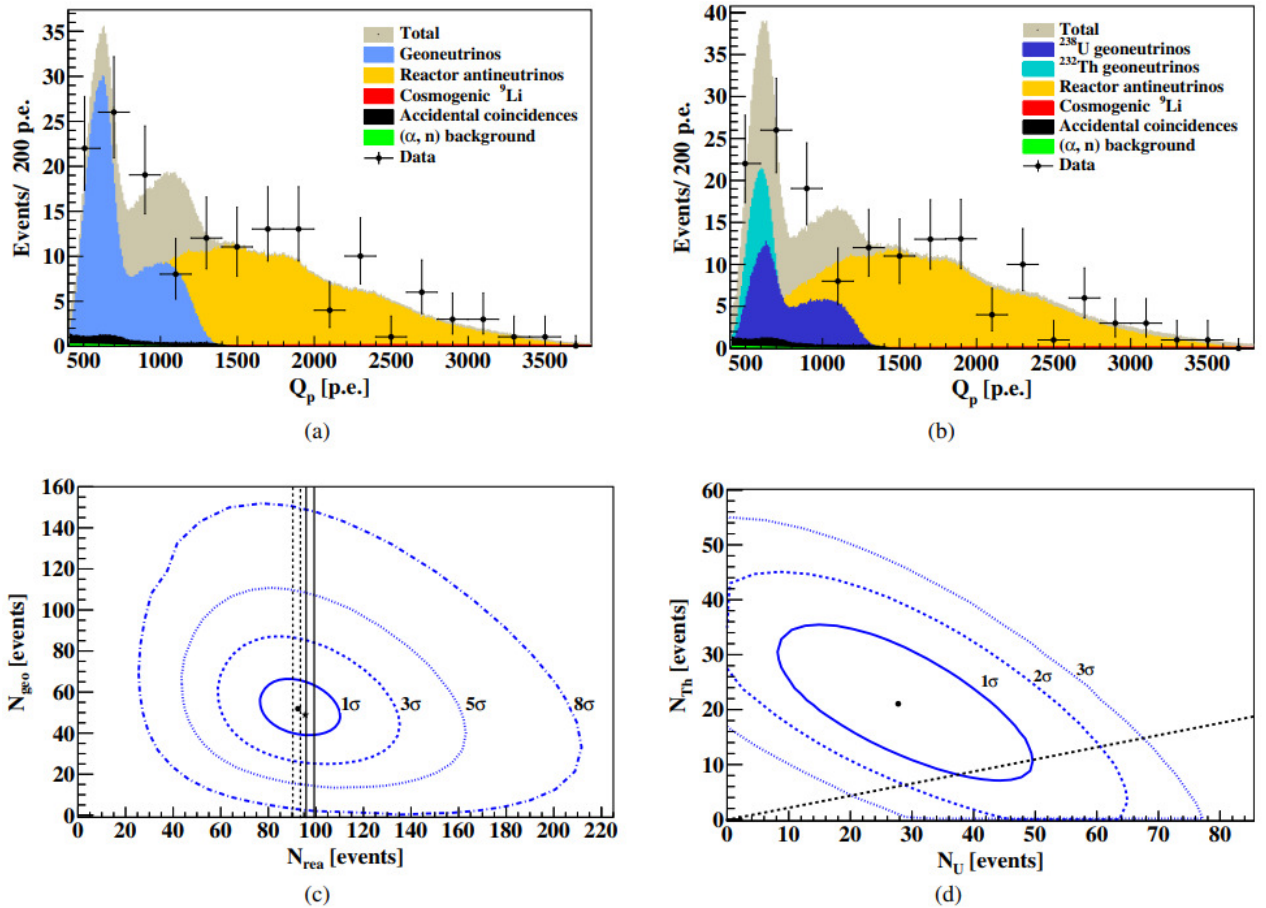


Рис. 2.15. Результати аналізу 154 кандидатів на обернений бета-розпад. (а) Спектральна апроксимація даних (чорні точки з пуасонівськими помилками) при припущенні хондритного відношення Th/U. Апроксимаційна функція, що містить усі компоненти сигналу та фону, відображається коричнево-сірим кольором. Параметри, які задають величину сигналу від геонейтрино (синій) та реакторних антинейтрино (жовтий), були вільними параметрами апроксимації. (b) Апроксимація, аналогічна (а), але з внесками  $^{238}\text{U}$  (темно-синій) та  $^{232}\text{Th}$  (блакитний) в якості вільних та незалежних компонент апроксимації. (c) Найкраща апроксимація даних (чорна крапка) та контури для 2D-покриття 68%, 99,7%,  $(100 - 5,7 \times 10^{-5})\%$  та  $(100 - 1,2 \times 10^{-13})\%$ , (що відповідає 1, 3, 5, та 8 $\sigma$  відповідно) для потоку геонейтрино порівняно з реакторними нейтрино, припускаючи хондритне відношення Th/U. Вертикальні лінії позначають смуги 1 $\sigma$  очікуваного реакторного антинейтринного сигналу. Для порівняння, зірочка показує найкращу апроксимацію з урахуванням внесків від  $^{238}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$  як вільних та незалежних компонент підгонки. (d) Найкраща апроксимація (чорна крапка) та контури покриття 68, 95,5 та 99,7% (що відповідає контурам 1 $\sigma$ , 2 $\sigma$  та 3 $\sigma$ ) для  $N_{\text{Th}}$  порівняно з  $N_{\text{U}}$  ( $N_{\text{Th}}$  і  $N_{\text{U}}$  – кількість зареєстрованих геонейтринних подій від торію і урану, відповідно). Пунктирна лінія представляє хондритне відношення Th/U.

На рисунку 2.16 показано еволюцію в часі вимірювань Борексіно для сигналу геонейтрино  $S_{\text{geo}}$  (U + Th) у лабораторії Гран-Сассо з 2010 року до поточного результату.

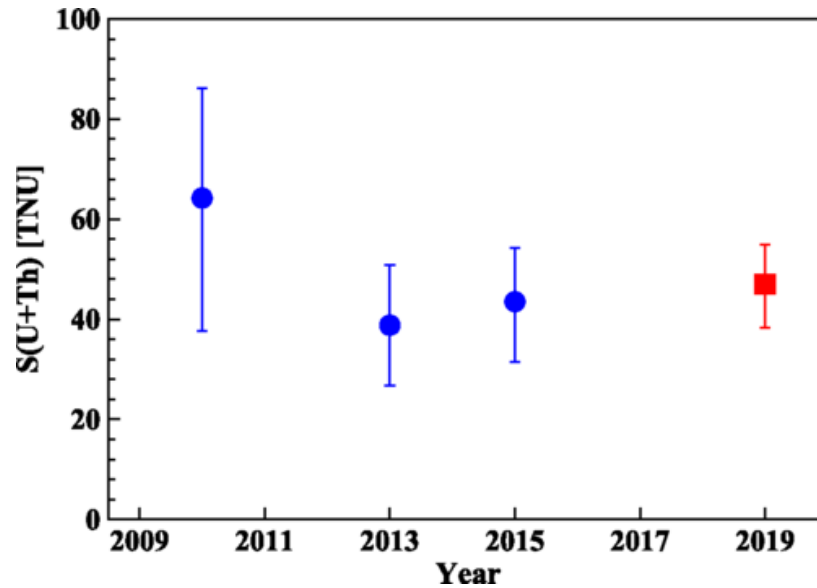


Рис. 2.16. Результати вимірювань сигналу від геонейтрино  $S_{\text{geo}}$  (U + Th) детектором Борексіно у лабораторії Гран-Сассо. Сині кружечки позначають результати, отримані у 2010 [207], 2013 [208] та 2015 [209], тоді як червоний квадрат демонструє поточний аналіз.

Таким чином, було виконано комплексне вимірювання геонейтрино за допомогою детектора Борексіно у підземній лабораторії Гран-Сассо. Результат отримано з аналізу даних вимірювань впродовж 3262,74 днів у період з грудня 2007 року до квітня 2019 року. Розроблено вдосконалені методи аналізу та оптимізовано вибір даних, що включає збільшений чутливий об'єм детектора. Експозиція  $(1,29 \pm 0,05) \times 10^{32}$  протонів  $\times$  рік більша у два рази порівняно з попереднім аналізом Борексіно, опублікованим у 2015 році. Сигнал геонейтрино від  $^{238}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$  становить  $47,0^{+8.4}_{-7.7}$  (стат.)  $^{+2.4}_{-1.9}$  (сист.) TNU (terrestrial neutrino units). Цей результат припускає таке ж середнє глобальне співвідношення концентрацій Th/U=3.9 у Землі, як і в хондритних метеоритах. Також виміряно фон антинейтрино від реакторів і показано, що він є сумісним із очікуваннями. При використанні детальних знань про місцеву кору поблизу місця експерименту нульова гіпотеза неспостереження сигналу геонейтрино з мантії виключається з 99% Д.І. Виміряний нейтринний сигнал з мантії, що дорівнює  $21.2^{+9.5}_{-9.0}$  (стат.)  $^{+1.1}_{-0.9}$  (сист.) TNU, припускаючи мантійне співвідношення Th/U=3.9, відповідає радіогенному тепловиділенню  $24,6^{+11.1}_{-10.4}$  ТВт від  $^{238}\text{U}$  і  $^{232}\text{Th}$  в мантії. Припускаючи 18% внеску від  $^{40}\text{K}$  у мантії та  $8,1^{+1.9}_{-1.4}$  ТВт загального радіогенного тепловиділення літосфери, яке відносно добре відомо, оцінка загального радіогенного тепловиділення Землі, отримана Борексіно, становить  $38,2^{+13.6}_{-12.7}$  ТВт, що відповідає конвективному співвідношенню Юрі (відношення радіогенного тепловиділення в мантії до повного потоку тепла з мантії)  $0,78^{+0.41}_{-0.28}$ . Ці значення сумісні з різними геологічними прогнозами, однак існує деяка невідповідність на рівні  $2,4\sigma$  з тими моделями Землі, які передбачають найнижчу концентрацію радіоактивних елементів у мантії. Крім того, існування гіпотетичного геореактора в центрі Землі потужністю більше 2,4 ТВт виключається з 95% Д.І.

## 2.3. Потік нейтрино від розпадів $^8\text{B}$ у Сонці

### 2.3.1. Відгук детектора і відбір даних для аналізу

Детектор Борексіно реєструє сонячні нейтрино з найнижчим енергетичним порогом з усіх нейтринних експериментів. Нещодавно за допомогою цього детектора було проведено нове комплексне вимірювання сонячних нейтрино з  $pp$ -циклу [65], яке покращило попередні результати за показниками взаємодії  $pp$ -,  $^7\text{Be}$ - та  $pep$ -нейтрино, [210, 188, 211, 212], нейтрино від  $^8\text{B}$  вище енергій  $\sim 3$  MeV [189] та встановило обмеження на потік нейтрино, які утворюються в результаті злиття  $^3\text{He}$  і протонів ( $hep$ ). За допомогою свого останнього набору вимірювань детектор забезпечив надійний тест Стандартної сонячної моделі (ССМ) [187] і точніше дослідив перетворення аромату сонячних нейтрино, яке добре описується рішенням MSW+LMA (флейворні осциляції Михеева–Смірнова–Вольфенштейна з великим кутом змішування) [213, 214].

Аналіз даних експерименту Борексіно дозволив вдосконалити вимірювання швидкості лічби взаємодії  $pp$ -,  $pep$ - та  $^7\text{Be}$ -нейтрино з точністю, що перевищує 3%. В цьому розділі описано більш точно вимірювання швидкості лічби взаємодії сонячних нейтрино від  $^8\text{B}$ , проведене з більш ніж десятикратним збільшенням експозиції відносно попереднього вимірювання, використовуючи поріг енергії електрона віддачі  $\sim 3$  MeV, найнижчий на сьогоднішній день. Збільшення експозиції досягнуто завдяки тривалому періоду збору даних, а також істотно збільшеній активній масі, яка включає майже весь сцинтилятор (278 т). Інші помітні вдосконалення включають зменшення рівня радіоактивних фонів після кампанії з очищення сцинтилятора у 2011 році, ефективної для значного зменшення забруднення  $^{208}\text{Tl}$ , та новий багатовимірний метод аналізу для обмеження забруднення космогенним радіонуклідом  $^{11}\text{Be}$ . Нарешті, було виявлено і включено в аналіз нове джерело фону, індукованого радіогенними нейтронами, якого не було у попередньому аналізі.

Моделювання відгуку детектора Борексіно стабільно вдосконалювалось з початку збору даних у 2007 р. Важлива інформація була отримана завдяки великим калібрувальним кампаніям [215]. Більше того, великий масив даних, записаний протягом десятиліття, дозволив суттєво оптимізувати моделювання детектора методом Монте-Карло [216]. Вдосконалений аналіз даних експерименту Борексіно дозволив поширити аналіз нейтрино від  $^8\text{B}$  на увесь об'єм сцинтилятора, що майже в три рази збільшило масу мішені порівняно з попереднім вимірюванням.

Нерівномірність просторового розподілу працюючих ФЕПів, разом із ослабленням сцинтиляційного світла в об'ємі детектора, спричиняє залежність енергетичної реакції від координат події. Модель Монте-Карло передбачає відносну варіацію виходу світла по відношенню до центру, яка коливається від  $-23\%$  у нижній півкулі до  $+8\%$  у верхній півкулі (див. Рис.2.17).

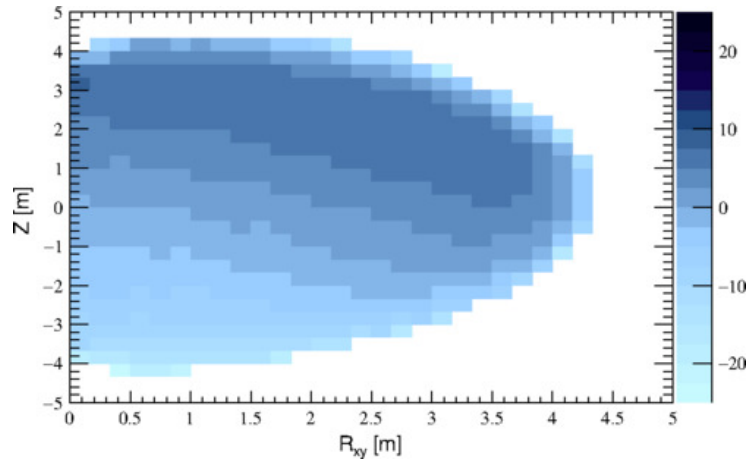


Рис. 2.17. Варіація світловиходу [%], за моделюванням Монте-Карло, по відношенню до центру детектора, як функція відновленого положення події ( $z$  – вертикальна координата; відстань від вертикальної осі  $R_{xy} = \sqrt{x^2 + y^2}$ ). Відповідна систематична помилка була оцінена у 1,9% з використанням даних калібрування з джерелами  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$ .

Енергетичний поріг для аналізу встановлений на рівні 1650 фотоелектронів, що відповідає енергії електрона 3,2 МеВ, з ефективністю реєстрації 50%, як показано на Рис. 2.18. Поріг вищий, ніж той, що використовувався у попередньому аналізі (1494 фотоелектронів), щоб врахувати вищу ефективність збору світла для подій з високим радіусом у верхній півкулі. Ця область раніше була виключена зрізом об'єму в радіусі 3 м. Верхня межа встановлена на рівні 8500 фотоелектронів ( $\sim 17$  МеВ енергії електронів), щоб повністю включити в аналіз електрони віддачі після пружного розсіювання на них нейтрини від  $^8\text{B}$ .

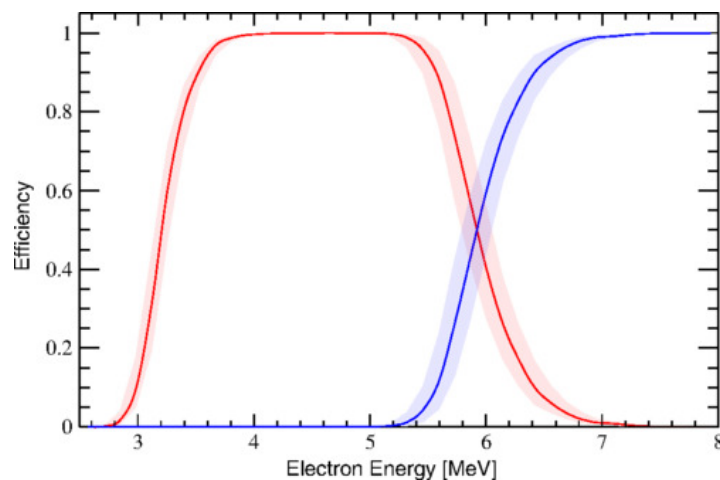


Рис. 2.18. Ефективність реєстрації та пов'язані з нею невизначеності (завдяки визначенню енергії електронів) в діапазонах HER-I [(1650, 2950) фотоелектронів, червона лінія] та HER-II [(2950, 8500) фотоелектронів, синя лінія] в залежності від енергії електронів. Ефективність реєстрації дорівнює 1 для 8500 фотоелектронів ( $\sim 17$  МеВ) діапазону HER-II.

Швидкість лічби подій-кандидатів становить 4,02 відліків за добу. Мюони, не розпізнані системою набору даних, можуть спричинити сигнали від утворених цими



мюонами космогенних ізотопів. Для придушення цього джерела фону нам потрібна мінімальна різниця в часі між подіями в 5 с. Очікувана кількість випадкових збігів у вікні 5 с становить 1,4 у всьому наборі даних, що відповідає додатковій частці мертвого часу  $2,5 \times 10^{-4}$ . Загалом цим критерієм відбору відхилено 17 подій. Остаточна вибірка включає 6065 подій-кандидатів, які пройшли всі відбори, з експозицією  $1089 \pm 21$  т × рік після віднімання мертвого часу. Отриманий енергетичний спектр для енергетичних вікон HER-I та HER-II показаний на Рис. 2.19.

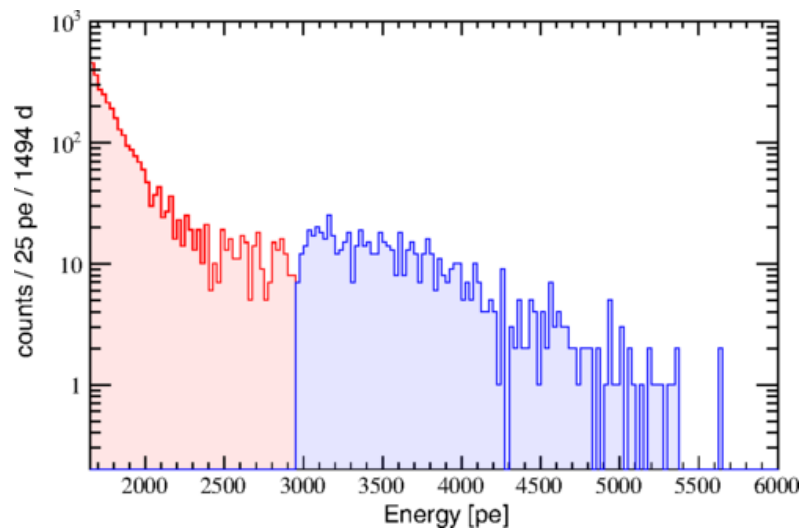


Рис. 2.19. Енергетичний спектр залишкових подій після відбору у діапазонах HER-I (червоний) та HER-II (синій). Відбір по висоті на 2,5 м застосовується до області HER-II, що призводить до скачка у кількості вибраних подій при 2950 фотоелектронах (pe). У піддіапазоні HER-II [6000 pe, 8500 pe] подій не знайдено.

### 2.3.2. Фон детектора в області інтересу

При розпаді  $^{212}\text{Bi}$  утворюється радіонуклід  $^{208}\text{Tl}$  з 36% коефіцієнтом розгалуження. Це  $\beta$ -розпад зі значенням  $Q_{\beta} \approx 5,0$  MeV, у якому одночасно випромінюються електрони і  $\gamma$ -кванти. Активність  $^{208}\text{Tl}$  визначається кількісно, за допомогою оцінки розпаду  $^{212}\text{Bi}$  (64%) і підрахунку кількості подій розпадів  $^{212}\text{Bi} - ^{212}\text{Po}$ . Короткий час життя ( $\tau \approx 431$  нс)  $^{212}\text{Po}$  разом із кореляцією у просторі між двома розпадами полегшують ідентифікацію цих збігів з незначним або відсутнім фоном, що дозволяє отримати точну оцінку активності  $^{212}\text{Bi}$ , а отже,  $^{208}\text{Tl}$ . Активність  $^{208}\text{Tl}$  була виміряна як  $(1,8 \pm 0,3) \times 10^{-2}$  відліків за добу на 100 тон сцинтилятора. Це приблизно в п'ять разів менше, ніж у попередній роботі, завдяки кампанії з очищення сцинтилятора після попереднього пошуку.

У самому зовнішньому шарі сцинтилятора  $\gamma$ -кванти 2,6 MeV від розпаду  $^{208}\text{Tl}$  (99%) можуть виходити в об'ємі буферної рідини і зміщувати реконструйовану енергію події нижче порога аналізу. Це штучно зміщує радіальний розподіл у бік нижчих радіусів по відношенню до нейтрино-індукованих електронів, як показано на Рис. 2.20. З цієї причини  $^{208}\text{Tl}$  включений як окремий компонент радіальної апроксимації, з коригуючим коефіцієнтом, отриманим з невизначеності на його вимірювану об'ємну активність. Це є причиною різниці щодо попереднього аналізу, де фон  $^{208}\text{Tl}$  статистично віднімався із загальної швидкості лічби подій.

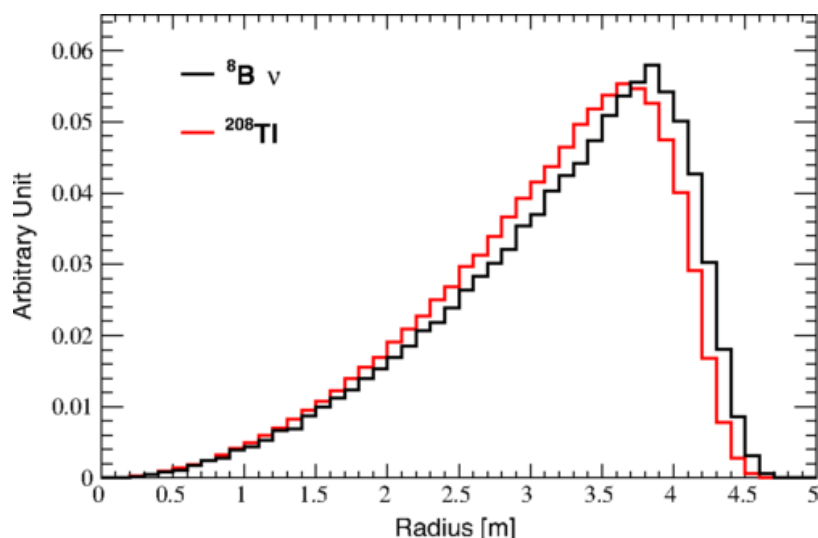


Рис. 2.20. Радіальні розподіли модельованих подій нейтрино від  ${}^8\text{B}$  (чорна гістограма) та розпадів  ${}^{208}\text{Tl}$  (червона гістограма), з відбором по енергії [1650, 2950] фотоелектронів. Два спектри нормуються на число реконструйованих подій. Різниця пов'язана з випромінюванням  $\gamma$ -квантів  ${}^{208}\text{Tl}$ , які виходять за межі сцинтилятора.

Радіальний розподіл подій  ${}^{208}\text{Tl}$  отримано з виміряного розподілу розпадів  ${}^{212}\text{Bi} - {}^{212}\text{Po}$ . Коли  $\alpha$ -частинки випромінюються з імплантованого в нейлонову оболонку  ${}^{212}\text{Po}$  і потрапляють в активний об'єм сцинтилятора, вони втрачають частку своєї енергії всередині нейлону, і це призводить до зменшення сцинтиляційного сигналу. Таким чином, поверхневі події можна відкинути, вибравши розпади  ${}^{212}\text{Po}$  з повним поглинанням енергії  $\alpha$ -частинок у сцинтиляторі. Щоб відкинути події розпадів  ${}^{212}\text{Bi} - {}^{212}\text{Po}$  із зменшеною енергією, було виконано моделювання розпадів з урахуванням рівня забруднення цими нуклідами, виміряного у сцинтиляторі (див. Рис. 2.21).

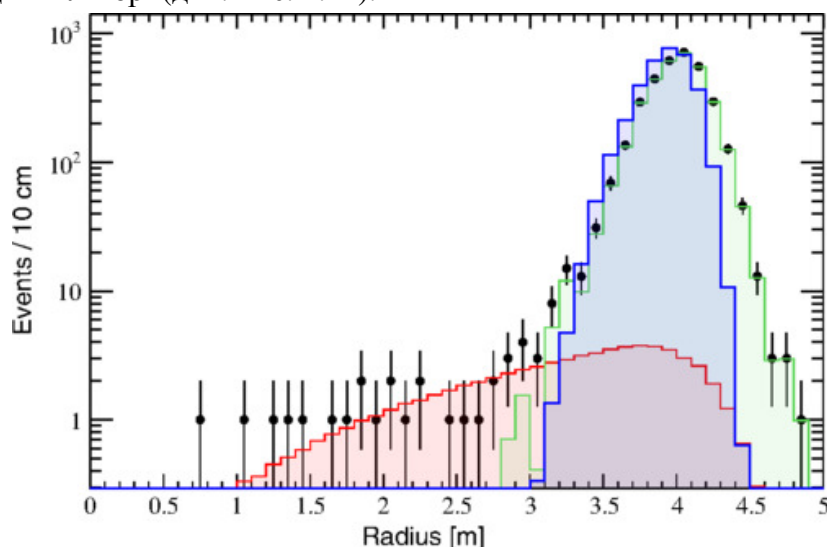


Рис. 2.21. Радіальний розподіл подій від розпадів  ${}^{212}\text{Bi}$ , що відбуваються в сцинтиляторі, вибраних за швидкими збігами  ${}^{212}\text{Bi} - {}^{212}\text{Po}$  (чорні точки). Розподіл апроксимується об'ємним компонентом (червоним) та компонентом, що враховує дифузію з нейлонової оболонки (зелений). Радіальний розподіл подій від  ${}^{208}\text{Tl}$  показано синім кольором.

Вибірка даних HER-II повинна містити лише події в об'ємі сцинтилятора – нейтринні від  ${}^8\text{B}$  та фон від розпадів космогенного  ${}^{11}\text{Be}$ . Не очікується внеску довгоживучої природної радіоактивності з  $E > 5$  MeV. Однак дані показують надлишок подій при великих радіусах у протиріччі з об'ємним розподілом, як показано на Рис. 2.22. Цей ефект раніше не спостерігався через обмежену статистику довірчого об'єму в радіусі 3 м.

Цей надлишок можна пояснити  $\gamma$ -квантами, які виникають внаслідок захоплення радіогенних нейтронів, що утворюються в матеріалах детектора у  $(\alpha, n)$ -реакціях або у реакціях спонтанного поділу. Як можливі джерела нейтронів визначені два досить масивні компоненти детектора із незначним забрудненням  ${}^{238}\text{U}$ ,  ${}^{235}\text{U}$  та  ${}^{232}\text{Th}$ : це сталевий сферичний корпус детектора масою  $\sim 45$  т, та скло ФЕП (загалом  $\sim 0,8$  кг  $\times$  2212 ФЕП  $\sim 1,77$  т).

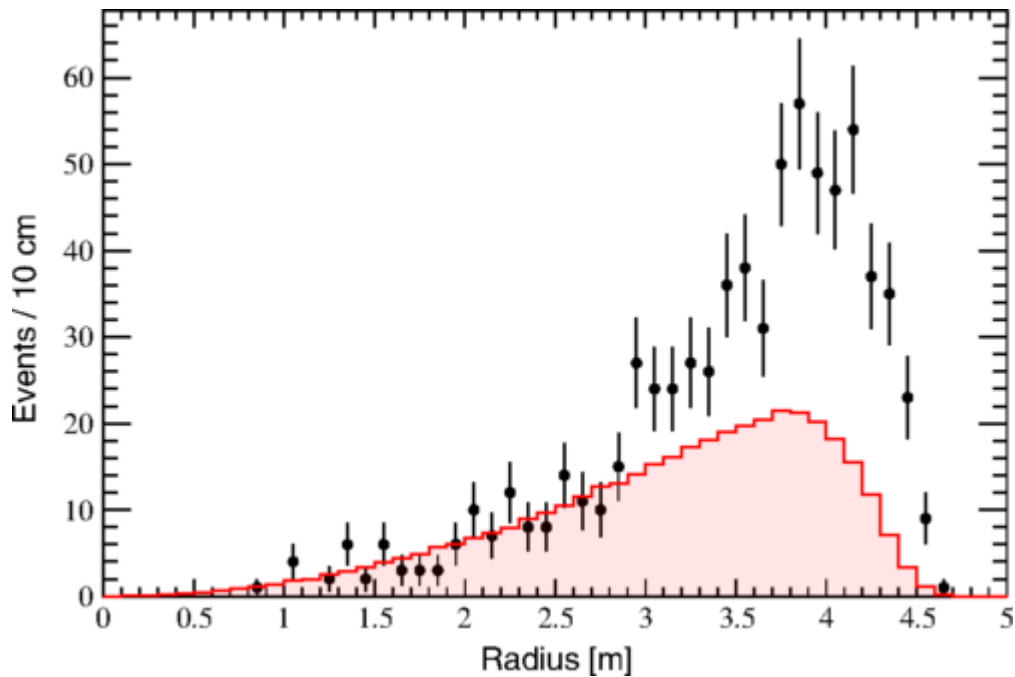


Рис. 2.22. Радіальний розподіл подій від  ${}^8\text{B}$  (чорні точки) порівняно з результатами моделювання методом Монте-Карло (червоний розподіл) для подій з  $Q > 2950$  фотоелектронів ( $\sim 5$  MeV). Надлишок при великих радіусах є показником додаткової високоенергетичної зовнішньої фонові складової, індукованої захопленнями радіогенних нейтронів на матеріалах детектора.

Нейтрони, що виходять із сталевому корпусу детектора та скла ФЕП, моделюються за допомогою методу Монте-Карло [216], використовуючи розподіл вхідної енергії (Рис. 2.23). Моделювання вказує на те, що нейтрони захоплюються переважно залізом сталевому корпусу детектора, а також воднем і вуглецем у буферній рідині в межах  $\sim 80$  см від сталевому корпусу детектора, випромінюючи  $\gamma$ -кванти з енергією до  $\sim 10$  MeV. Ці  $\gamma$ -кванти послаблюються залишковою буферною рідиною товщиною  $\sim 2$  м, що відокремлює її від обсягу сцинтилятора. Частка подій з енергією  $E > 1650$  фотоелектронів коливається в межах  $10^{-5} \dots 10^{-4}$ , залежно від місця захоплення нейтронів та енергії випроміненого  $\gamma$ -кванта. Моделювання високоенергетичних  $\gamma$ -квантів з периферії детектора було підтверджено в Борексіно з використанням калібрувального джерела  ${}^{228}\text{Th}$  [216].

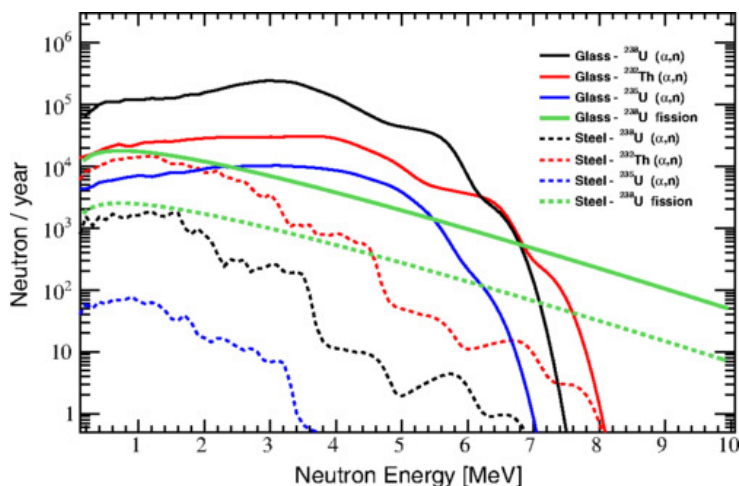


Рис. 2.23. Прогнозовані енергетичні спектри нейтронів, що утворюються внаслідок  $(\alpha, n)$ -реакцій та спонтанного поділу, від забруднень  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$  сталевому корпусу установки та ФЕП.

Крім того, розглянуто вплив можливих систематичних ефектів на реконструйований радіальний розподіл подій в діапазоні HER-I. Вони виникають внаслідок можливого дисбалансу між  $\gamma$ -квантами, що утворюються в буферній області і в сталевому корпусі детектора та склі ФЕП, спричиненого спрощеною моделлю детектора, у якій відсутні певні деталі, такі як, наприклад, внутрішня структура ФЕП та кабелі. Ми порівнюємо розподіл подій із захоплення нейтронів у буфері та в сталевому корпусі детектора та спостерігаємо незначні відмінності, обмежені краєм оболонки, як показано на Рис. 2.24.

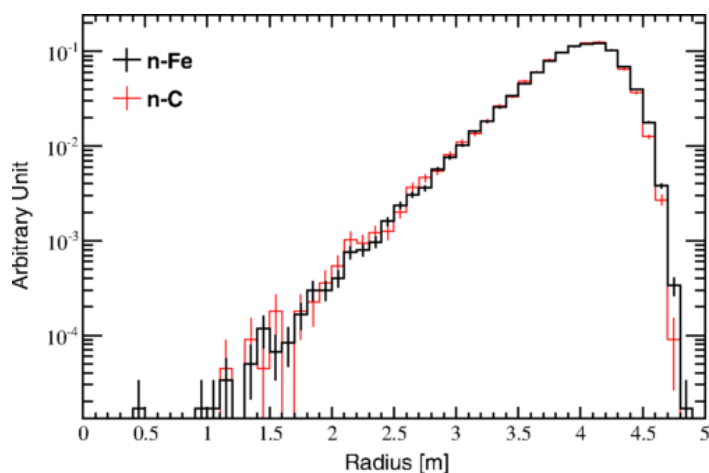


Рис. 2.24. Реконструйовані радіальні розподіли змодельованих подій з енергією, що потрапляє в діапазон HER-I і генерується захопленням нейтронів на вуглеці в буферній рідині (червоний) та на сталевому корпусі установки (чорний).

Ідентифікація нейтринного сигналу залежить від радіального розподілу, відмінного від фонового. Очікується, що кандидати подій від нейтрино будуть рівномірно розподілені по сцинтилятору – властивості, спільній з фоном  $^{11}\text{Be}$ , який описується тією ж радіальною функцією, але швидкість лічби якого, однак, обмежена. Об'ємний  $^{208}\text{Tl}$ , навпаки, має інший розподіл, як показано на Рис. 2.25.

Енергетичний спектр  ${}^8\text{B}$ , що використовується у даній роботі, – це спектр, запропонований у роботі [217]. Спектральні спотворення внаслідок флейворних осциляцій нейтрино не впливають на форму радіальних розподілів HER-I та HER-II, як показано на Рис. 2.25, де порівнюються радіальні форми, змодельовані для енергетичних вікон як із флейворними осциляціями Михеєва–Смірнова–Вольфенштейна у припущенні про великий кут змішування (MSW+LMA), так і без осциляцій.

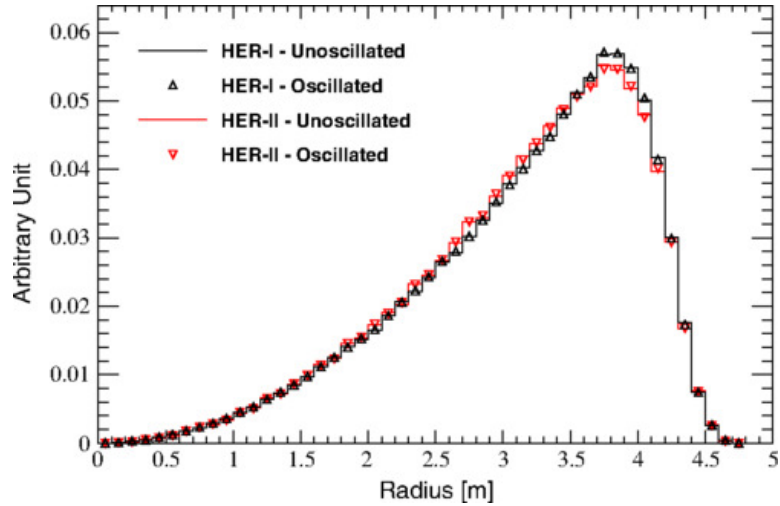


Рис. 2.25. Порівняння радіальних розподілів нейтрино за умови наявності та відсутності осциляцій в діапазонах HER-I та HER-II. Обидва спектри майже не відрізняються, що підтверджує незначну залежність радіального розподілу від енергетичного спектру.

Зразок даних HER-II апроксимовано лише двома компонентами:  ${}^8\text{B}$ -нейтрино та зовнішній фон, пов'язаний із захопленням нейтронів. Зразок HER-I вимагає трьох додаткових компонентів апроксимації, зокрема,  ${}^{208}\text{Tl}$  у об'ємі детектора (розчинений у сцинтиляторі), поверхневий (у нейлоновій оболонці) та еманация (завдяки дифузії з нейлонової оболонки у зовнішній край сцинтилятора).

### 2.3.3. Значення потоку нейтрино від ${}^8\text{B}$ у Сонці

Радіальні апроксимації HER-II та HER-I показані на Рис. 2.24 і 2.25, а відповідні  $\chi^2/\text{ч.с.с.}$ , за винятком порожніх бінів, дорівнюють 30,4/35 (HER-II) та 31,3/36 (HER-I), відповідно. Швидкість еманации  ${}^{208}\text{Tl}$  була виміряна на рівні  $0,47 \pm 0,06$  відліків за добу. Варто згадати, що виключення цього процесу з моделі фону і апроксимації призводить до збільшення величини  $\chi^2/\text{ч.с.с.} = 91,6/36$ .

Аналіз даних, показаних на Рис. 2.26 і 2.27, дозволив визначити швидкість лічби нейтрино від розпадів  ${}^8\text{B}$  у Сонці вище енергії 3 MeV як  $0,223_{-0,016}^{+0,015}$  (стат.)  $\pm 0,006$  (сист.) відліків за добу у 100 тонах, що відповідає спостережуваному потоку сонячних борних нейтрино  $\Phi_{\text{B}}^{\text{ES}} = 2,57_{-0,18}^{+0,17}$  (стат.)  $\pm 0,07$  (сист.)  $\times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Це значення добре узгоджується з попереднім результатом Борексіно (але має вдвічі меншу похибку) і з результатом Super-Kamiokande [218]. Стандартна сонячна модель з високою металевістю передбачує потік борних нейтрино за відсутності осциляцій  $(5,46 \pm 0,66) \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , різниця повністю узгоджується з рішенням MSW+LMA.

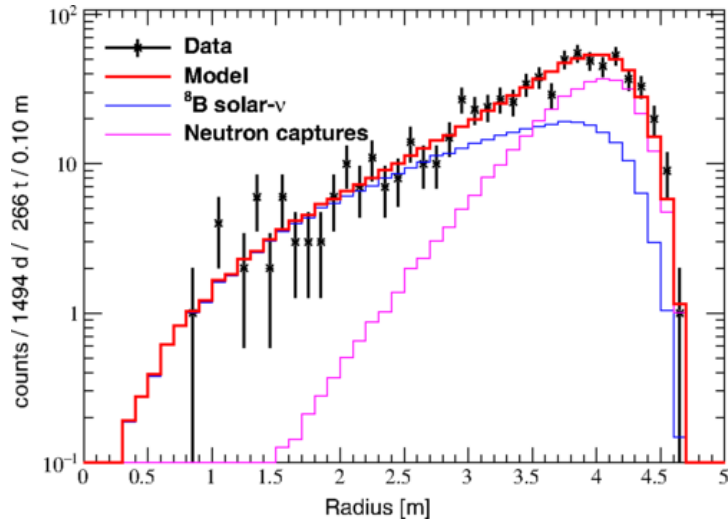


Рис. 2.26. Апроксимація радіального розподілу події в діапазоні HER-II, [2950, 8500] фотоелектронів.

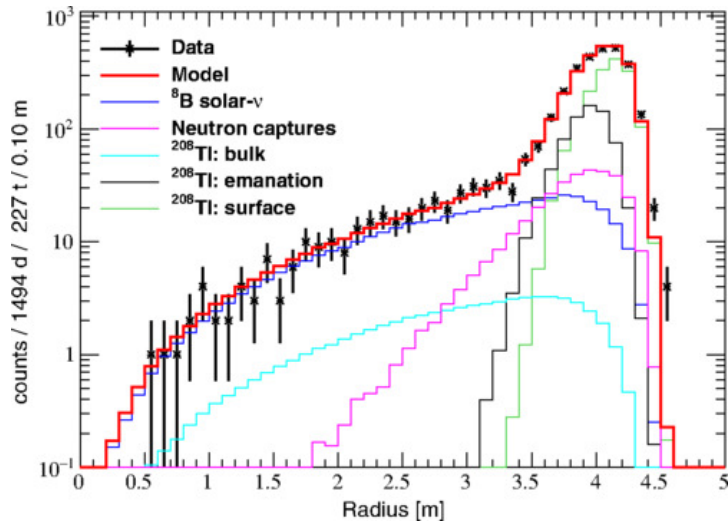


Рис. 2.27. Апроксимація радіального розподілу події в діапазоні HER-I, [1650, 2950] фотоелектронів.

Також проведено пошук *her*-нейтрино за допомогою їх пружного розсіювання на електронах та непружного розсіювання через нейтральні струми на ядрах вуглецю,  $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ , де збуджене ядро  $^{12}\text{C}$  переходить в основний стан, випромінюючи  $\gamma$ -квант 15,1 MeV. Нейтрино від *her*-реакції – останні нейтрино сонячного *pp*-циклу, які ще не спостережено. Вони є найменш поширеними сонячними нейтрино, але й найбільш енергетичними (< 18,8 MeV), тому вони найбільш чутливі до ефекту Михеева–Смірнова–Вольфенштейна. Дані були відібрані за допомогою методу зниження фону від нейтронів, з урахуванням космогенного фону. Була також поставлена вимога, щоб енергія подій, виміряна за допомогою додаткової системи накопичення даних FADC, потрапляла в діапазон 11–20 MeV, і їх вершини розташовувалися всередині на відстані >25 см від нейлонової оболонки, що відповідає активній масі детектора ~216 тон. Остаточна вибірка включає десять подій, які залишилися після всіх відборів. Ці події показані на Рис. 2.28.

Після урахування усіх джерел фону, загальна кількість очікуваних подій від фону становить  $12,8 \pm 2,3$  відліків у порівнянні із спостереженими десятьма подіями, як показано на Рис. 2.28. Це відповідає верхньому обмеженню на кількість зареєстрованих *her*-нейтрино  $< 4.37$  подій (90% ДІ) та верхньому обмеженню на потік *her*-нейтрино  $< 1.8 \times 10^5$   $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ .

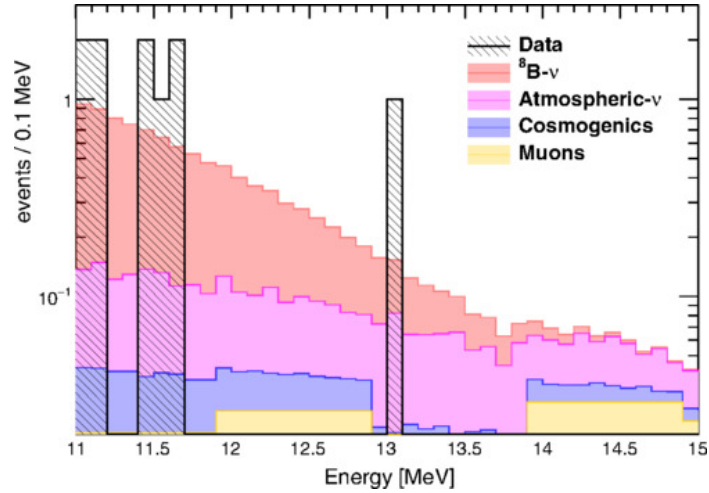


Рис. 2.28. Спектр енергії вибраних подій для *her*-нейтрино вище 11 MeV, порівняно з очікуваним фоновим спектром.

За допомогою детектора Борексіно виміряна швидкість лічби нейтрино від розпадів <sup>8</sup>B у Сонці вище енергії 3 MeV. Ця величина,  $0,223^{+0.015}_{-0.016}$  (стат.)  $\pm 0.006$  (сист.) відліків за добу у 100 тонах, відповідає спостережуваному потоку борних нейтрино у припущенні про відсутність зміни аромату нейтрино  $\Phi_{\text{B}}^{\text{ES}} = 2.57^{+0.17}_{-0.18}$  (стат.)  $\pm 0.07$  (сист.)  $\times 10^6 \text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . Для вимірювання вперше був використаний майже весь активний об'єм детектора, знижено радіоактивний фон після очищення сцинтилятора у 2011 році, а також застосовані нові методи аналізу, що забезпечують більш точне моделювання фону. Встановлено також нове обмеження на потік сонячних *her*-нейтрино (єдиний ще не знайдений компонент нейтринного потоку від *pp*-циклу), пошук яких був здійснений за допомогою їх пружного розсіяння на електронах та непружного розсіяння через нейтральні струми на ядрах вуглецю,  $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$  ( $E_{\gamma} = 15,1$  MeV).

## 2.4. Вивчення нейтринних подій, які корелюються зі спалахами на Сонці

Нейтрино можуть утворюватися в результаті розпаду піонів, які у великій кількості виробляються в результаті зіткнення протонів з протонами та альфа-частинками в сонячних спалахах. Спектр нейтрино залежить від спектра частинок, які беруть участь у зіткненнях, і тому погано вивчений. Не зважаючи на це, для різного набору вхідних параметрів середня енергія нейтрино, як вважається, має бути близько 10 MeV [<sup>219</sup>]. Процес утворення електронних антинейтрино придушується порівняно з процесом утворення нейтрино через вищий енергетичний поріг утворення піонів  $\pi^-$  у зіткненнях протонів.

Р. Девіс пояснював надлишок лічби в деяких циклах вимірювань в хлор-аргоновому експерименті Хоумстейк саме надлишком нейтрино, які утворюються в сонячних спалахах. Під час набору циклу 117 відбувся (4 червня 1991 року) інтенсивний сонячний спалах класу X12 (відповідає інтенсивності потоку рентгенівського випромінювання в  $12 \times 10^{-4}$  Вт/м<sup>2</sup> при 1–8 Å). Спираючись на ці дані, був знайдений інтеграл від потоку нейтрино по часу (флюенс). У цій роботі ми виконали пошук нейтрино і антинейтрино  $\nu_x$  та  $\bar{\nu}_x$  ( $x = e, \mu, \tau$ ) з різноманітних сонячних спалахів, дивлячись на дані їх пружнього розсіяння на електронах в сцинтиляторі, що використовувався в експерименті Борексіно.

Інформація про спалахи на Сонці взята з бази даних GOES [<sup>220</sup>]. Ми вважаємо, що щільність нейтринного потоку прямо пропорційна інтенсивності спалаху, тому ми розглядали лише класи спалахів M та X, які відповідають інтенсивності потоку фотонів в рентгенівському діапазоні 1–8 Å, вищій ніж  $10^{-5}$  Вт/м<sup>2</sup> для класу M та  $10^{-4}$  Вт/м<sup>2</sup> для класу X. Аналіз базувався на даних, зібраних за період з листопаду 2009 р. до жовтня 2017 р.; за цей період було відібрано 798 спалахів. Найбільш інтенсивний спалах (X9.3) був зареєстрований 6 вересня 2017 р.

Ми шукали поодинокі події-кандидати, які виділяються на загальному фоні під час спалаху. Для спалаху під номером  $i$  ми вибираємо вікно подій  $\Delta T_i^{\text{SIG}}$  довжиною в протяжність спалаху по базі даних, і вибираємо вікно для обрахування фону  $\Delta T_i^{\text{BKG}}$  такої ж довжини, тільки до початку спалаху. Якщо перед початком шуканого спалаху був ще один спалах, вікно для вимірювання фону вибирається після спалаху. Ми вибирали такі спалахи, під час яких детектор Борексіно працював принаймні 95% часу, і те саме було для вимірювання фону. Загальна інтенсивність 472 вибраних спалахів становить  $1,78 \times 10^{-2}$  Вт/м<sup>2</sup>, тобто в 15 разів більша, ніж інтенсивність спалаху, який стався під час циклу 117 в експерименті Хоумстейк.

Для першого аналізу в діапазоні енергій 1–15 MeV були використані дані з первинної системи набору даних, а також із системи набору даних FADC. Події відбиралися шляхом відкидання мюонів та їх дочірніх частинок як у вікні спалаху, так і у вікні з фоном: після реєстрації мюона у внутрішньому детекторі застосовувалось двосекундне вето, а після реєстрації мюона у зовнішньому детекторі застосовувалось вето довжиною 2 мілісекунди. Після цього відбирались поодинокі події-кандидати в діапазоні енергій 1–15 MeV без координатного відбору.

Для пошуку нейтринних подій з енергією нижче 1 MeV та для більш надійного загального аналізу даних був виконаний незалежний аналіз даних з первинної системи набору даних. Аналіз був виконаний для того самого періоду набору даних, що й для



енергій в діапазоні 1–15 MeV, з тими ж рамками для часових вікон даних зі спалахами  $\Delta T_i^{\text{SIG}}$  та фоном  $\Delta T_i^{\text{BKG}}$ , але для енергій 0,25–15 MeV. Відбирались події на відстані >75 см від внутрішньої оболонки, що відповідає довірчій масі сцинтилятора 145 тон. Для енергій нижче 3 MeV мюонний фон не є істотним, тому довжина вето була встановлена в 0,3 секунди.

Спектр поодиноких подій-кандидатів, які корелюються з сонячними спалахами, виміряні системою збору даних FADC в енергетичному діапазоні 1–15 MeV та первинною системою збору даних в енергетичному діапазоні 0,25–15 MeV, показані на Рис. 2.29.

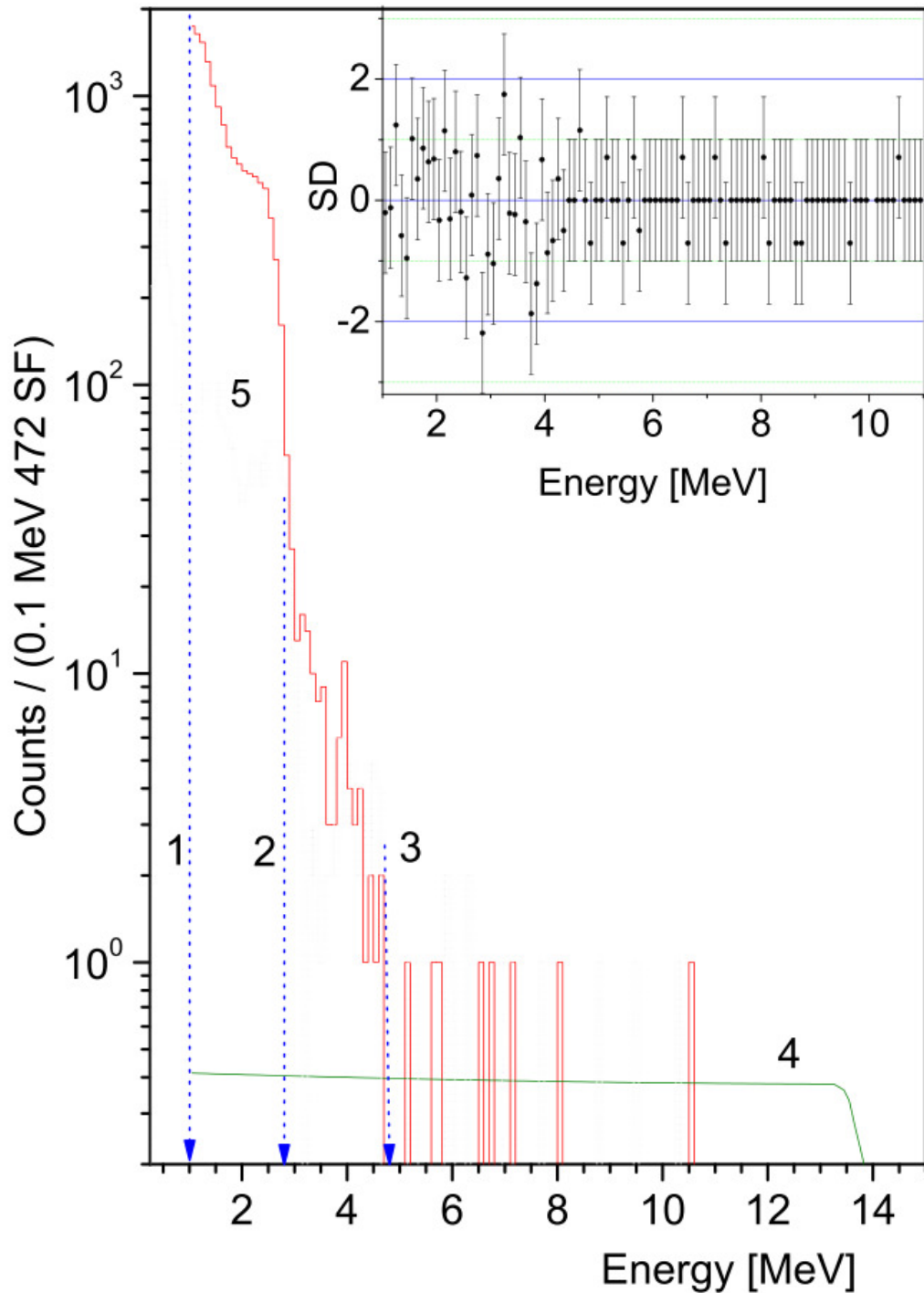


Рис. 2.29. Спектр поодиноких подій-кандидатів, які корелюються з сонячними спалахами, виміряні системою збору даних FADC в енергетичному діапазоні 1–15 MeV (червона лінія) та первинною системою збору даних в енергетичному діапазоні 0,25–15 MeV (сіра лінія). У вкладці показана різниця в спектрах, виміряних для часових вікон спалахів та фонових часових вікон, відкладена в одиницях стандартного відхилення. Блакитні пунктирні лінії позначають 3 області енергії, вибрані для незалежного аналізу. Лінія 4 показує очікуваний спектр електронів віддачі для нейтрино в 14 MeV на один спалах з флюенсом  $1 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ .

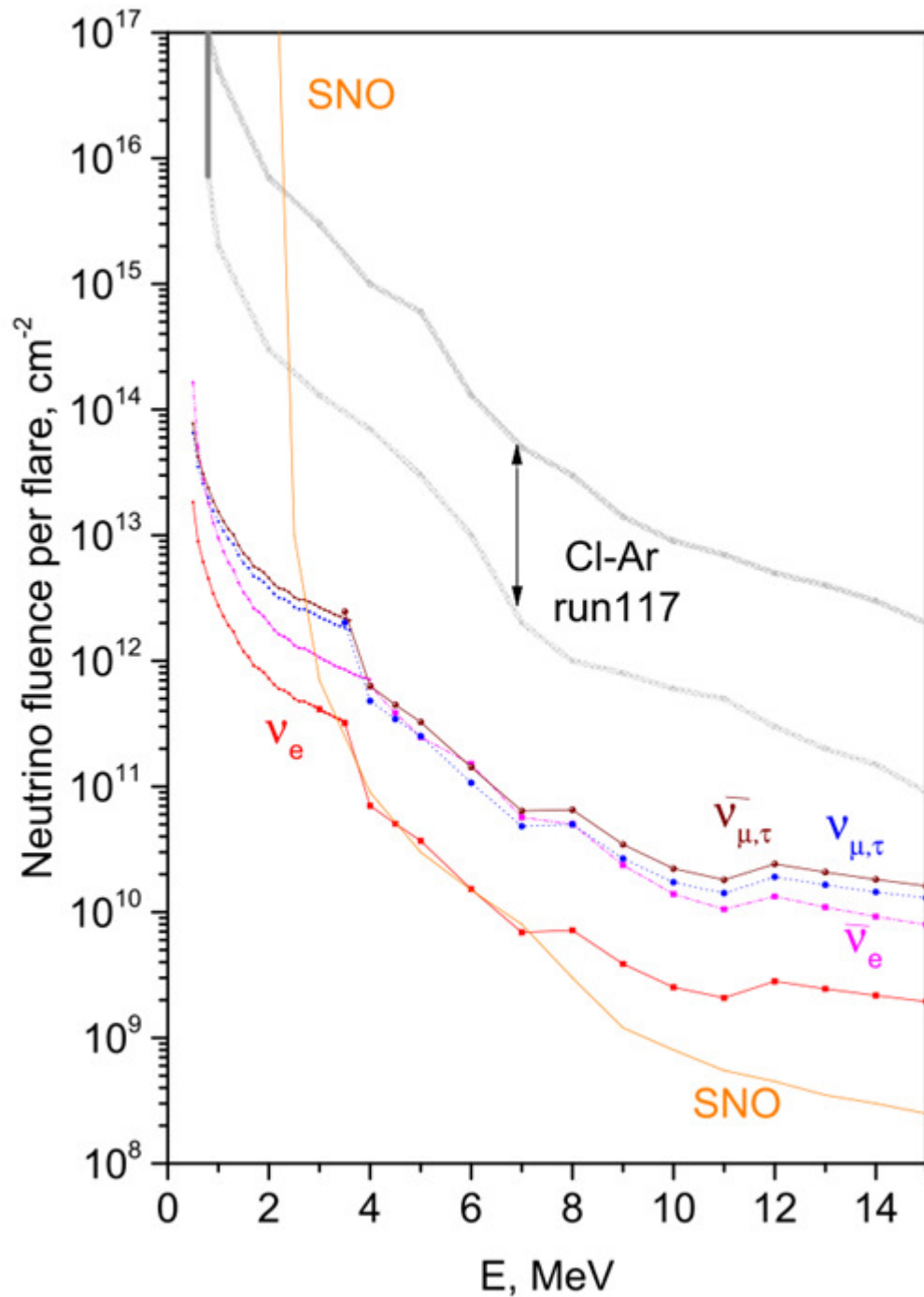


Рис. 2.30. Верхні обмеження на флюенси нейтрино під час сонячних спалахів, отримані в Борексіно з довірчою ймовірністю 90% для реакцій пружного розсіяння  $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_e$ ,  $\nu_{\mu,\tau}$  та  $\bar{\nu}_{\mu,\tau}$  на електронах. Позначені також верхні обмеження флюенсів з експерименту SNO та діапазон флюенсів, які могли би пояснювати надлишок подій в циклі 117 хлор-аргонового експерименту Хоумстейк.

В даних, зображених на Рис. 2.30, не було виявлено ніякого статистично значущого надлишку подій, які мали трапитись у зв'язку зі спалахами. Флюенси для нейтрино були обраховані згідно з приведеною вище формулою та наведені в Таблиці 2.2.

Таблиця 2.2. Верхні обмеження флюенсів нейтрино від сонячних спалахів, отримані в експерименті Борексіно з 90% Д.І.

$E_\nu$ (MeV)	$\Phi_{\nu_e}$ (см <sup>-2</sup> )	$\Phi_{\bar{\nu}_e}$ (см <sup>-2</sup> )	$\Phi_{\nu_{\mu,\tau}}$ (см <sup>-2</sup> )	$\Phi_{\bar{\nu}_{\mu,\tau}}$ (см <sup>-2</sup> )
0.5	$1.83 \times 10^{13}$	$6.52 \times 10^{13}$	$1.65 \times 10^{14}$	$7.73 \times 10^{13}$
0.7	$6.14 \times 10^{12}$	$2.57 \times 10^{13}$	$2.57 \times 10^{13}$	$3.07 \times 10^{13}$
1	$2.75 \times 10^{12}$	$1.29 \times 10^{13}$	$9.50 \times 10^{12}$	$1.54 \times 10^{13}$
2	$7.25 \times 10^{11}$	$3.81 \times 10^{12}$	$2.00 \times 10^{12}$	$4.56 \times 10^{12}$
3	$4.10 \times 10^{11}$	$2.34 \times 10^{12}$	$1.07 \times 10^{12}$	$2.67 \times 10^{12}$
4	$2.81 \times 10^{11}$	$1.56 \times 10^{12}$	$7.10 \times 10^{11}$	$1.86 \times 10^{12}$
6	$1.85 \times 10^{11}$	$1.04 \times 10^{12}$	$4.54 \times 10^{11}$	$1.25 \times 10^{12}$
8	$1.32 \times 10^{11}$	$7.54 \times 10^{11}$	$3.21 \times 10^{11}$	$9.01 \times 10^{11}$
10	$1.04 \times 10^{11}$	$5.96 \times 10^{11}$	$2.51 \times 10^{11}$	$7.12 \times 10^{11}$
12	$6.81 \times 10^{10}$	$4.95 \times 10^{11}$	$2.07 \times 10^{11}$	$5.91 \times 10^{11}$
14	$7.33 \times 10^{10}$	$4.22 \times 10^{11}$	$1.75 \times 10^{11}$	$5.04 \times 10^{11}$

В експерименті Борексіно досліджено можливі потоки антинейтрино від дифузних астрофізичних джерел, таких як реліктові наднові зірки або перетворення сонячних нейтрино в антинейтрино в магнітному полі Сонця. Надзвичайна радіаційна чистота детектора Борексіно дозволила нам встановити нові обмеження на дифузний фон електронних антинейтрино від наднових зірок в області енергій нижче 8 MeV, яка раніше не вивчалась, та отримати, навіть застосовуючи дуже консервативні допущення, конкурентоспроможні обмеження в діапазоні 7.8–16.8 MeV.

Було виконано нові пошуки антинейтрино в потоках сонячних нейтрино в діапазонах енергій  $1.8 \text{ MeV} < E_{\bar{\nu}_e} < 16.8 \text{ MeV}$  та  $0.9 \text{ MeV} < E_{\bar{\nu}_e} < 3.3 \text{ MeV}$ . Завдяки тому, що кількість зібраної статистики на даному етапі була в 5 разів вища, ми вдвічі покращили верхні обмеження експерименту Борексіно, які були представлені раніше, на ймовірність конверсії сонячних нейтрино в антинейтрино  $P(\nu \rightarrow \bar{\nu})$ . Також були встановлені модельно-незалежні (без прив'язки до джерел) обмеження на потік електронних антинейтрино.

Нарешті, отримано найбільш жорсткі обмеження на потоки нейтрино від сонячних спалахів для всіх можливих нейтрино в діапазоні енергій 3–7 MeV. Також завдяки нашому аналізу даних ми виключили можливість того, що причиною надлишку лічби в циклі 117 набору даних в хлор-аргоновому експерименті на проєкті Хоумстейк став інтенсивний сонячний спалах.

## 2.5. Обмеження на потік нейтрино від швидких радіосплесків космічного походження

### 2.5.1. Вступ

Швидкі радіосплески (ШРС) – це радіотранзєнти довжиною кілька мілісекунд, які спостерігаються на позагалактичних або космологічних відстанях. Хоча ШРС були відкриті майже 15 років назад, природа їх джерела не є до кінця зрозумілою. Щоб пояснити природу ШРС, Було запропоновано багато моделей з різними фізичними процесами [221, 222, 223, 224]. Найбільш популярний клас моделей пов'язує їх механізм утворення зі збільшенням активності магнетарів [225, 226]. Ці моделі узгоджуються з експериментальними даними для багатьох ШРС, особливо після детектування події ШРС 200428 в часових та просторових збігах з рентгенівським спалахом з магнетару SGR 1935+2154 в галактиці Чумацький Шлях [227, 228].

Моделі одиночних спалахів включають в себе процеси еволюції наднових зірок, злиття та колапсу нейтронних зірок з емісією нейтрино (та, можливо, аксіонів), які можуть бути потенційно зареєстровані черенковськими або сцинтиляційними детекторами великого об'єму. Нейтринна обсерваторія IceCube шукала просторові та часові кореляції між подіями з енергіями вище 50 GeV, а також часові кореляції між MeV-ними нейтринними подіями та 28 ШРС. Вона встановила обмеження на потоки нейтрино, які асоційовані з ними. Нейтринний телескоп Antares у 2013–2017 роках шукав високоенергетичні нейтрино з енергіями в діапазоні  $10^{12}$ - $10^{15}$  eV, які просторово та часово співпадають з ШРС, але нейтрино у збігах з ШРС не було зареєстровано. Детектор Борексіно, розроблений для спектроскопії сонячних нейтрино у Національній Лабораторії Гран-Сассо в Італії, завдяки надзвичайно низькому рівню фону, великій масі та низькому енергетичному порозу може бути використаний для вивчення низькоенергетичних потоків нейтрино від гамма-спалахів, гравітаційно-хвильових подій, спалахів сонячної корони, а також ШРС.

Оскільки сучасні радіотелескопи мають доволі вузький кут обзору, вони можуть зареєструвати тільки частину від загальної кількості ШРС (близько  $2 \times 10^3$  подій з флюенсом  $>2$  Ян за добу на всьому небі). Сцинтиляційні детектори не мають кутової роздільної здатності і тому не можуть бути використані для прямого аналізу ШРС через високу частоту ШРС (порівняно з подіями від гамма-спалахів або гравітаційних колапсів) і можливу затримку сигналу від низькоенергетичних нейтрино, які приходять з позагалактичних відстаней. Тому було проведено часовий кореляційний аналіз між подіями в детекторі Борексіно з енергіями вище 0.25 MeV та деякими найбільш інтенсивними ШРС, у припущенні про прямий зв'язок між радіо- та нейтринними потоками з ШРС. Інший підхід був базований на пошуку характерної форми сигналу нейтрино-електронного розсіяння в спектрі детектора Борексіно з високою статистикою.

Нейтрино та антинейтрино реєструються за допомогою пружного розсіяння на електронах:

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-, \quad \bar{\nu}_x + e^- \rightarrow \bar{\nu}_x + e^- . \quad (2.1)$$

Для даної енергії (анти)нейтрино, максимальна енергія електрону віддачі ( $E_{\text{emax}}$ ) задається формулою Комптона:

$$E_{\text{emax}} = 2E_\nu^2 / (2E_\nu + m_e), \quad (2.2)$$

де  $E_\nu$  – енергія (анти)нейтрино,  $m_e$  – маса електрона. Взаємодія електрона віддачі та молекул сцинтилятора створює фотони, які реєструються фотопомножувачами (ФЕП).

Електронні антинейтрино можуть також бути зареєстровані через реакцію оберненого бета-розпаду з енергетичним порогом в 1.8 МеВ. Видима енергія позитрону та двох анігіляційних фотонів є зв'язаною з енергією антинейтрино  $E_{\text{vis}} = E_{\bar{\nu}_e} - 0.784$  МеВ. При захопленні протоном нейтрона з середнім часом поглинання  $\sim 260$  мсек випромінюється гамма-квант з енергією 2.22 МеВ, який утворює затриманий сигнал. В порівнянні з повним перерізом ( $\nu, e$ )-розсіяння (який є пропорційним до енергії нейтрино, якщо енергія нейтрино набагато більше маси електрона), переріз оберненої бета-реакції є пропорційним квадрату енергії антинейтрино.

### 2.5.2. Відбір подій кандидатів на ШРС

Оскільки ШРС є дуже частим явищем, але реєструються в небагатьох випадках, було застосовано два підходи до аналізу даних: 1) пошук транзійтної події в фіксованому часовому інтервалі по відношенню до моменту реєстрації ШРС; 2) пошук додаткових електронів віддачі, пов'язаних з нейтрино, або реакцій оберненого бета-розпаду в енергетичному спектрі детектора.

Перший підхід не вимагає чітко описаного спектру через обмежену кількість подій у часовому вікні і не потребує глибокого зменшення фону, хоча фон повинен бути якомога нижчим. Події пружного розсіювання нейтрино на електронах, які становлять інтерес для поточного аналізу, не мають жодних характеристик, які б вказували саме на цю взаємодію. Таким чином, загальну швидкість лічби фону необхідно зменшити, щоб мінімізувати швидкість лічби подій на одиницю експозиції. Фон детектора Борексіно визначається такими основними компонентами:

- Короткоживучі ізотопи космогенного походження (час життя  $\leq 0.3$  секунди), утворені в довірчому об'ємі детектора, такі як  $^{12}\text{B}$ ,  $^8\text{He}$ ,  $^9\text{C}$ ,  $^9\text{Li}$  тощо.
- Інші космогенні нукліди, утворені в об'ємі детектора, такі як більш довгоживучі ізотопи  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{10}\text{C}$ ,  $^{11}\text{C}$  та інші.
- Зовнішній гамма-фон, пов'язаний з природньою радіоактивністю в матеріалах детектора та фотопомножувачах.
- Фон від зовнішнього нейлонового резервуару, асоційований з радіоактивністю  $^{210}\text{Pb}$  та розпадами дочірніх урану і торію.
- Природні радіонукліди, що містяться в об'ємі детектора:  $^{14}\text{C}$ ,  $^{85}\text{Kr}$ ,  $^{210}\text{Bi}$  та  $^{210}\text{Pb}$ .
- Електрони віддачі від сонячних нейтрино з  $pp$ -ланцюжка та CNO-циклу.

Вказані фонові події можуть бути подавлені за допомогою урахування збігів у внутрішньому та зовнішньому об'ємах детектора, а також шляхом реконструкції енергії та точки взаємодії в детекторі. Космогенні фони можуть бути зменшені шляхом застосування часового вето в детекторі після кожної мюонної події, яка може бути відокремлена через

збіг з зовнішнім вето, а також шляхом відокремлення за формою сигналу. Тривалість вето встановлено рівним 0.3 секунди (після мюонної події). Це дозволяє подавляти події розпадів  $^{12}\text{B}$  до статистично незначного рівня, а також зменшити фон від  $^8\text{He}$ ,  $^9\text{C}$ ,  $^9\text{Li}$  у 3 рази з втратою живого часу 1%.

Компоненти фону з об'єму детектора можуть бути зменшені через застосування обмеження на спостережувану енергію. Це особливо важливо через наявність  $^{14}\text{C}$  в сцинтиляторі. Ізотоп вуглецю  $^{14}\text{C}$  дає бета-спектр з максимальною енергією 156 кеВ та має активність приблизно в 110 Бк у всьому внутрішньому резервуару (ВР). Наявність цієї компоненти в спектрі, враховуючи енергетичну роздільну здатність детектора, встановлює нижній поріг аналізу близько 250 кеВ.

Компоненти фону від радіоактивності в (на поверхні) нейлонової сфери внутрішнього резервуару та в інших матеріалах детектора, не можуть бути прибрані будь-яким способом очистки і тому є в  $10^2$ – $10^3$  раз більшими, ніж у самому сцинтиляторі. Найбільш небезпечними є розпади  $^{214}\text{Bi}$  та  $^{208}\text{Tl}$ . Ці нукліди зазнають бета- та (бета+гамма)-розпадів з неперервним спектром, який перекриває діапазон енергій очікуваного ефекту. Єдиний спосіб подавлення цього типу фону є геометричне обмеження на події шляхом вибору тих подій, які знаходяться у внутрішньому об'ємі детектора. В нашому випадку внутрішній об'єм визначений таким чином, що всі події ближче 75 см до ВР не враховуються, що відповідає трьом стандартним відхиленням невизначеності точки реконструкції на нижньому енергетичному порозі. Відповідний внутрішній об'єм має масу 145 тон. Для аналізу часових кореляцій між сигналами *Bohexino* та найбільш інтенсивними ШРС був використаний набір даних *Bohexino* з 15 травня 2007 року (що відповідає початку роботи детектора) до 21 червня 2021 року.

Спектральний підхід до відбору даних є більш складним, оскільки компоненти фону мають бути не тільки значно подавлені, але їх форма спектру має бути описана. Мінімізація кількості цих спектральних компонент також покращує кінцевий результат через подавлення їхніх спектральних кореляцій процедурою апроксимації, навіть якщо це відбувається за рахунок втрати експозиції. Тому процедура відбору даних була наступною:

- було використано найбільш радіоактивно чистий набір даних з 1 січня 2013 року (що відповідає стабілізації детектора після процедури очищення, що відбувалася у кінці 2011) до 31 листопада 2020 р.
- застосовано покращену систему космогенного вето, яка базується на часовій та позиційній реконструкції мюонів та нейтронів в післямюонному часовому вікні, що значно подавляє космогенні фони.

Покращена система космогенного вето, яка призначена для дискримінації короткоживучих космогенних радіонуклідів, основана на інформації з мюонного тригера та післямюонного тригера детектора *Bohexino*. Ми використовуємо це шляхом, подібним до ідентифікації космогенного фону від  $^{11}\text{C}$  (з іншими параметрами), а саме:

- застосовано 120-секундне повне детекторне вето (мертвий час) після кожного мюона, що перетнув активний об'єм детектора та має більше 20 нейтроно-подібних дочірніх подій всередині наступного 1.6-мілісекундного тригерного часового вікна.
- застосовано 20-секундне вето на циліндр з радіусом в 0.8 м вздовж треку мюона у випадку, коли цей трек був реконструйований за сигналами від зовнішнього детектора.
- 120-секундне сферичне вето з радіусом 1.3 м для кожної реконструйованої нейтронної позиції в 1.6-мілісекундному післямюонному тригерному часовому вікні.
- повне детекторне вето на протязі 4 секунд після кожного мюона, який перетинає зовнішній детектор.

Ця система вето приводить до 15.8% втрат експозиції, що підраховано шляхом чисельного інтегрування за допомогою методу Монте-Карло зі штучними подіями, які були утворені однорідно всередині зовнішнього детектора з частотою 100 Гц.

З отриманого спектру було статистично віднято зовнішній фон, який оснований на апроксимації радіального розподілу кожного енергетичного біну за допомогою наступної функції:

$$N(R) = N_0(R) \cdot (A + B \exp(\lambda R)), \quad (2.4)$$

де  $N_0(R)$  – радіальний розподіл симульованих Монте-Карло подій в межах довірчого об'єму,  $\lambda$  – вільний параметр, що описує зовнішнє ослаблення гамма-фону, а  $A$  і  $B$  відповідають внутрішньому та зовнішньому сигналу, відповідно. Валідність цієї процедури була перевірена з використанням повної Монте-Карло симуляції детектора, і вона забезпечує надійне відділення зовнішнього фону, що відбувається за рахунок збільшення невизначеності в кожному біні. Отриманий спектр відповідає експозиції 298,4 кт × добу та має значно нижчий фон, який можна описати відомими компонентами.

### 2.5.3. Аналіз відібраних подій

Як згадувалося вище, для вивчення флюенсу нейтрино, пов'язаного з ШРС, використовувалися два різні підходи. По-перше, перевищення кількості подій шукали у часовій кореляції з найбільш інтенсивними ШРС, вибраними з існуючих баз даних. Потім був проаналізований енергетичний спектр з високою статистикою, щоб визначити можливий додатковий неврахований внесок від  $(\nu, e)$ -розсіювання та реакцій зворотнього бета-розпаду.

Для аналізу було використано базу даних [chime-frb.ca](http://chime-frb.ca), накопичену радіотелескопом CHIME [229], і базу даних [frbcatalog.org](http://frbcatalog.org), яка збрала та узагальнила дані кількох інших телескопів, таких як Parkes [230], Arecibo [231], Green Bank [232], UTMOST [233], ASKAP [234], FAST [235], Apertif [236], VLA [237], DSA-19 [238] і Пущино [239]. Ці бази даних містять інформацію про час ШРС, тривалість, енергетичний спектр, інтенсивність і значення червоного зсуву (доступно лише для деяких ШРС). В інтервалі часу грудень 2007–червень 2021 було вибрано 42 події ШРС.

Метод часової кореляції ґрунтується на тому факті, що радіофлюенс (який, як передбачається, пов'язаний з нейтринним флюенсом) із часового вікна найінтенсивніших ШРС має бути більшим, ніж радіофлюенс з вікна, у якому визначався фон. Очікувана



загальна щільність радіосигналу від заданого часового вікна пропорційна його часовому проміжку  $\Delta t$  і середньому радіопотоку від усіх ШРС. У вікнах найбільш інтенсивних ШРС інтенсивність радіоактивного потоку буде збільшена на середню щільність потоку. Оскільки в дослідженні було обрано довжину часового вікна  $\Delta t = 2000$  с, це відношення виявляється на рівні  $r = 0,2$  від середнього потоку нейтрино.

Незалежно ми проаналізували дані у збігах з ШРС 200428 з магнетара SGR 1935+2154. Ця подія сталася 28 квітня 2020 року на внутрішньогалактичній відстані 9,5 кпк, що дало дуже високий флюенс  $1,5 \times 10^6$  (Янські·мс).

Найбільший червоний зсув  $z = 0,66$  спостерігався для ШРС 190523. Ми розглянули часові вікна збігу  $\Delta t = 2000$  с з центром у часі спостереження ШРС із шириною  $\pm 1000$  с, що охоплює можливу затримку суб-МеВних нейтрино, що поширюються з субсвітловою швидкістю. Для відстані, що відповідає червоному зміщенню  $z = 0,66$ , затримка повинна досягати 1000 с у випадку нейтрино з енергією 0,6 МеВ і масою 70 меВ, що є верхньою межею маси найважчого масового стану нейтрино за даними Planck 2015 [240]. Час прибуття ШРС може мати власну затримку, пов'язану з поширенням через міжгалактичну плазму. Затримка залежить від зареєстрованої міри дисперсії та частоти  $\omega$ , на якій було зареєстровано сигнал, як  $\omega^{-2}$ .

Лише Пушчинський телескоп, що працює на досить низькій частоті 109–113 МГц, зміг зареєструвати ШРС 160920 із значно великою затримкою 620 с. Серед 11 ШРС, зафіксованих Пушчинським телескопом, лише 6 ШРС мають затримку сигналу понад 100 с. Вищі робочі частоти (до 1 ГГц) усіх інших телескопів призводять до затримок менше 100 с. Однак ці затримки були розраховані та враховані в нашому аналізі. Усі вибрані ШРС мали час отримання даних вище 95% відповідного інтервалу часу  $\Delta t$ .

#### 2.5.4. Спектр нейтрино

Як зазначалося вище, походження ШРС здебільшого невідоме. Незрозуміло навіть, чи всі спостережувані радіосплески належать до одного типу фізичних процесів. Серед багатьох різних моделей ШРС є декілька, наприклад злиття нейтронних зірок або колапс надмасивної нейтронної зірки. У випадку нейтрино високої енергії  $10^{12}$ – $10^{15}$  еВ, що утворюються в адронних процесах, можна було б очікувати спектр, який описується степеневим законом  $\sim E_\nu^{-2}$ . Слід зауважити, що надійної теорії низькоенергетичної частини спектра випромінювання нейтрино у таких процесах немає.

Ми розраховували обмеження на флюенс для двох різних видів можливих спектрів нейтрино: моноенергетичної лінії та низькоенергетичного безперервного спектру наднової. Останній вважався квазітепловим спектром із середньою енергією  $E_\nu$  та відхиленням від теплового розподілу, що характеризується параметром пінчінгу  $\alpha = 3$  для всіх ароматів нейтрино та антинейтрино. Спектр випромінюваного нейтрино  $S(E_\nu)$  залежить від енергії нейтрино  $E_\nu$  як:

$$S(E_\nu) \sim (E_\nu/T)^\alpha e^{-E_\nu/T}, \quad (2.5)$$

де  $T = \langle E \rangle / (\alpha + 1)$  – ефективна температура, яка вважається однаковою для усіх ароматів нейтрино.

### 2.5.5. Часові кореляції для найбільш інтенсивних ШРС

Метою цього аналізу був пошук надлишку вибраних події вище виміряного фону, за умови збігу із ШРС у часовому вікні  $\Delta t = 2000$  с з центром, що відповідає часу прибуття ШРС. Ми підраховали загальну кількість потенційних подій вище 250 кеВ в інтервалі  $\Delta t$ , які задовольнили вимоги до відбору даних. Події з енергією вище 0,25 МеВ, зареєстровані в межах  $\pm 5000$  с від моменту детектування найбільш інтенсивного галактичного ШРС 200428, показано на Рис. 2.31.

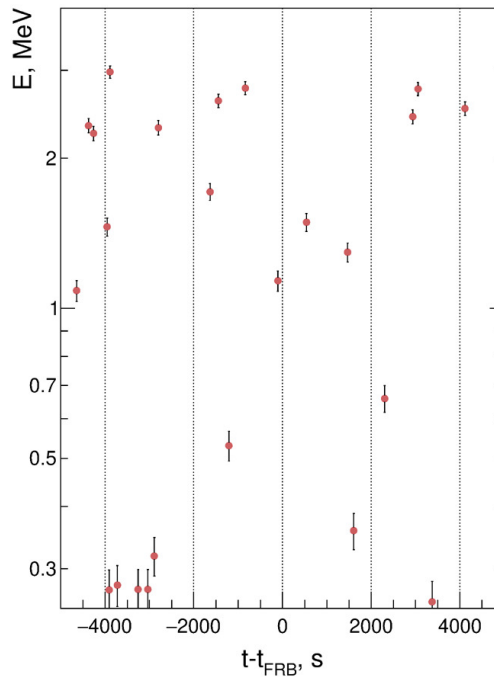


Рис. 2.31. Події з енергією вище 0.25 МеВ, що відбувалися в період часу  $\pm 5000$  сек від ШРС 200428.

Найближчі події з енергією 1,13 МеВ і 1,49 МеВ відбулися за 105 с до та 539 с після прибуття ШРС, відповідно. Відбулося лише три події в інтервалі  $\pm 1000$  с з енергією в діапазоні 0,25–15 МеВ, тоді як  $4,4 \pm 0,1$  подій від сонячних нейтрино та від фону реєструвалось в середньому в межах тих самих часового та енергетичного вікон в тижневому циклі, що містить ШРС 200428. Усі виявлені події узгоджуються з очікуваною швидкістю лічби від сонячних нейтрино та від фону.

На Рис. 2.32 показано енергетичний спектр, виміряний для інтегрованого часу експозиції  $N_{\text{ШРС}} \times \Delta t$  в діапазоні енергій 250 кеВ – 3,5 МеВ. Існує лише одна подія 6,8 МеВ поза цим енергетичним інтервалом. Для порівняння на тому ж Рис. 2.32 наведено фоновий спектр, виміряний у двох суміжних інтервалах часу  $[-5000 \dots -1000]$  с і  $[1000 \dots 5000]$  с. Статистично значущого перевищення різниці між цими спектрами для будь-якого енергетичного інтервалу не спостерігалось.

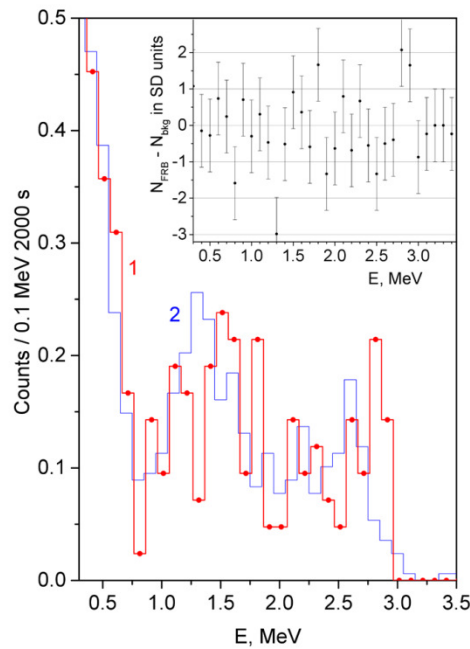


Рис. 2.32. Спектр енергії одиночних нейтринних подій у кореляції з ШРС у часовому вікні  $\pm 1000$  с (лінія 1 з крапками). Лінія 2 показує нормалізований фоновий спектр, виміряний у часових інтервалах  $[-5000 \dots -1000]$  с і  $[1000 \dots 5000]$  с. На вставці показано різницю між цими спектрами в термінах стандартних відхилень.

Таким чином, надлишку у кількості подій, спричинених пружним розсіюванням нейтрино на електронах та зворотним бета-розпадом на протонах і корельованих із найінтенсивнішими ШРС у період часу між 2007 та 2021 роками, не виявлено. Не виявлено також статистично значущого збільшення в кількості подій із видимою енергією понад 0,25 MeV у часових вікнах  $\pm 1000$  с з центром у момент надходження ШРС. У результаті були встановлені нові обмеження на потік монохроматичних нейтрино всіх ароматів від ШРС для енергій нейтрино в діапазоні 0,5–15 MeV.

## 2.6. Вимірювання напрямку прильоту низькоенергетичних сонячних нейтрино

### 2.6.1. Мотивація досліджень

В даний час існує два основних типи детекторів, які використовуються для вимірювання сонячних нейтрино: черенковські детектори та детектори з рідкими сцинтиляторами (РС). Вони реєструють сонячні нейтрино за допомогою пружного розсіювання нейтрино на електронах. Як черенковське світло, так і сцинтиляційний спалах, утворені електронами віддачі, реєструються фотоелектронними помножувачами (ФЕП). Обидва ці типи детекторів мають свої власні переваги та недоліки. У детекторах черенковського типу, черенковське світло випромінювання електронів віддачі дозволяє пряму реконструкцію кінцевого стану лептона, що суттєво спрощує задачу придушення фону та ідентифікації часток за морфологією черенковського кільця. Головним недоліком черенковських детекторів є відносно малий світловихід, що утруднює реєстрацію низькоенергетичних нейтрино. Крім того, черенковські детектори є пороговими, оскільки лише заряджені частинки, швидкість яких перевищує швидкість світла у середовищі детектора, дають сигнал. Поріг визначається показником заломлення  $n$  середовища. Для води з  $n \approx 1,33$ , це призводить до порогової кінетичної енергії приблизно 0,25 MeV для електронів. На практиці, ефективний нижній енергетичний поріг є вищим через наявність радіоактивного фону та темного шуму ФЕП. Оскільки кількість випромінюваного черенковського світла доволі низька, доволі складно виробити тригерний сигнал та виконати реконструкцію вершини події та напрямку. Наприклад, з урахуванням покриття стінок детектора ФЕП, ефективності виявлення фотонів і радіоактивного фону, типовий нижній поріг для електронів віддачі, що використовуються в черенковських детекторах, значно перевищує теоретичний поріг і становить  $\sim 3,5$  MeV. З іншого боку, великі сцинтиляційні детектори мають відносно високий вихід світла, а отже, більш високу енергетичну роздільну здатність і нижчий енергетичний поріг, якщо вони мають достатньо низький рівень залишкового радіоактивного забруднення. Електрони віддачі від сонячних нейтрино збуджують молекули рідкого сцинтилятора, які випромінюють ізотропне сцинтиляційне світло. У випадку Борексіно це відповідає близько 500 фотоелектронів для енерговиділення на рівні 1 MeV, що дозволяє досягти роздільної здатності близько 5%. При цьому в детекторі досягається ефективний низький енергетичний поріг  $\sim 0,19$  MeV. Основним недоліком детекторів з рідким сцинтилятором є те, що в них складно реєструвати черенковські фотони, а отже реконструкція напрямку події є складною задачею.

Тривають зусилля щодо розробки гібридних детекторів, які могли б поєднати переваги обох типів детекторів, тобто низький енергетичний поріг, хорошу енергетичну роздільну здатність, з можливістю реконструкції напрямку за допомогою черенковського світла. Можливості сцинтиляційних або гібридних детекторів вивчаються за допомогою Монте-Карло моделювання.

У детекторі Борексіно певна область енергії подій була вибрана за допомогою сцинтиляційного сигналу від електронів віддачі, а черенковський сигнал був використаний для підтвердження напрямку руху від Сонця. Цей метод також забезпечує надійну і просту

техніку аналізу, яку легко застосувати для інших рідкосцинтиляційних детекторів, таких як KamLAND, JUNO та SNO+.

### 2.6.2. Метод

Пряме вимірювання направленості нейтрино виконується через реєстрацію подій від окремих фотонів, вибраних у певній енергетичній області, щоб збільшити відношення сигналу до фону. Це полегшує статистичне розділення сонячних нейтрино та власного ізотропного радіоактивного фону. Основні компоненти фону для цього аналізу включають внутрішні радіоактивні  $\beta$ -випромінювачі, а саме  $^{210}\text{Bi}$  ( $Q = 1,162 \text{ MeV}$ ) з сімейства  $^{238}\text{U}$  та  $^{85}\text{Kr}$  ( $Q = 0,687 \text{ MeV}$ ).

Найбільше черенковських фотонів утворюються в ультрафіолетовій області. Ці фотони поглинаються флуоресцентною добавкою сцинтилятора PPO і згодом перевипромінюються як сцинтиляційне світло. В Борексіно як черенковський, так і сцинтиляційний сигнали детектуються з довжиною хвилі вище 370 нм, де поглинання PPO стає незначним.

Спектри та швидкість черенковського та сцинтиляційного світла в рідкому сцинтиляторі (РС) залежать від показника заломлення, який, у свою чергу, залежить від довжини хвилі. Враховуючи, що показник заломлення рідкого сцинтилятора становить  $n \approx 1,55$  при 400 нм, черенковське світло виникає, коли кінетична енергія електрона віддачі від сонячного нейтрино перевищує 0,16 MeV. Черенковське світло випромінюється в пікосекундному масштабі часу, тоді як найшвидший сцинтиляційний компонент світла від рідкого сцинтилятора має постійну часу випромінювання на наносекундному рівні. З цієї причини спостережувана частка черенковських фотонів у перші кілька наносекунд зареєстрованої події значно вище, ніж за весь час події. Форма сигналів у ФЕП розширюються через різні оптичні процеси в рідкому сцинтиляторі: розкидом часу проходження фотонів до ФЕП, розкидом часу спрацювання електроніки та точністю калібрування часу спрацювання ФЕП. Усі зазначені вище ефекти, а також багаторазове розсіювання електронів віддачі в РС враховано у програмному пакеті для моделювання детектора Борексіно методом Монте-Карло (МК), розробленому на основі пакету програм GEANT4. Параметри МК були налаштовані так, щоб моделювання відтворювало сигнали від радіоактивних джерел, що використовуються в калібрувальній кампанії.

Чітке розділення черенковських і сцинтиляційних фотонів у часі проілюстроване на Рис. 2.33. На ньому показано розподіли часу спрацювання ФЕП, скориговані за часом прольоту фотонів, отримані моделюванням методом Монте-Карло для електронів віддачі сонячних нейтрино від  $^7\text{Be}$ . У вибраному енергетичному інтервалі від такої події в середньому спрацьовують  $\sim 270$  ФЕП. При цьому модель Монте-Карло передбачає, що відбувається лише  $\sim 1$  спрацювання ФЕП, спричинене саме черенковським сигналом. Така низька статистика дуже негативно впливає на реконструкцію напрямку подій у детекторі.

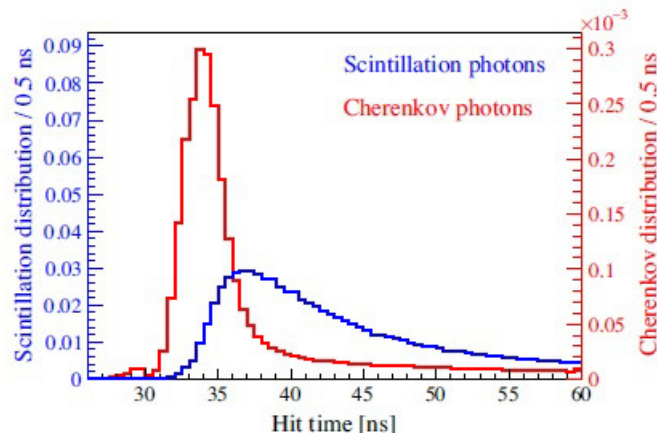


Рис. 2.33. Виправлений час приходу сигналів від електронів віддачі від сонячних нейтрино від  ${}^7\text{Be}$  у Сонці (з енергіями від 0,54 до 0,74 MeV), отриманий методом Монте-Карло моделювання. Показано розподіл для сцинтиляційних (площа сигналів нормалізована на 1) та черенковських сигналів (площа нормалізована на кількість черенковських спрацювань відносно сцинтиляційного сигналу  $\sim 0,4\%$ ). Сцинтиляційний світловий профіль також включає черенковські фотони, які були поглинені та повторно випромінені у РС.

У методі визначення напрямку нейтрино шляхом врахування кореляції з напрямком на Сонце з подальшим інтегруванням сигналів<sup>1</sup> (ВКНСІ) ми співвідносимо позиційний розподіл ФЕП, які спрацювали, з інформацією про положення Сонця, а потім інтегруємо його для великої кількості подій. Це призводить до кутового розподілу між ФЕП, які спрацювали, і напрямком на Сонце, як показано на Рис. 2.34. З урахуванням кінематики події розсіяння нейтрино на електронах, кутовий розподіл електронів віддачі зосереджений навколо напрямку падаючих сонячних нейтрино. Черенковське світло виробляється майже миттєво та несе інформацію про напрямок електрона віддачі, а отже, опосередковано, про напрямок сонячного нейтрино. Домінуюче сцинтиляційне світло випромінюється ізотропно і не має кореляції з положенням Сонця. Оскільки події виявляються в реальному часі, положення Сонця добре відомо для кожної події. Таким чином, кут  $\alpha$  визначається для кожного спрацювання ФЕП як кут між відомим напрямком на Сонце та напрямком фотона, заданий реконструйованою вершиною події електрона віддачі та положенням ФЕП, який спрацював.

<sup>1</sup> Англійська назва методу «correlated and integrated directionality».

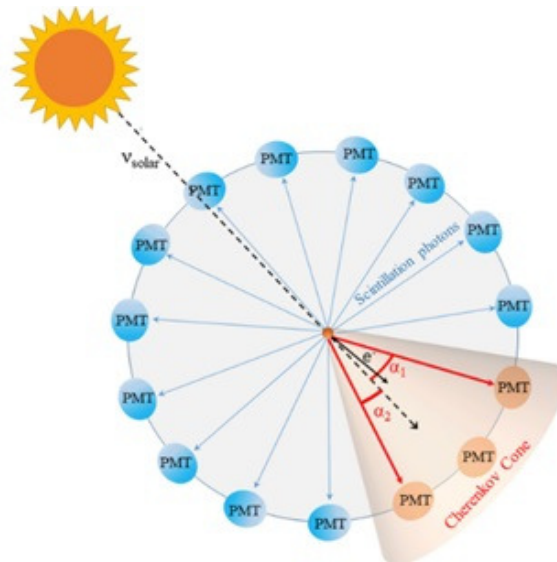


Рис. 2.34. Кутова кореляція попадань фотонів, виражена через кут  $\alpha$ , заданий реконструйованою вершиною події сонячного нейтрино, та положенням Сонця. Електрон, що розсіюється від взаємодії сонячного нейтрино в детекторі, створює ізотропне сцинтиляційне світло (сині стрілки), некорельоване із напрямком на Сонце, а також конус черенковського світла (помаранчеві стрілки) у напрямку Сонця. У цьому прикладі обидва перші два попадання події є черенковськими фотонами, а їхні відповідні кути спрямованості дорівнюють  $\alpha_1$  і  $\alpha_2$ . Напрямок черенковських і сцинтиляційних фотонів радіоактивного фону не корелюють з положенням Сонця.

Враховуючи енергетичну роздільну здатність та показник заломлення РС, очікується, що розподіл сонячних нейтрино матиме характерний пік Черенкова при  $\cos \alpha \sim 0,7$ . Оскільки черенковське та сцинтиляційне світло від радіоактивного фону всередині детектора не корелює з положенням Сонця, воно веде до рівномірного розподілу значень  $\cos \alpha$ . Ці розподіли сонячних нейтрино та фонових подій можна розділити, апроксимуючи згенеровані методом Монте-Карло функції щільності ймовірності для спрямованого сигналу та плоского фону. Варто підкреслити, що метод сам по собі в основному нечутливий до різних типів сонячних нейтрино, таких як  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}_{\text{per}}$  і CNO, у вибраному енергетичному інтервалі.

### 2.6.3. Результати

На Рис. 2.35 4(a) показано розподіл  $\Delta\chi^2$  для апроксимації даних функцією з найкращою відповідністю як функцію кількості подій сонячних нейтрино  $N_{\text{solar-}\nu}$ . Показано профіль  $\Delta\chi^2$  як із систематичною невизначеністю 8,7%, так і без неї. Узгодженість між найкращим підходом і даними визначається як  $\chi^2/\text{ndf} = 124,6/117$ , на основі гістограм перших двох спрацювань ФЕП для усіх подій, з 60 бінами кожна. Отриманий на основі аналізу 19 904 вибраних подій найкращий результат для кількості подій сонячних нейтрино становить  $N_{\text{solar-}\nu} = 10\,887_{-2103}^{+2386}$  (стат.)  $\pm 947$  (сист.) (з 68% Д.І.) і складається з нейтрино від розпадів  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}_{\text{per}}$ -реакції і CNO-циклу у Сонці. На Рис. 2.35 (a) також показані 68% довірчі інтервали для виміряного потоку сонячних нейтрино  $N_{\text{solar-}\nu}$  і очікуваного значення відповідно до

стандартної сонячної моделі [241, 187], представлені синіми та оранжевими смугами відповідно. Стандартна сонячна модель має різні прогнози щодо так званої «металевості», тобто кількості елементів, важчих за  $^4\text{He}$ , на Сонці. Оскільки це впливає на очікувану кількість подій сонячних нейтрино в Борексіно, різниця між прогнозами моделі низької та високої металевості включена як систематична невизначеність.

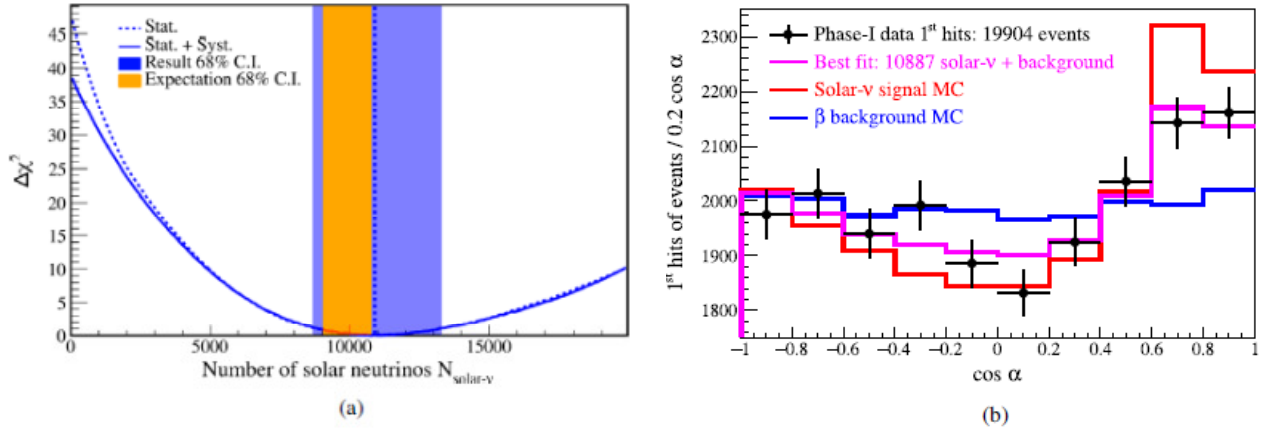


Рис. 2.35. (а) Сума профілів  $\Delta\chi^2$  1-го та 2-го спрацювань ФЕП із апроксимації як функція спостережуваної кількості сонячних нейтрино  $N_{\text{solar-}\nu}$  з систематичною невизначеністю (блакитна суцільна крива) і без неї (блакитна пунктирна крива). Гіпотезу про відсутність нейтринного сигналу  $N_{\text{solar-}\nu} = 0$  можна відхилити з  $\Delta\chi^2 > 25$ , або  $> 5\sigma$  Д.І. 68%-й довірчий інтервал (синя заштрихована смуга) з профілю  $\Delta\chi^2$  дає  $N_{\text{solar-}\nu} = 10887_{-2103}^{+2386}$  (стат.)  $\pm 947$ (сист.). Найкраща апроксимація з  $\chi^2/\text{ndf} = 124,6/117$  з 68% Д.І. очікуваного сигналу сонячних нейтрино отримана на основі передбачень стандартної сонячної моделі (показано помаранчевою смугою). (б) Розподіл значень  $\cos \alpha$  перших спрацювань усіх вибраних подій (чорні точки) у порівнянні з найкращою апроксимацією (пурпуровий) отриманої кількості сонячних нейтрино плюс фон. Також показана функція щільності ймовірності моделювання методом Монте-Карло чистого нейтринного сигналу (червоний) і  $\beta$ -фон (синій), які використовуються в апроксимації, також нормалізовані до 19 904 подій. Для ілюстрації показано гістограми з 10 бінами замість 60 бінів, які використовувалися в остаточній апроксимації.

Вимірне число сонячних нейтрино добре узгоджується з очікуванням в рамках стандартної сонячної моделі  $N_{SSM} = 10\,187_{-1127}^{+541}$ . Гіпотезу про те, що у даному дослідженні ефект не зареєстровано, а дані можна описати лише фоном, можна виключити з  $\Delta\chi^2 > 25$ , що відповідає  $> 5\sigma$  детектування суб-МеВних сонячних нейтрино. На Рис. 2.35 (б) показано вимірний розподіл кута  $\cos \alpha$  для подій перших спрацювань ФЕП разом із найкращою теоретичною апроксимацією цих даних, а також розподілами  $\cos \alpha$  лише для нейтрино, або лише для фону.

Використовуючи вимірний у даному дослідженні потік нейтрино від Сонця  $N_{\text{solar-}\nu}$ , можна оцінити швидкість взаємодії нейтрино від  $^7\text{Be}$   $R(^7\text{Be})$  як  $R(^7\text{Be}) = 51,6_{-12,5}^{+13,9}$  відліків/день/100 т для усіх енергій нейтрино від  $^7\text{Be}$  (моноенергетичні нейтрино з енергіями 0,384 МеВ і 0,862 МеВ). Для цієї оцінки швидкості лічби нейтрино



від *pep*-реакції і CNO-циклу були зафіксовані в рамках передбачень стандартної сонячної моделі. Невеликі похибки, пов'язані з прогнозами для нейтрино від *pep*-реакції і CNO-циклу, включені в систематичну невизначеність. Отримана в рамках підходу ВКНСІ швидкість лічби для нейтрино від  ${}^7\text{Be}$  добре узгоджується з попередніми результатами експерименту Бorexіно  $R({}^7\text{Be}) = 47,9 \pm 2,3$  відліків/день/100 т, де швидкості лічби нейтрино від *pep*-реакції і CNO-циклу також були зафіксовані в рамках передбачень стандартної сонячної моделі [212].

Визначення напрямку руху нейтрино було виконано шляхом одночасного аналізу черенковських та сцинтиляційних сигналів в детекторі Бorexіно. Вимірювання стало можливим за допомогою нової методики, яка співвідносить окремі події в енергетичному вікні від 0,54 до 0,74 МеВ, вибраному за допомогою аналізу сцинтиляційного сигналу, з відомим положенням Сонця.

Дослідження, описані у цьому розділі, опубліковані у роботах:

1. M. Agostini et al., [Comprehensive measurement of \*pp\*-chain solar neutrinos](#), Nature 562(2018)505-510
2. M. Agostini et al., [The Monte Carlo simulation of the Borexino detector](#), Astropart. Phys. 97(2018)136-159.
3. M. Agostini et al., [Modulations of the cosmic muon signal in ten years of Borexino data](#), JCAP 02(2019)046, 30 p.
4. M. Agostini et al., [Simultaneous precision spectroscopy of \*pp\*,  \${}^7\text{Be}\$ , and \*pep\* solar neutrinos with Borexino Phase-II](#), Phys. Rev. D 100(2019)082004, 17 p.
5. M. Agostini et al., [Comprehensive geoneutrino analysis with Borexino](#), Phys. Rev. D 101(2020)012009, 63 p.
6. M. Agostini et al., [Improved measurement of  \${}^8\text{B}\$  solar neutrinos with 1.5 kt y of Borexino exposure](#), Phys. Rev. D 101(2020)062001, 14 p.
7. M. Agostini et al., [Search for low-energy neutrinos from astrophysical sources with Borexino](#), Astropart. Phys. 125(2021)102509, 12 p.
8. M. Agostini et al., [First directional measurement of sub-MeV solar neutrinos with Borexino](#), Phys. Rev. Lett. 128(2022)091803, 7 p.
9. M. Agostini et al., [Correlated and integrated directionality for sub-MeV solar neutrinos in Borexino](#), Phys. Rev. D 105(2022)052002, 21 p.
10. S. Appel et al., [Search for low-energy signals from fast radio bursts with the Borexino detector](#), Eur. Phys. J. C 82(2022)278, 13 p.
11. S. Appel et al., [Improved Measurement of Solar Neutrinos from the Carbon-Nitrogen-Oxygen Cycle by Borexino and Its Implications for the Standard Solar Model](#), Phys. Rev. Lett. 129(2022) 252701, 10 p.

### 3. ПОШУКИ ПРОЦЕСІВ ЗА РАМКАМИ СТАНДАРТНОЇ МОДЕЛІ ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК

#### 3.1. Пошук нестандартних взаємодій нейтрино

##### 3.1.1. Постановка задачі

Дослідження сонячних нейтрино має значення не лише для вивчення Сонця, але й для дослідження властивостей нейтрино. Детектори сонячних нейтрино, насамперед SNO [242] та Super-Kamiokande [218], разом із KamLAND [243, 244] вирішили проблему сонячних нейтрино і тим самим довели, що вона пояснюється ефектом перетворення Михеєва–Смірнова–Вольфенштейна (MSW) з великим кутом змішування (large mixing angle, LMA) [213, 214]. Покращена експериментальна точність може виявити фізичні ефекти поза Стандартною моделлю (СМ), такі як стерильні нейтрино, частинки темної матерії або нестандартні взаємодії нейтрино [245, 246]. У цьому розділі представлено результати пошуків нестандартних взаємодій нейтрино на детекторі Борексіно.

Детектор Борексіно реєструє сонячні нейтрино за допомогою пружного розсіяння нейтрино на електронах у 280-тонному рідкому сцинтиляторі. Протягом періоду І фази (16 травня 2007 р. – 8 травня 2010 р.) детектор Борексіно реєстрував дані впродовж 740,7 діб живого часу. Після фази І була проведена велика кампанія очищення сцинтилятора, що дозволило значно зменшити рівень радіоактивних забруднень. Концентрації урану-238 та торію-232 були знижені до рівню  $^{238}\text{U} < 9.4 \times 10^{-20}$  г/г (95% Д.І.) і  $^{232}\text{Th} < 5.7 \times 10^{-19}$  г/г (95% Д.І.). Концентрації  $^{85}\text{Kr}$  та  $^{210}\text{Bi}$  були зменшені у 4.6 та 2.3 разів відповідно. Дані фази ІІ, проаналізовані в цій роботі, були зібрані з 14 грудня 2011 року до 21 травня 2016 року, що відповідає експозиції  $1291.51$  діб  $\times$   $71.3$  т (252.1 тон  $\times$  років). Зменшення фону, триваліша експозиція та краще розуміння відгуку детектора дозволили виконувати апроксимацію спектра функціями відгуку у більш широкому діапазоні енергій ( $0.19 \text{ MeV} < T < 2.93 \text{ MeV}$ , де  $T$  – кінетична енергія віддачі електрону), включаючи спектри віддачі електронів від сонячних  $pp$ -,  $^7\text{Be}$ -,  $^8\text{B}$ - та СНО-нейтрино [65]. Скориставшись перевагами цих удосконалень, було виконано пошук нестандартних взаємодій (НСВ) нейтрино з підвищеною чутливістю.

##### 3.1.2. Нестандартні взаємодії нейтрино

На додаток до взаємодій в рамках СМ, багато нових моделей розширень СМ передбачають нові взаємодії нейтрино з іншими ферміонами [247, 248, 249, 250, 251, 252, 253, 254, 255, 256, 257]. Феноменологічно такі нестандартні взаємодії (з нейтральним током) описуються лагранжианом [258, 259]:

$$-\mathcal{L}_{\text{NC-NSI}} = \sum_{\alpha, \beta} 2\sqrt{2} G_{\text{F}} \epsilon_{\alpha\beta}^{ff'c} (\bar{\nu}_{\alpha} \gamma^{\mu} P_L \nu_{\beta}) (\bar{f} \gamma_{\mu} P_C f'),$$

де  $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$  позначають аромат нейтрино,  $f$  і  $f'$  – лептони або кварки одного і того ж заряду, але не обов'язково одного аромату,  $C$  – кіральність струму  $ff'$  ( $L$  або  $R$ ),  $\epsilon_{\alpha\beta}^{ff'c}$  – безрозмірна константа зв'язку, що параметризує силу НСВ, нормалізовану до  $G_{\text{F}}$ . Тут ми будемо вважати, що  $f = f' = e$  та  $\alpha = \beta$ , і позначимо  $\epsilon_{\alpha}^V \equiv \epsilon_{\alpha\alpha}^{eeL} + \epsilon_{\alpha\alpha}^{eeR}$ ,  $\epsilon' = \epsilon_{\tau}^V \sin^2 \vartheta_{23} + \epsilon_e^V$ .

Обговорення моделей поза межами СМ, які можуть призводити до нестандартних взаємодій нейтрино, можна знайти в посиланнях [258, 260, 261, 262].

Рисунок 3.1 ілюструє вплив ефекту MSW-LMA для кількох репрезентативних значень  $\epsilon'$ . Для діапазону між  $\epsilon' = -0.5$  і  $\epsilon' = 0.5$  теоретично передбачений зсув  $P_{ee}(E)$  знаходиться в межах похибок значень, експериментально визначених детектором Борексіно. Контури значень Д.І., отримані в цьому аналізі, майже повністю розташовані в цьому діапазоні. Отже, ефекти НСВ нейтрино при його розповсюдженні не є особливо сильними.

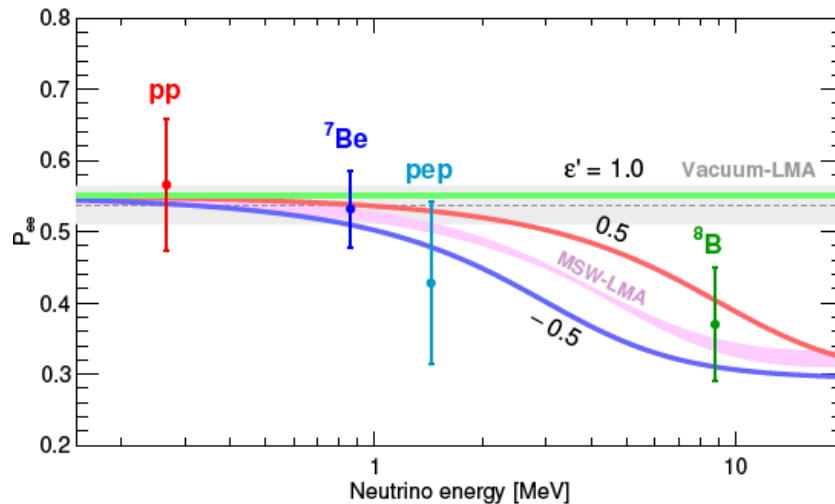


Рис. 3.1. Ймовірність виживання електронних нейтрино  $P_{ee}(E)$  як функція енергії нейтрино для стандартного сценарію MSW-LMA з урахуванням невизначеності параметрів осциляцій (рожева смуга) та сценарію MSW-LMA за наявності нестандартної взаємодії нейтрино з параметром  $\epsilon' = -0.5, 0.5, 1$ . Також показаний сценарій вакуумних осциляцій з параметрами LMA (сіра смуга). Для ілюстрації здатності детектора відчувати нестандартні взаємодії нейтрино при розповсюдженні, експериментальні точки для  $P_{ee}(E)$  показані згідно з припущенням потоків сонячних нейтрино, передбачених Стандартною сонячною моделлю з високою металевістю. Точки даних, що відповідають сонячним нейтрино з неперервним спектром ( ${}^8\text{B}$  та  $pp$ ), встановлено при середній енергії відповідних нейтрино, які створюють розсіяні електрони вище порога реєстрації. Планки похибок включають експериментальну та теоретичну невизначеності.

### 3.1.3. Аналіз даних

Залежність спектру віддачі електронів від  ${}^7\text{Be}$  з Сонця  $dR_{\text{Be}7}/dT$  для можливих НСВ нейтрино для декількох значень  $\epsilon_e^R$  і  $\epsilon_e^L$  проілюстрована на Рис. 3.2 ( $T$  – кінетична енергія електрону віддачі). Варто відзначити, що  $\epsilon_e^L$  в основному змінює нормалізацію спектру, тоді як  $\epsilon_e^R$  змінює його нахил. Для досягнення однакових ефектів вимагаються набагато більші величини  $\epsilon_\tau^R$  і  $\epsilon_\tau^L$ , ніж  $\epsilon_e^R$  і  $\epsilon_e^L$ , через менший внесок  $\nu_\tau$  до величини  $dR_{\text{Be}7}/dT$ .

Можливі у випадку нестандартних взаємодій спотворення спектру віддачі електрона для двох монохроматичних енергій сонячного нейтрино від  ${}^7\text{Be}$  з енергіями  $E = 0.384$  MeV та  $0.862$  MeV через ненульові значення  $\epsilon_e^R$  і  $\epsilon_e^L$  показані на Рис. 3.2. На рисунку не враховано ефект кінцевої енергетичної роздільної здатності детектора.

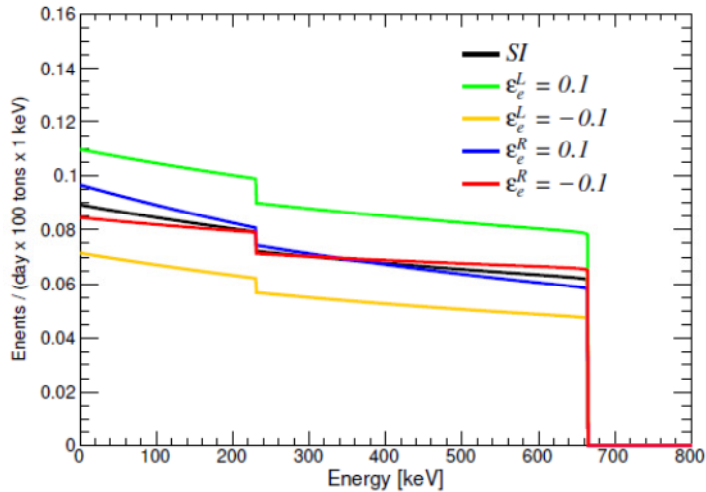


Рис. 3.2. Спотворення спектру віддачі електрона для двох монохроматичних енергій сонячного нейтрино від  ${}^7\text{Be}$  з енергіями  $E = 0.384$  MeV та  $0.862$  MeV через ненульові значення  $\epsilon_e^R$  і  $\epsilon_e^L$ . Ефект кінцевої енергетичної роздільної здатності детектора не включено.

Позначимо повний поперечний переріз  ${}^7\text{Be}$ -нейтрино за відсутності НСВ як  $\langle\sigma_{7\text{Be}}\rangle_{\text{SM}}$ . Графік зміни співвідношення  $\langle\sigma_{7\text{Be}}\rangle/\langle\sigma_{7\text{Be}}\rangle_{\text{SM}}$  для  ${}^7\text{Be}$ -нейтрино через наявність  $\epsilon_e^R$  і  $\epsilon_e^L$  показано на Рис. 3.3. Знову ж таки, ми бачимо, що  $\epsilon_e^L$  впливає на нормалізацію перерізу, тоді як  $\epsilon_e^R$  не впливає. Таким чином, обмеження на  $\epsilon_e^L$  здебільшого випливають з нормалізації перерізу, тоді як обмеження на  $\epsilon_e^R$  – з форми спектра віддачі.

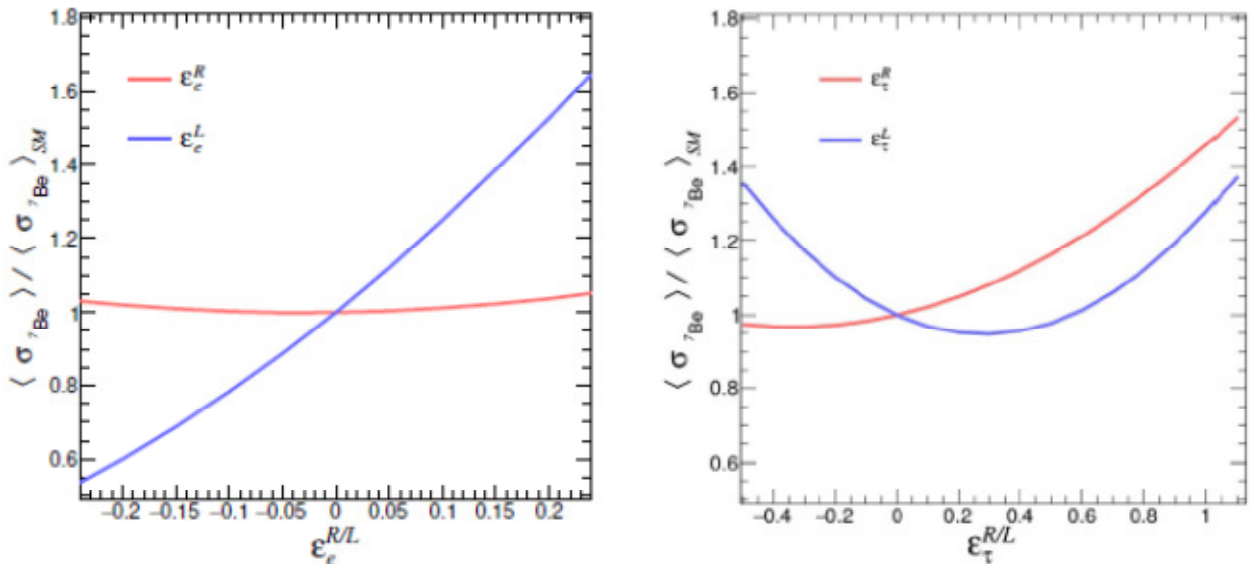


Рис. 3.3. Відносна зміна відношення повних перерізів  $\langle\sigma_{7\text{Be}}\rangle/\langle\sigma_{7\text{Be}}\rangle_{\text{SM}}$  як функція  $\epsilon_e^R$  і  $\epsilon_e^L$  (ліва діаграма) і  $\epsilon_\tau^R$  і  $\epsilon_\tau^L$  (права діаграма).

### 3.1.4. Модель фону детектора

Було виконано відбір подій, використовуючи сферичний «внутрішній об'єм» детектора, верхня та нижня полярні області якого вирізані:  $R < 2.8$  м та  $-1.8$  м  $< z < 2.2$  м. Для моделювання реакції детектора ми використовуємо аналітичну модель детектора Борексіно, що детально описано у роботі [263]. Модель використовує кількість  $N_p^{dt_1}$ , ФЕПів, що спрацювали в межах інтервалу часу  $dt_1 = 230$  нс, як оцінювач енергії  $T$  віддачі електрона. Різні параметри моделі були зафіксовані за допомогою незалежних вимірювань або налаштовані за допомогою моделювання методом Монте-Карло [216] та калібрування [215], у той час як деякі параметри залишалися вільними. Вільні параметри включають (i) світловихід, який визначає енергетичну шкалу, (ii) два параметри для енергетичної роздільної здатності, (iii) два параметри для положення та ширини альфа-піку  $^{210}\text{Po}$  та (iv) один параметр для початкової точки  $\beta^+$ -спектру  $^{11}\text{C}$ . Функція відгуку детектора, згорнута з перетином  $dR_v / dT$ , дає функціональну форму для апроксимації експериментального спектру.

Радіоактивні забруднення призводять до фонів, які необхідно чітко розуміти, щоб отримати однозначні висновки з даних Борексіно. Останню апроксимацію сигнал + фон для спостережуваного спектра віддачі електронів можна знайти в попередніх роботах експерименту, де передбачалося, що усі процеси взаємодії нейтрино відбуваються в рамках СМ, а частоти подій трьох компонентів спектру сонячних нейтрино ( $pp$ ,  $^7\text{Be}$  та  $pep$ ) були вільними параметрами. Приклад апроксимації експериментального спектра наведено на рисунку 3.4. Повний опис спектральних компонентів і фонів Борексіно наведено в посиланні [212].

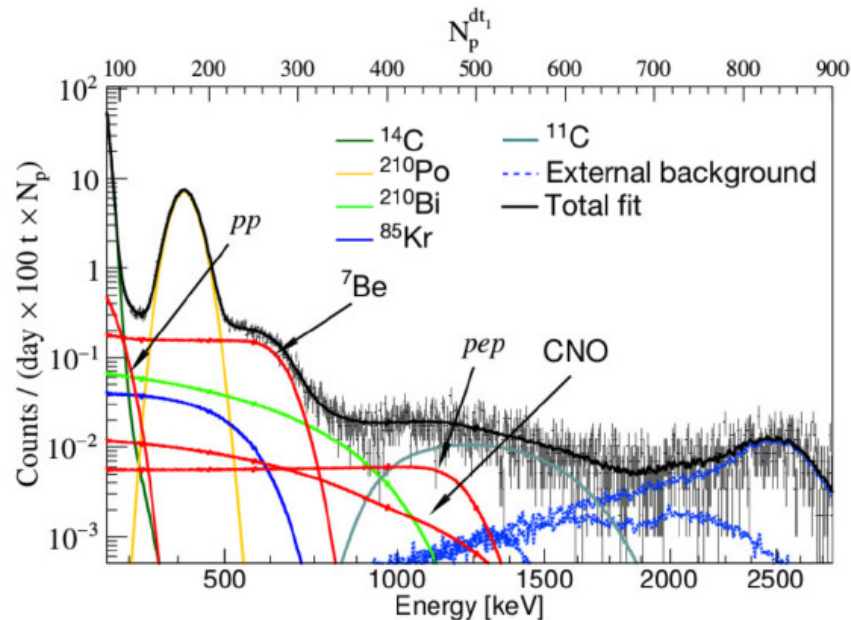


Рис. 3.4. Приклад апроксимації енергетичного спектру, накопиченого детектором Борексіно. Апроксимація була проведена за допомогою оцінювача енергії  $N_p^{dt_1}$  в одиницях енергії;  $N_p$  – це кількість фотоелектронів у вікні часу реєстрації даних.

### 3.1.5. Результати

Результати аналізу даних з метою пошуку нестандартних взаємодій нейтрино показані на Рис. 3.5. На лівих панелях показані одновимірні профілі логарифмічної функції правдоподібності для параметрів  $\epsilon_e^R$  (червона лінія) та  $\epsilon_e^L$  (синя лінія), що описують НСВ нейтрино, припускаючи достовірність Стандартної сонячної моделі з високою металевістю (HZ, верхня панель) та низькою металевістю (LZ, нижня панель). Праві панелі зображують те саме для  $\epsilon_\tau^R$  (червона лінія) та  $\epsilon_\tau^L$  (синя лінія). Профілі були отримані з урахуванням одного параметра нестандартної взаємодії нейтрино, тоді як решта параметрів НСВ нейтрино фіксувалися рівними нулю.

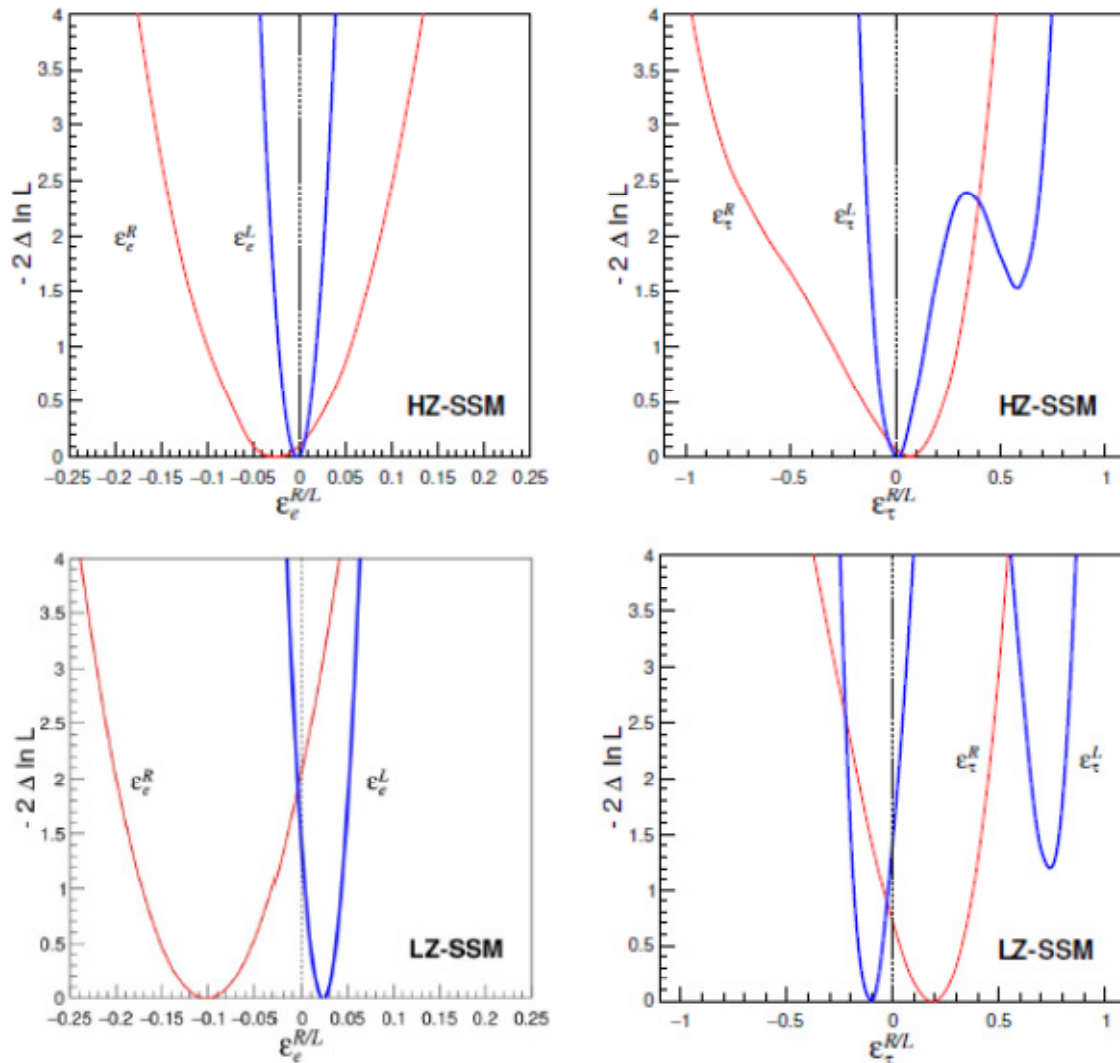


Рис. 3.5. На лівих панелях показані одновимірні профілі логарифмічної функції правдоподібності для параметрів  $\epsilon_e^R$  (червона лінія) та  $\epsilon_e^L$  (синя лінія), у припущенні достовірності Стандартної сонячної моделі з високою металевістю (HZ, верхня панель) та низькою металевістю (LZ, нижня панель). Праві панелі зображують те саме для  $\epsilon_\tau^R$  (червона лінія) та  $\epsilon_\tau^L$  (синя лінія). Профілі були отримані з урахуванням одного параметра НСВ, тоді як решта параметрів НСВ фіксувалися рівними нулю.

Вище ми розглянули чутливість даних фази II Борексіно до нестандартних взаємодій нейтрино із застосуванням обмеження на потоки нейтрино в рамках Стандартної сонячної моделі. Варто відмітити, що детектор Борексіно чутливий до модифікації форми спектрів віддачі електронів від  ${}^7\text{Be}$ -нейтрино, навіть якщо Стандартна сонячна модель не обмежує потоки нейтрино. Такий аналіз забезпечує обмеження:

$$-1.14 < \epsilon_e^R < 0.10 \text{ (90\% Д.І.)}$$

Як можна побачити, обмеження є дуже асиметричним, з великим розширенням для від'ємних значень  $\epsilon_e^R$ . Така мала чутливість викликана фонами (переважно  ${}^{85}\text{Kr}$ ), які можуть легко компенсувати модифікацію спектрів віддачі електронів.

Крім того, було розглянуто двовимірний випадок, коли будується дозволена область для параметрів  $\epsilon_e^{R/L}$  нестандартних взаємодій нейтрино, тоді як  $\epsilon_\tau^R$  та  $\epsilon_\tau^L$  фіксуються рівними нулю (Рис. 3.6). Отримано два контури для Стандартної сонячної моделі з високою (HZ-SSM) та низькою (LZ-SSM) металевостями. Порівняно з іншими експериментами, чутливими до тих самих нестандартних взаємодій нейтрино, дозволені контури для Борексіно в площині  $\epsilon_e^R - \epsilon_e^L$  мають чітку орієнтацію (див. рисунок 3.6). Експеримент TEXONO в основному чутливий до  $\epsilon_e^R$ , тоді як LSND в основному чутливий до  $\epsilon_e^L$ . Контур Борексіно перетинає дозволені області для обох експериментів під певним кутом, і три експерименти доповнюють один одного. В принципі, перекриття Борексіно з TEXONO призводить до двох дозволених регіонів, один з яких є сумісним з відсутністю НСВ. Щоб майже виключити другий регіон, необхідно включити результат LSND.

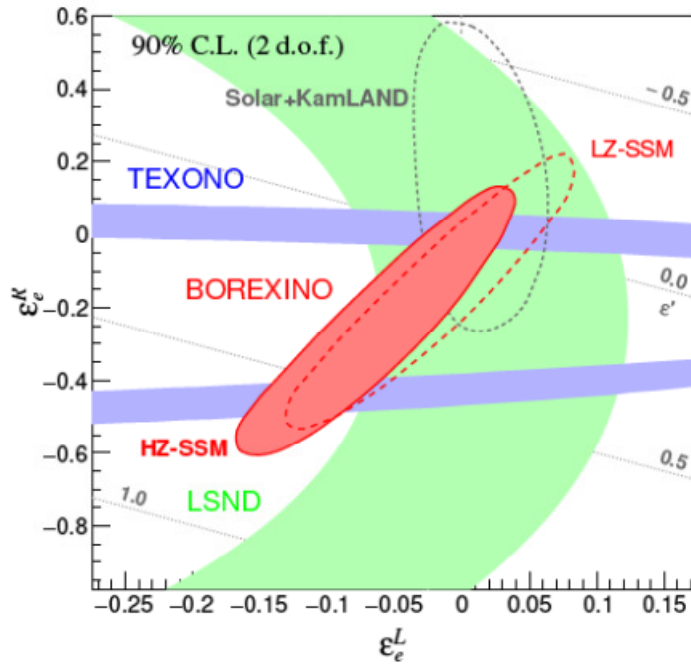


Рис. 3.6. Дозволена область для параметрів нестандартних взаємодій нейтрино в площині  $\epsilon_e^{R/L}$ , отримана у даній роботі для випадку, коли параметри  $\epsilon_\tau^R$  та  $\epsilon_\tau^L$  дорівнюють нулю. Припускається, що нейтрино випромінюються так, як передбачається Стандартною сонячною моделлю з високою металевістю (HZ-SSM, позначена червоним) або з низькою металевістю (LZ-SSM, червоний пунктир). Для порівняння наводяться обмеження, отримані в експериментах LSND [260, 264] і TEXONO [265]. Крім того, представлено контур, отриманий в результаті глобального аналізу експериментів на сонячних нейтрино (чорний пунктир; див. [266], параметри НСВ нейтрино включені у розповсюдження та ефективність реєстрації). Сірими лініями представлений відповідний діапазон параметра  $\epsilon'$ , що відповідає нестандартній взаємодії нейтрино при розповсюдженні. Всі контури відповідають 90% Д.І.

Результат Борексіно в площині  $\epsilon_\tau^R - \epsilon_\tau^L$  наведено на Рис. 3.7. Він схожий на результат LEP [261] у виключеній області, але він займає дещо іншу область, надаючи перевагу позитивному  $\epsilon_\tau^R$  і негативному  $\epsilon_\tau^L$ . Нестандартні взаємодії нейтрино на рівні взаємодій нейтральних струмів у СМ все ще є дозволеними.



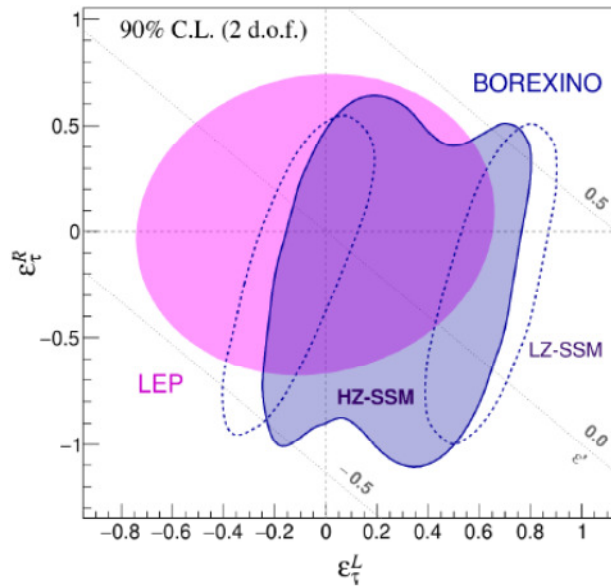


Рис. 3.7. Дозволена область для параметрів нестандартних взаємодій нейтрино в площині  $\epsilon_{\tau}^{R/L}$ , отримана в цій роботі. Параметри  $\epsilon_e^L$  та  $\epsilon_e^R$  дорівнюють нулю. Припускались як висока металевість Сонця (позначено темно-синім), так і низька металевість (синій пунктир) в рамках Стандартної сонячної моделі. Для порівняння наведено контур з експерименту LEP. Всі контури відповідають 90% Д.І. Сірими лініями представлений відповідний діапазон параметра  $\epsilon'$ , що відповідає нестандартній взаємодії нейтрино при розповсюдженні.

Аналіз даних детектора Бorexіно, який вимірює потоки сонячних нейтрино за допомогою пружного розсіяння нейтрино від Сонця на електронах, дозволив обмежити вірогідність нестандартних взаємодій нейтрино на новому рівні чутливості.

Дослідження, описані у цьому розділі, опубліковані у роботі:

S.K.Agarwalla et al., [Constraints on flavor-diagonal non-standard neutrino interactions from Borexino Phase-II](#), JHEP 02(2020)038, 29 p.

## 4. РОЗРОБКА МЕТОДІВ НИЗЬКОФОНОВИХ ЕКСПЕРИМЕНТІВ

### 4.1. Дослідження кристалу $\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3$ як сцинтиляційного болометра

Ядро  $^{100}\text{Mo}$  є одним з найбільш перспективних з огляду на пошук безнейтринного подвійного бета-розпаду завдяки великій енергії розпаду 3034 кеВ, високій ізотопній концентрації ізоотопу у природній суміші ізоотопів молібдену, можливості збагачення методом центрифугування, сприятливим теоретичним розрахункам матричних ядерних елементів. Не дивлячись на значний прогрес у розробці детекторів, які мають у своєму складі молібден (молібдати літію, цинку, кальцію, свинцю), залишається актуальною задача пошуку сцинтиляційного матеріалу, який би задовольняв різним вимогам. Зокрема, важливою практичною вимогою до сцинтиляційних кристалів молібдатів є якомога вища концентрація молібдену у одиниці об'єму кристалу. І цей показник виявляється одним з найбільших у подвійного молібдату літію і магнію  $\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3$ . Було виконано розробку цього матеріалу і дослідження його оптичних, люмінесцентних і болометричних властивостей, а також рівня радіоактивної забрудненості.

Зразки кристалів  $\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3$  були вирощені методом Чохральського з низьким градієнтом температури із молібдену з різними рівнями чистоти. Суттєва різниця в оптичних властивостях кристалів була підтверджена за допомогою вимірювання оптичного пропускання зразків кристалів  $\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3$ , виконані за допомогою спектрофотометра Shimadzu UV-3101PC. Результати вимірювань показані на Рис. 4.1. Видно, що зразок кристалу  $\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3$  виготовлений із молібдену з рівнем чистоти 99.9% має дуже суттєве поглинання в усьому діапазоні видимого світла. Зрозуміло, що це суттєво зменшує перспективи застосування матеріалу як сцинтилятора, особливо за умови достатньо великого об'єму. Необхідно зауважити, що для застосування в експериментах з пошуку подвійного бета-розпаду  $^{100}\text{Mo}$  кристали мають мати розмір у кілька десятків кубічних сантиметрів. На Рис. 4.1 видно, що зразок, виготовлений із молібдену з рівнем чистоти 99.999%, має суттєво кращі оптичні властивості. Тому усі подальші вимірювання були виконані із зразком, виготовленим з кристалу, вирощеного з оксиду молібдену вищої чистоти.

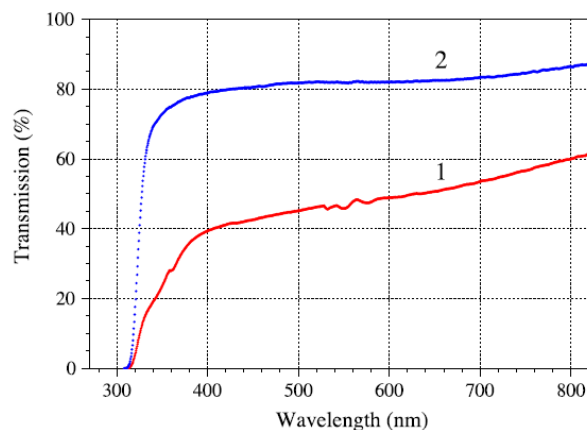


Рис. 4.1. Оптичне пропускання зразків кристалів  $\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3$ , вирощених з оксиду молібдену чистотою 99.9% (крива 1) і 99.999% (2).

Люмінесцентні властивості зразка кристалу  $\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3$  були досліджені у співпраці з Київським національним університетом ім. Тараса Шевченка за допомогою

комплексної установки для спектрально-люмінесцентних та опто-електричних досліджень. Люмінесценція кристалу була виміряна про опроміненні рентгенівськими променями. Спектр емісії кристалу  $\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3$  виміряні при температурах 8 К, 85 К і 295 К, показані на Рис. 4.2. Максимум спектру дещо зміщується при зміні температури, досягаючи 585 нм при температурі, близькій до рідкого гелію.

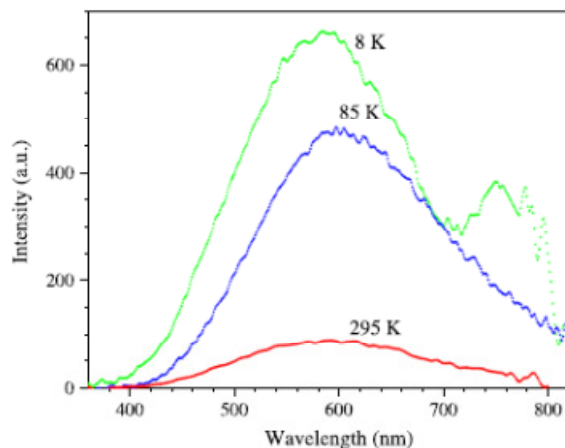


Рис. 4.2. Спектри емісії кристалу  $\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3$ , виміряні при температурах 8 К, 85 К і 295 К.

Були досліджені властивості кристалу  $\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3$  як низькотемпературного сцинтиляційного болометра при температурах близько 20 мК. Зразок кристалу масою 10.24 г і розмірами  $1.9 \times 1.4 \times 1.0 \text{ см}^3$  був зафіксований у мідному корпусі за допомогою тefлонових тримачів і на його поверхню був наклеєний германієвий термодетектор. Також на поверхню кристалу був наклеєний кремнієвий нагрівач, на який подавалися сигнали з генератора стабільної амплітуди, для контролю стабільності енергетичної шкали спектрометра. Сцинтиляційні сигнали знімалися за допомогою фотодетектора з германію, що функціонував у режимі Неганова-Люка з підсиленням світлових сигналів.

Енергетичний спектр фону, накопичений з болометром  $\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3$  за 88 годин при температурі 20 мК у лабораторії на поверхні землі, показаний на Рис. 4.3.

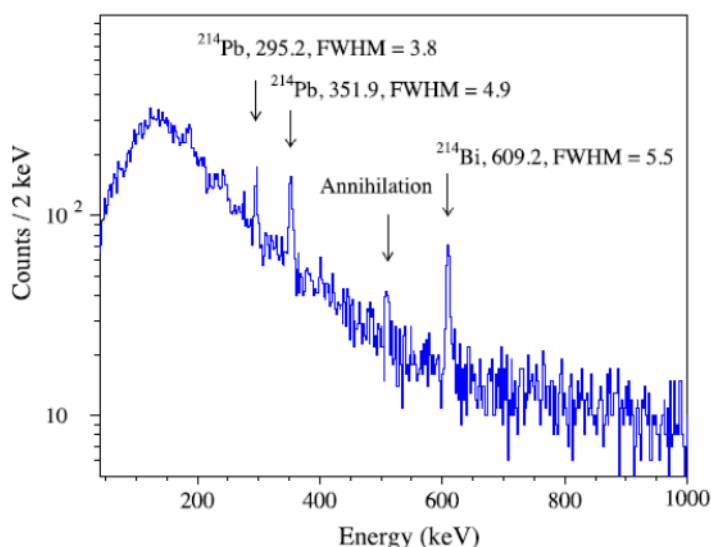


Рис. 4.3. Фоновий енергетичний спектр з болометром  $\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3$ , накопичений за 88 годин при 20 мК у лабораторії на поверхні землі. У спектрі є піки від гамма-квантів  $^{214}\text{Pb}$  і

$^{214}\text{Bi}$ , дочірніх нуклідів із сімейства  $^{238}\text{U}$ . Енергія  $\gamma$  квантів та значення роздільної здатності енергії (FWHM) дані у кеВ.

Важливою характеристикою детектора для пошуку подвійного розпаду є його здатність розділяти сигнали від бета-частинок і гамма-квантів та альфа-частинок, що дозволяє відкидати фонові події, викликані розпадами дочірніх урану і торію у кристалі та на його поверхні. Двовірна гістограма світлових і теплових сигналів, накопичених сцинтиляційним болометром  $\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3$  впродовж 88 год, показана на Рис. 4.4. Видно, що події від альфа-частинок добре відділяються від гамма- і бета-подій.

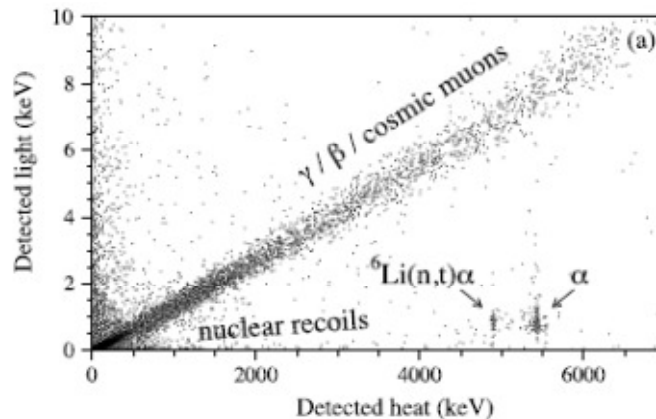


Рис. 4.4. Двовірна гістограма світлових і теплових сигналів, накопичених сцинтиляційним болометром  $\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3$  впродовж 88 год. Події від гамма-квантів і бета-частинок, космічних мюонів чітко відокремлені від індукованих нейтронами ядер віддачі та від  $\alpha$ -подій від розпадів  $^{210}\text{Po}$ .

Розділення за співвідношенням сцинтиляційних і теплових сигналів, показане на Рис. 4.4, дозволяє проаналізувати наявність альфа-частинок від розпадів альфа-активних нуклідів у кристалі або на його поверхні і таким чином визначити радіоактивне забруднення кристалу  $\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3$ . Завдяки розділенню частинок, спектр (див. Рис. 4.5) містить лише піки від альфа-розпадів у кристалі чи на його поверхні. З аналізу цього спектру були отримані обмеження на альфа-активність нуклідів з радів урану і торію на рівні мБк/кг. Необхідні подальші дослідження матеріалу, зокрема зразків більшого розміру, для більш чутливих оцінок радіоактивної забрудненості матеріалу.

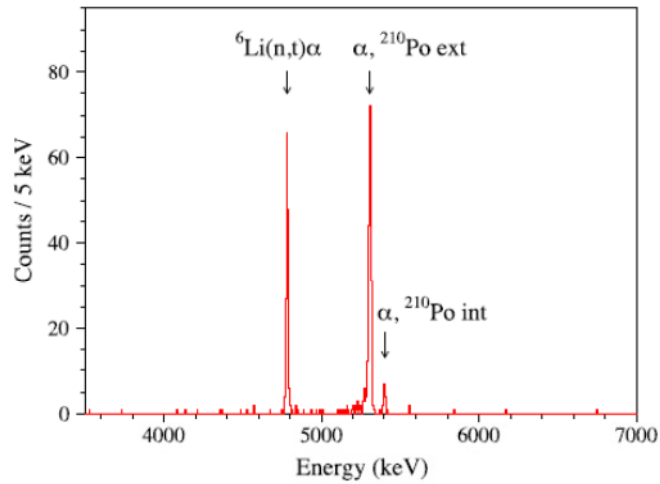


Рис. 4.5. Фоновий енергетичний спектр  $\alpha$ -подій, накопичених за допомогою сцинтиляційного болометра  $\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3$  протягом 88 год.

Таким чином, проведені дослідження показали можливість використання кристалу  $\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3$  як низькотемпературного сцинтиляційного болометра. Подальша розробка матеріалу потребує росту кристалів більшого об'єму.

Дослідження, описані у цьому розділі, опубліковані у роботі:

F.A.Danevich et al., [Growth and characterization of a  \$\text{Li}\_2\text{Mg}\_2\(\text{MoO}\_4\)\_3\$  scintillating bolometer](#), Nucl. Instrum. Meth. A 889(2018)89-96.

## 4.2. Розробка криогенних фотодетекторів з низьким порогом реєстрації

### 4.2.1. *Необхідність зниження порогу фотодетекторів у болометричних детекторах*

Низькотемпературні сцинтиляційні болометричні детектори знаходять усе ширше застосування в експериментах з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду, темної матерії [267, 268], дослідження рідкісних альфа- і бета-розпадів [269, 270], когерентного розсіяння нейтрино. Важливою характеристикою таких детекторів є низький поріг реєстрації у каналі сцинтиляційного сигналу. Якомога нижчий поріг вкрай важливий в експериментах з пошуку ТМ, оскільки енергетичні втрати у взаємодіях частинок ТМ з ядрами оцінюються на рівні кількох кеВ. В експериментах з пошуку подвійного бета-розпаду поріг світлових детекторів (який пов'язаний з рівнем шумів) визначає можливість ефективного розділення сигналів від різних частинок, а отже, зниження фону від альфа-частинок, особливо тих, що випромінюються з (біля) поверхні сцинтиляційного кристалу. Також рівень шумів фотодетектора є важливим для застосування в експериментах з пошуку подвійного бета-розпаду для відкидання подій випадкових збігів у болометричних детекторах [271, 272].

### 4.2.2. *Конструкція фотодетектора*

Було виготовлено кілька фотодетекторів, що функціонують на основі ефекту Неганова-Трофімова-Люка [273, 274]. Ефект полягає у підсиленні сигналу всередині напівпровідникової пластини (у даному випадку використовувались пластинки германію діаметром 44 мм і товщиною 0.175 мм) в результаті прикладеної всередині пластинки напруги. Конструкція фотодетектора із приєднаними до нього сенсорами термісторами із германію, допованого нейтронами (NTD-Ge termistor), показана на Рис. 4.6. На поверхню детектора було нанесено електроди для подачі напруги. До електродів прикладається електричний потенціал, у якому дрейфують електрони та дірки, створюючи на своєму шляху нові електронно-дірочні пари, що і дає підсилення сигналу.

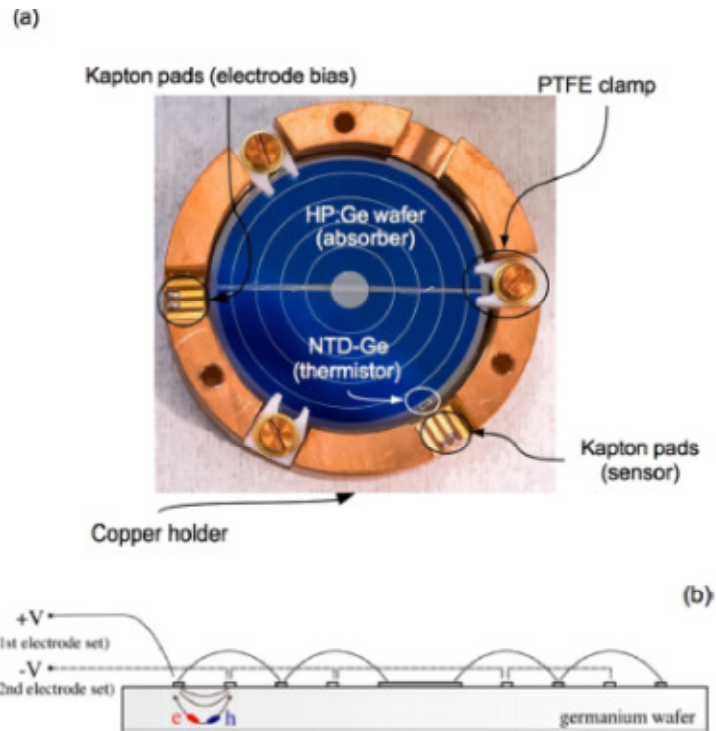


Рис. 4.6. (а) Зображення фотодетектора із приєднаними до нього сенсорами термісторами із германію, допованого нейтронами (NTD-Ge термістор). На поверхню детектора нанесено електроди для подачі напруги. (б) Ескіз електричного з'єднання між кільцевими електродами. Електричний потенціал  $\Delta V = V_+ - V_-$  прикладається до електродів, створюючи всередині германієвої пластинки потенціал, у якому дрейфують електрони (e) та дірки (h).

#### 4.2.3. Характеристики фотодетектора

Співвідношення сигнал/шум (хрестики) одного з фотодетекторів в залежності від струму, що виникає у результаті прикладеної напруги показані на Рис. 4.7. Також на рисунку показано рівень шуму (Noise RMS) у вольтах. З Рис. 4.7 видно, що оптимальним для роботи фотодетектора є струм близько 7-10 нА, коли досягається найбільше співвідношення ефект/шум при найменшому рівні шуму.

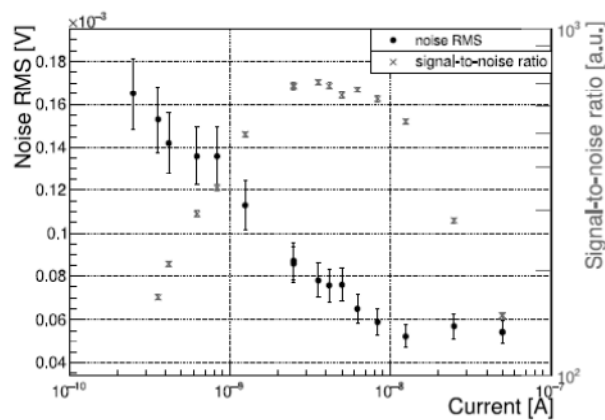


Рис. 4.7. Співвідношення сигнал/шум (хрестики) одного з фотодетекторів (NTLLD1) в залежності від струму, що виникає у результаті прикладеної напруги. Також показано рівень шуму (Noise RMS) у вольтах.

Характеристики фотодетектора були досліджені з радіоактивними джерелами. На Рис. 4.8 показано енергетичний спектр гамма-квантів джерела  $^{55}\text{Fe}$ , виміряний з фотодетектором NTLLD1. Видно, що з детектором отримана дуже висока роздільна здатність завдяки низькому рівню шумів.

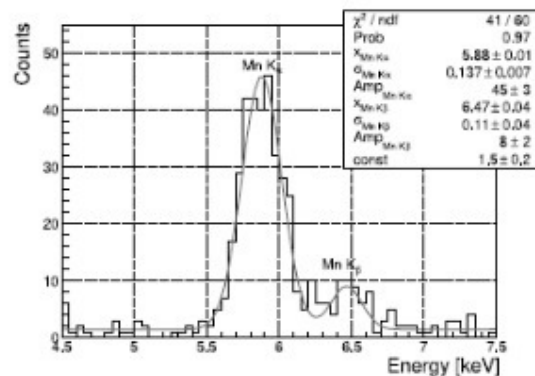


Рис. 4.8. Енергетичний спектр гамма-квантів джерела  $^{55}\text{Fe}$ , виміряний з фотодетектором NTLLD1.

На Рис. 4.9 показано відгук фотодетектора NTLLD1 до космічних мюонів. З урахуванням товщини фотодетектора (0.175 мм), космічні мюони залишають у матеріалі детектора енергію близько 100 кеВ, якій відповідає максимум розподілу, показаного на Рис. 4.9.

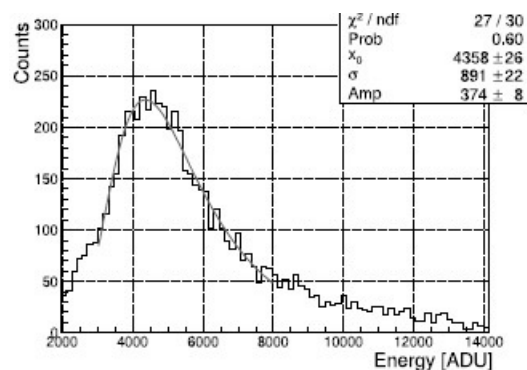


Рис. 4.9. Енергетичний спектр, виміряний з фотодетектором NTLLD1 при проходженні космічних мюонів. Максимум розподілу знаходиться на енергії близько 100 кеВ.

На Рис. 4.10 показано амплітудний спектр, виміряний зі світлодіодом, на який подавалися світлові сигнали різної амплітуди (лівий рисунок). Залежність енергетичної роздільної здатності фотодетектора від амплітуди сигналів від світлодіода описується лінійною функцією.



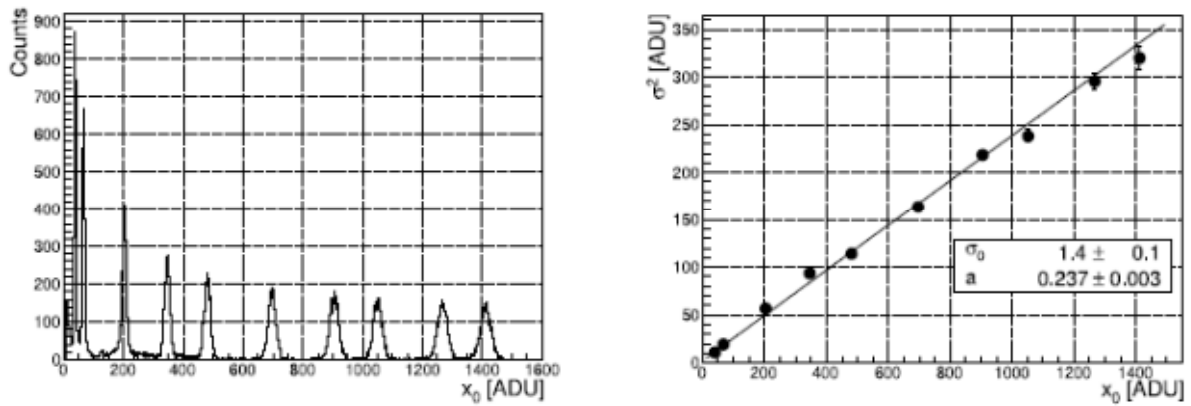


Рис. 4.10. Амплітудний спектр світлових сигналів від світлодіода, коли на нього подавалися сигнали різної амплітуди (лівий рисунок). Залежність енергетичної роздільної здатності фотодетектора від амплітуди сигналів від світлодіода (правий рисунок).

Характеристики 4 фотодетекторів, що функціонували за рахунок ефекту Неганова-Трофімова-Люка, показані на Рис. 4.11. Як видно з рисунка, оптимальні значення напруги (що прикладалась до електродів фотодетекторів) знаходяться в межах від 25 до 90 В. При цьому з фотодетекторами були досягнуто відношення сигнал/шум (signal-to-noise ratio, SNR) в межах від 3.5 до 11.5.

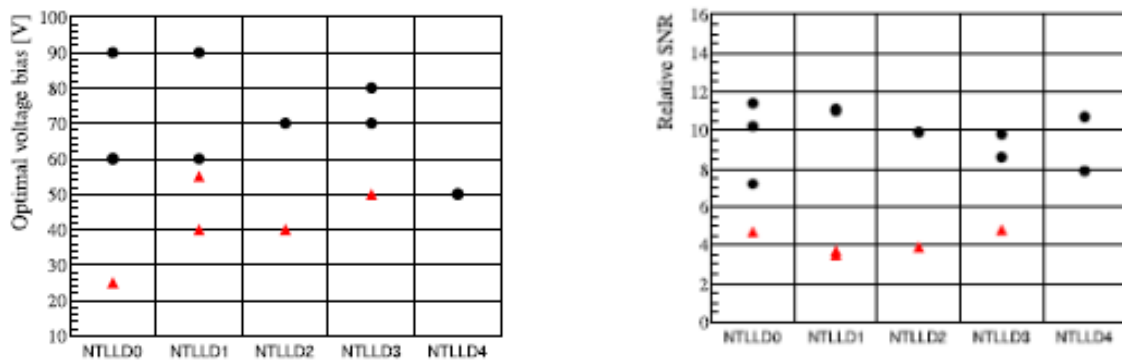


Рис. 4.11. Характеристики 4 фотодетекторів, що працюють за рахунок ефекту Неганова-Трофімова-Люка. На лівому рисунку показано значення оптимальної напруги, що прикладалась до електродів фотодетекторів. На рисунку справа наведені величини відношення сигнал/шум (signal-to-noise ratio, SNR), отримані з фотодетекторами.

Було виготовлено і досліджено п'ять германієвих низькотемпературних болометричних фотодетекторів, що функціонують на основі ефекту Неганова-Трофімова-Люка. У режимі, коли до електродів фотодетекторів було прикладено напругу 50-90 В, було досягнуто дуже низького рівня шуму близько 10 еВ.

Такі фотодетектори можуть знайти застосування у експериментах наступного покоління з пошуку подвійного бета-розпаду, наприклад, у проєкті CUPID [41, 275], де важливими характеристиками фотодетекторів є низький енергетичний поріг і високе відношення сигнал/шум.

Результати, описані у цьому розділі, опубліковані у роботі:

V. Novati et al., [Charge-to-heat transducers exploiting the Neganov-Trofimov-Luke effect for light detection in rare-event searches](#), Nucl. Instrum. Meth. A 940(2019)320-327.

### 4.3. Кріогенний сцинтиляційний болометр $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ для пошуку темної матерії

#### 4.3.1. Детектори темної матерії з літієм

Пошуки взаємодії частинок ТМ з речовиною могли б дати неоцінену інформацію про природу і властивості цієї загадкової матерії. Низькотемпературні болометри виглядають привабливими детекторами ТМ завдяки можливості досягнути низького порогу реєстрації, високій ефективності ідентифікації ядер віддачі на фоні від гамма-квантів та бета-частинок, можливості застосування кристалів-мішеней, до складу яких входять елементи з різною атомною масою і спіном ядер [276, 277, 278].

Останнім часом викликають значний інтерес пошуки порівняно легких частинок, з масами близько кількох ГеВ. Для цього кристали-мішені мають містити легкі елементи, наприклад літій, обидва стабільні ізотопи якого мають ненульовий спін. Тому сцинтиляційні кристали  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  виглядають дуже привабливим детектором для пошуку легких (менше 10 ГеВ) слабо взаємодіючих частинок ТМ. Свого часу сцинтиляційні кристали  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  були розроблені для пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  [279, 280, 71,69]. В даній роботі було показано, що навіть в умовах наземно розташованої лабораторії, з кристалом невеликого розміру можна отримати цілком конкурентний результат з пошуку легких частинок ТМ.

#### 4.3.2. Детектор з кристалом $\text{Li}_2\text{MoO}_4$

Конструкція низькотемпературного сцинтиляційного болометричного детектора з кристалом  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  показана на Рис. 4.12.

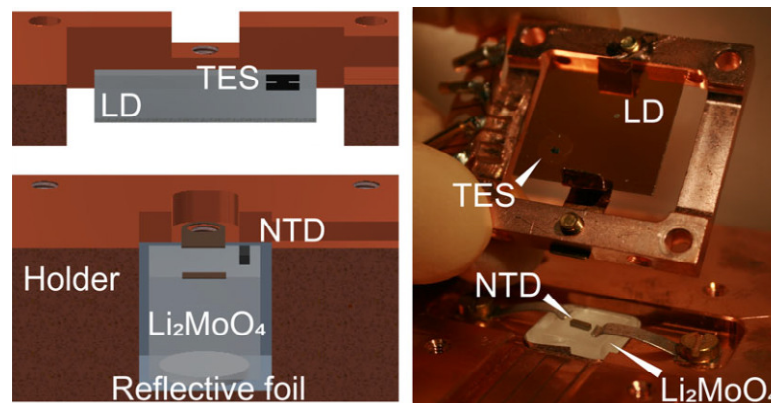


Рис. 4.12. Зліва: схема модуля детектора. Праворуч: показано фото модуля детектора. Кристал  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  розмірами  $10 \times 10 \times 10 \text{ мм}^3$  закріплено за допомогою тефлонових тримачів всередині мідної порожнини, покритої світловідбиваючою плівкою. На верхню поверхню кристала наклеєно ГДН термістор розмірами  $1 \times 1 \times 3 \text{ мм}^3$  (на рисунках його позначено NTD), який використовується як тепловий датчик для зчитування сигналу. Як детектор сцинтиляційних сигналів використовується пластинка із сапфіру розмірами  $20 \times 20 \times 0.3 \text{ мм}^3$  (LD). Для реєстрації теплових сигналів у сапфірі використовується сенсор на основі фазового переходу (Transition Edge Sensor, TES), безпосередньо нанесений на пластину з сапфіру.

На Рис. 4.13 показано енергетичний спектр виміряний детектором  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  з за 3.3 год з  $\gamma$ -джерелом  $^{57}\text{Co}$ , який демонструє високі характеристики детектора по реєстрації

низькоенергетичних подій. Показано також спектр фону виміряний за той же час. Пік з енергією 59.5 кеВ в обох спектрах з'явився через забруднення всередині установки  $^{241}\text{Am}$ . У спектрі присутні чіткі піки з енергіями 122 кеВ і 136 кеВ, що відповідають  $\gamma$ -променям джерела  $^{57}\text{Co}$ .

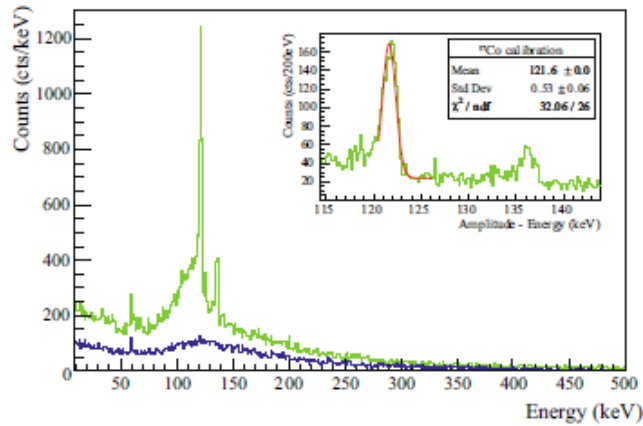


Рис. 4.13. Енергетичний спектр виміряний детектором  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  з за 3.3 год з  $\gamma$ -джерелом  $^{57}\text{Co}$ . Показано також спектр фону за 3.3 годин вимірювань. Пік з енергією 59.5 кеВ в обох спектрах з'явився через забруднення всередині установки  $^{241}\text{Am}$ . Піки з енергіями 122 кеВ і 136 кеВ відповідають  $\gamma$ -променям джерела  $^{57}\text{Co}$ . Детально пік 122 кеВ показано на вставці.

На Рис. 4.14 показано розподіл амплітуд світлових сигналів, виміряних з кристалом  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ . Видно, що застосування фотодетектора дозволяє відкинути події з надмірно великими світловими сигналами, які не можна віднести до поодиноких взаємодій частинок у кристалі  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ .

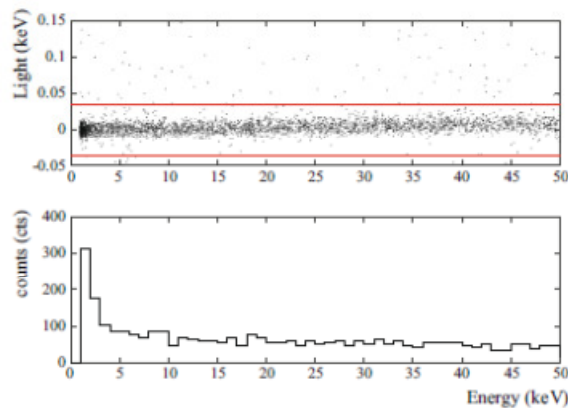


Рис. 4.14. На верхньому рисунку показано розподіл амплітуд світлових сигналів, виміряних у збігах з кристалом  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  в залежності від енергії в тепловому каналі. Дві суцільні лінії обмежують область сигналів, які можна застосувати для пошуку частинок ТМ, у той час як сигнали за межами ліній відповідають подіям з надмірно великими світловими сигналами, які не можна віднести до поодиноких взаємодій частинок у кристалі  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ . Знизу показано вимірюваний спектр енергії вибраних подій. Ці події в основному можна віднести до  $\gamma$ -променів з низькою енергією

Результати аналізу подій з метою пошуку частинок ТМ показані на Рис. 4.15, де вони порівнюються з результатами найбільш чутливих інших експериментів.

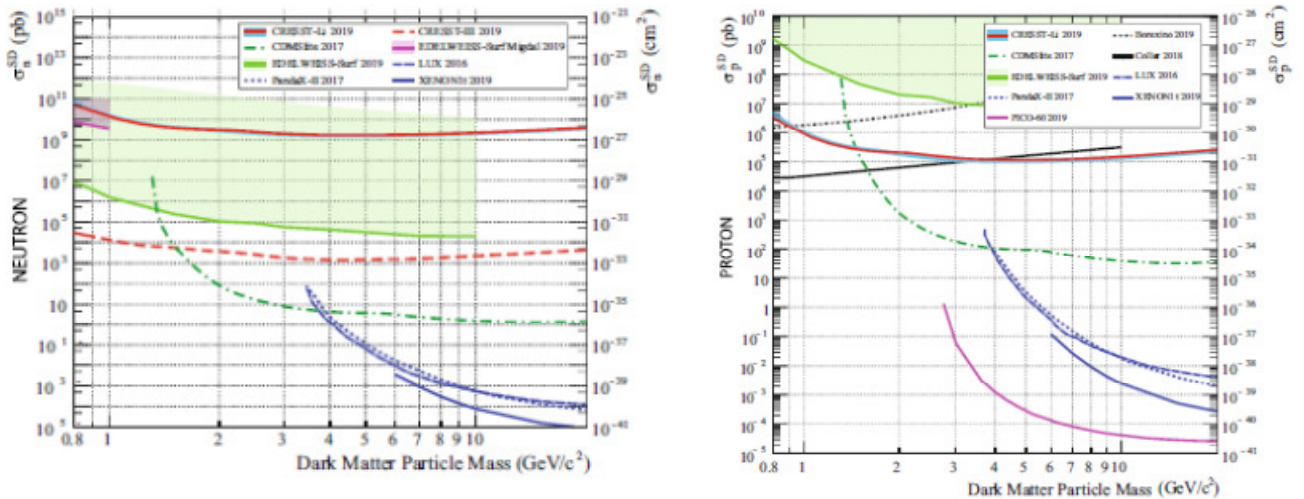


Рис. 4.15. (Зліва) Сірим показано область мас і перерізів спин-залежної взаємодії з нейтронами, виключених у даному експерименті. Поперечний переріз для цього виду взаємодій показаний на осі Y у пікобарнах (pb), тоді як маса частинок темної речовини відкладена по осі X. Показано також обмеження, отримані в експерименті CRESSTIII [276] з болометрами  $\text{CaWO}_4$  для взаємодії ТМ з ядрами  $^{17}\text{O}$ . Для порівняння показано також обмеження, отримані іншими експериментами прямого детектування: EDELWEISS [281] та CDMSlite [282] з використанням припущення про розсіяння на ядрах  $^{73}\text{Ge}$ ; LUX [283], PandaX-II [284] та XENON1T [285], використовуючи взаємодію на  $^{129}\text{Xe}$  і  $^{131}\text{Xe}$ . На правому рисунку показано те саме, але лише для протонних взаємодій, що стосуються лише протона. Показані також обмеження з інших експериментів: CDMSlite та EDELWEISS з  $^{73}\text{Ge}$ ; LUX, XENON1T та PandaX-II з  $^{129}\text{Xe}$  і  $^{131}\text{Xe}$ ; PICO-60 з  $^{19}\text{F}$  [286]; Collar [24] з  $^1\text{H}$ . Також наведено обмеження з даних Борексіно [287]

Показано можливість застосування низькотемпературного сцинтиляційного криогенного детектора на основі кристалу  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  масою усього 2.66 г. У фоновому вимірюванні тривалістю 9.68 годин ефективного часу досягнуто енергетичного порогу  $(0.932 \pm 0.012)$  кеВ. Це вимірювання демонструє можливість використання кристалів з літієм для дослідження легких частинок ТМ і показує, що можна отримати надзвичайно конкурентоспроможні результати для мас нижче 1.5 ГеВ навіть при використанні неоптимального фонованого детектора в умовах високого фону.

Плануються майбутні вимірювання кристалів на основі літію за допомогою детектора, подібного до тих, що використовуються в експерименті CRESST у підземній експериментальній установці.

Результати, описані у цьому розділі, опубліковані у роботі:

A.H.Abdelhameed et al., [First results on sub-GeV spin-dependent dark matter interactions with  \$^7\text{Li}\$](#) , Eur. Phys. J. C 79 (2019) 630, 7 p.

#### 4.4. Низькотемпературний болометр $\text{CdMoO}_4$ для пошуку $0\nu 2\beta$ -розпаду кадмію та молібдену

##### 4.4.1. Обґрунтування вибору матеріалу детектора

Нукліди  $^{100}\text{Mo}$  і  $^{116}\text{Cd}$  є перспективними для пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду завдяки високим енергіям розпаду (в обох випадках  $Q_{\beta\beta}$  перевищує енергію 2615 кеВ інтенсивного гамма-переходу у ядрі  $^{208}\text{Tl}$  (дочірній  $^{228}\text{Th}$  з сімейства  $^{232}\text{Th}$ ). Тому обидва ядра є об'єктом інтересу великомасштабного проекту CUPID [<sup>275</sup>]. Зараз найбільш перспективними матеріалами для пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  виглядає молібдат літію ( $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ ), у той час як для експерименту з  $^{116}\text{Cd}$  планується використати вольфрамат кадмію ( $\text{CdWO}_4$ ) [<sup>288</sup>]. Поряд з тим, дослідження інших матеріалів має певний сенс, особливо коли з'являється цікава можливість одночасно досліджувати два ядра. А саме таку можливість дає використання кристалів молібдату кадмію ( $\text{CdMoO}_4$ ).

##### 4.4.2. Експериментальна установка

Для перевірки кристалу  $\text{CdMoO}_4$  як низькотемпературного сцинтиляційного болометра був взятий кристал розмірами діаметром 25 мм і висотою 45 мм (кристал показано на Рис. 4.16). Видно, що матеріал має гарні оптичні властивості.

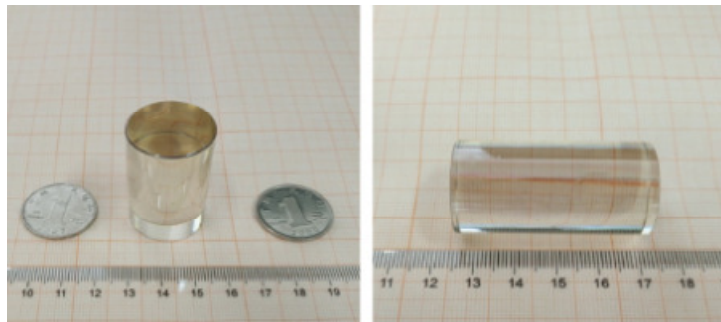


Рис. 4.16. Кристал  $\text{CdMoO}_4$  діаметром 25 мм і висотою 45 мм, що був перевірений як низькотемпературний сцинтиляційний болометр.

Схема і зовнішній вигляд детекторного модуля з кристалом  $\text{CdMoO}_4$  показана на Рис. 4.17.

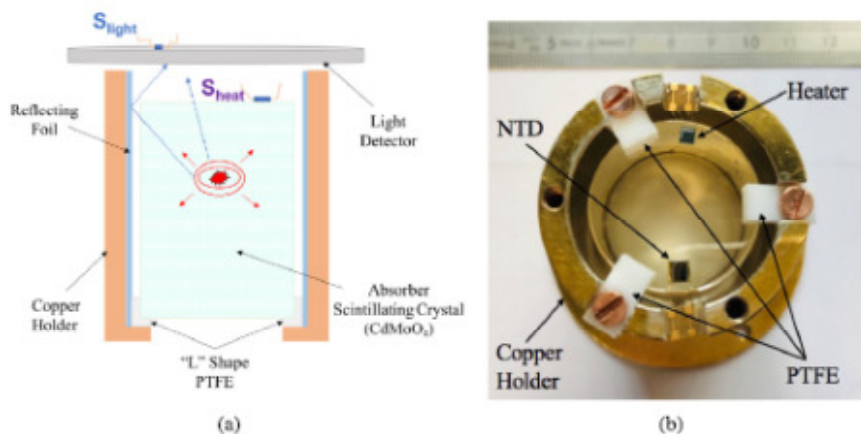


Рис. 4.17. Схема і зовнішній вигляд детекторного модуля з кристалом  $\text{CdMoO}_4$ .



Ще однією важливою характеристикою болометричних детекторів є здатність ідентифікувати сигнали від бета-частинок (гамма-квантів) і альфа-частинок, адже така ідентифікація дозволяє знижувати фон від внутрішніх і поверхневих альфа-розпадів практично до нуля. Отримане з детекторним модулем з кристалом  $\text{CdMoO}_4$  розділення між бета-частинками (гамма-квантами) і альфа-частинками показано на Рис. 4.20. Видно, що події від бета-частинок (гамма-квантів) і альфа-частинок розділяються дуже ефективно.

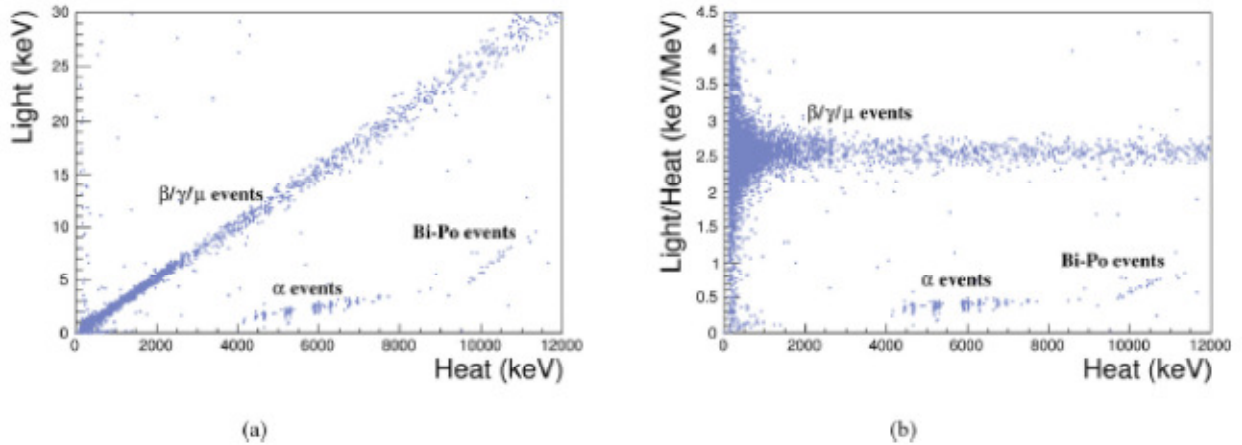


Рис. 4.20. Двовимірні діаграми амплітуд світлових і теплових сигналів, отримані з детекторним модулем з кристалом  $\text{CdMoO}_4$ . Видно практично повне розділення між бета-частинками (гамма-квантами) і альфа-частинками.

Розподіли відношень амплітуд світлових і теплових сигналів, отримані з детекторним модулем з кристалом  $\text{CdMoO}_4$ , показані на Рис. 4.21. На рисунку видно чітке розділення між сигналами від бета-частинок (гамма-квантів) і альфа-частинок у двох енергетичних інтервалах: 4-6.5 MeV і 2.3-3.5 MeV.

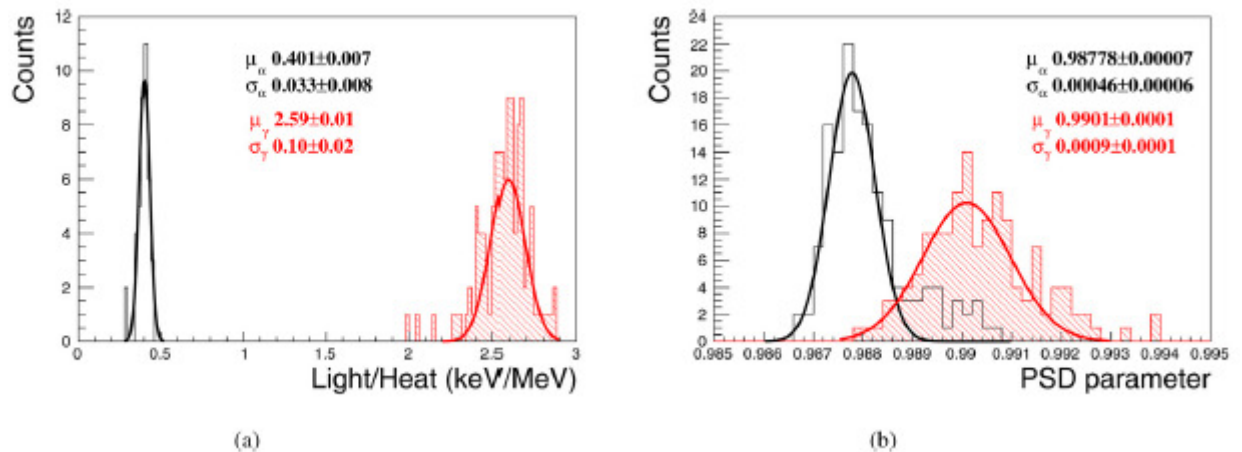


Рис. 4.21. Розподіли відношень амплітуд світлових і теплових сигналів, отримані з детекторним модулем з кристалом  $\text{CdMoO}_4$ . Бета-частинки (гамма-кванти) і альфа-частинки ефективно розділяються в діапазоні енергій 4-6.5 MeV і все ще розділені для енергій 2.3-3.5 MeV.

Завдяки ефективному розділенню сигналів від бета-частинок (гамма-квантів) і альфа-частинок можна визначити активність радіонуклідів торієвого і уранового рядів у кристалі. Енергетичний спектр альфа-подій, виміряний за 8 годин з детекторним модулем з

кристалом CdMoO<sub>4</sub>, показаний на Рис. 4.22, оцінки радіоактивної забрудненості матеріалу наведені у Таблиці 4.1.

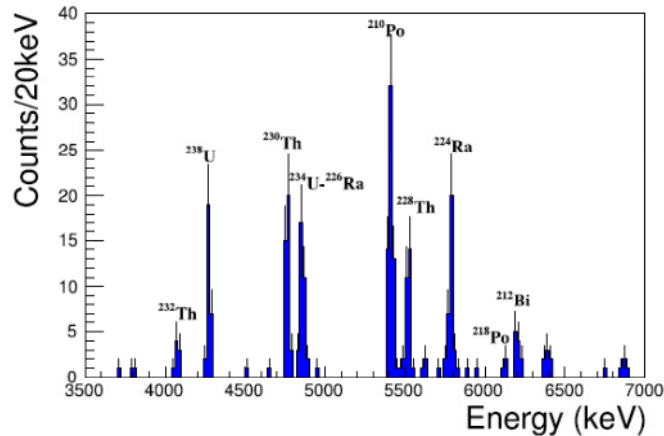


Рис. 4.22. Енергетичний спектр альфа-подій виміряний за 8 годин з детекторним модулем з кристалом CdMoO<sub>4</sub>.

Варто відмітити, що рівень радіоактивної забрудненості матеріалу на порядок перевищує типовий рівень забрудненості кристалів вольфрамату кадмію.

Таблиця 4.1. Радіоактивна забрудненість кристалу CdMoO<sub>4</sub>.

Isotopes	$Q_{\alpha}$ keV	Activity (mBq/kg)
<sup>238</sup> U	4269	10 ± 3
<sup>230</sup> Th	4769	14 ± 4
<sup>234</sup> U, <sup>226</sup> Ra	4859/4870	12 ± 3
<sup>210</sup> Po	5407	22 ± 5
<sup>232</sup> Th	4081	3 ± 2
<sup>228</sup> Th	5520	11 ± 3
<sup>224</sup> Ra	5788	12 ± 3

Вперше було перевірено характеристики низькотемпературного сцинтиляційного болометра з кристалом CdMoO<sub>4</sub>. Детектор показав гарні спектрометричні характеристики (для гамма-квантів <sup>208</sup>Tl з енергією 2615 keV отримано енергетичну роздільну здатність ПШПВ = 13 ± 4 keV) і здатність розділення між бета-частинками (гамма-квантами) і альфа-частинками. Це робить ці детектори цікавими для експерименту з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду одночасно ядер <sup>100</sup>Mo і <sup>116</sup>Cd.

Рівень радіоактивної забрудненості матеріалу на порядок перевищує типовий рівень забрудненості кристалів вольфрамату кадмію і становить близько 10-20 мБк/кг для дочірніх <sup>232</sup>Th і <sup>238</sup>U. Але це може бути пов'язано з використанням недостатньо глибоко очищеного молібдену для росту кристалу, у той час як кристали молібдату літію, вирощені із спеціально очищеного молібдену, мають значно нижчий рівень радіоактивної забрудненості.

Результати, описані у цьому розділі, описані у роботі:

M.Xue et al., [First test of a CdMoO<sub>4</sub> scintillating bolometer for neutrinoless double beta decay experiments with <sup>116</sup>Cd and <sup>100</sup>Mo nuclides](#), Nucl. Instrum. Meth. A 943(2019)162395, 5 p



## 4.5. Розробка сцинтиляторів $ZnWO_4$ для пошуку добових модуляцій темної матерії

### 4.5.1. Пошук темної матерії за допомогою анізотропних сцинтиляторів

У безпосередніх експериментах з пошуку ТМ для отримання надійної ознаки присутності частинок ТМ у галактичному ореолі необхідно дотримуватися підходу, незалежного від відповідних моделей ТМ. Найважливішою незалежною ознакою моделей ТМ є річні модуляції ТМ [<sup>290, 291</sup>], які успішно використовуються експериментами DAMA/NaI та DAMA/LIBRA, отримуючи, сукупно, докази наявності частинок ТМ у нашій Галактиці з точністю 9.3 стандартних відхилень протягом 14 річних циклів [<sup>292, 293, 294, 295, 296, 297, 298, 299, 300, 301, 302, 303, 304</sup>].

Окрім ознаки щорічної модуляції ТМ, підхід по пошуку модуляцій в залежності від часу доби може бути незалежною ефективною стратегією для вивчення частинок кандидатів на ТМ, здатних викликати ядерні віддачі. Ця стратегія ґрунтується на кореляції між напрямком прибуття частинок кандидатів ТМ та рухом Землі в Галактиці. У цьому випадку напрямок індукованої ядерної віддачі сильно корелює з напрямком ударної частинки ТМ. Отже, спостереження за анізотропією при розподілі напрямку ядерної віддачі може дати свідчення для таких кандидатів.

У принципі часово-проекційна камера низького тиску, де діапазон пробігу ядер становить близько мм (тоді як у твердих детекторів діапазон, як правило, порядку мікрометра), може бути придатною для дослідження цієї спрямованості (див. наприклад [<sup>305, 306</sup>]) через виявлення напрямків треків частинок. Однак реалістичний експеримент із часово-проекційною камерою може бути обмежений, наприклад, необхідністю надзвичайної експлуатаційної стійкості, надзвичайно великого розміру детектора і високого просторового розділення для досягнення значної чутливості. Ці практичні обмеження можна подолати за допомогою анізотропних сцинтиляційних детекторів. У цьому випадку інформація про присутність цих частинок-кандидатів подається за допомогою зміни швидкості лічби протягом доби, оскільки у деяких сцинтиляторах і світловіддача, і форма імпульсу змінюються в залежності від напрямку імпульсу частинок відносно кристалічної осі (див. роботу [<sup>307</sup>]).

Використання анізотропних сцинтиляторів для вивчення підходу спрямованості було вперше запропоновано у роботі [<sup>308</sup>] та потім переглянуто в [<sup>309</sup>]. Нещодавно проведені вимірювання та науково-дослідні роботи показали, що сцинтилятори  $ZnWO_4$  мають відповідні властивості, серед інших: (i) дуже хороша радіочистота [<sup>310</sup>]; (ii) енергетичний поріг на рівні досяжності кількох кеВ [<sup>48</sup>]; (iii) залежність випромінювання світла та часу розпаду від напрямку ядерної віддачі, коли важка частка потрапляє на кристал, а реакція на випромінювання є ізотропною. Таким чином,  $ZnWO_4$  може бути відмінним кандидатом для цього виду досліджень, і обидві анізотропні особливості можуть забезпечити два незалежних способи використання цього підходу.

### 4.5.2. Розробка сцинтиляторів $ZnWO_4$

Монокристали  $ZnWO_4$  великого об'єму та задовільної якості вирощували [<sup>311</sup>] та вивчали як сцинтилятори у вісімдесятих роках [<sup>312, 313</sup>]. Подальший розвиток високоякісних

радіочистих кристалічних сцинтиляторів  $ZnWO_4$  описано в роботах [307, 314, 315, 316]. Перше низькофонове вимірювання з невеликим зразком  $ZnWO_4$  (масою усього 4.5 г) було проведено в підземній лабораторії Солотвино (Україна) для вивчення його радіоактивного забруднення та пошуку подвійного бета-розпаду ізотопів цинку і вольфраму [317]. З недавніх пір розроблялися методи очищення від радіоактивного забруднення та велися пошуки подвійного бета-розпаду цинку і вольфраму у підземній лабораторії Гран-Сассо за допомогою детекторів  $ZnWO_4$  масою 0.1 кг – 0.7 кг [310, 318, 319].

Радіоактивне забруднення кристалів  $ZnWO_4$ , виміряне в [310], наближається до рівня, досягнутого у спеціально розроблених низькофонових сцинтиляторів  $NaI(Tl)$ ; крім того, у майбутніх реалізаціях можна очікувати кристалів  $ZnWO_4$ , що мають більш високу радіочистоту, оскільки у роботі [310] ніяких особливих мір для отримання радіоактивно чистих сцинтиляторів не застосовувалося.

Вимірювання з альфа-частинками показали, що світловихід і форма сцинтиляційних сигналів сцинтилятора  $ZnWO_4$  залежать від напрямку руху альфа-частинок відносно осей кристала [317]. Натомість анізотропія світлової реакції сцинтилятора  $ZnWO_4$  не спостережена у разі збудження електронами. Більше того, як показано в роботі [317], залежність форми сцинтиляційних сигналів від типу випромінювання в сцинтиляторі  $ZnWO_4$  дозволяє відрізнити бета(гамма)-події від тих, що викликаються альфа-частинками. Аналіз форми сцинтиляційних сигналів може бути реалізований методом оптимального фільтра, запропонованим у роботі [320] та розробленим в роботі [317] для кристалічних сцинтиляторів  $ZnWO_4$ . Для отримання чисельної характеристики сцинтиляційного імпульсу слід розраховувати так званий показник форми (ПФ) для кожного сигналу. Також у цьому випадку очевидна анізотропна поведінка реакції кристалів. З метою вивчення реакції  $ZnWO_4$  на віддачу ядер у діапазоні енергій у кілька кеВ для дослідження темної матерії в даний час проводяться вимірювання за допомогою пучка нейтронів з енергією 14 МеВ [321]. Як повідомляється в [322], світловіддача у сцинтиляторах  $ZnWO_4$  значно збільшується при зниженні робочої температури кристалічного сцинтилятора. Для дослідження можливостей покращення характеристик детектора при низькій температурі було сконструйовано невеликий кріостат, який зараз проходить випробування в лабораторії Гран-Сассо.

#### 4.5.3. Радіоактивна чистота кристалів $ZnWO_4$

Паралельно виконуються дослідження радіоактивної чистоти кристалів  $ZnWO_4$  в залежності від технології їх виготовлення. Для вимірювань використовувалися 6 кристалів вольфрамату цинку, вирощені у Інституті неорганічної хімії ім. А.В. Ніколаєва (Новосибірськ, Росія) методом Чохральського з низьким температурним градієнтом. Частина кристалів було вирощено шляхом однієї кристалізації із сировини оксиду вольфраму, що була додатково очищена. Інші кристали були отримані перекристалізацією таких кристалів.

Поверхня кристалів була оброблена порошком карбиду кремнію та відшліфована алмазною шліфувальною стрічкою. Після цього поверхня кристалів була протравлена у соляній кислоті на протязі 20 хвилин. Всупереч очікуванням, оптичні властивості кристалів, отриманих шляхом перекристалізації, виявилися значно гіршими, ніж у інших зразків.

Вимірювання радіоактивної чистоти кристалів  $ZnWO_4$  проводилися у низькофоновій установці у підземній лабораторії Гран-Сассо. Кожен сцинтилятор проглядався низькофоновим ФЕП з діаметром фотокатоду 3 дюйма через кварцовий світловід розмірами  $\varnothing 7 \times 20$  см. Сцинтиляційні детектори були встановлені всередину контейнера із безкисневої міді високої провідності, що постійно продувається високочистим азотом для витіснення радону. Установка захищена шарами високочистої міді (10 см), свинцю (15 см), кадмію (1.5 мм) та парафіну (4 – 10 см). Додаткові шари високочистої міді товщиною 5 см були встановлені між детекторами. Вся установка знаходиться у плексигласовому контейнері, що також продувається високочистим азотом.

Для визначення загальної активності альфа-радіоактивних ізотопів всередині сцинтиляційних кристалів  $ZnWO_4$  було використано метод розділення сигналів за формою. Енергетичні спектри гамма(бета)-фону кристалів містять гамма-піки 1461 кеВ ( $^{40}K$ ) та 2615 кеВ ( $^{208}Tl$ ), що відповідають забрудненню детекторів та установки калієм та торієм з дочірніми ізотопами. Крім цього, спостерігається гамма-пік з енергією 1116 кеВ, що зумовлений наявністю ізотопу  $^{65}Zn$  ( $T_{1/2} = 243.93$  діб,  $Q_{EC} = 1352.1$  кеВ) у кристалах вольфрамату цинку. Цей радіонуклід спостерігався також і у інших експериментах зі зразками та детекторами, що містили цинк [ $^{323}$ ].

Забрудненість зразків торієм (точніше, визначалась активність  $^{228}Th$ , який є дочірнім нуклідом  $^{232}Th$ ) визначалась методом часово-амплітудного аналізу шляхом ідентифікації ланцюжків радіоактивних розпадів  $^{224}Ra \rightarrow ^{220}Rn \rightarrow ^{216}Po \rightarrow ^{212}Pb$ . Події, що відповідали критеріям відбору, спостережені лише у одному зразку (див. Рис. 4.23).

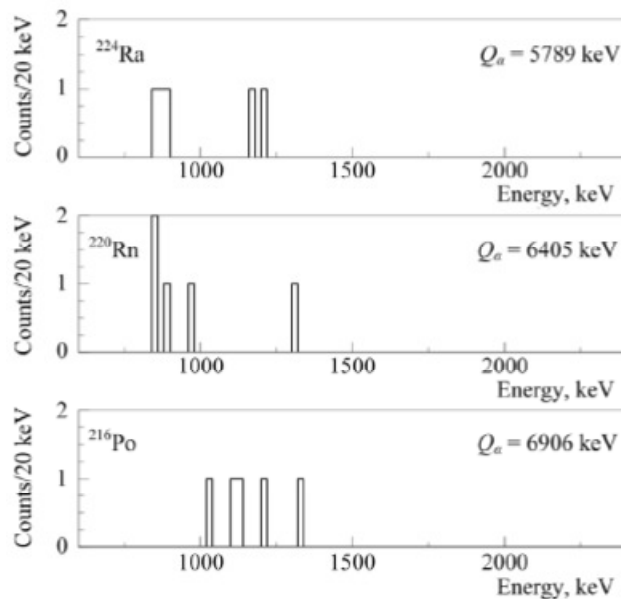


Рис. 4.23. Події розпадів  $^{224}Ra$ ,  $^{220}Rn$  та  $^{216}Po$ , вибрані за допомогою часово-амплітудного аналізу даних, накопичених за 8097 год за допомогою одного з детекторів  $ZnWO_4$ .

Результати вимірювань радіоактивної забрудненості сцинтиляційних кристалів вольфрамату цинку наведені у Таблиці 4.2.

Табл. 4.2. Радіоактивна забрудненість сцинтиляційних кристалів вольфрамату цинку. Для порівняння приведена забрудненість одного з кристалів (ZWO-2, Ø 44 × 55 мм, 699 г), що вивчався у роботі [310]. Обмеження приведені з довірчою ймовірністю 90 %.

Номер зразка	Час вимірювань, год	Активність, мкБк/кг		Індекс фону $\gamma(\beta)$ -подій у заданому енергетичному інтервалі, відліків/діб/кеВ/кг	
		$\alpha$ -радіоактивні ізотопи	$^{228}\text{Th}$	0.8 – 1.0 MeV	2.0 – 2.9 MeV
16.1	8097	158(3)	$\leq 0.17$	0.044(1)	0.0029(1)
16.2		331(5)	$\leq 0.17$	0.057(2)	0.0031(2)
16.3		577(6)	$\leq 0.17$	0.082(2)	0.0030(1)
16.4		1418(9)	$0.34^{+0.19}_{-0.16}$	0.110(2)	0.0067(2)
18.1	4299	159(8)	$\leq 1.3$	0.062(4)	0.0028(3)
18.2		218(9)	$\leq 1.3$	0.070(4)	0.0015(3)
ZWO-2 [310]	2130	180(30)	2(1)	0.149(3)	0.0072(4)

Внутрішня альфа-активність у зразках до та після хімічного протравлювання поверхні не змінилася в межах похибок, з чого можна зробити висновок про те, що поверхневі альфа-радіоактивні забруднення кристалів нехтовно малі порівняно із об'ємним забрудненням. Із вимірювань було встановлено верхнє обмеження на поверхневу активність альфа-радіоактивних ізотопів у кристалах 18.1 та 18.2 на рівні  $\leq 0.21$  мкБк/см<sup>2</sup> та  $\leq 0.10$  мкБк/кг відповідно. Досягнутий рівень радіочистоти сцинтиляторів є безпрецедентно високим.

Розроблені методи аналізу радіоактивної забрудненості сцинтиляційних кристалів вольфрамату цинку показують дуже високий рівень радіоактивної чистоти цього сцинтиляційного матеріалу для пошуку взаємодії темної матерії з речовиною.

Активність  $^{228}\text{Th}$  у найбільш забрудненому кристалі становить  $0.34^{+0.19}_{-0.16}$  мкБк/кг, в той час як для інших кристалів встановлені лише верхні обмеження на рівні  $\leq (0.17 - 1.3)$  мкБк/кг.

Загальна активність альфа-радіоактивних ізотопів у кристалах, що отримані з верхніх частин кристалічних буль, значно менша, ніж у кристалах, отриманих із нижніх частин буль. Виявлено, що кристали, отримані шляхом перекристалізації, мають вищий рівень радіоактивної забрудненості, ніж зразки першої кристалізації. Суттєвого поверхневого забруднення кристалів альфа-радіоактивними ізотопами не виявлено.

#### 4.5.4. Розробка сцинтиляторів $\text{ZnWO}_4$ з покращеними характеристиками

Вольфрамат цинку ( $\text{ZnWO}_4$ ) — кристалічний люмінесцентний матеріал, добре відомий понад сімдесят років [324]. За цей час було розроблено методи вирощування кристалів  $\text{ZnWO}_4$ , досліджено люмінесцентні та сцинтиляційні властивості матеріалу з урахуванням його високої зупиняючої здатності та високої сцинтиляційної ефективності [325, 326, 327, 328,

<sup>329</sup>, <sup>330</sup>, <sup>331</sup>, <sup>332</sup>]. Досліджено також вплив легування різними елементами на збільшення світловиходу кристалів ZnWO<sub>4</sub> [<sup>333</sup>, <sup>334</sup>, <sup>335</sup>, <sup>336</sup>, <sup>337</sup>, <sup>338</sup>, <sup>339</sup>, <sup>340</sup>].

Цей матеріал вперше розглядався в 1980-х роках як можливий детектор для пошуку подвійного бета-розпаду ізотопів Zn і W [<sup>341</sup>]. Перші низькофонові вимірювання за допомогою невеликого сцинтилятора масою 4,5 г були проведені у Солотвинській підземній лабораторії для демонстрації застосовності кристалічних сцинтиляторів ZnWO<sub>4</sub> для експериментів з пошуку подвійного бета-розпаду і темної матерії [<sup>342</sup>]. Подальший розвиток матеріалу також був мотивований спробами збільшити об'єм кристалів, покращити оптичні та сцинтиляційні характеристики [<sup>343</sup>, <sup>344</sup>, <sup>345</sup>] та використовувати їх як низькотемпературний сцинтиляційний болометр [<sup>346</sup>, <sup>347</sup>]. Отже, експерименти з високою чутливістю подвійного бета-розпаду були реалізовані за допомогою кристалічних сцинтиляторів ZnWO<sub>4</sub> великого об'єму та високої оптичної якості [<sup>348</sup>, <sup>349</sup>, <sup>350</sup>]. Результати були отримані завдяки дуже високому рівню радіоактивної чистоти матеріалу [<sup>351</sup>, <sup>352</sup>, <sup>353</sup>].

Розробка високоефективних сцинтиляційних сцинтиляторів ZnWO<sub>4</sub> вимагає чіткого розуміння процесу сцинтиляції, природи та механізмів випромінювання, вивчення технології виробництва, якості та складу сировини для вирощування кристалів на оптичних та сцинтиляційних властивостях матеріалу.

#### 4.5.5. Ріст кристалів ZnWO<sub>4</sub>

Високоякісні кристалічні сцинтилятори ZnWO<sub>4</sub> великого об'єму були розроблені в Інституті неорганічної хімії ім. Ніколаєва (ІОНХН, Новосибірськ, Росія) за допомогою метода Чохральського з низьким градієнтом температури (LTG Cz) [<sup>354</sup>, <sup>355</sup>, <sup>356</sup>, <sup>357</sup>]. Зразки, які досліджувалися в даній роботі, були виготовлені в атмосфері повітря в платиновому тиглі діаметром 50 мм і висотою 100 мм, встановленому в тризонний резистивний нагрівач. Співвідношення ZnO та WO<sub>3</sub> у вихідному порошку для вирощування кристалів вибирали відповідно до фазової діаграми системи ZnO-WO<sub>3</sub>. Порошок був синтезований за реакцією WO<sub>3</sub> + ZnO → ZnWO<sub>4</sub>. Для розробок використовувався оксид цинку високої чистоти (99,995%) виробництва Umicore (Бельгія). Було використано кілька зразків оксиду вольфраму різного походження:

- синтезовано в НІС з концентрацією Si <50 ppm і концентрацією перехідних металів не більше 1 ppm (далі позначається як «WO<sub>3</sub> НІС I»);
- очищений в НІС за допомогою додаткового процесу сублимації хлоридів вольфраму (позначається як «WO<sub>3</sub> НІС II»);
- виробництва Nippon Tungsten Co., Ltd. (Японія);
- виготовлено Japan New Metals Co., Ltd (JNM, клас 4N CWO) з максимальним вмістом Fe <1 ppm і максимальним вмістом Mo менше 10 ppm.

Швидкість обертання під час росту кристалів була в діапазоні від 3 об/хв до 6 об/хв, швидкість кристалізації становила 1,5 мм/год, усі кристали вирощувалися в напрямку [010] за допомогою орієнтованих кристалічних затравок. Зразки з одиничною кристалізацією вирощували з вихідного порошку, тоді як зразки з подвійною кристалізацією вирощували шляхом перекристалізації кристалічного матеріалу з одиничною кристалізацією. На додаток до кристалів, отриманих зі стехіометричної сполуки ZnWO<sub>4</sub>, додавали деяку кількість ZnO

або  $WO_3$  (див. Табл. 4.3) для вивчення залежності властивостей матеріалу від його складу. Після процесу вирощування кристалів кристалічні були відпалювались в атмосфері повітря протягом 24 годин (за винятком буль, отриманих подвійною кристалізацією, див. Таблицю 4.3).

Таблиця 4.3. Зразки кристалів  $ZnWO_4$ , використані в даному дослідженні.

Кристалічна буля	Розмір зразка ( $mm^3$ )	Кількість кристалізацій	Походження $WO_3$	Стехіометрія сполуки
No. 75	$10 \times 10 \times 2$ $\varnothing 30 \times 60$	Подвійна	ІОНХН ІІ	+ 0.3 % $WO_3$
No. 76	$10 \times 10 \times 2$ $\varnothing 30 \times 60$	Подвійна	Nippon Tungsten Co., Ltd	+ 0.25 % $ZnO$
No. 83	$10 \times 10 \times 2$ $\varnothing 30 \times 60$	Одиночна, відпалення	ІОНХН І	+ 0.15 % $WO_3$
No. 84	$10 \times 10 \times 2$ $\varnothing 30 \times 60$	Одиночна, відпалення	ІОНХН І	стехіометричний
No. 85	$10 \times 10 \times 2$ $\varnothing 30 \times 60$	Одиночна, відпалення	Japan New Metals Co., Ltd	стехіометричний
No. 91	$\varnothing 30 \times 67$	Одиночна, відпалення	ІОНХН І	стехіометричний
No. 94	$\varnothing 30 \times 31$ $\varnothing 30 \times 32$	Одиночна, відпалення	ІОНХН І	стехіометричний

Кристалічні були показані на рис. 4.24. Видно, що булі № 75 і 76 мають рожевий колір (типовий для кристалів  $ZnWO_4$ ), оптична якість кристалів № 83–85 і 91 досить висока.

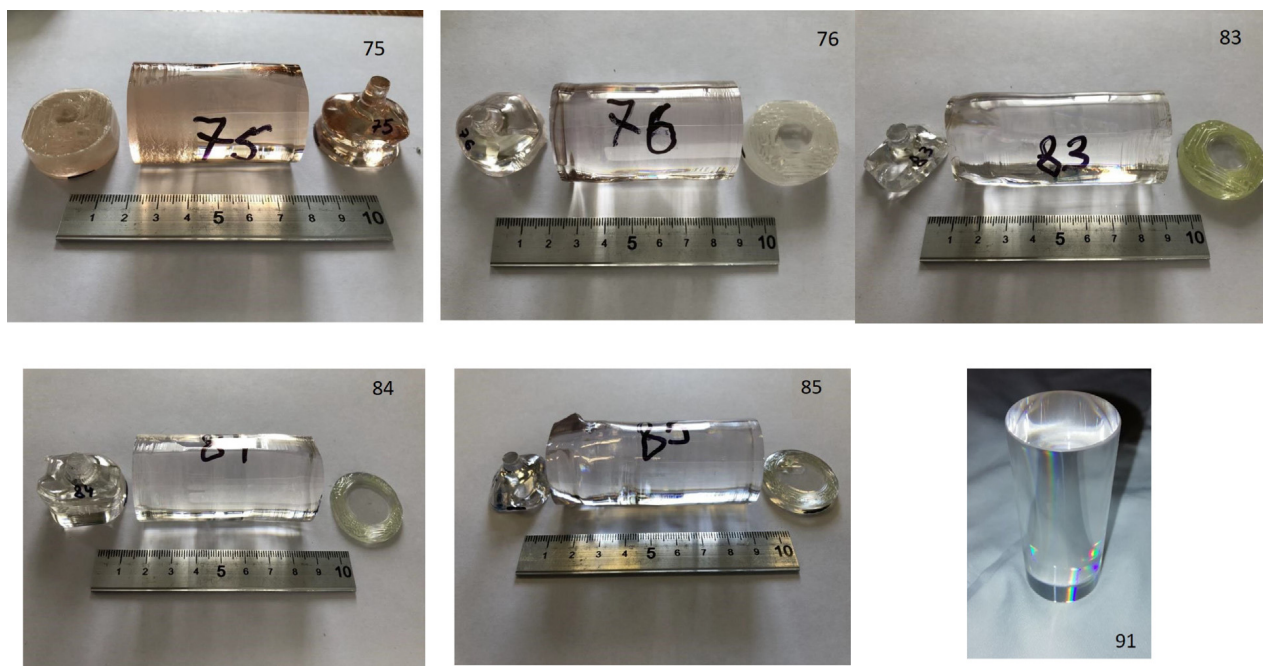


Рис. 4.24. Кристалічні булі  $ZnWO_4$ , досліджені у даній роботі (номери буль дані у верхньому правому або у нижньому правому куті фотографій. Див. також Таблицю 4.3).

#### 4.5.6. Прозорість кристалів $ZnWO_4$

Оптичне пропускання зразків  $ZnWO_4$  циліндричної форми з розмірами  $\varnothing 30 \times 60$  мм<sup>3</sup>, виготовлених із кристалічних буль № 75, 76, 83–85, вимірювали за допомогою двопробного УФ-спектрофотометра UV-2201 фірми Shimadzu. Лицеві поверхні зразків для вимірювання пропускання були оптично відполіровані. Для компенсації втрат світла на поверхні зразків за рахунок френелівського відбиття, спричиненого високим показником заломлення (що залежить від довжини хвилі), в еталонний канал спектрофотометра встановлювався полірований диск  $ZnWO_4$  товщиною 1 мм. Оптичне пропускання зразка  $ZnWO_4$  № 91 вимірювали за допомогою спектрометра Perkin Elmer UV/VIS Lambda 18. Тонкий (1,8 мм) зразок кристала  $ZnWO_4$  поміщали в опорний промінь приладу для корекції втрат на відбиття. Результати вимірювань представлені на рис. 4.25. В цілому спектри пропускання узгоджуються з літературними даними [<sup>337, 342, 344, 358</sup>].

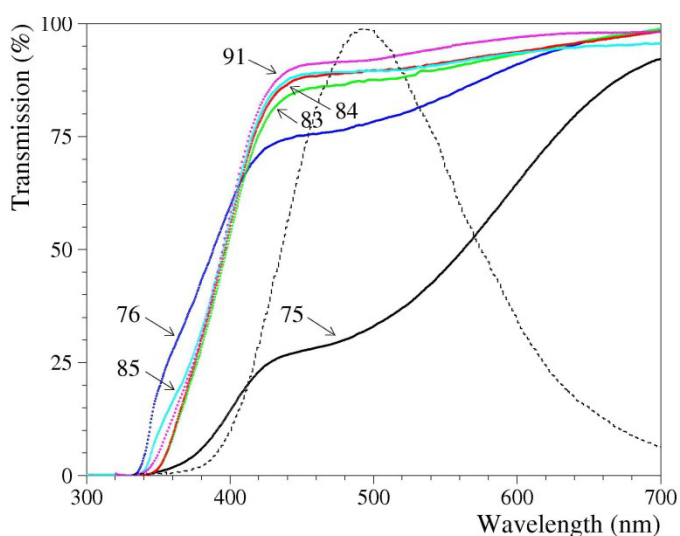


Рис. 4.25. Спектри оптичного пропускання кристалів  $ZnWO_4$  одинарної кристалізації (зразки 83–85, 91) та подвійної кристалізації (зразки 75 і 76). Спектр випромінювання одного із зразків при кімнатній температурі показано пунктирною лінією.

#### 4.5.7. Люмінесценція кристалів $ZnWO_4$

Спектри випромінювання зразків кристалів  $ZnWO_4$  під дією рентгенівського опромінення при температурах 85 К і 295 К, скориговані на спектральну чутливість установки, показані на рис. 4.26. Спектри мають пік при 494 нм при кімнатній температурі та при 502 нм при 85 К. Результати розумно узгоджуються з повідомленими значеннями 479–502 нм для кристалів  $ZnWO_4$  при рентгенівському збудженні [<sup>326, 327, 337, 359, 360</sup>]. У всіх зразках спостерігається певний зсув спектрального максимуму випромінювання. Можна побачити чітку різницю в інтенсивності XRL зразків<sup>2</sup>. Розкид інтенсивності XRL більший при кімнатній температурі. Різницю можна пояснити наявністю центрів безвипромінювальної рекомбінації (зумовлених дефектами різної природи), які конкурують

<sup>2</sup> Похибка вимірної інтенсивності XRL не перевищує 3% і визначається темновим струмом ФЕП та шумами підсилювачів системи реєстрації.

з центрами випромінювальної рекомбінації. Природно припустити, що концентрація дефектів залежить від технології виробництва кристалів.

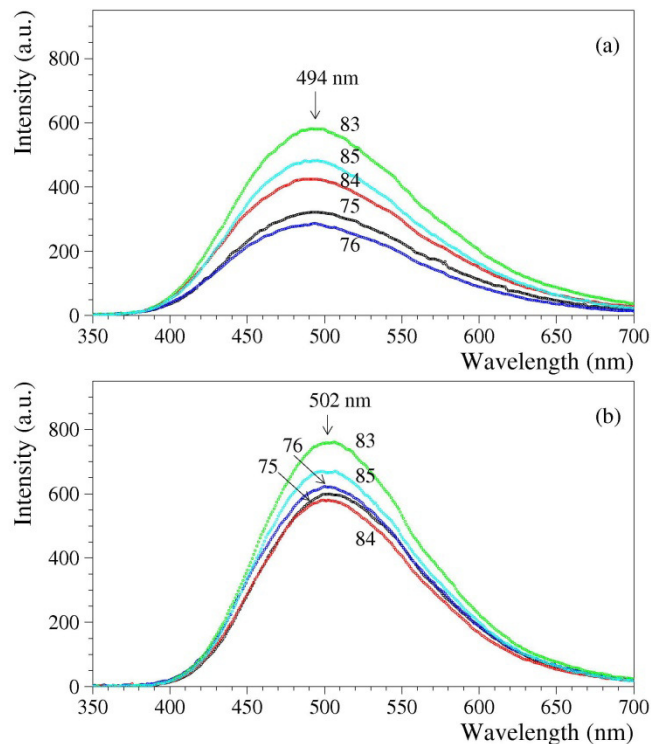


Рис. 4.26. Спектри випромінювання зразків  $ZnWO_4$  під дією рентгенівського опромінення при 295 К (а) та 85 К (б). Таблички «75», «76», «83», «84», «85» відповідають номерам зразків.

Залежність інтенсивності XRL зразків  $ZnWO_4$  від температури вимірювали при охолодженні зразка від (278...293) К до 90 К. Залежність наведена на рис. 4.27. Інтенсивність люмінесценції зростала зі зниженням температури, що узгоджується з даними інших досліджень [360, 361]. Слід підкреслити, що зростання амплітуди сцинтиляційних сигналів зі зниженням температури вище, приблизно в 2 рази [328, 345, 346]. Це можна пояснити різною природою сцинтиляції та люмінесценції у кристалах.

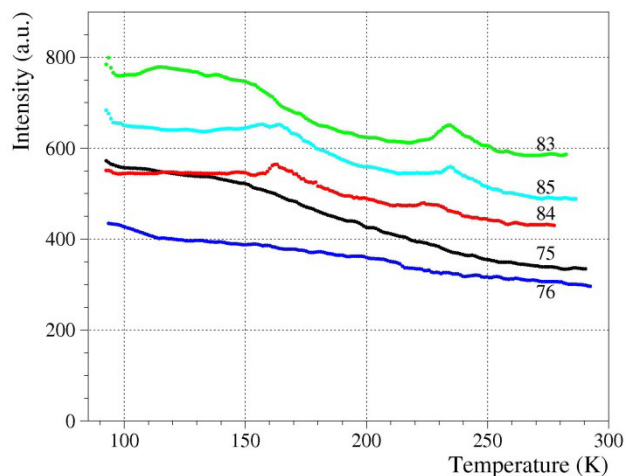


Рис. 4.27. Температурна залежність інтенсивності люмінесценції зразків кристалів  $ZnWO_4$ . Варіації кривих можна пояснити нерівномірністю швидкості охолодження зразків.



Сцинтиляційні вимірювання зразків  $10 \times 10 \times 2$  мм, виготовлених із кристалічних буль № 75, 76, 83 - 85, проводили за допомогою 3-дюймового фотопомножувача Hamamatsu моделі R6233-100 із дволужним фотокатодом зі спектральним відгуком у діапазоні довжин хвиль від 300 нм до 650 нм, з піком чутливості при 420 нм. Зразки кристалів були оптично з'єднані з фотокатодом ФЕП за допомогою оптичного зв'язку Dow Corning Q2-3067 і покриті тефлоновою стрічкою для покращення збору сцинтиляційного світла. Сигнали від ФЕП надходили на спектроскопічний підсилювач SAMP 04 із часом формування 15 мкс, а потім оброблялися аналого-цифровим перетворювачем, чутливим до пікових навантажень (обидва блоки виробництва Інтелектуальних електронних систем, Харків, Україна). Поверхню кристалів шліфували шліфувальним папером із середнім розміром зерна 20 мкм. Енергетичний спектр квантів  $\gamma$ -випромінювання  $\gamma$ -джерел  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{207}\text{Bi}$  та  $^{241}\text{Am}$ , виміряних на зразку кристала  $\text{ZnWO}_4$  № 84 (демонструє найвищий світловий вихід), представлено на Рис. 4.28. Слід підкреслити, що настільки висока енергетична роздільна здатність ( $R$ , повна ширина піку на половині висоти) для кристалічних сцинтиляторів  $\text{ZnWO}_4$  отримана вперше у світі.

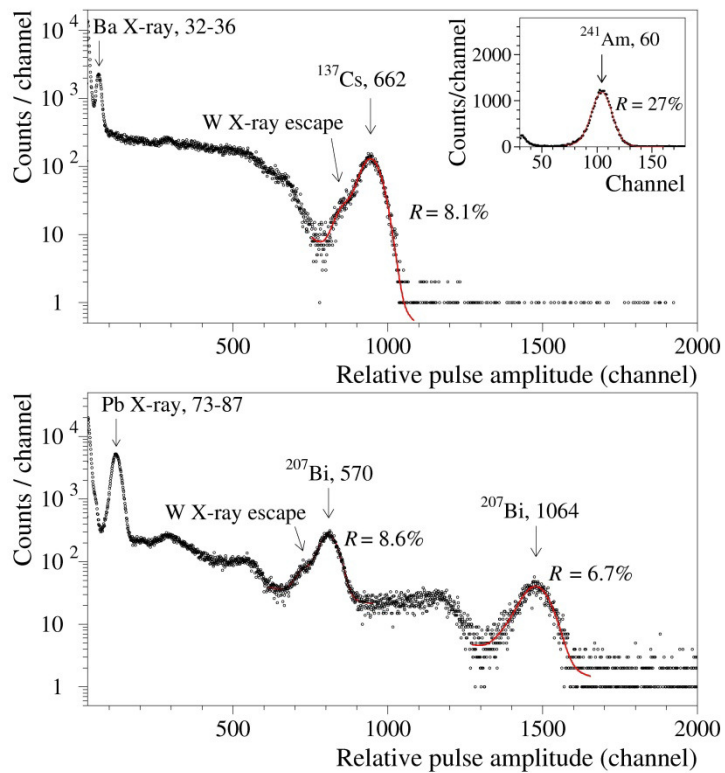


Рис. 4.28. Енергетичні спектри квантів  $\gamma$ -джерел  $^{137}\text{Cs}$  та  $^{207}\text{Bi}$ , виміряні сцинтиляційним детектором із зразком кристала  $\text{ZnWO}_4$  № 84. Енергетичний спектр квантів  $\gamma$ -променів  $^{241}\text{Am}$  наведено на вставці. Енергія рентгенівських і  $\gamma$ -квантів дана у кеВ.

На цьому ж обладнанні перевіряли сцинтиляційні властивості сцинтилятора  $\text{ZnWO}_4$   $\text{Ø}30 \times 31$  мм<sup>3</sup>, вирізаного з булі № 94. Поверхню кристалів розсіювали шліфувальним папером із середнім розміром зерен 46 мкм. Для збору сцинтиляційного світла сцинтилятор був обгорнутий декількома шарами тефлонової стрічки та одним шаром алюмінізованої плівки. Енергетичні спектри, виміряні сцинтиляційним детектором з  $\gamma$ -джерелами  $^{60}\text{Co}$ ,

$^{137}\text{Cs}$ ,  $^{232}\text{Th}$  і  $^{241}\text{Am}$ , наведені на Рис. 4.29. Отримані енергетичні роздільні властивості досить високі; вони порівняні з найкращими, які були зареєстровані для кристалічних скінтіляторів  $\text{ZnWO}_4$  [343, 345, 346, 362, 363].

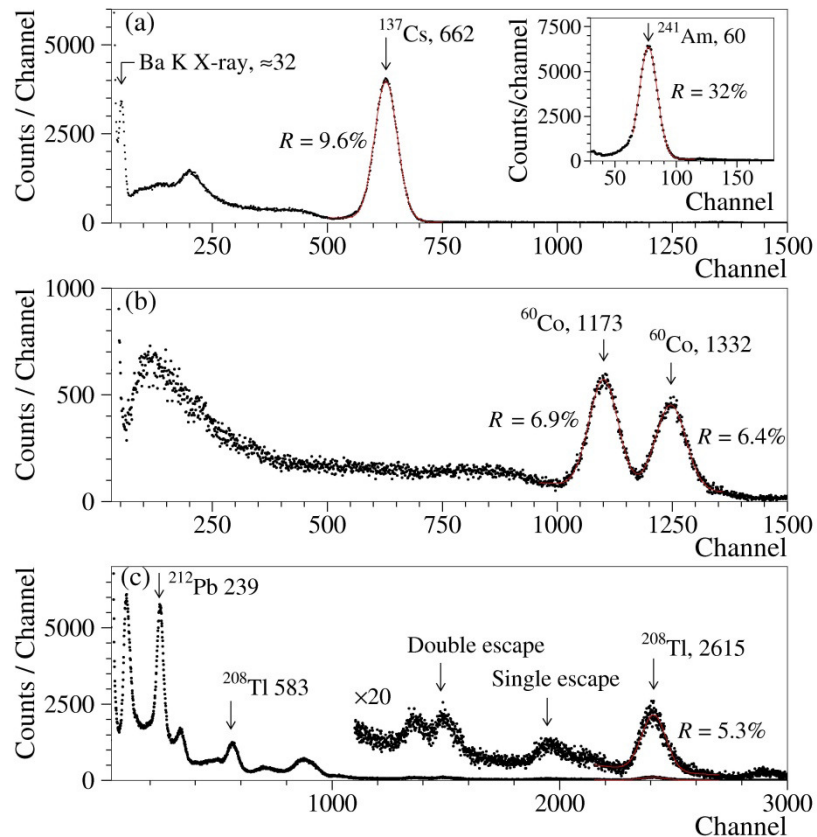


Рис. 4.29. Енергетичні спектри  $\gamma$ -джерел  $^{137}\text{Cs}$  (а),  $^{60}\text{Co}$  (б) і  $^{232}\text{Th}$  (в), виміряні скінтіляційним детектором з кристалом  $\text{ZnWO}_4$  № 94 з розмірами  $\text{Ø}30 \times 31$  мм. Енергетичний спектр  $^{241}\text{Am}$  показано на вставці.

Кристалічні скінтілятори  $\text{ZnWO}_4$  з високими оптичними та скінтіляційними властивостями були розроблені з використанням техніки Чохральського з низьким тепловим градієнтом після розширених досліджень і розробок, які включали зміну стехіометрії сполуки, використання початкового  $\text{WO}_3$  різних виробників і додатково очищеного, використання одинарної та подвійної кристалізації з і без відпалу вирощених буль.

Досліджено люмінесценцію при рентгенівському збудженні розроблених кристалів (спектри випромінювання, температурні залежності інтенсивності люмінесценції) в області температур від 85 К до кімнатної температури. Скінтіляційні властивості кристалів  $\text{ZnWO}_4$  перевіряли з  $\gamma$ -джерелами  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{207}\text{Bi}$ ,  $^{232}\text{Th}$  і  $^{241}\text{Am}$ . Були також виміряні спектри оптичного пропускання зразків в інтервалі довжин хвиль 300-700 нм. Найкращі оптичні та скінтіляційні характеристики отримали зразки кристалів  $\text{ZnWO}_4$ , вирощені однократною кристалізацією зі сполуки  $\text{ZnWO}_4$  стехіометричного складу, виготовленої з глибоко очищеного  $\text{WO}_3$ , відпаленого в атмосфері повітря. Варто відмітити, що подвійна кристалізація призводить до погіршення оптичних, люмінесцентних і скінтіляційних властивостей матеріалу. Це можна пояснити збільшенням конкуруючих центрів

концентрації безвипромінювальної рекомбінації. Відсутність кореляції між інтенсивністю люмінесценції та амплітудою сцинтиляційного імпульсу вказує на те, що досягнута якість сцинтиляторів (особливо зразків, отриманих подвійною кристалізацією) не є ідеальною і ще є можливості для вдосконалення технології виробництва  $ZnWO_4$ .

У підземній лабораторії INFN Gran Sasso проводяться вимірювання низького фону двох зразків кристалів найвищої оптичної якості, вироблених із кристалічної булі № 94, щоб оцінити радіоактивне забруднення матеріалу. Триває подальша науково-дослідна робота, спрямована на розробку кристалів більшого об'єму для експериментів із низьким фоном для пошуку подвійного бета-розпаду та темної матерії.

Результати, описані у цьому розділі, опубліковані у роботах:

1. P.Belli et al., [New development of radiopure  \$ZnWO\_4\$  crystal scintillators](#), Nucl. Instrum. Meth. A 935(2019)89-94.
2. V.Ya.Degoda et al., [Luminescence of  \$ZnWO\_4\$  crystals under X-ray excitation](#), J. Luminesc. 249(2022)119028, 10 p.
3. P.Belli et al., [Optical, luminescence, and scintillation properties of advanced  \$ZnWO\_4\$  crystal scintillators](#), Nucl. Instrum. Meth. A 1029(2022)166400, 7 p.

## 5. ДОСЛІДЖЕННЯ ЯДЕРНИХ РОЗПАДІВ

### 5.1.Період напіврозпаду $^{212}\text{Po}$

#### 5.1.1. Постановка задачі

Радіонуклід  $^{212}\text{Po}$  (дочірній нуклід торію-232) розпадається найшвидше серед природніх радіоактивних ядер. Період напіврозпаду  $^{212}\text{Po}$  відносно  $\alpha$ -розпаду, що з вірогідністю 100% йде на основний стан  $^{208}\text{Pb}$ , становить усього  $299 \pm 2$  нс [37]. Нещодавно було виконано кілька експериментів, у яких було виміряно період напіврозпаду ядра  $^{212}\text{Po}$ : за допомогою рідкого сцинтилятора детектора Борексіно  $T_{1/2} = [294.7 \pm 0.6 \text{ (стат)} \pm 0.8 \text{ (сист)}]$  нс [38], із сцинтилятором фториду барію  $T_{1/2} = [298.8 \pm 0.8 \text{ (стат)} \pm 1.4 \text{ (сист)}]$  нс [39], та в експерименті з пошуку темної матерії XENON  $T_{1/2} = [293.9 \pm 1.0 \text{ (стат)} \pm 0.6 \text{ (сист)}]$  нс [40]. Недоліком експериментів [38] і [40] є застосування детекторів великого об'єму і великої кількості фотоелектронних помножувачів (ФЕП) з невисокими часовими характеристиками, у той час як сцинтилятор фториду барію, використаний у вимірюваннях [39], має значно повільніший відгук у порівнянні з рідкими сцинтиляторами. У даному експерименті було поставлено задачу покращити точність визначення періоду напіврозпаду ядра  $^{212}\text{Po}$  з використанням рідкого сцинтилятора малого об'єму (для зменшення розкиду часу надходження сцинтиляційних сигналів), який би проглядався одним ФЕП з якомога вищими часовими характеристиками.

#### 5.1.2. Експеримент

Для визначення активності торію та його дочірніх нуклідів 7 мл рідкого сцинтилятора з вмістом торію (PC:Th) було поміщено у кварцову кювету і встановлено на ФЕП Philips XR2412. Енергетичний спектр, набраний з PC:Th впродовж 5910 сек, показано на Рис. 5.1.

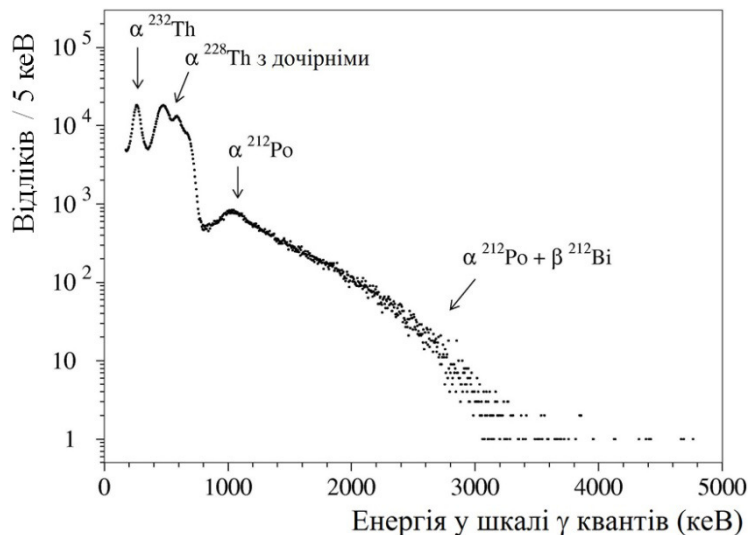


Рис. 5.1. Енергетичний спектр, накопичений з PC:Th впродовж 5910 сек. Показані  $\alpha$ -піки  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{228}\text{Th}$  та їх дочірніх нуклідів, а також розподіли від накладання  $\alpha$  і  $\beta$  подій від ланцюжка розпадів  $^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ .

Зі спектру, показаного на Рис. 5.1, було оцінено активність  $^{232}\text{Th}$  і  $^{228}\text{Th}$  у сцинтиляторі: 4.61 Бк/мл і 3.82 Бк/мл (активність  $^{228}\text{Th}$ , оскільки вона змінюється у часі, приведено на 07

липня 2016 року), що відповідає концентрації торію 0.113(1) масових %, у відповідності з процедурою приготування скінтілятора. Крім того, з цих вимірювань було визначено залежність так званого  $\alpha/\gamma$  співвідношення від енергії  $\alpha$ -частинок:  $\alpha/\gamma = 0.02149(14) + 0.1104(3) \times 10^{-4} \times E_{\alpha}$  (де  $E_{\alpha}$  – енергія  $\alpha$ -частинок у кеВ).

Часовий інтервал між подіями бета-розпаду  $^{212}\text{Bi}$  та альфа-розпаду  $^{212}\text{Po}$  визначався методом апроксимації сигналів функціями, що описують форму сигналів. Коли апроксимацію сигналу зроблено, можна проінтегрувати функцію, яка його описує, у певних межах та знайти амплітуду події у відносних одиницях. Межі інтегрування визначалися у точках, де амплітуда становила 1% від максимуму функції. При такому виборі меж інтегрування, інтегрується більша частина функції, яка описує сигнал. Це важливо для зниження впливу статистичних флуктуацій кількості фотоелектронів, а отже, для досягнення якнайвищої енергетичної роздільної здатності скінтіляційного детектора. З іншого боку, вибір занадто великого інтервалу інтегрування призведе до збільшення впливу шумів на енергетичну роздільну здатність. Розробка методів аналізу даних триває і оптимальний часовий інтервал для побудови енергетичних спектрів подій  $\beta$ -розпаду  $^{212}\text{Bi}$  та  $\alpha$ -розпаду  $^{212}\text{Po}$  буде застосовано при остаточному аналізі даних. Бета-спектр  $^{212}\text{Bi}$  та  $\alpha$ -спектр  $^{212}\text{Po}$  показано на Рис. 5.2. З виразу для  $\alpha/\gamma$  співвідношення можна обрахувати, що максимум альфа-піку має бути на енергії близько 1040 кеВ у енергетичній шкалі, виміряній з гамма-квантами.

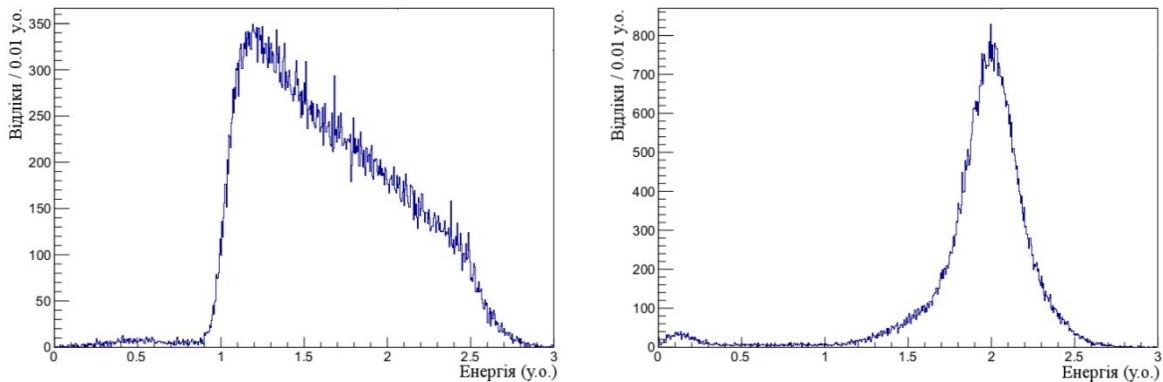


Рис. 5.2. Бета-спектр  $^{212}\text{Bi}$  (ліворуч) та альфа-спектр  $^{212}\text{Po}$  (праворуч). Поріг реєстрації подій осцилоскопом було встановлено на рівні близько 1 у.о.

Як видно з Рис. 5.2, низькоенергетична частина  $\beta$ -спектру  $^{212}\text{Bi}$  не реєструвалась через встановлений поріг реєстрації осцилоскопу. Події з малою амплітудою (близько 0.15 у.о.) у альфа-спектрі  $^{212}\text{Po}$  найімовірніше є результатом помилкового визначення післяімпульсів як других сигналів.

### 5.1.3. Визначення періоду напіврозпаду $^{212}\text{Po}$

Спектр часових інтервалів між першим сигналом бета-розпаду  $^{212}\text{Bi}$  та другим сигналом альфа-розпаду  $^{212}\text{Po}$  показаний на Рис. 5.3.

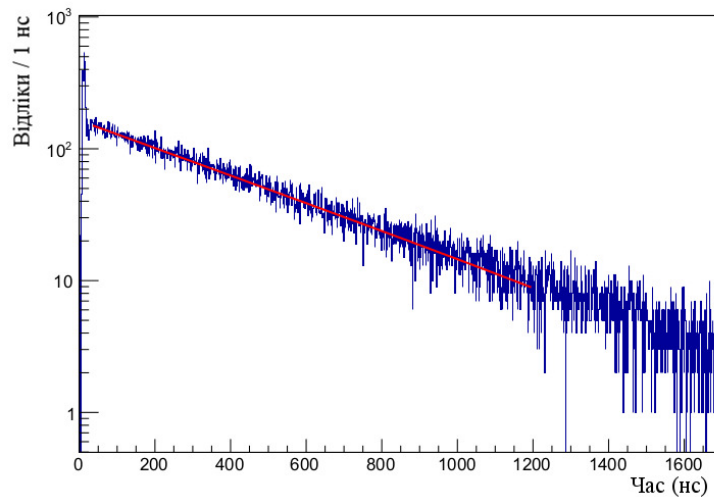


Рис. 5.3. Спектр часових інтервалів між сигналом бета-розпаду  $^{212}\text{Bi}$  та сигналом альфа-розпаду  $^{212}\text{Po}$ . Апроксимація розподілу експоненційною функцією, що відповідає періоду напіврозпаду ядра  $^{212}\text{Po}$   $T_{1/2} = 294.8$  нс, показана суцільною лінією.

Для визначення періоду напіврозпаду  $^{212}\text{Po}$  спектр було апроксимовано експоненційною функцією у різних часових інтервалах (нижня межа змінювалася від 30 нс до 100 нс, а верхня – від 1000 нс до 1200 нс) та при різному групуванні каналів у спектрі часових інтервалів (1, 2, 4, 5 та 10 нс). Значення  $\chi^2/\text{n.d.f.}$  апроксимацій коливалося у межах 0.85...1.05 (де n.d.f. – число ступенів вільності). Значення періоду напіврозпаду коливалися у межах 293.25 нс – 296.00 нс із середнім значенням  $294.78 \pm 1.59$  (стат) нс. Внесок у систематичну похибку меж апроксимації складає 0.65 нс; внесок, пов'язаний з групуванням каналів, становить усього 0.002 нс; внесок ширини часового каналу осцилоскопу 0.05 нс; внесок розкиду часу поширення фотоелектронів від фотокатоду до аноду складає 0.06 нс; помилка внаслідок неточності визначення початку сигналів оцінена на рівні 0.25 нс. Сумуючи консервативно усі помилки лінійно, отримуємо систематичну похибку 1.0 нс. Таким чином, період напіврозпаду  $^{212}\text{Po}$  становить  $T_{1/2} = [294.8 \pm 1.6$  (стат)  $\pm 1.0$  (сист)] нс. Сумуючи статистичну і систематичну помилки квадратично, отримуємо значення  $T_{1/2} = (294.8 \pm 1.9)$  нс.

Результати, описані у цьому розділі, опубліковані у роботі:

Belli P et al. [The half-life of  \$^{212}\text{Po}\$](#) , Eur. Phys. J. A 57 (2021) 215.

## 5.2. Пошук надважкого елементу сиборгію у кристалах $^{116}\text{CdWO}_4$

### 5.2.1. Обґрунтування досліджень

Гіпотеза про існування довгоживучих надважких елементів (ДНВЕ) з атомними масами  $A \geq 250$  і атомними номерами  $Z \geq 104$  обговорювалася з 1950-х років [364, 365]. Методи розрахунку, які полягали у поправках, отриманих за допомогою оболонкової моделі ядра до моделі рідкої краплі, були розроблені в 1960-х роках. Вони передбачили острів стабільності багатих нейтронами ядер навколо подвійних магічних чисел  $Z = 114$  або  $126$ ,  $N = 184$ . [366, 367, 368, 369, 370, 371] з періодом напіврозпаду деяких ядер на рівні  $10^8 - 10^9$  ур [370, 371]. Такий довгий період напіврозпаду забезпечив би наявність надважких елементів на Землі, у припущенні про їх виникнення під час події передсонячного нуклеосинтезу, приблизно за 4,5 млрд років до теперішнього часу.

Штучні синтези ДНВЕ з  $Z = 104 \dots 118$  проводили злиттям важких іонів на прискорювачах [372]. Ізотопи ДНВЕ, отримані в цих експериментах, є нейтронодефіцитними та короткоживучими (найдовший період напіврозпаду серед усіх відомих нуклідів із  $Z \geq 104$  становить 29 годин для  $^{268}\text{Db}$ ,  $Z = 105$ ,  $N = 163$  [373]). Вони не досягають очікуваної заповненої нейтронної оболонки  $N = 184$ , яка стабілізувала б ядра. Однак ядра з таким числом нейтронів можуть утворюватися в природних умовах інтенсивного потоку нейтронів під час енергетичних зоряних подій, таких як злиття нейтронних зірок або вибухи наднових. Якщо період їх напіврозпаду перевищує  $10^8$  років, ці первісні нукліди, захоплені з досонячної туманності, наразі можуть існувати на Землі у концентраціях, які можна виявити. Останні теоретичні розрахунки [374] є досить песимістичними щодо таких довгих періодів напіврозпаду ДНВЕ, але ці оцінки залежать від моделі і не можуть вважатися такими, що повністю виключають цю можливість, яку слід перевірити експериментально.

Існують припущення [375, 376], що найбільш стабільні надважкі нукліди можуть мати  $Z = 106$  (сиборгій або ека-W),  $107$  (борій або ека-Re),  $108$  (гасій або ека-Os) замість  $Z = 114$  (флеровій або ека-Pb). Очікується, що нукліди з острова стабільності розпадутися через ланцюжок  $\alpha$ - і  $\beta^\pm$ -розпадів, який закінчується спонтанним поділом.

Пошуки СГЕ в природі проводилися в багатьох роботах 1970-80-х рр. (див. огляди [377, 378]). Досліджувалися різні матеріали як із Землі, так і космічного походження (метеорити, місячний ґрунт) з чутливістю до масового вмісту ДНВЕ  $10^{-11} \dots 10^{-14}$  г/г, але остаточної присутності ДНВЕ не було виявлено; були знайдені лише деякі натяки, такі як довгі сліди в старих мінералах, які можна пояснити альфа-частинками високої енергії, що не випромінюються звичайними природними альфа-випромінювачами (уран, торій та їхні дочірні нукліди) [379, 380].

У останніх роботах використовувалися мас-спектрометричні методи: мас-спектрометрія з індуктивно зв'язаною плазмою (ICP-MS) і більш чутлива прискорювальна мас-спектрометрія (AMS). Твердження про виявлення нуклідів з  $A = 261$  і  $265$  (атомний склад  $\eta_{\text{SHE}} \sim 10^{-9} \dots 10^{-10}$  атом/атом) в золоті і з  $A = 292$  ( $\eta_{\text{SHE}} \sim 10^{-12}$  атом/атом) у торії [381] були спростовані більш чутливими вимірюваннями (верхня межа  $\eta_{\text{SHE}} \sim 10^{-13} \dots 3 \cdot 10^{-16}$  атом/атом) з AMS у природному золоті, торії, платині, свинці та вісмуті [382]. Інша група, яка також використовує AMS, встановила верхню межу  $\eta_{\text{SHE}} \sim 4 \cdot 10^{-14} \dots 1.5 \cdot 10^{-16}$  атом/атом у зразках дифториду свинцю, осмію та платини [383].

Надважкі хімічні аналоги осмію та ксенону шукали в експерименті SHIN (SuperHeavy In Nature), проведеному в Laboratoire Souterrain de Modane (Франція) на глибині 4800 м водного еквівалента. Очікувалося, що ланцюг розпадів ядра SHE супроводжуватиметься спонтанним поділом (SF), який випромінює в 2–3 рази більше нейтронів, ніж типова фонова подія SF  $^{238}\text{U}$ . Верхні межі  $10^{-14}$  г/г(Os) і  $10^{-13}$  г/г(Xe) були встановлені для масової концентрації ДНВЕ [ $^{384}$ ].

Інший підхід був застосований в експерименті OLIMPIYA, де ядра ДНВЕ шукали в космічних променях за їх треками в кристалах олівину в метеоритах, експонованих у космосі протягом  $>10^8$  років. Три з 11647 досліджених треків можна віднести до ядер SHE з  $Z = 113 \dots 129$  [ $^{385}$ ]. Однак не може бути виключена імітація подій, і цим методом можуть бути виявлені також ядра SHE з відносно коротким періодом напіврозпаду  $\sim 100$  років, нещодавно випромінені з міст нуклеосинтезу; таким чином, індикація SHE в космічних променях не доводить існування довгоживучих ядер SHE [ $^{376}$ ].

У цій роботі було використано метод, подібний тому, який застосовувався в попередній роботі [ $^{386}$ ] з радіоактивно чистим кристалічним сцинтилятором  $\text{ZnWO}_4$ , де альфа-розпади високої енергії ( $>8$  MeV) розглядалися як ознака шуканого процесу. Альфа-активні SHE ( $A \sim 300$ ) мають набагато більший період напіврозпаду, ніж звичайні важкі ядра з  $A < 240$  (уран, торій та їх дочірні) з тією ж енергією альфа-розпаду, і навпаки, той самий період напіврозпаду передбачає значно вищу енергію альфа-частинок у SHE, ніж у важких ядер. Таким чином можна відхилити фонові альфа-події. В роботі [386] було показано, що вольфрам як носій хімічно подібного природного сиборгію (ека-вольфраму) містить менше  $5,5 \cdot 10^{-14}$  атомів (Sg)/атомів (W) при 90% Д.І., припускаючи, що період напіврозпаду довгоживучого нукліда Sg становить  $10^9$  років. Крім того, в роботі [386] використовувалися дані роботи [ $^{387}$ ], де був виміряний власний фон кристала BGO (германат вісмуту), який використовувався як криогенний сцинтиляційний болометр. Була встановлена верхня межа  $1,1 \cdot 10^{-13}$  атом (Mc) / атом (Bi) атомного вмісту московію (ека-вісмуту,  $Z = 115$ ) у вісмуті. Обидві межі отримані в [386] знаходяться на рівні, або кращі за результати, отримані за допомогою методу AMS [ $^{382}$ ].

Саме цей підхід і був застосований у даній роботі, але були використані дані низькофонових вимірювань із сцинтиляторами вольфраму кадмію, ізотопно збагаченого кадмієм-116 ( $^{116}\text{CdWO}_4$ ). Ці кристали мають хороші оптичні та сцинтиляційні властивості, високу здатність розрізняти частинки та низький рівень внутрішньої радіоактивності. Кристали були використані одночасно і як джерело, і як детектор.

### 5.2.2. Експеримент

Метою експерименту Аурага [ $^{388}$ ] було вивчення подвійного бета-розпаду  $^{116}\text{Cd}$ . Експеримент виконувався протягом 2011–2017 років на низькофоновій установці DAMA/R&D на глибині  $\sim 3600$  м в.е. в підземній лабораторії Гран-Сассо (INFN, Італія). Два кристалічні сцинтилятори  $^{116}\text{CdWO}_4$  (масою 580 г і 582 г, розмірами  $\approx \varnothing 45 \times 46,7$  мм і  $\approx \varnothing 45 \times 46,1$  мм, позначені нижче як № 1 і № 2 відповідно) були вирощені методом Чохральського з низьким градієнтом температури з використанням кадмію, збагаченого  $^{116}\text{Cd}$  до 82%, та вольфраму природного ізотопного складу [ $^{139}$ ]. Кристали були встановлені всередині контейнерів з тефлону. Контейнери заповнювали рідким сцинтилятором високої



чистоти на основі псевдокумолу. Кожний контейнер з кристалічним сцинтилятором  $^{116}\text{CdWO}_4$  проглядався через високочистий кварцовий світловод діаметром 7 см і довжиною 40 см за допомогою низькорадіоактивного фотопомножувача (ФЕП, Hamamatsu R6233MOD, 3 дюйми в діаметрі). Детектори були встановлені всередині мідного захисту, який постійно продувався очищеним азотом для видалення атмосферного радону; захист був оточений пасивним екраном, зібраним з високочистої міді (товщина 10 см), низькорадіоактивного свинцю (15 см), кадмію (1,5 мм) і поліетилену/парафіну (4-10 см). Весь захист був поміщений у коробку з оргскла, яка також продувалась газоподібним азотом високої чистоти.

Енергетична шкала та енергетична роздільна здатність детекторів  $^{116}\text{CdWO}_4$  вимірювалися на початку, потім кожні півроку під час вимірювань для перевірки та контролю стабільності системи і в кінці експерименту з гамма-джерелами  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  і  $^{228}\text{Th}$ . Енергетична роздільна здатність (повна ширина на половині максимуму, FWHM) детекторів  $^{116}\text{CdWO}_4$  для гамма-квантів понад 0,3 МеВ добре описується як  $\text{FWHM}_\gamma (\text{keV}) = \sqrt{10.2 \cdot E_\gamma}$ , де  $E_\gamma$  – енергія гамма-квантів у кеВ. Незважаючи на велику тривалість вимірювань, енергетична шкала була досить стабільною. При аналізі даних враховано його відхилення в межах <0,9%.

### 5.2.3. Аналіз даних

Метод оптимального фільтра був застосований для дискримінації  $\gamma(\beta)$  та  $\alpha$ -частинок за їх профілем імпульсу (pulse-shape discrimination, PSD) [389, 390, 391]. Для кожного сигналу  $f(t)$  числову характеристику його форми (індикатор форми,  $SI$ ) визначали так:

$$SI = \frac{\sum f(t_k)P(t_k)}{\sum f(t_k)},$$

де  $f(t_k)$  — цифрова амплітуда даного сигналу в момент часу  $t_k$ . Вагова функція  $P(t)$  була визначена як  $P(t) = \frac{f_\alpha(t) - f_\gamma(t)}{f_\alpha(t) + f_\gamma(t)}$ , де  $f_\alpha(t)$  і  $f_\gamma(t)$  є опорними формами імпульсів для альфа-частинок і гамма-(бета)-частинок відповідно.

Діаграма розкиду індикатора форми від енергії для даних кристалічного сцинтилятора  $^{116}\text{CdWO}_4$  № 2 за 26831 год наведена на Рис. 5.4. Розподіл індикаторів форми в діапазоні енергій 0,7–1,3 МеВ показано на вставці рисунку 1, де видно хорошу дискримінаційну здатність детектора. Енергетичні спектри необроблених даних разом із подіями  $\gamma(\beta)$  та  $\alpha$ , вибраними за допомогою аналізу форми імпульсу, представлені на Рис. 5.4.

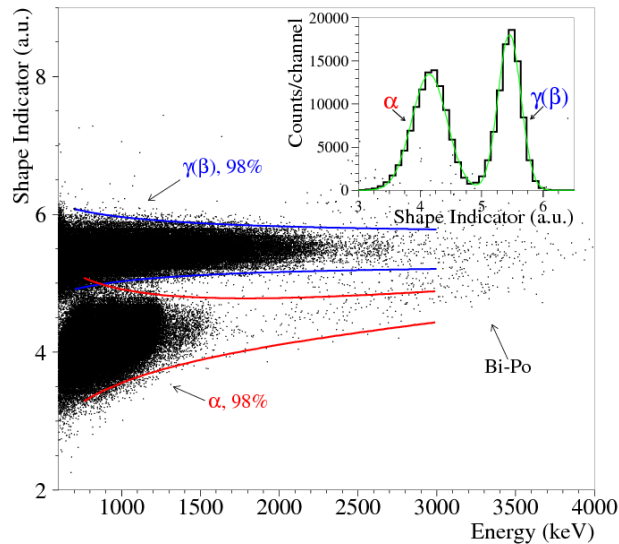


Рис. 5.4. Діаграма залежності індикатора форми від енергії для фонових даних, накопичених кристалічним сцинтилятором  $^{116}\text{CdWO}_4$  № 2 за 26831 год. Ділянки з мітками  $\alpha$ ,  $\gamma(\beta)$  та Bi-Po відповідають розподілу  $\alpha$ ,  $\gamma(\beta)$  частинок і розпадам швидкого ланцюжка  $^{212}\text{Bi}(\beta) - ^{212}\text{Po}(\alpha)$  ( $T_{1/2} = 295$  нс [ $^{392}$ ]) з сімейства  $^{232}\text{Th}$ . (Вставка) Розподіл індикатора форми в діапазоні енергій 0,7–1,3 МеВ. Підгонка розподілу двома функціями Гауса показана суцільною лінією.

Сумарний альфа-спектр двох детекторів  $^{116}\text{CdWO}_4$ , відібраних за допомогою дискримінації за формою імпульсу, показано на Рис. 5.5. Ефективність селекції за формою імпульсу для  $\alpha$ -подій у  $\text{CdWO}_4$  становить  $\epsilon = 96\%$ . Спектри були підігнані моделлю, яка включає внутрішнє забруднення сцинтиляторів  $^{116}\text{CdWO}_4$  (нукліди з родин U/Th) і залишковий фон  $\gamma + \beta$ . Компоненти підгонки були змодельовані за допомогою пакетів EGS4 і DECAY0 [ $^{393}$ ,  $^{394}$ ]. У нещодавніх болометричних вимірюваннях цих кристалів  $^{116}\text{CdWO}_4$  було виявлено наявність техногенних  $^{241}\text{Am}$  і  $^{244}\text{Cm}$  [ $^{395}$ ], які раніше вважалися єдиним піком  $^{210}\text{Po}$  [ $^{388}$ ]. Активності (або верхні межі активностей) нуклідів у кристалах  $^{116}\text{CdWO}_4$  були встановлені з підгонки (див. таблицю 1). Загальна альфа-активність ланцюгів U/Th у кристалі №1 нижча, ніж у кристалі №2, через сегрегацію домішок у процесі росту кристала [ $^{396}$ ]. За допомогою аналізу  $\alpha$ -подій, які були відібрані з енергетичних спектрів, загальна внутрішня  $\alpha$ -активність кристалів № 1 і № 2 була оцінена як 1,8 мБк/кг і 2,7 мБк/кг відповідно.

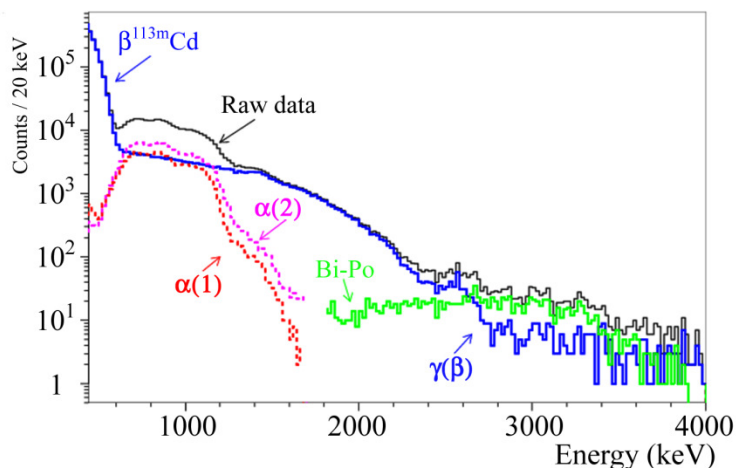


Рис. 5.5. Сумарні енергетичні спектри необроблених даних, подій  $\gamma(\beta)$  і  $\alpha$ , відібраних за допомогою аналізу форми імпульсу, для фонових даних, накопичених кристалічними сцинтиляторами  $^{116}\text{CdWO}_4$  за 26831 год. Спектри  $\alpha(1)$  та  $\alpha(2)$  позначають розподіл альфа-подій, накопичених детекторами № 1 та № 2 відповідно. Події  $^{212}\text{Bi} - ^{212}\text{Po}$  (позначаються як «Bi-Po») вибираються за формою імпульсу та аналізом переднього краю сигналів.

Таблиця 5.1. Альфа-активність, що спостерігається в кристалічних сцинтиляторах  $^{116}\text{CdWO}_4$  (комбіновані значення для двох кристалів).

Сімейство	Нуклід	Активність (мБк/кг)	
		Робота [395]	Дана робота
	$^{147}\text{Sm}$	0.018(2)	–
	$^{180}\text{W}$	0.009(2)	–
	$^{241}\text{Am}$	0.18(1)	0.2220(4)
	$^{244}\text{Cm}$	0.21(1)	0.2230(3)
$^{232}\text{Th}$	$^{232}\text{Th}$	0.011(2)	0.0445(3)
	$^{228}\text{Th}$	–	0.0197(6)
$^{238}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	0.41(2)	0.526(5)
	$^{234}\text{U}$	0.40(3)	0.614(1)
	$^{230}\text{Th}$	–	0.024(5)
	$^{226}\text{Ra}$	–	0.0050(3)
	$^{210}\text{Po}$	0.30(1)	0.303(5)
$^{235}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	0.029(4)	–
	$^{231}\text{Pa}$	0.052(5)	–

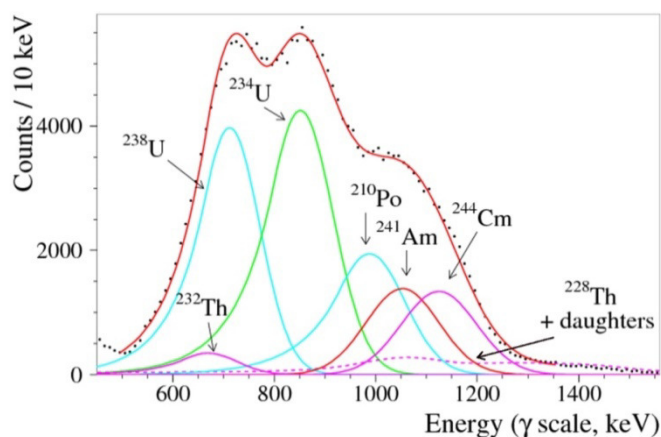


Рис. 5.6. Загальний альфа-спектр двох детекторів  $^{116}\text{CdWO}_4$ , виміряний за 26831 год (точки), і відповідність (суцільна лінія), яка включає внутрішнє забруднення сцинтиляторів  $^{116}\text{CdWO}_4$  (нукліди з родин U/Th,  $^{241}\text{Am}$  і  $^{244}\text{Cm}$ ) і залишковий  $\gamma + \beta$  фон. Також показані окремі компоненти, які найбільше сприяють підгонці.

Співвідношення  $\alpha/\gamma$  для кристалів  $^{116}\text{CdWO}_4$  було оцінено за положенням альфа-піків альфа-активних нуклідів з сімейств U/Th ( $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  та  $^{234}\text{U}$ ), а також  $^{241}\text{Am}$  та  $^{244}\text{Cm}$  (Рис. 5.6). Інші альфа-піки, використані для оцінки, були обрані за допомогою час-амплітудного аналізу:  $^{224}\text{Ra}$ ,  $^{220}\text{Rn}$  і  $^{216}\text{Po}$ . Залежність співвідношення  $\alpha/\gamma$  від енергії альфа-частинок становить  $\alpha/\gamma = 0,111(3) + 0,0133(5) E_\alpha$  [MeV] в інтервалі енергій 4,0–6,8 MeV, як також показано на Рис. 5.7.

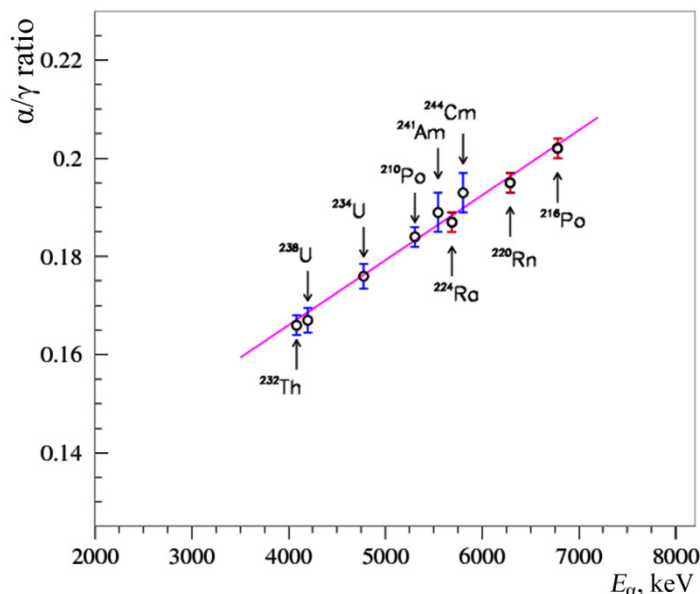


Рис. 5.7. Залежність співвідношення  $\alpha/\gamma$  від енергії альфа-частинок. Більшість точок визначено за допомогою аналізу форми сигналів (див. текст), тоді як положення  $^{224}\text{Ra}$ ,  $^{220}\text{Rn}$  і  $^{216}\text{Po}$  визначено з час-амплітудного аналізу.

#### 5.2.4. Результати

Для вибору подій-кандидатів з альфа-розпаду дочірнього ядра, що створюється після розпаду довгоживучого сіборгію (SgDN), була використана наступна послідовність, враховуючи, що це ядро розпадається з випромінюванням  $\alpha$ -частинки високої енергії:

- 1) Форма імпульсу подій-кандидатів повинна відповідати альфа-частинкам без домішки сигналу  $\beta+\gamma$  (вибраного за допомогою PSD та аналізу переднього фронту). Див. Рис. 5.8 для прикладу подій, які не відповідають цій вимозі.
- 2) Вибрано високоенергетичні події (з  $E_\alpha > 8,9$  MeV). Над енергією найбільш енергійних  $\alpha$ -частинок у U/Th ланцюжках від природної радіоактивності можливий внесок тільки розпаду  $^{212}\text{Po}$  з  $E_\alpha = 8,785$  MeV [<sup>397</sup>].

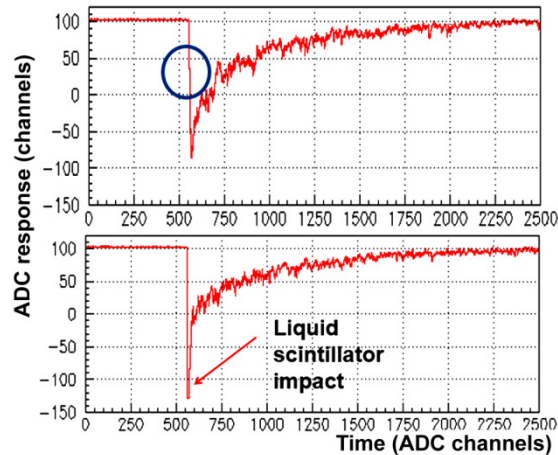


Рис. 5.8. Приклади імпульсів, які не відповідають вимозі 1. Верх: сигнал від швидкого ланцюга  $^{212}\text{Bi}$ - $^{212}\text{Po}$ , відхилений аналізом переднього фронту. Внизу: сигнал з частковим виділенням енергії в рідкому сцинтиляторі.

Період напіврозпаду сиборгію вважається  $T_{1/2}(\text{Sg}) = 10^9$  років, як стандартне припущення при пошуку ДВНЕ в природі. Кількість атомів вольфраму в кожному кристалі було оцінено в  $9,7 \times 10^{23}$  (без урахування 0,3% різниці в масах між кристалами). Кристал №1 вимірювався протягом 8493 год в низькофоновій установці разом з кристалом №2. В цьому циклі вимірювань спектральні дані для кристала № 2 в області інтересу (тобто в високоенергетичній області) не були отримані через насичення сигналів. Потім обидва кристали вимірювали разом протягом 26831 год з повними спектральними даними. Загальний час вимірювання 35324 год у цих двох циклах вимірювань відповідає сумарній експозиції 36050 кг·год у перерахунку на масу  $\text{CdWO}_4$ , або  $tN_{\text{W}} = 6,03 \times 10^{28}$  год·ядер у перерахунку на кількість ядер W. Кількість подій-кандидатів, які відповідають усім перерахованим вище умовам, становила 551 в енергетичному інтервалі 8,9–14,0 MeV для сумарної експозиції 36050 кг·год (див. Рис. 5.9).

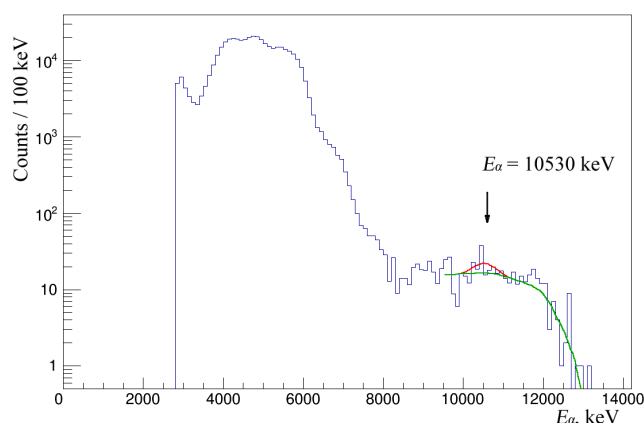


Рис. 5.9. Енергетичний спектр альфа-частинок (в альфа-шкалі енергії), зареєстрованих за допомогою двох кристалічних скінтіляторів  $^{116}\text{CdWO}_4$  протягом 35324 год. Загальна експозиція 36050 кг·год. Відповідність експериментального спектру в області  $E_\alpha > 8,9$  МеВ показано сумою змодельованого спектру  $^{212}\text{Bi}$ - $^{212}\text{Po}$  (зелений) і альфа-піка SgDN у положенні, де отримано максимальну площу виключеного ефекту, що досліджується (червоний).

Кількість подій у високоенергетичній області інтересу ( $E_\gamma > 2,7$  МеВ), які можуть бути пов'язані з подіями  $^{212}\text{Bi}$ - $^{212}\text{Po}$ , викликаними ланцюгом швидкого розпаду  $^{212}\text{Bi}$ - $^{212}\text{Po}$ , було оцінено в 539 за допомогою моделювання GEANT4. Ми підбираємо спектр у цій області як суму змодельованого спектру  $^{212}\text{Bi}$ - $^{212}\text{Po}$  та шуканого альфа-піка SgDN із змінним положенням між 8,9 та 14,0 МеВ і FWHM, що залежить від енергії. Залежність FWHM від  $E_\alpha$  була взята з відповідності спостережуваних альфа-піків в енергетичному інтервалі 4,0–6,8 МеВ (див. Рис. 5.7):  $\text{FWHM}_\alpha$  (кеВ) =  $\sqrt{3.084 \cdot 10^5 + 21.7 \cdot E_\alpha}$ , де  $E_\alpha$  виражається в кеВ. Максимальне отримане значення площі піку консервативно було прийнято як оцінка верхньої межі кількості альфа-розпадів SgDN у кристалах протягом часу вимірювання:  $\lim S_{\text{Sg}} = 24,1$  (90% Д.І.).

Припускаючи, що ймовірність повного поглинання  $\alpha$ -частинок в об'ємі кристала дорівнює 1, і приймаючи ефективність селекції форми імпульсу для  $\alpha$ -розпаду в  $^{116}\text{CdWO}_4$  як  $\varepsilon = 96\%$ , можна оцінити верхню межу атомної розповсюдженості сиборгію відносно вольфраму  $\eta = N_{\text{Sg}}/N_{\text{W}}$  у кристалах за формулою

$$\lim (N_{\text{Sg}}/N_{\text{W}}) = \lim S_{\text{Sg}} \cdot T_{1/2}(\text{Sg}) / (\ln 2 \cdot \varepsilon \cdot N_{\text{Wt}}),$$

припускаючи  $T_{1/2}(\text{Sg}) = 10^9$  років:

$$\eta \leq 5.1 \cdot 10^{-15} \text{ атом/атом з } 90\% \text{ Д.І.}$$

Це значення на порядок краще, ніж обмеження, встановлене для  $N_{\text{Sg}} / N_{\text{W}}$  ( $\eta \leq 5,5 \times 10^{-14}$  атом/атом) у скінтіляторі  $\text{ZnWO}_4$  [386].

Результати, описані у цьому розділі, опубліковані у роботі:

P.Belli et al., [Search for naturally occurring seaborgium with radiopure  \$^{116}\text{CdWO}\_4\$  crystal scintillators](#), Phys. Scripta 97(2022)085302, 9 p.

### 5.3. Вимірювання енергії першого збудженого стану ядра $^{115}\text{Sn}$

#### 5.3.1. Постановка задачі

Інтерес до вимірювання енергії першого збудженого рівня ядра  $^{115}\text{Sn}$  обумовлений тим, що на цей рівень відбувається бета-розпад з найменшою відомою енергією близько 150 еВ. Знання точної енергії рівня необхідне для визначення енергії бета-переходу. Схема бета-розпаду ядра  $^{115}\text{In}$  на збуджений рівень ядра  $^{115}\text{Sn}$  показана на Рис. 5.10.

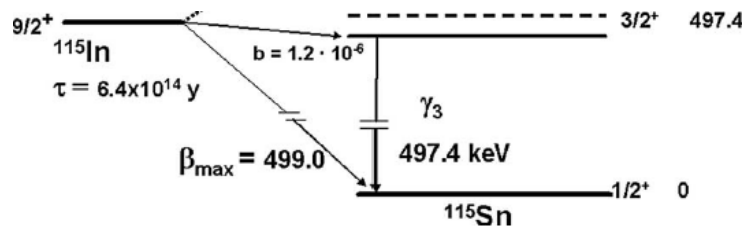


Рис. 5.10. Схема бета-розпаду ядра  $^{115}\text{In}$  на збуджений рівень ядра  $^{115}\text{Sn}$ .

Перехід ядра  $^{115}\text{In}$  на збуджений рівень ядра  $^{115}\text{Sn}$  вперше був спостережений у підземній лабораторії Гран-Сассо за допомогою низькофонового напівпровідникового германієвого детектора і зразка індію. В цих вимірах була спостережений гамма-пік з енергією 497 кеВ. Пік показано на Рис. 5.11.

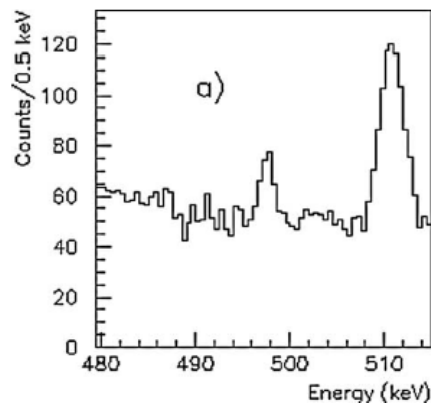


Рис. 5.11. Ділянка енергетичного спектру, виміряного за допомогою низькофонового напівпровідникового германієвого детектора і зразка індію. У спектрі є пік з енергією 497 кеВ, що спричинений випромінюванням гамма-квантів зі збудженого рівня ядра  $^{115}\text{Sn}$  з такою енергією.

#### 5.3.2. Опис експерименту і результати

Було виконано експеримент з метою точного вимірювання значення енергії збудженого рівня ядра  $^{115}\text{Sn}$ . Зразки олова, збагаченого  $^{115}\text{Sn}$  до 50.7% (концентрація ізоотопу у природній суміші ізоотопів олова складає 0.34%), опромінювали протонним пучком на прискорювачі У-120 в Інституті ядерних досліджень НАН України. Радіоактивний ізоотоп  $^{115}\text{Sb}$ , утворений в реакції  $^{115}\text{Sn}(p, n)^{115}\text{Sb}$ , розпадається з періодом напіврозпаду  $T_{1/2} = 32$  хвилини у  $^{115}\text{Sn}$ , заповнюючи рівень 497 кеВ з імовірністю 96%. Схема розпаду

$^{115}\text{In}$  і частина схеми розпаду  $^{115}\text{Sb}$  з її основною гілкою до рівня 497.3 кеВ ядра  $^{115}\text{Sn}$  показана на Рис. 5.12.

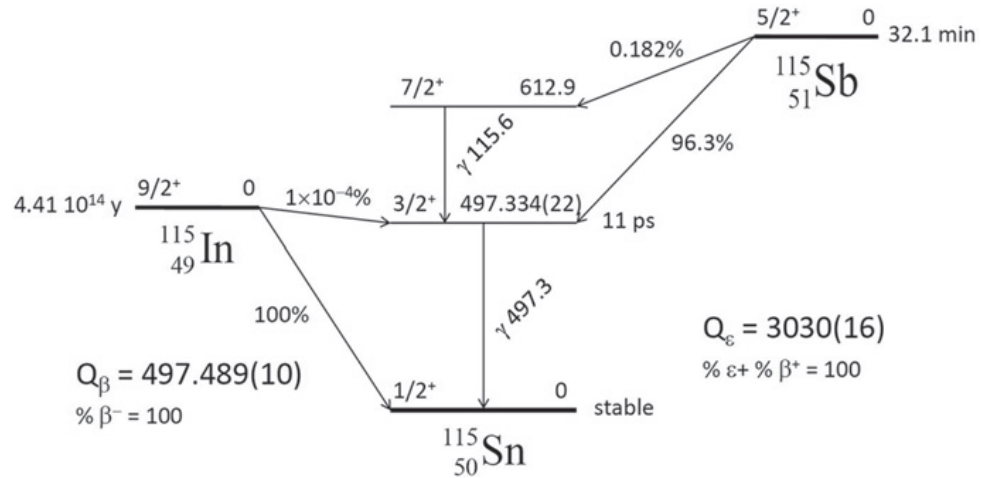


Рис. 5.12. Схема розпаду  $^{115}\text{In}$  і частина схеми розпаду  $^{115}\text{Sb}$  з її основною гілкою до рівня 497.3 кеВ  $^{115}\text{Sn}$ . Енергії вказані у кеВ.

Ділянки спектрів набраних у ході експерименту з опроміненням зразком Sn впродовж 30 хв і 12 год в околі піку 497 кеВ показані на Рис. 5.13.

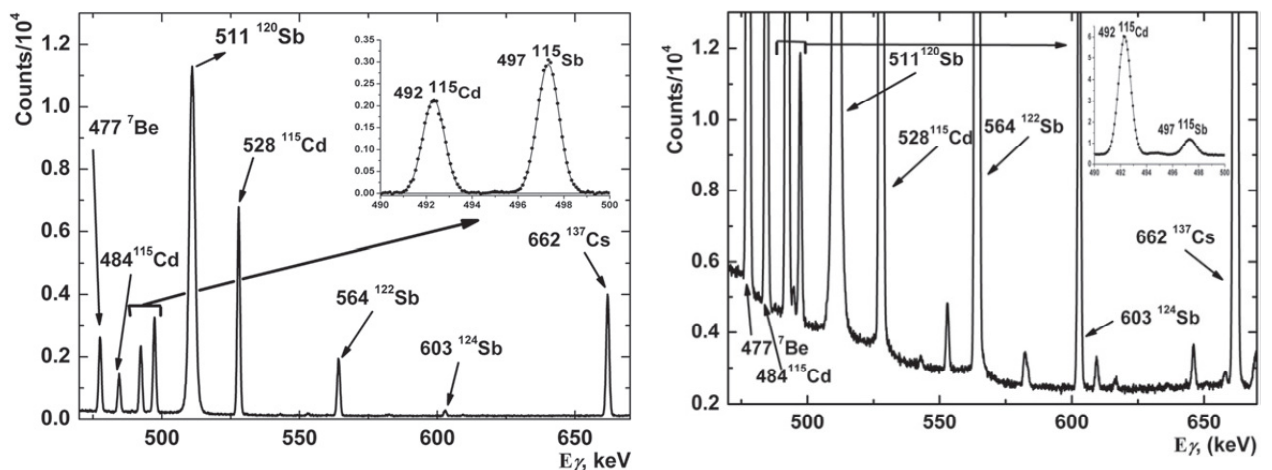


Рис. 5.13. Частина енергетичних спектрів в околі піку 497 кеВ, накопичені з опроміненням зразком Sn впродовж 30 хв (ліворуч) і 12 год (праворуч). Пік при енергії 484 кеВ виникає в результаті реакції  $^{114}\text{Cd} (n, \gamma) ^{115}\text{Cd}$ . Піки з енергіями 511 кеВ ( $^{120}\text{Sb}$ ), 564 кеВ ( $^{122}\text{Sb}$ ) та 603 кеВ ( $^{124}\text{Sb}$ ) є результатом  $(p, n)$ -реакції на ізотопах олова  $^{120}\text{Sn}$ ,  $^{122}\text{Sn}$  та  $^{124}\text{Sn}$ , які були присутні в зразку олова з концентраціями:  $^{120}\text{Sn}$  (6,5%),  $^{122}\text{Sn}$  (1%) і  $^{124}\text{Sn}$  (1%).

Частина одного з спектрів в околі досліджуваного піку 497.3 кеВ показана на Рис. 5.14. Загалом у піку 497 кеВ було набрано приблизно  $10^5$  відліків.



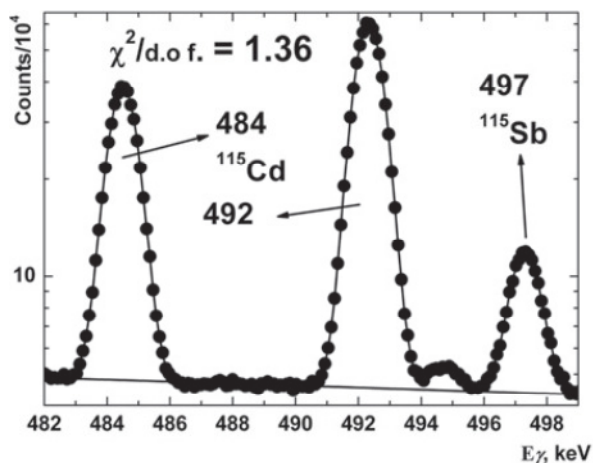


Рис. 5.14. Частина одного з спектрів в околі досліджуваного піку 497.3 кеВ.

Точний опис форми піку та точно відомих точок калібрування навколо піку 497 кеВ дозволили отримати значення енергії збудженого рівня  $E_{\text{exc}} = 497.342 (3)$  кеВ, що є найбільш точним на сьогоднішній день. Це призводить до наступного значення енергії розпаду ядра <sup>115</sup>In:  $Q_{\beta} = 148(10)$  кеВ, яке є найбільш точним значенням енергії розпаду цього ядра.

Результати, описані у цьому розділі, опубліковані у роботі:

V. A. Zheltonozhsky et al., [Precise measurement of energy of the first excited state of <sup>115</sup>Sn \( \$E\_{\text{exc}} \approx 497.3\$  keV\)](#), Eur. Phys. Lett. 121 (2018) 12001

## ВИСНОВКИ

Виконано прецизійні вимірювання двонейтринного подвійного бета-розпаду ядер  $^{82}\text{Se}$ , в результаті яких визначено період напіврозпаду цього ядра  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = [9.39 \pm 0.17(\text{стат}) \pm 0.58(\text{сист})] \times 10^{19}$  років, що майже у 2 рази точніше за попереднє значення. З найвищою точністю визначено період напіврозпаду ядра  $^{116}\text{Cd}$  відносно двонейтринного подвійного бета-розпаду  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = 2.63_{-0.12}^{+0.11} \times 10^{19}$  років, що є найбільш точним для цього ядра і одним з найбільш точних вимірювань двонейтринної моди розпаду. Встановлено нові обмеження на безнейтринну моду розпаду цих ядер, звідки слідує нові обмеження на ефективну масу нейтрино Майорани на рівні  $\langle m_{\nu} \rangle \leq 1.0 - 1.7$  еВ.

Подвійний бета-розпад  $^{82}\text{Se}$  на перший збуджений стан  $0^+$  ядра  $^{82}\text{Kr}$  вивчався за допомогою детектора NEMO-3 з повною реконструкцією треків електронів з використанням 0,93 кг збагаченого  $^{82}\text{Se}$ . Для пошуку подій у каналі  $2e2\gamma$  був проведений спеціальний аналіз для реконструкції  $\gamma$ -квантів. Жодних доказів  $2\nu\beta\beta$ -розпаду на перший збуджений стан  $0^+$  не спостерігалось, встановлено межу  $T_{1/2}^{2\nu} (^{82}\text{Se}, 0^+ \rightarrow 0_1^+) > 1,3 \times 10^{21}$  р. Що стосується  $0\nu\beta\beta$ -розпаду, то для цього каналу розпаду отримано обмеження  $T_{1/2}^{0\nu} (^{82}\text{Se}, 0^+ \rightarrow 0_1^+) > 2,3 \times 10^{22}$  р.

В експерименті NEMO-3 виконано незалежне вимірювання періоду напіврозпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  відносно двонейтринного подвійного бета-розпаду:  $T_{1/2} = [6.81 \pm 0.01 (\text{стат.})_{-0.40}^{+0.38} (\text{сист.})] \times 10^{18}$  років. З аналізу форми спектрів електронів, що випромінюються в процесі розпаду, встановлено, що розпад відбувається переважно через основний стан проміжного ядра (single-state dominance mechanism).

В експерименті CUPID-Mo за допомогою низькотемпературних болометричних детекторів з кристалами молібдату літію із молібдену, збагаченого ізотопом молібдену-100 ( $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ ), період напіврозпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  відносно двонейтринного подвійного бета-розпаду виміряно з найвищою точністю  $T_{1/2}^{2\nu} = (7,12_{-0,17}^{+0,21}) \times 10^{18}$  років. Це також одне з найбільш точних вимірювань двонейтринного подвійного бета-розпаду, яке демонструє високий потенціал болометричних детекторів для досліджень подвійного бета-розпаду. В експерименті CUPID-Mo з низькотемпературними сцинтиляційними болометрами з кристалами  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  встановлено нове обмеження на період напіврозпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  відносно  $0\nu\beta\beta$ -розпаду на основний стан дочірнього ядра  $T_{1/2} > 1.5 \times 10^{24}$  р, звідки слідує обмеження на ефективну масу нейтрино Майорани  $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 0.31 - 0.54$  еВ (в залежності від ядерного матричного елемента переходу), що є одним з найбільш жорстких обмежень на масу нейтрино Майорани.

Експеримент AMoRE є одним з найбільш перспективних великомасштабних проєктів, спрямованих на пошук безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  на рівні чутливості, що відповідає інвертованій схемі масових станів нейтрино. У першому етапі експерименту, AMoRE-Pilot застосовувалися детектори з кристалами  $^{\text{depl}48}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$ . З аналізу цього етапу отримано обмеження на період напіврозпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  відносно безнейтринного подвійного бета-розпаду на рівні  $T_{1/2} > 9.5 \times 10^{22}$  років. Колаборація розпочала збирання наступної установки AMoRE I з 13 кристалами  $^{\text{depl}48}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  та 5 кристалами  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ . Остаточний етап проєкту AMoRE II має бути розпочато у 2023 році з близько 200 кг кристалів молібдату.

Підготовлено і проведено новий етап експерименту з пошуку подвійного бета-розпаду  $^{106}\text{Cd}$  із збагаченим скінтілятором  $^{106}\text{CdWO}_4$  у збігах з двома скінтіляційними лічильниками  $\text{CdWO}_4$ . Встановлено нове обмеження на резонансний безнейтринний подвійного поглинання електронів на збуджений рівень 2718 кеВ ядра  $^{106}\text{Pd}$  на рівні  $T_{1/2} > 2.9 \times 10^{21}$  років.

Зразок високо очищеного гафнію масою 179,8 г, отриманий за допомогою подвійного плавлення у вакуумі електронним пучком, був використаний для першого експерименту з пошуку  $2\epsilon$  та  $\epsilon\beta^+$  розпаду  $^{174}\text{Hf}$  за допомогою низькофонової спектрометрії з HPGe-детекторами у підземній лабораторії HADES. Отримано нижні межі періодів напіврозпаду для різних каналів розпаду на рівні  $\text{lim } T_{1/2} \sim 10^{16} - 10^{18}$  років. В цій же лабораторії отримано нові обмеження на періоди напіврозпаду ядер  $^{190}\text{Pt}$  та  $^{198}\text{Pt}$  відносно процесів подвійного  $\beta$ -розпаду. Особливо важливим є обмеження на процес резонансного безнейтринного подвійного електронного поглинання у ядрі  $^{190}\text{Pt}$  на збуджений рівень з енергією 1326.9 кеВ дочірнього ядра  $^{190}\text{Os}$ .

В установці GeCrIs підземної лабораторії Гран-Сассо (Італія) виконано експеримент з метою пошуку  $2\beta$ -розпаду ядер  $^{168}\text{Yb}$  та  $^{176}\text{Yb}$ , а також  $^{144}\text{Sm}$  і  $^{154}\text{Sm}$ . В результаті аналізу даних були встановлені верхні обмеження на різні моди і канали подвійного бета-розпаду цих ядер на рівні  $10^{14} - 10^{18}$  років. В експерименті з пошуку подвійного бета-розпаду самарію отримані обмеження на періоди напіврозпаду ядер  $^{144}\text{Sm}$  і  $^{154}\text{Sm}$  на рівні  $10^{19} - 10^{20}$  років.

За допомогою детектора Борексіно виконано прецизійне спектроскопічне вимірювання потоків сонячних нейтрино від протон-протонного циклу, водночас від розпадів  $^7\text{Be}$ ,  $^8\text{B}$  та від  $pp$ - і  $pep$ -реакцій, встановлено найкраще обмеження на потік  $hep$ -нейтрино. Встановлено також нові обмеження на потік нейтрино від CNO-циклу та нестандартні взаємодії нейтрино. Варто відмітити, що подальший аналіз даних дозволив вперше спостерігати нейтрино від CNO-циклу у Сонці.

Шляхом аналізу даних експерименту Борексіно також виконано комплексне вимірювання нейтрино з надр Землі (геонейтрино). Результат отримано з аналізу даних вимірювань впродовж 3262,74 днів у період з грудня 2007 року до квітня 2019 року. Розроблено вдосконалені методи аналізу та оптимізовано вибір даних, що включає збільшений чутливий об'єм детектора. Експозиція  $(1,29 \pm 0,05) \times 10^{32}$  протонів  $\times$  рік більша у два рази порівняно з попереднім аналізом Борексіно, опублікованим у 2015 році. Сигнал геонейтрино від  $^{238}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$  становить  $47,0_{-7.7}^{+8.4}$  (стат)  $_{-1.9}^{+2.4}$  (сист) TNU (terrestrial neutrino units). Цей результат припускає таке ж глобальне середнє співвідношення концентрацій Th/U у Землі, як і в хондритних метеоритах. Також виміряно фон антинейтрино від реакторів і показано, що він є сумісним із очікуваннями. Нульова гіпотеза неспостереження сигналу геонейтрино з мантиї виключається з 99,0% Д.І. при використанні детальних знань про місцеву кору поблизу місця експерименту. Виміряний нейтринний сигнал з мантиї  $21,2_{-9.0}^{+9.5}$  (стат)  $_{-0.9}^{+1.1}$  (сист) TNU відповідає радіогенному тепловиділенню  $24,6_{-10.4}^{+11.1}$  ТВт від  $^{238}\text{U}$  і  $^{232}\text{Th}$  в мантиї. Припускаючи 18% внеску від  $^{40}\text{K}$  у мантиї та  $8,1_{-1.4}^{+1.9}$  ТВт загального радіогенного тепловиділення літосфери, яке відносно добре відомо, оцінка загального радіогенного тепловиділення Землі, отримана Борексіно, становить  $38,2_{-12.7}^{+13.6}$  ТВт, що

відповідає конвективному співвідношенню Юрі (відношення радіогенного тепловиділення в мантії до повного потоку тепла з мантії)  $0,78^{+0.41}_{-0.28}$ . Ці значення сумісні з різними геологічними прогнозами, однак існує деяка невідповідність на рівні  $2,4\sigma$  з тими моделями Землі, які передбачають найнижчу концентрацію радіоактивних елементів у мантії. Крім того, існування гіпотетичного геореактора в центрі Землі потужністю більше  $2,4$  ТВт виключається з довірчою імовірністю  $95\%$ .

За допомогою детектора Борексіно виміряна також швидкість лічби нейтрино від розпадів  $^8\text{B}$  у Сонці вище енергії  $3$  МеВ. Ця величина,  $0,223^{+0.015}_{-0.016}$  (стат)  $\pm 0.006$  (сист) відліків за добу у  $100$  тонах рідкого сцинтилятора, відповідає спостережуваному потоку борних нейтрино у припущенні про відсутність зміни аромату нейтрино  $\Phi_{^8\text{B}}^{\text{ES}} = 2.57^{+0.17}_{-0.18}$  (стат)  $\pm 0.07$  (сист)  $\times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Для вимірювання вперше був використаний майже весь активний об'єм детектора, знижено радіоактивний фон після очищення сцинтилятора у  $2011$  році, а також застосовані нові методи аналізу, що забезпечують більш точне моделювання фону. Також було встановлено нове обмеження на потік сонячних *herp*-нейтрино (єдиний ще не знайдений компонент нейтринного потоку від *pp*-циклу), пошук яких був здійснений за допомогою їх пружного розсіяння на електронах та непружного розсіяння через нейтральні струми на ядрах вуглецю,  $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$  ( $E_\gamma = 15,1$  МеВ). Аналіз даних детектора Борексіно по вимірюванню потоків сонячних нейтрино за допомогою пружного розсіяння нейтрино від Сонця на електронах дозволив обмежити вірогідність нестандартних взаємодій нейтрино на новому рівні чутливості.

В експерименті Борексіно досліджено можливі потоки антинейтрино від дифузних астрофізичних джерел, таких як реліктові наднові зірки або перетворення сонячних нейтрино в антинейтрино в магнітному полі Сонця. Встановлено нові обмеження на дифузний фон електронних антинейтрино від наднових зірок в області енергій нижче  $8$  МеВ, яка раніше не вивчалась, та отримано конкурентоспроможні обмеження в діапазоні  $7.8$ – $16.8$  МеВ. Було виконано нові пошуки антинейтрино в потоках сонячних нейтрино в діапазонах енергій  $1.8 \text{ МеВ} < E_{\bar{\nu}_e} < 16.8 \text{ МеВ}$  та  $0.9 \text{ МеВ} < E_{\bar{\nu}_e} < 3.3 \text{ МеВ}$ . Вдвічі покращені верхні обмеження експерименту Борексіно, які були представлені раніше, на ймовірність конверсії сонячних нейтрино в антинейтрино  $P(\nu \rightarrow \bar{\nu})$ . Також були встановлені модельно-незалежні (без прив'язки до джерел) обмеження на потік електронних антинейтрино. Отримано найбільш жорсткі обмеження на потоки нейтрино від сонячних спалахів для всіх можливих нейтрино в діапазоні енергій  $3$ – $7$  МеВ. Виключено можливість того, що причиною надлишку лічби в циклі  $117$  набору даних в хлор-аргоновому експерименті Хоумстейк став інтенсивний сонячний спалах.

Вперше виміряно напрямок прильоту низькоенергетичних сонячних нейтрино шляхом аналізу черенковського та сцинтиляційного сигналів у детекторі Борексіно. Отримано нові обмеження на потік нейтрино в діапазоні енергій  $0,5$ – $50$  МеВ від швидких радіосплесків космічного походження.

Вперше досліджено кристал  $\text{Li}_2\text{Mg}_2(\text{MoO}_4)_3$  як сцинтиляційний болометр, який може бути застосований для пошуків подвійного бета-розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$ .

Розроблені германієві низькотемпературні болометричні фотодетектори, що функціонують на основі ефекту Неганова–Трофімова–Люка, з якими було досягнуто дуже

низького рівня шуму близько 10 еВ. Такі фотодетектори можуть знайти застосування у експериментах наступного покоління з пошуку подвійного бета-розпаду.

Показано можливість застосування низькотемпературного сцинтиляційного криогенного детектора на основі кристалу  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ . У фоновому вимірюванні тривалістю 9.68 годин ефективного часу досягнуто енергетичного порогу  $\approx 0.9$  кеВ, що може бути застосовано для пошуку легких частинок темної матерії.

Вперше було перевірено характеристики низькотемпературного сцинтиляційного болометра з кристалом  $\text{CdMoO}_4$ . Детектор показав гарні спектрометричні характеристики (для гамма-квантів  $^{208}\text{Tl}$  з енергією 2615 кеВ отримано енергетичну роздільну здатність ПШПВ= $13\pm 4$  кеВ) і здатність розділення між бета-частинками (гамма-квантами) і альфа-частинками. Це робить ці детектори цікавими для експерименту з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду одночасно ядер  $^{100}\text{Mo}$  і  $^{116}\text{Cd}$ .

Досліджено оптичні, сцинтиляційні та люмінесцентні властивості кристалів вольфрамату цинку покращеної якості. Отримано рекордні значення енергетичної роздільної здатності сцинтиляторів у вимірюваннях з гамма-джерелами, досліджено люмінесценцію кристалів. Кристали є перспективними для застосування в експериментах з пошуку темної матерії та подвійного  $\beta$ -розпаду ізотопів цинку та вольфраму

З найвищою точністю (3 еВ) виміряно енергію першого збудженого рівня ядра  $^{115}\text{Sn}$ , що дозволило покращити точність визначення енергії бета-розпаду ядра  $^{115}\text{In}$  на цей збуджений рівень (бета-розпад з найменшою відомою енергією розпаду)  $Q_\beta = 147\pm 10$  еВ.

За допомогою розробленого рідкого сцинтилятора з торієм виміряно період напіврозпаду ядра  $^{212}\text{Po}$ . Виміряний у даному експерименті період напіврозпаду  $T_{1/2} = (294.8 \pm 1.9)$  нс є точнішим за табличне значення  $T_{1/2} = (299 \pm 2)$  нс.

Встановлено нові обмеження на концентрацію гіпотетичного довгоживучого елементу сиборгію (Sg,  $Z = 106$ ) у природі на рівні  $5,1 \times 10^{-15}$  атомів Sg / атом W. Ці обмеження є одними з найбільш жорстких у цій галузі досліджень.

## ПУБЛІКАЦІЇ ЗА РЕЗУЛЬТАТАМИ РОБОТИ

Нижче наведено лише публікації у реферованих журналах, повний список публікацій див. [http://lpd.kinr.kiev.ua/LPD\\_Pub.htm](http://lpd.kinr.kiev.ua/LPD_Pub.htm)

1. M. Agostini, K. Altenmuller, S. Appel, V. Atroshchenko, Z. Bagdasarian, D. Basilico, G. Bellini, J. Benziger, D. Bick, G. Bonfini, D. Bravo, B. Caccianiga, F. Calaprice, A. Caminata, S. Caprioli, M. Carlini, P. Cavalcante, A. Chepurinov, K. Choi, L. Collica, D. D' Angelo, S. Davini, A. Derbin, X.F. Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto, I. Drachnev, K. Fomenko, A. Formozov, D. Franco, F. Gabriele, C. Galbiati, C. Ghiano, M. Giammarchi, A. Goretti, M. Gromov, D. Guffanti, C. Hagner, T. Houdy, E. Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A. Jany, D. Jeschke, V. Kobychiev, D. Korablev, G. Korga, D. Kryn, M. Laubenstein, E. Litvinovich, F. Lombardi, P. Lombardi, L. Ludhova, G. Lukyanchenko, L. Lukyanchenko, I. Machulin, G. Manuzio, S. Marcocci, J. Martyn, E. Meroni, M. Meyer, L. Miramonti, M. Misiaszek, V. Muratova, B. Neumair, L. Oberauer, B. Opitz, V. Orekhov, F. Ortica, M. Pallavicini, L. Papp, O. Penek, N. Pilipenko, A. Pocar, A. Porcelli, G. Raikov, G. Ranucci, A. Razeto, A. Re, M. Redchuk, A. Romani, R. Roncin, N. Rossi, S. Schonert, D. Semenov, M. Skorokhvatov, O. Smirnov, A. Sotnikov, L.F.F. Stokes, Y. Suvorov, R. Tartaglia, G. Testera, J. Thurn, M. Toropova, E. Unzhakov, F.L. Villante, A. Vishneva, R.B. Vogelaar, F. von Feilitzsch, H. Wang, S. Weinz, M. Wojcik, M. Wurm, Z. Yokley, O. Zaimidoroga, S. Zavatarelli, K. Zuber, G. Zuzel.  
[Comprehensive measurement of  \$pp\$ -chain solar neutrinos.](#)  
Nature 562(2018)505-510.
2. A. Giuliani, F.A. Danevich, V.I. Tretyak.  
[A multi-isotope  \$0\nu 2\beta\$  bolometric experiment.](#)  
Eur. Phys. J. C 78(2018)272, 9 p.
3. R. Arnold, C. Augier, A.S. Barabash, A. Basharina-Freshville, S. Blondel, S. Blot, M. Bongrand, D. Boursette, V. Brudanin, J. Busto, A.J. Caffrey, S. Calvez, M. Cascella, C. Cerna, J.P. Cesar, A. Chapon, E. Chauveau, A. Chopra, L. Dawson, D. Duchesneau, D. Durand, V. Egorov, G. Eurin, J.J. Evans, L. Fajt, D. Filosofov, R. Flack, X. Garrido, H. Gomez, B. Guillon, P. Guzowski, R. Hodak, A. Huber, P. Hubert, C. Hugon, S. Jullian, A. Klimenko, O. Kochetov, S.I. Konovalov, V. Kovalenko, D. Lalanne, K. Lang, Y. Lemièrre, T. Le Noblet, Z. Liptak, X.R. Liu, P. Loaiza, G. Lutter, C. Macolino, F. Mamedov, C. Marquet, F. Mauger, B. Morgan, J. Mott, I. Nemchenok, M. Nomachi, F. Nova, F. Nowacki, H. Ohsumi, R.B. Pahlka, C. Patrick, F. Perrot, F. Piquemal, P. Povinec, P. Pridal, Y.A. Ramachers, A. Remoto, J.L. Reyss, C.L. Riddle, E. Rukhadze, N.I. Rukhadze, R. Saakyan, R. Salazar, X. Sarazin, Yu. Shitov, L. Simard, F. Simkovic, A. Smetana, K. Smolek, A. Smolnikov, S. Soldner-Rembold, B. Soule, I. Stekl, J. Suhonen, C.S. Sutton, G. Szklarz, J. Thomas, V. Timkin, S. Torre, V.I. Tretyak, V.I. Tretyak, V.I. Umatov, I. Vanushin, C. Vilela, V. Vorobel, D. Waters, F. Xie, A. Zukauskas.  
[Final results on  \$^{82}\text{Se}\$  double beta decay to the ground state of  \$^{82}\text{Kr}\$  from the NEMO-3 experiment.](#)  
Eur. Phys. J. C 78(2018)821, 15 p.
4. A.S. Barabash, P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, V. Caracciolo, R. Cerulli, D.M. Chernyak, F.A. Danevich, S. d' Angelo, A. Incicchitti, D.V. Kasperovych, V.V. Kobychiev, S.I. Konovalov, M. Laubenstein, D.V. Poda, O.G. Polischuk, V.N. Shlegel, V.I. Tretyak, V.I. Umatov,

Ya.V.Vasiliev.

[Final results of the Aurora experiment to study  \$2\beta\$  decay of  \$^{116}\text{Cd}\$  with enriched  \$^{116}\text{CdWO}\_4\$  crystal scintillators.](#)

Phys. Rev. D 98(2018)092007, 16 p.

5. P.Belli, R.Bernabei, R.S.Boiko, F.Cappella, V.Caracciolo, R.Cerulli, F.A.Danevich, A.Incicchitti, B.N.Kropivnyansky, M.Laubenstein, S.Nisi, D.V.Poda, O.G.Polischuk, V.I.Tretyak.

[First search for  \$2\epsilon\$  and  \$\epsilon\beta^+\$  decay of  \$^{162}\text{Er}\$  and new limit on  \$2\beta^-\$  decay of  \$^{170}\text{Er}\$  to the first excited level of  \$^{170}\text{Yb}\$ .](#)

J. Phys. G 45(2018)095101, 14 p.

6. L.Berge, M.Chapellier, M. de Combarieu, L.Dumoulin, A.Giuliani, M.Gros, P. de Marcillac, S.Marnieros, C.Nones, V.Novati, E.Olivieri, B.Paul, D.V.Poda, T.Redon, B.Siebenborn, A.S.Zolotarova, E.Armengaud, C.Augier, A.Benoit, J.Billard, A.Broniatowski, P.Camus, A.Cazes, F.Charlieux, M. De Jesus, K.Eitel, N.Foerster, J.Gascon, Y.Jin, A.Juillard, M.Kleifges, V.Kozlov, H.Kraus, V.A.Kudryavtsev, H. Le Sueur, R.Maisonobe, X.-F.Navick, P.Pari, E.Queguiner, S.Rozov, V.Sanglard, L.Vagneron, M.Weber, E.Yakushev.

[Complete event-by-event  \$\alpha/\gamma\(\beta\)\$  separation in a full-size  \$\text{TeO}\_2\$  CUORE bolometer by Neganov-Luke-magnified light detection.](#)

Phys. Rev. C 97(2018)032501, 5 p.

7. M.Agostini, K.Altenmuller, S.Appel, V.Atroshchenko, Z.Bagdasarian, D.Basilico, G.Bellini, J.Benziger, D.Bick, G.Bonfini, L.Borodikhina, D.Bravo, B.Caccianiga, F.Calaprice, A.Caminata, M.Canepa, S.Caprioli, M.Carlini, P.Cavalcante, A.Chepurinov, K.Choi, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, X.F.Ding, L. Di Noto, I.Drachnev, K.Fomenko, A.Formozov, D.Franco, F.Froborg, F.Gabriele, C.Galbiati, C.Ghiano, M.Giammarchi, M.Goeger-Neff, A.Goretti, M.Gromov, C.Hagner, T.Houdy, E.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A.Jany, D.Jeschke, V.Kobychev, D.Korable, G.Korga, D.Kryn, M.Laubenstein, E.Litvinovich, F.Lombardi, P.Lombardi, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, I.Machulin, M.Magnozzi, G.Manuzio, S.Marcocci, J.Martyn, E.Meroni, M.Meyer, L.Miramonti, M.Misiaszek, V.Muratova, B.Neumair, L.Oberauer, B.Opitz, F.Ortica, M.Pallavicini, L.Papp, A.Pocar, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, A.Romani, R.Roncin, N.Rossi, S.Schonert, D.Semenov, P.Shakina, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, L.F.F.Stokes, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, J.Thurn, M.Toropova, E.Unzhakov, A.Vishneva, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, H.Wang, S.Weinz, M.Wojcik, M.Wurm, Z.Yokley, O.Zaimidoroga, S.Zavatarelli, K.Zuber, G.Zuzel.

[The Monte Carlo simulation of the Borexino detector.](#)

Astropart. Phys. 97(2018)136-159.

8. V.A.Zheltonozhsky, A.M.Savrasov, N.V.Strilchuk, V.I.Tretyak.

[Precise measurement of energy of the first excited state of  \$^{115}\text{Sn}\$  \( \$E\_{\text{exc}} \approx 497.3\$  keV\).](#)

Europhys. Lett. 121(2018)12001, 5 p.

9. F.A.Danevich, V.I.Tretyak.

[Radioactive contamination of scintillators.](#)

Int. J. Mod. Phys. A 33(2018)1843007, 42 p.

10. F.A.Danevich, V.Ya.Degoda, L.L.Dulger, L.Dumoulin, A.Giuliani, P. de Marcillac, S.Marnieros, C.Nones, V.Novati, E.Olivieri, A.A.Pavlyuk, D.V.Poda, V.A.Trifonov, I.V.Yushina, A.S.Zolotarova.  
[Growth and characterization of a  \$\text{Li}\_2\text{Mg}\_2\(\text{MoO}\_4\)\_3\$  scintillating bolometer.](#)  
Nucl. Instrum. Meth. A 889(2018)89-96.
11. G.Buse, A.Giuliani, P. de Marcillac, S.Marnieros, C.Nones, V.Novati, E.Olivieri, D.V.Poda, T.Redon, J.-B.Sand, P.Veber, M.Velazquez, A.S.Zolotarova.  
[First scintillating bolometer tests of a CLYMENE R&D on  \$\text{Li}\_2\text{MoO}\_4\$  scintillators towards a large-scale double-beta decay experiment.](#)  
Nucl. Instrum. Meth. A 891(2018)87-91.
12. Yu.M.Gavrilyuk, A.N.Gangapshev, A.V.Derbin, I.S.Drachnev, V.V.Kazalov, V.V.Kobychev, V.V.Kuzminov, V.N.Muratova, S.I.Panasenko, S.S.Ratkevich, D.A.Tekueva, E.V.Unzhakov, S.P.Yakimenko.  
[New constraints on the axion–photon coupling constant for solar axions.](#)  
JETP Letters 107(2018)589-594.
13. M.Agostini, K.Altenmuller, S.Appel, V.Atroshchenko, Z.Bagdasarian, D.Basilico, G.Bellini, J.Benziger, D.Bick, I.Bolognino, G.Bonfini, D.Bravo, B.Caccianiga, F.Calaprice, A.Caminata, S.Caprioli, M.Carlini, P.Cavalcante, F.Cavanna, A.Chepurinov, K.Choi, L.Collica, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, X.F.Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto, I.Drachnev, K.Fomenko, A.Formozov, D.Franco, F.Gabriele, C.Galbiati, M.Gschwender, C.Ghiano, M.Giammarchi, A.Goretti, M.Gromov, D.Guffanti, C.Hagner, T.Houdy, E.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A.Jany, D.Jeschke, V.Kobychev, D.Korablev, G.Korga, V.A.Kudryavtsev, S.Kumaran, T.Lachenmaier, M.Laubenstein, E.Litvinovich, F.Lombardi, P.Lombardi, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, L.Lukyanchenko, I.Machulin, G.Manuzio, S.Marcocci, J.Maricic, J.Martyn, S.Meighen-Berger, E.Meroni, M.Meyer, L.Miramonti, M.Misiaszek, V.Muratova, B.Neumair, M.Nieslony, L.Oberauer, B.Opitz, V.Orekhov, F.Ortica, M.Pallavicini, L.Papp, O.Penek, L.Pietrofaccia, N.Pilipenko, A.Pocar, A.Porcelli, G.Raikov, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, M.Redchuk, A.Romani, N.Rossi, S.Rottenanger, S.Schonert, D.Semenov, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, L.F.F.Stokes, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, J.Thurn, M.Toropova, E.Unzhakov, A.Vishneva, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, S.Weinz, M.Wojcik, M.Wurm, Z.Yokley, O.Zaimidoroga, S.Zavatarelli, K.Zuber, G.Zuzel.  
[Modulations of the cosmic muon signal in ten years of Borexino data.](#)  
JCAP 02(2019)046, 30 p.
14. R.Arnold, C.Augier, A.S.Barabash, A.Basharina-Freshville, S.Blondel, S.Blot, M.Bongrand, D.Boursette, V.Brudanin, J.Busto, A.J.Caffrey, S.Calvez, M.Cascella, C.Cerna, J.P.Cesar, A.Chapon, E.Chauveau, A.Chopra, L.Dawson, D.Duchesneau, D.Durand, R.Dvornicky, V.Egorov, G.Eurin, J.J.Evans, L.Fajt, D.Filosofov, R.Flack, X.Garrido, C.Girard-Carillo, H.Gomez, B.Guillon, P.Guzowski, R.Hodak, A.Huber, P.Hubert, C.Hugon, S.Jullian, O.Kochetov, S.I.Konovalov, V.Kovalenko, D.Lalanne, K.Lang, Y.Lemiere, T. Le Noblet, Z.Liptak, X.R.Liu, P.Loaiza, G.Lutter, M.Macko, C.Macolino, F.Mamedov, C.Marquet, F.Mauger, A.Minotti, B.Morgan, J.Mott, I.Nemchenok, M.Nomachi, F.Nova, F.Nowacki, H.Ohsumi, G.Oliviero, R.B.Pahlka, C.Patrick, F.Perrot, A.Pin, F.Piquemal, P.Povinec,



- P.Pridal, Y.A.Ramachers, A.Remoto, J.L.Reyss, C.L.Riddle, E.Rukhadze, R.Saakyan, A.Salamatin, R.Salazar, X.Sarazin, J.Sedgbeer, Yu.Shitov, L.Simard, F.Simkovic, A.Smetana, K.Smolek, A.Smolnikov, S.Soldner-Rembold, B.Soule, I.Stekl, J.Suhonen, C.S.Sutton, G.Szklarz, H.Tedjditi, J.Thomas, V.Timkin, S.Torre, V.I.Tretyak, V.I.Tretyak, V.I.Umatov, I.Vanushin, C.Vilela, V.Vorobel, D.Waters, F.Xie, A.Zukauskas.  
[Detailed studies of  \$^{100}\text{Mo}\$  two-neutrino double beta decay in NEMO-3.](#)  
 Eur. Phys. J. C 79(2019)440, 11 p.
15. A.H.Abdelhameed, G.Angloher, P.Bauer, A.Bento, E.Bertoldo, C.Bucci, L.Canonica, A.D'Addabbo, X.Defay, S. Di Lorenzo, A.Erb, F.v.Feilitzsch, N.Ferreiro-Iachellini, S.Fichtinger, A.Fuss, P.Gorla, D.Hauff, J.Jochum, A.Kinast, H.Kluck, H.Kraus, A.Langenkamper, M.Mancuso, V.Mokina, E.Mondragon, A.Munster, M.Olmi, T.Ortmann, C.Pagliarone, L.Pattavina, F.Petricca, W.Potzel, F.Probst, F.Reindl, J.Rothe, K.Schaffner, J.Schieck, V.Schipperges, D.Schmiedmayer, S.Schonert, C.Schwertner, M.Stahlberg, L.Stodolsky, C.Strandhagen, R.Strauss, C.Turkoglu, I.Usherov, M.Willers, V.Zema, M.Chapellier, A.Giuliani, C.Nones, D.V.Poda, V.N.Shlegel, M.Velazquez, A.S.Zolotarova.  
[First results on sub-GeV spin-dependent dark matter interactions with  \$^7\text{Li}\$ .](#)  
 Eur. Phys. J. C 79(2019)630, 7 p.
16. V.Alenkov, H.W.Bae, J.Beyer, R.S.Boiko, K.Boonin, O.Buzanov, N.Chanthima, M.K.Cheoun, D.M.Chernyak, J.S.Cho, S.Choi, F.A.Danevich, M.Djamal, D.Drung, C.Enss, A.Fleischmann, A.M.Gangapshev, L.Gastaldo, Yu.M.Gavriljuk, A.M.Gezhaev, V.D.Grigoryeva, V.I.Gurentsov, O.Gylova, C.Ha, D.H.Ha, E.J.Ha, I.S.Hahn, C.H.Jang, E.J.Jeon, J.A.Jeon, H.S.Jo, J.Kaewkhao, C.S.Kang, S.J.Kang, W.G.Kang, V.V.Kazalov, S.Kempf, A.Khan, S.Khan, D.Y.Kim, G.W.Kim, H.B.Kim, H.J.Kim, H.L.Kim, H.S.Kim, I.Kim, S.C.Kim, S.G.Kim, S.K.Kim, S.R.Kim, W.T.Kim, Y.D.Kim, Y.H.Kim, K.Kirdsiri, Y.J.Ko, V.V.Kobychev, V.Kornoukhov, V.V.Kuzminov, D.H.Kwon, C.Lee, E.K.Lee, H.J.Lee, H.S.Lee, J.S.Lee, J.Y.Lee, K.B.Lee, M.H.Lee, M.K.Lee, S.W.Lee, S.W.Lee, S.H.Lee, D.Leonard, J.Li, J.Li, Y.Li, P.Limkitjaroenporn, E.P.Makarov, S.Y.Oh, Y.M.Oh, S.L.Olsen, A.Pabitra, S.I.Panasenko, I.Pandey, C.W.Park, H.K.Park, H.S.Park, K.S.Park, S.Y.Park, D.V.Poda, O.G.Polischuk, H.Prihtiadi, S.J.Ra, S.S.Ratkevich, G.Rooh, M.B.Sari, K.M.Seo, J.W.Shin, K.A.Shin, V.N.Shlegel, K.Siyeon, J.H.So, J.K.Son, N.Srisittipokakun, K.Sujita, V.I.Tretyak, R.Wirawan, K.R.Woo, Y.S.Yoon, Q.Yue, S.U.Zaman.  
[First results from the AMoRE-Pilot neutrinoless double beta decay experiment.](#)  
 Eur. Phys. J. C 79(2019)791, 12 p.
17. B.Singh, M.S.Basunia, M.Martin, E.A.McCutchan, I.Bala, R.Caballero-Folch, R.Canavan, R.Chakrabarti, A.Chekhovska, M.M.Grinder, S.Kaim, D.Kanjilal, D.Kasperovych, M.J.Kobra, H.Koura, S.Nandi, A.Olachel, A.Singh, B.P.E.Tee.  
[Nuclear data sheets for A=218.](#)  
 Nucl. Data Sheets 160(2019)405-471.
18. M.Agostini, K.Altenmuller, S.Appel, V.Atroshchenko, Z.Bagdasarian, D.Basilico, G.Bellini, J.Benziger, G.Bonfini, D.Bravo, B.Caccianiga, F.Calaprice, A.Caminata, L.Cappelli, S.Caprioli, M.Carlini, P.Cavalcante, F.Cavanna, A.Chepurnov, K.Choi, L.Collica, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, X.F.Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto, I.Drachnev, K.Fomenko, A.Formozov, D.Franco, F.Gabriele, C.Galbiati, M.Gschwender, C.Ghiano,

- M.Giammarchi, A.Goretti, M.Gromov, D.Guffanti, T.Houdy, E.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A.Jany, D.Jeschke, S.Kumaran, V.Kobychev, G.Korga, T.Lachenmaier, M.Laubenstein, E.Litvinovich, P.Lombardi, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, L.Lukyanchenko, I.Machulin, G.Manuzio, S.Marcocci, J.Maricic, J.Martyn, E.Meroni, M.Meyer, L.Miramonti, M.Misiaszek, V.Muratova, B.Neumair, M.Nieslony, L.Oberauer, V.Orekhov, F.Ortica, M.Pallavicini, L.Papp, O.Penek, L.Pietrofaccia, N.Pilipenko, A.Pocar, A.Porcelli, G.Raikov, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, M.Redchuk, A.Romani, N.Rossi, S.Rottenanger, S.Schonert, D.Semenov, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, L.F.F.Stokes, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, J.Thurn, E.Unzhakov, F.Villante, A.Vishneva, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, S.Weinz, M.Wojcik, M.Wurm, O.Zaimidoroga, S.Zavatarelli, K.Zuber, G.Zuzel.
- [Simultaneous precision spectroscopy of pp,  \$^7\text{Be}\$ , and pep solar neutrinos with Borexino Phase-II.](#)  
Phys. Rev. D 100(2019)082004, 17 p.
19. P.Belli, R.Bernabei, F.A.Danevich, A.Incicchitti, V.I.Tretyak.  
[Experimental searches for rare alpha and beta decays.](#)  
Eur. Phys. J. A 55(2019)140, 43 p.
20. P.Belli, R.Bernabei, R.S.Boiko, F.Cappella, V.Caracciolo, R.Cerulli, F.A.Danevich, A. Di Marco, A.Incicchitti, B.N.Kropivnyansky, M.Laubenstein, S.Nisi, D.V.Poda, O.G.Polischuk, V.I.Tretyak.  
[First direct search for  \$2\epsilon\$  and  \$\epsilon\beta^+\$  decay of  \$^{144}\text{Sm}\$  and  \$2\beta^-\$  decay of  \$^{154}\text{Sm}\$ .](#)  
Eur. Phys. J. A 55(2019)201, 9 p.
21. P.Belli, R.Bernabei, R.S.Boiko, F.Cappella, V.Caracciolo, R.Cerulli, F.A.Danevich, M.L. di Vacri, A.Incicchitti, B.N.Kropivnyansky, M.Laubenstein, S.Nisi, D.V.Poda, O.G.Polischuk, V.I.Tretyak.  
[First search for  \$2\epsilon\$  and  \$\epsilon\beta^+\$  processes in  \$^{168}\text{Yb}\$ .](#)  
Nucl. Phys. A 990(2019)64-78.
22. M. De Deo, G. Di Carlo, W.Fulgione, A.Molinario, S.Parlati, R.Podviiianiuk, A.Razeto.  
[Accurate GPS-based timestamp facility for Gran Sasso National Laboratory.](#)  
JINST 14(2019)P04001, 14 p.
23. P.Belli, R.Bernabei, Yu.A.Borovlev, F.Cappella, V.Caracciolo, R.Cerulli, F.A.Danevich, A.Incicchitti, D.V.Kasperovych, O.G.Polischuk, V.N.Shlegel, D.S.Tkachev, S.V.Tkachev, V.I.Tretyak, V.N.Zhdankov.  
[New development of radiopure  \$\text{ZnWO}\_4\$  crystal scintillators.](#)  
Nucl. Instrum. Meth. A 935(2019)89-94.
24. V.Novati, L.Berge, L.Dumoulin, A.Giuliani, M.Mancuso, P. de Marcillac, S.Marnieros, E.Olivieri, D.V.Poda, M.Tenconi, A.S.Zolotarova.  
[Charge-to-heat transducers exploiting the Neganov-Trofimov-Luke effect for light detection in rare-event searches.](#)  
Nucl. Instrum. Meth. A 940(2019)320-327.
25. M.Xue, D.V.Poda, Y.Zhang, H.Khalife, A.Giuliani, H.Peng, P. de Marcillac, E.Olivieri, S.Wen, K.Zhao, Y.We, V.Novati, A.S.Zolotarova, S.Marnieros, C.Nones, T.Redon, Z.Xu, X.Wang, P.Chen, H.Chen, L.Dumoulin.  
[First test of a  \$\text{CdMoO}\_4\$  scintillating bolometer for neutrinoless double beta decay experiments](#)

with  $^{116}\text{Cd}$  and  $^{100}\text{Mo}$  nuclides.

Nucl. Instrum. Meth. A 943(2019)162395, 5 p.

26. S.K.Agarwalla, M.Agostini, K.Altenmuller, S.Appel, V.Atroshchenko, Z.Bagdasarian, D.Basilico, G.Bellini, J.Benziger, D.Bick, G.Bonfini, D.Bravo, B.Caccianiga, F.Calaprice, A.Caminata, L.Cappelli, P.Cavalcante, F.Cavanna, A.Chepurnov, K.Choi, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, A. Di Giacinto, V. Di Marcello, X.F.Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto, I.Drachnev, K.Fomenko, A.Formozov, D.Franco, F.Gabriele, C.Galbiati, M.Gschwender, C.Ghiano, M.Giammarchi, A.Goretti, M.Gromov, D.Guffanti, C.Hagner, E.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A.Jany, D.Jeschke, S.Kumaran, V.Kobychev, G.Korga, T.Lachenmaier, M.Laubenstein, E.Litvinovich, P.Lombardi, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, L.Lukyanchenko, I.Machulin, G.Manuzio, S.Marcocci, J.Maricic, J.Martyn, E.Meroni, M.Meyer, L.Miramonti, M.Misiaszek, V.Muratova, B.Neumair, M.Nieslony, L.Oberauer, V.Orekhov, F.Ortica, M.Pallavicini, L.Papp, O.Penek, L.Pietrofaccia, N.Pilipenko, A.Pocar, G.Raikov, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, M.Redchuk, A.Romani, N.Rossi, S.Rottenanger, S.Schonert, D.Semenov, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, C.Sun, Y.Suvorov, T.Takeuchi, R.Tartaglia, G.Testera, J.Thurn, E.Unzhakov, A.Vishneva, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, M.Wojcik, M.Wurm, O.Zaimidoroga, S.Zavatarelli, K.Zuber, G.Zuzel.
- [Constraints on flavor-diagonal non-standard neutrino interactions from Borexino Phase-II.](#)  
JHEP 02(2020)038, 29 p.
27. E.Armengaud, C.Augier, A.S.Barabash, F.Bellini, G.Benato, A.Benoit, M.Beretta, L.Berge, J.Billard, Yu.A.Borovlev, Ch.Bourgeois, M.Briere, V.Brudanin, P.Camus, L.Cardani, N.Casali, A.Cazes, M.Chapellier, F.Charlieux, M. de Combarieu, I.Dafinei, F.A.Danevich, M. De Jesus, L.Dumoulin, K.Eitel, E.Elkhoury, F.Ferri, B.K.Fujikawa, J.Gascon, L.Gironi, A.Giuliani, V.D.Grigorieva, M.Gros, E.Guerard, D.L.Helis, H.Z.Huang, R.Huang, J.Johnston, A.Juillard, H.Khalife, M.Kleifges, V.V.Kobychev, Yu.G.Kolomensky, S.I.Konovalov, A.Leder, J.Kotila, P.Loaiza, L.Ma, E.P.Makarov, P. de Marcillac, L.Marini, S.Marnieros, D.Misiak, X.-F.Navick, C.Nones, V.Novati, E.Olivieri, J.L.Ouellet, L.Pagnanini, P.Pari, L.Pattavina, B.Paul, M.Pavan, H.Peng, G.Pessina, S.Pirro, D.V.Poda, O.G.Polischuk, E.Previdali, Th.Redon, S.Rozov, C.Rusconi, V.Sanglard, K.Schaffner, B.Schmidt, Y.Shen, V.N.Shlegel, B.Siebenborn, V.Singh, C.Tomei, V.I.Tretyak, V.I.Umatov, L.Vagneron, M.Velazquez, M.Weber, B.Welliver, L.Winslow, M.Xue, E.Yakushev, A.S.Zolotarova.
- [Precise measurement of  \$2\nu\beta\beta\$  decay of  \$^{100}\text{Mo}\$  with the CUPID-Mo detection technology.](#)  
Eur. Phys. J. C 80(2020)674, 10 p.
28. M.Agostini, K.Altenmuller, S.Appel, V.Atroshchenko, Z.Bagdasarian, D.Basilico, G.Bellini, J.Benziger, D.Bick, G.Bonfini, D.Bravo, B.Caccianiga, F.Calaprice, A.Caminata, L.Cappelli, P.Cavalcante, F.Cavanna, A.Chepurnov, K.Choi, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, A. Di Giacinto, V. Di Marcello, X.F.Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto, I.Drachnev, G.Fiorentini, A.Formozov, D.Franco, F.Gabriele, C.Galbiati, M.Gschwender, C.Ghiano, M.Giammarchi, A.Goretti, M.Gromov, D.Guffanti, C.Hagner, E.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A.Jany, D.Jeschke, S.Kumaran, V.Kobychev, G.Korga, T.Lachenmaier, T.Lasserre, M.Laubenstein, E.Litvinovich, P.Lombardi, I.Lomskaya, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, L.Lukyanchenko, I.Machulin, F.Mantovani, G.Manuzio, S.Marcocci, J.Maricic, J.Martyn, E.Meroni, M.Meyer, L.Miramonti, M.Misiaszek, M.Montuschi, V.Muratova, B.Neumair,

M.Nieslony, L.Oberauer, A.Onillon, V.Orekhov, F.Ortica, M.Pallavicini, L.Papp, O.Penek, L.Pietrofaccina, N.Pilipenko, A.Pocar, G.Raikov, M.T.Ranalli, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, M.Redchuk, B.Ricci, A.Romani, N.Rossi, S.Rottenanger, S.Schonert, D.Semenov, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, V.Strati, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, J.Thurn, E.Unzhakov, A.Vishneva, M.Vivier, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, M.Wojcik, M.Wurm, O.Zaimidoroga, S.Zavatarelli, K.Zuber, G.Zuzel.

[Comprehensive geoneutrino analysis with Borexino.](#)

Phys. Rev. D 101(2020)012009, 63 p.

29. M.Agostini, K.Altenmuller, S.Appel, V.Atroshchenko, Z.Bagdasarian, D.Basilico, G.Bellini, J.Benziger, D.Bick, D.Bravo, B.Caccianiga, F.Calaprice, A.Caminata, P.Cavalcante, A.Chepurnov, D.D' Angelo, S.Davini, A.Derbin, A. Di Giacinto, V. Di Marcello, X.F.Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto, I.Drachnev, A.Formozov, D.Franco, C.Galbiati, M.Gschwender, C.Ghiano, M.Giammarchi, A.Goretti, M.Gromov, D.Guffanti, C.Hagner, T.Houdy, E.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A.Jany, D.Jeschke, V.Kobychev, G.Korga, S.Kumaran, T.Lachenmaier, M.Laubenstein, E.Litvinovich, P.Lombardi, I.Lomskaya, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, L.Lukyanchenko, I.Machulin, S.Marcocci, J.Martyn, E.Meroni, M.Meyer, L.Miramonti, M.Misiaszek, V.Muratova, B.Neumair, M.Nieslony, R.Nugmanov, L.Oberauer, V.Orekhov, F.Ortica, M.Pallavicini, L.Papp, O.Penek, L.Pietrofaccina, N.Pilipenko, A.Pocar, G.Raikov, M.T.Ranalli, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, M.Redchuk, A.Romani, N.Rossi, S.Rottenanger, S.Schonert, D.Semenov, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, J.Thurn, E.Unzhakov, A.Vishneva, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, M.Wojcik, M.Wurm, S.Zavatarelli, K.Zuber, G.Zuzel.
- [Improved measurement of  \$^8\text{B}\$  solar neutrinos with 1.5 kt y of Borexino exposure.](#)
- Phys. Rev. D 101(2020)062001, 14 p.
30. R.Arnold, C.Augier, A.S.Barabash, A.Basharina-Freshville, S.Blondel, S.Blot, M.Bongrand, D.Boursette, R.Breier, V.Brudanin, J.Busto, A.J.Caffrey, S.Calvez, M.Cascella, C.Cerna, J.P.Cesar, A.Chapon, E.Chauveau, A.Chopra, L.Dawson, D.Duchesneau, D.Durand, V.Egorov, G.Eurin, J.J.Evans, L.Fajt, D.Filosofov, R.Flack, X.Garrido, C.Girard-Carillo, H.Gomez, B.Guillon, P.Guzowski, R.Hodak, A.Huber, P.Hubert, C.Hugon, S.Jullian, A.Klimenko, O.Kochetov, S.I.Konovalov, V.Kovalenko, D.Lalanne, K.Lang, Y.Lemiere, T. Le Noblet, Z.Liptak, X.R.Liu, P.Loaiza, G.Lutter, M.Macko, C.Macolino, F.Mamedov, C.Marquet, F.Mauger, A.Minotti, B.Morgan, J.Mott, I.Nemchenok, M.Nomachi, F.Nova, F.Nowacki, H.Ohsumi, G.Oliviero, R.B.Pahlka, V.Palusova, C.Patrick, F.Perrot, A.Pin, F.Piquemal, P.Povinec, P.Pridal, Y.A.Ramachers, A.Remoto, J.L.Reyss, B.Richards, C.L.Riddle, E.Rukhadze, R.Saakyan, R.Salazar, X.Sarazin, J.Sedgbeer, Yu.Shitov, L.Simard, F.Simkovic, A.Smetana, K.Smolek, A.Smolnikov, S.Soldner-Rembold, B.Soule, I.Stekl, J.Suhonen, C.S.Sutton, G.Szklarz, H.Tedjditi, J.Thomas, V.Timkin, S.Torre, V.I.Tretyak, V.I.Tretyak, V.I.Umatov, I.Vanushin, C.Vilela, V.Vorobel, D.Waters, F.Xie, A.Zukauskas.
- [Search for the double-beta decay of  \$^{82}\text{Se}\$  to the excited states of  \$^{82}\text{Kr}\$  with NEMO-3.](#)
- Nucl. Phys. A 996(2020)121701, 21 p.
31. F.A.Danevich, M.Hult, D.V.Kasperovych, G.P.Kovtun, K.V.Kovtun, G.Lutter, G.Marissens, O.G.Polischuk, S.P.Stetsenko, V.I.Tretyak.

[First search for  \$2\epsilon\$  and  \$\epsilon\beta^+\$  decay of  \$^{174}\text{Hf}\$ .](#)

Nucl. Phys. A 996(2020)121703, 14 p.

32. E.Armengaud, C.Augier, A.S.Barabash, F.Bellini, G.Benato, A.Benoit, M.Beretta, L.Berge, J.Billard, Yu.A.Borovlev, Ch.Bourgeois, V.B.Brudanin, P.Camus, L.Cardani, N.Casali, A.Cazes, M.Chapellier, F.Charlieux, D.Chiesa, M. de Combarieu, I.Dafinei, F.A.Danevich, M. De Jesus, T.Dixon, L.Dumoulin, K.Eitel, F.Ferri, B.K.Fujikawa, J.Gascon, L.Gironi, A.Giuliani, V.D.Grigorieva, M.Gros, E.Guerard, D.L.Helis, H.Z.Huang, R.Huang, J.Johnston, A.Juillard, H.Khalife, M.Kleifges, V.V.Kobychev, Yu.G.Kolomensky, S.I.Konovalov, A.Leder, P.Loaiza, L.Ma, E.P.Makarov, P. de Marcillac, R.Mariam, L.Marini, S.Marnieros, D.Misiak, X.-F.Navick, C.Nones, E.B.Norman, V.Novati, E.Olivieri, J.L.Ouellet, L.Pagnanini, P.Pari, L.Pattavina, B.Paul, M.Pavan, H.Peng, G.Pessina, S.Pirro, D.V.Poda, O.G.Polischuk, S.Pozzi, E.Previtali, Th.Redon, A.Rojas, S.Rozov, C.Rusconi, V.Sanglard, J.A.Scarpaci, K.Schaffner, B.Schmidt, Y.Shen, V.N.Shlegel, B.Siebenborn, V.Singh, C.Tomei, V.I.Tretyak, V.I.Umatov, L.Vagneron, M.Velazquez, B.Welliver, L.Winslow, M.Xue, E.Yakushev, M.Zarytsky, A.S.Zolotarova.

[New limit for neutrinoless double-beta decay of  \$^{100}\text{Mo}\$  from the CUPID-Mo experiment.](#)

Phys. Rev. Lett. 126(2021)181802, 7 p.

33. M.Agostini, K.Altenmuller, S.Appel, V.Atroshchenko, Z.Bagdasarian, D.Basilico, G.Bellini, J.Benziger, D.Bick, G.Bonfini, D.Bravo, B.Caccianiga, F.Calaprice, A.Caminata, L.Cappelli, P.Cavalcante, F.Cavanna, A.Chepurnov, K.Choi, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, A. Di Giacinto, V. Di Marcello, X.F.Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto, I.Drachnev, A.Formozov, D.Franco, F.Gabriele, C.Galbiati, M.Gschwender, C.Ghiano, M.Giammarchi, A.Goretti, M.Gromov, D.Guffanti, C.Hagner, E.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A.Jany, D.Jeschke, S.Kumaran, V.Kobychev, G.Korga, T.Lachenmaier, M.Laubenstein, E.Litvinovich, P.Lombardi, I.Lomskaya, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, L.Lukyanchenko, I.Machulin, G.Manuzio, S.Marcocci, J.Maricic, J.Martyn, E.Meroni, M.Meyer, L.Miramonti, M.Misiaszek, V.Muratova, B.Neumair, M.Nieslony, L.Oberauer, V.Orekhov, F.Ortica, M.Pallavicini, L.Papp, O.Penek, L.Pietrofaccia, N.Pilipenko, A.Pocar, G.Raikov, M.T.Ranalli, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, M.Redchuk, B.Ricci, A.Romani, N.Rossi, S.Rottenanger, S.Schonert, D.Semenov, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, J.Thurn, E.Unzhakov, A.Vishneva, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, M.Wojcik, M.Wurm, O.Zaimidoroga, S.Zavatarelli, K.Zuber, G.Zuzel.

[Search for low-energy neutrinos from astrophysical sources with Borexino.](#)

Astropart. Phys. 125(2021)102509, 12 p.

34. M.Agostini, K.Altenmuller, S.Appel, V.Atroshchenko, Z.Bagdasarian, D.Basilico, G.Bellini, J.Benziger, R.Biondi, D.Bravo, B.Caccianiga, F.Calaprice, A.Caminata, P.Cavalcante, A.Chepurnov, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, A. Di Giacinto, V. Di Marcello, X.F.Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto, I.Drachnev, A.Formozov, D.Franco, C.Galbiati, C.Ghiano, M.Giammarchi, A.Goretti, A.S.Gottel, M.Gromov, D.Guffanti, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A.Jany, D.Jeschke, V.Kobychev, G.Korga, S.Kumaran, M.Laubenstein, E.Litvinovich, P.Lombardi, I.Lomskaya, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, L.Lukyanchenko, I.Machulin, J.Martyn, E.Meroni, M.Meyer, L.Miramonti, M.Misiaszek, V.Muratova, B.Neumair, M.Nieslony, R.Nugmanov, L.Oberauer, V.Orekhov, F.Ortica, M.Pallavicini, L.Papp,

L.Pelicci, O.Penek, L.Pietrofaccina, N.Pilipenko, A.Pocar, G.Raikov, M.T.Ranalli, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, M.Redchuk, A.Romani, N.Rossi, S.Schonert, D.Semenov, G.Settanta, M.Skorokhvatov, A.Singhal, O.Smirnov, A.Sotnikov, Y.Suvorov,† R.Tartaglia, G.Testera, J.Thurn, E.Unzhakov, A.Vishneva, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, A.Wessel, M.Wojcik, B.Wonsak, M.Wurm, S.Zavatarelli, K.Zuber, G.Zuzel.

[First directional measurement of sub-MeV solar neutrinos with Borexino.](#)

Phys. Rev. Lett. 128(2022)091803, 7 p.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.128.091803>.

35. M.Agostini, K.Altenmuller, S.Appel, V.Atroshchenko, Z.Bagdasarian, D.Basilico, G.Bellini, J.Benziger, R.Biondi, D.Bravo, B.Caccianiga, F.Calaprice, A.Caminata, P.Cavalcante, A.Chepurnov, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, A. Di Giacinto, V. Di Marcello, X.F.Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto, I.Drachnev, A.Formozov, D.Franco, C.Galbiati, C.Ghiano, M.Giammarchi, A.Goretti, A.S.Gottel, M.Gromov, D.Guffanti, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A.Jany, D.Jeschke, V.Kobychev, G.Korga, S.Kumaran, M.Laubenstein, E.Litvinovich, P.Lombardi, I.Lomskaya, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, L.Lukyanchenko, I.Machulin, J.Martyn, E.Meroni, M.Meyer, L.Miramonti, M.Misiaszek, V.Muratova, B.Neumair, M.Nieslony, R.Nugmanov, L.Oberauer, V.Orekhov, F.Ortica, M.Pallavicini, L.Papp, L.Pelicci, O.Penek, L.Pietrofaccina, N.Pilipenko, A.Pocar, G.Raikov, M.T.Ranalli, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, M.Redchuk, A.Romani, N.Rossi, S.Schonert, D.Semenov, G.Settanta, M.Skorokhvatov, A.Singhal, O.Smirnov, A.Sotnikov, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, J.Thurn, E.Unzhakov, A.Vishneva, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, A.Wessel, M.Wojcik, B.Wonsak, M.Wurm, S.Zavatarelli, K.Zuber, G.Zuzel.

[Correlated and integrated directionality for sub-MeV solar neutrinos in Borexino.](#)

Phys. Rev. D 105(2022)052002, 21 p.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.052002>.

36. F.A.Danevich, M.Hult, A.Junghans, D.V.Kasperovych, B.N.Kropivyansky, G.Lutter, G.Marissens, O.G.Polischuk, M.V.Romaniuk, H.Stroh, S.Tessalina, V.I.Tretyak, B.Ware. [New limits on double-beta decay of  \$^{190}\text{Pt}\$  and  \$^{198}\text{Pt}\$ .](#)

Eur. Phys. J. C 82(2022)29, 12 p.

<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-09989-1>.

37. S.Appel, Z.Bagdasarian, D.Basilico, G.Bellini, J.Benziger, R.Biondi, B.Caccianiga, F.Calaprice, A.Caminata, A.Chepurnov, D.D'Angelo, A.Derbin, A. Di Giacinto, V. Di Marcello, X.F.Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto, I.Drachnev, D.Franco, C.Galbiati, C.Ghiano, M.Giammarchi, A.Goretti, A.S.Gottel, M.Gromov, D.Guffanti, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A.Jany, V.Kobychev, G.Korga, S.Kumaran, M.Laubenstein, E.Litvinovich, P.Lombardi, I.Lomskaya, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, I.Machulin, J.Martyn, E.Meroni, L.Miramonti, M.Misiaszek, V.Muratova, R.Nugmanov, L.Oberauer, V.Orekhov, F.Ortica, M.Pallavicini, L.Pelicci, O.Penek, L.Pietrofaccina, N.Pilipenko, A.Pocar, G.Raikov, M.T.Ranalli, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, M.Redchuk, N.Rossi, S.Schonert, D.Semenov, G.Settanta, M.Skorokhvatov, A.Singhal, O.Smirnov, A.Sotnikov, R.Tartaglia, G.Testera, E.Unzhakov, A.Vishneva, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, M.Wojcik, M.Wurm, S.Zavatarelli, I.Zhutikov, K.Zuber, G.Zuzel.

[Search for low-energy signals from fast radio bursts with the Borexino detector.](#)

- Eur. Phys. J. C 82(2022)278, 13 p.  
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10197-0>.
38. J.W.Beeman, G.Benato, C.Bucci, L.Canonica, P.Carniti, E.Celi, M.Clemenza, A.D'Addabbo, F.A.Danevich, S. Di Domizio, S. Di Lorenzo, O.M.Dubovik, N.Ferreiro-Iachellini, F.Ferroni, E.Fiorini, S.Fu, A.Garai, S.Ghislandi, L.Gironi, P.Gorla, C.Gotti, P.V.Guillaumon, D.Helis, G.P.Kovtun, M.Mancuso, L.Marini, M.Olmi, L.Pagnanini, L.Pattavina, G.Pessina, F.Petricca, S.Pirro, S.Pozzi, A.Puiu, S.Quitadamo, J.Rothe, A.P.Scherban, S.Schonert, D.A.Solopikhin, R.Strauss, E.Tarabini, V.I.Tretyak, I.A.Tupitsyna, V.Wagner.  
**Radiopurity of a kg-scale PbWO<sub>4</sub> cryogenic detector produced from archaeological Pb for the RES-NOVA experiment.**  
Eur. Phys. J. C 82(2022)692, 9 p.  
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10656-8>.
39. K.Alfonso, A.ArmatoL, C.Augier, F.T.Avignone III, O.Azzolini, M.Balata, A.S.Barabash, G.Bari, A.Barresi, D.Baudin, F.Bellini, G.Benato, M.Beretta, M.Bettelli, M.Biassoni, J.Billard, V.Boldrini, A.Branca, C.Brofferio, C.Bucci, J.Camilleri, A.Campani, C.Capelli, S.Capelli, L.Cappelli, L.Cardani, P.Carniti, N.Casali, E.Celi, C.Chang, D.Chiesa, M.Clemenza, I.Colantoni, S.Copello, E.Craft, O.Cremonesi, R.J.Creswick, A.Cruciani, A.D'Addabbo, G.D'Imperio, S.Dabagov, I.Dafinei, F.A.Danevich, M.De Jesus, P. de Marcillac, S.Dell'Oro, S. Di Domizio, S. Di Lorenzo, T.Dixon, V.Dompe, A.Drobizhev, L.Dumoulin, G.Fantini, M.Faverzani, E.Ferri, F.Ferri, F.Ferroni, E.Figueroa-Feliciano, L.Foggetta, J.Formaggio, A.Franceschi, C.Fu, S.Fu, B.K.Fujikawa, A.Gallas, J.Gascon, S.Ghislandi, A.Giachero, A.Gianvecchio, L.Gironi, A.Giuliani, P.Gorla, C.Gotti, C.Grant, P.Gras, P.V.Guillaumon, T.D.Gutierrez, K.Han, E.V.Hansen, K.M.Heeger, D.L.Helis, H.Z.Huang, L.Imbert, J.Johnston, A.Juillard, G.Karapetrov, G.Keppel, H.Khalife, V.V.Kobychev, Yu.G.Kolomensky, S.I.Konovalov, R.Kowalski, T.Langford, M.Lefevre, R.Liu, Y.Liu, P.Loaiza, L.Ma, M.Madhukuttan, F.Mancarella, L.Marini, S.Marnieros, M.Martinez, R.H.Maruyama, Ph.Mas, B.Mauri, D.Mayer, G.Mazzitelli, Y.Mei, S.Milana, S.Morganti, T.Napolitano, M.Nastasi, J.Nikkel, S.Nisi, C.Nones, E.B.Norman, V.Novosad, I.Nutini, T.O'Donnell, E.Olivieri, M.Olmi, J.L.Ouellet, S.Pagan, C.Pagliarone, L.Pagnanini, L.Pattavina, M.Pavan, H.Peng, G.Pessina, V.Pettinacci, C.Pira, S.Pirro, D.V.Poda, O.G.Polischuk, I.Ponce, S.Pozzi, E.Previtali, A.Puiu, S.Quitadamo, A.Ressa, R.Rizzoli, C.Rosenfeld, P.Rosier, J.Scarpaci, B.Schmidt, V.Sharma, V.N.Shlegel, V.Singh, M.Sisti, P.Slocum, D.Speller, P.T.Surukuchi, L.Taffarello, C.Tomei, J.A.Torres, V.I.Tretyak, A.Tsymbaliuk, M.Velazquez, K.J.Vetter, S.L.Wagaarachchi, G.Wang, L.Wang, R.Wang, B.Welliver, J.Wilson, K.Wilson, L.A.Winslow, M.Xue, L.Yan, J.Yang, V.Yefremenko, V.I.Umatov, M.M.Zarytskyy, J.Zhang, A.Zolotarova, S.Zucchelli.  
**Optimization of the first CUPID detector module.**  
Eur. Phys. J. C 82(2022)810, 9 p.  
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10720-3>.
40. V.Ya.Degoda, L.A.Afanasieva, P.Belli, R.Bernabei, F.Cappella, V.Caracciolo, R.Cerulli, F.A.Danevich, A.Incicchitti, A.Leoncini, D.V.Kasperovych, Ya.P.Kogut, G.P.Podust.  
**Luminescence of ZnWO<sub>4</sub> crystals under X-ray excitation.**

- J. Luminesc. 249(2022)119028, 10 p.  
<https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2022.119028>.
41. P.Belli, R.Bernabei, F.Cappella, V.Caracciolo, R.Cerulli, F.A.Danevich, A.Incicchitti, D.V.Kasperovych, V.V.Kobychev, M.Laubenstein, D.V.Poda, O.G.Polischuk, N.V.Sokur, V.I.Tretyak.  
 Search for naturally occurring seaborgium with radiopure  $^{116}\text{CdWO}_4$  crystal scintillators. Phys. Scripta 97(2022)085302, 9 p.  
<https://doi.org/10.1088/1402-4896/ac7a6d>.
42. P.Belli, R.Bernabei, Yu.A.Borovlev, F.Cappella, V.Caracciolo, R.Cerulli, F.A.Danevich, V.Ya.Degoda, A.Incicchitti, D.V.Kasperovych, Ya.P.Kogut, A.Leoncini, G.P.Podust, A.G.Postupaeva, V.N.Shlegel.  
 Optical, luminescence, and scintillation properties of advanced  $\text{ZnWO}_4$  crystal scintillators. Nucl. Instrum. Meth. A 1029(2022)166400, 7 p.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.166400>.
43. S.Appel, Z.Bagdasarian, D.Basilico, G.Bellini, J.Benziger, R.Biondi, B.Caccianiga, F.Calaprice, A.Caminata, P.Cavalcante, A.Chepurnov, D.D'Angelo, A.Derbin, A. Di Giacinto, V. Di Marcello, X.F.Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto, I. Drachnev, D.Franco, C.Galbiati, C.Ghiano, M.Giammarchi, A.Goretti, A.S.Gottel, M.Gromov, D.Guffanti, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A.Jany, V.Kobychev, G.Korga, S.Kumaran, M.Laubenstein, E.Litvinovich, P.Lombardi, I.Lomskaya, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, I.Machulin, J.Martyn, E.Meroni, L.Miramonti, M.Misiaszek, V.Muratova, R.Nugmanov, L.Oberauer, V.Orekhov, F.Ortica, M.Pallavicini, L.Papp, L.Pellicci, O.Penek, L.Pietrofaccina, N.Pilipenko, A.Pocar, G.Raikov, M.T.Ranalli, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, M.Redchuk, N.Rossi, S.Schonert, D.Semenov, G.Settanta, M.Skorokhvatov, A.Singhal, O.Smirnov, A.Sotnikov, R.Tartaglia, G.Testera, E.Unzhakov, F.L.Villante, A.Vishneva, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, M.Wojcik, M.Wurm, S.Zavatarelli, K.Zuber, G.Zuzel.  
[Improved Measurement of Solar Neutrinos from the Carbon-Nitrogen-Oxygen Cycle by Borexino and Its Implications for the Standard Solar Model.](https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.166400)  
 Phys. Rev. Lett. 129 (2022) 252701, 10 p.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.252701>
44. C. Augier, A. S. Barabash, F. Bellini, G. Benato, M. Beretta, L. Bergé, J. Billard, Yu.A. Borovlev, L. Cardani, N. Casali, A. Cazes, M. Chapellier, D. Chiesa, I. Dafinei, F.A. Danevich, M. De Jesus, P. de Marcillac, T. Dixon, L. Dumoulin, K. Eitel, F. Ferri, B.K. Fujikawa, J. Gascon, L. Gironi, A. Giuliani, V.D. Grigorieva, M. Gros, D.L. Helis, H.Z. Huang, R. Huang, L. Imbert, J. Johnston, A. Juillard, H. Khalife, M. Kleifges, V.V. Kobychev, Yu.G. Kolomensky, S.I. Konovalov, P. Loaiza, L. Ma, E.P. Makarov, R. Mariam, L. Marini, S. Marnieros, X.-F. Navick, C. Nones, E.B. Norman, E. Olivieri, J.L. Ouellet, L. Pagnanini, L. Pattavina, B. Paul, M. Pavan, H. Peng, G. Pessina, S. Pirro, D.V. Poda, O.G. Polischuk, S. Pozzi, E. Previtali, Th. Redon, A. Rojas, S. Rozov, V. Sanglard, J. A. Scarpaci, B. Schmidt, Y. Shen, V.N. Shlegel, V. Singh, C. Tomei, V.I. Tretyak, V. I. Umatov, L. Vagneron, M. Velázquez, B. Welliver, L. Winslow, M. Xue, E. Yakushev, M. Zarytskyy, A.S. Zolotarova  
[Final results on the  \$0\nu\beta\beta\$  decay half-life limit of  \$^{100}\text{Mo}\$  from the CUPID-Mo experiment](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10942-5)  
 Eur. Phys. J. C 82 (2022) 1033, 20 p.  
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10942-5>
45. A.F. Leder, D. Mayer, J.L. Ouellet, F.A. Danevich, L. Dumoulin, A. Giuliani, J. Kostensalo, J. Kotila, P. de Marcillac, C. Nones, V. Novati, E. Olivieri, D. Poda, J. Suhonen, V.I. Tretyak, L.



Winslow, A. Zolotarova

Determining  $g_A/g_V$  with High Resolution Spectral Measurements Using an LiInSe<sub>2</sub> Bolometer

Phys. Rev. Lett. 129 (2022) 232502.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.232502>

## ДОПОВІДІ НА МІЖНАРОДНИХ КОНФЕРЕНЦІЯХ, НАРАДАХ, ШКОЛАХ, СЕМІНАРАХ

1. D.V. Poda, Preliminary results of CUPID-Mo prototypes, CUPID-Mo kick-off meeting (Перша нарада колаборації CUPID-Mo), CSNSM, Orsay, France, March 29–30, 2018
2. D.V. Poda, Summary of the analysis meeting, CUPID-Mo kick-off meeting (Перша нарада колаборації CUPID-Mo), CSNSM, Orsay, France, March 29–30, 2018
3. F.A. Danevich, Preliminary result on the half-life of Mo-100, CUPID-Mo kick-off meeting (Перша нарада колаборації CUPID-Mo), CSNSM, Orsay, France, March 29–30, 2018
4. F.A. Danevich, Status of AMoRE, CUPID-Mo kick-off meeting (Перша нарада колаборації CUPID-Mo), CSNSM, Orsay, France, March 29–30, 2018
5. V.I. Tretyak, A multi-isotope experiment, CUPID-Mo kick-off meeting (Перша нарада колаборації CUPID-Mo), CSNSM, Orsay, France, March 29–30, 2018
6. D.V. Poda,  $^{100}\text{Mo}$   $\beta\beta$  decay search in the CUPID-Mo experiment with enriched scintillating bolometers, The XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (XXVIII Міжнародна конференція з нейтринної фізики та астрофізики), Heidelberg, Germany, 4–9 June 2018
7. D.V. Poda, Status and perspectives of  $2\beta$  decay search with cryogenic detectors, The Fifteenth Marcel Grossmann Meeting on Recent Developments in Theoretical and Experimental General Relativity, Astrophysics and Relativistic Field Theories (MG15) (15-та Гросманівська зустріч з поточного розвитку в теоретичної та експериментальної загальної теорії відносності, астрофізики і релятивістських польових теоріях), Rome, Italy, 01–07 July 2018
8. V.I. Tretyak, KINR Lepton Physics Department's results and perspectives in the LIA IDEATE framework, LIA IDEATE meeting (Нарада спільної французько-української лабораторії LIA IDEATE), PUET, Poltava, Ukraine, July 17, 2018
9. V.V. Kobaychev, The search for solar hadronic axions by nuclear resonant method, Seminar at the Kyungpook National University (Семінар у Національному університеті Кьонбук), Daegu, Korea, August 22, 2018
10. F.A. Danevich, Neutrino mass estimations from double beta decay experiments with several nuclei, 16th AMoRE collaboration meeting (16-та нарада колаборації AMoRE), Institute for Basic Science, Daejeon, Korea, August 23-24, 2018
11. V.V. Kobaychev, Cosmogenic activation of molybdates *in situ*, 16th AMoRE collaboration meeting (16-та нарада колаборації AMoRE), Institute for Basic Science, Daejeon, Korea, August 23–24, 2018
12. F.A. Danevich, Search for double beta decay with scintillators, Scientific seminar at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso (Науковий семінар у Національній лабораторії Гран-Сассо), Italy, October 04, 2018
13. D.V. Kasperovych, Investigation of  $2\beta$  decay of  $^{150}\text{Nd}$  to the first  $0^+$  excited level of  $^{150}\text{Sm}$  with the help of HPGe  $\gamma$ -spectrometry, Joint ICTP-IAEA Workshop on Nuclear Structure and Decay Data: Theory, Experiment and Evaluation (Спільна нарада МЦТФ-МАГАТЕ з ядерної структури і даних про розпади: теорія, експеримент та оцінки), ICTP Trieste, Italy, 15–26 Oct 2018

14. V.I. Tretyak, Final results of the Aurora experiment to study double beta decay of  $^{116}\text{Cd}$  with enriched  $^{116}\text{CdWO}_4$  crystal scintillators, 12th Int. Conf. Matrix Elements for the Double-beta-decay Experiments (MEDEX'2019) The Czech National Library of Technology, Prague, 27–31 May 2019.
15. F.A. Danevich, Precise measurement of two-neutrino double-beta decay of  $^{100}\text{Mo}$  with lithium molybdate low temperature detectors: preliminary results, 12th Int. Conf. Matrix Elements for the Double-beta-decay Experiments (MEDEX'2019) The Czech National Library of Technology, Prague, 27-31 May 2019
16. O.G. Polishchuk, New limit on two neutrino electron capture with positron emission in  $^{106}\text{Cd}$ , 12th Int. Conf. Matrix Elements for the Double-beta-decay Experiments (MEDEX'2019) The Czech National Library of Technology, Prague, 27–31 May 2019
17. D.V. Kasperovych, Study of double beta decay of  $^{150}\text{Nd}$  to the first  $0^+$  excited level of  $^{150}\text{Sm}$ , 12th Int. Conf. Matrix Elements for the Double-beta-decay Experiments (MEDEX'2019) The Czech National Library of Technology, Prague, 27–31 May 2019
18. D.V. Kasperovych, Experimental study of  $2\beta$  decay of  $^{150}\text{Nd}$  to the first  $0^+$  excited level of  $^{150}\text{Sm}$  (poster), The VIII Pontecorvo Neutrino Physics School Sinaia, Romania, September 1–10, 2019
19. V.R. Klavdiienko,  $^{50}\text{V}$  decay scheme (poster), The VIII Pontecorvo Neutrino Physics School Sinaia, Romania, September 1–10, 2019
20. F.A. Danevich, Status of double beta decay experiments, The 19th AMoRE collaboration meeting, Daejeon, Korea, February 20–21, 2020;
21. V.V. Kobychhev, Choice of crystals for AMoRE-II: backgrounds, efficiencies, mass of 100Mo, The 19th AMoRE collaboration meeting, Daejeon, Korea, February 20–21, 2020
22. O.G. Polischuk et al., Investigation of  $2\beta$  decay of  $^{150}\text{Nd}$  to the first  $0^+$  excited level of  $^{150}\text{Sm}$ , 9th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2020), 4 September – 2 October 2020, Crete, Greek
23. V.R. Klavdiienko et al., Search for double beta decay of  $^{106}\text{Cd}$ , 9th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2020), 4 September – 2 October 2020, Crete, Greek
24. V.I. Tretyak, DECAY0 event generator for initial kinematics of particles in alpha, beta and 2beta decays, French-Ukrainian Workshop, 19–23 October 2020, IJCLab, Orsay, France
25. V.I. Tretyak, Possible searches for  $2\alpha$  and  $2\beta$  decays of  $^{232}\text{Th}$  in  $\text{ThO}_2$  measurements with HPGe detector, The 21st AMoRE collaboration meeting (on-line), February 24–26, 2021
26. V.V. Kobychhev, Cylinder or box: choice of the crystal shape for AMoRE-II, The 21st AMoRE collaboration meeting (on-line), February 24–26, 2021
27. N.V. Sokur, Different approaches for analysis of pile-up events in cryogenic detectors, The 21st AMoRE collaboration meeting (on-line), February 24–26, 2021
28. M.M. Zarytskyy, Monte Carlo simulations for the CROSS experiment, CROSS annual meeting (on-line), 14–16 Jun 2021
29. V.R. Klavdiienko, Study of double beta decay of  $^{106}\text{Cd}$  by using  $^{106}\text{CdWO}_4$  crystal, International Conference of Young Students and Postgraduates "IEF-2021", May 26–28, 2021, Uzhgorod (on-line)

30. N.V. Sokur, Comparison of approaches for analysis of pile-up events in the AMoRE experiment, International Conference of Young Students and Postgraduates "IEF-2021", May 26–28, 2021, Uzhgorod (on-line)
31. V.V. Kobychyev, Monte Carlo simulation of radiogenic backgrounds for BINGO, The 1st BINGO General Meeting (on-line), July 12–13, 2021
32. V.I. Tretyak, Some rare processes in Li, Mo, W, Zn for possible search in the BINGO experiment, The 1st BINGO General Meeting (on-line), July 12–13, 2021
33. V.I. Tretyak, Semiempirical calculation of quenching factors for ions in scintillators, Darkness on the table: ideas on tabletop experiments for dark matter / exotic particle search, Asia-Pacific Center for Theoretical Physics, Pohang, Korea (on-line), August 8–11, 2021.
34. N.V. Sokur, Analysis of pile-up events, The 22nd AMoRE collaboration meeting, 23–25 August 2021, Institute for Basic Science, Korea (on-line)
35. N.V. Sokur, The half-life of  $^{212}\text{Po}$ , 10th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2021), August 23rd - September 2nd, 2021, OAC conference center, Kolymbari, Crete, Greece (on-line)
36. N.V. Sokur, Analysis of pile-up events for the AMoRE, Int. school-seminar for young scientists "Functional materials for technical and biomedical applications", 6–10 September 2021, Kharkiv, Ukraine
37. V.R. Klavdiienko, New results of the experiment to search for double beta decay of  $^{106}\text{Cd}$  with the help of enriched  $^{106}\text{CdWO}_4$  scintillator, Int. school-seminar for young scientists "Functional materials for technical and biomedical applications", 6–10 September 2021, Kharkiv, Ukraine
38. D.V. Kasperovych, Investigation of rare nuclear processes in neodymium and osmium naturally occurring isotopes, Seminar at the INFN section Rome 1, 08 November 2021, Rome, Italy
39. V.I. Tretyak, Background from solar neutrinos in search for  $2\beta 0\nu$  decay of  $^{100}\text{Mo}$ , 23-25.02.2021, 23<sup>rd</sup> AMoRE collaboration meeting, Yemilab, Korea (by Zoom).
40. V.V. Kobychyev, Sensitivity of AMoRE to  $^7\text{Li}$  solar axions, 23–25.02.2021, 23<sup>rd</sup> AMoRE collaboration meeting, Yemilab, Korea (by Zoom).
41. F.A. Danevich, BALOO, a BAsement CdWO<sub>4</sub> scintillation LOw backgrOund detector, 2–6.05.2022, ICRM- LLRMT (International Committee for Radionuclide Metrology – Low-Level Radioactivity Measurement Techniques) Conf., LNGS, Assergi, Italy.
42. F.A. Danevich, Possibilities of  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  production in Ukraine, 25.05.2022, CUPID TCB Meeting, LNGS, Assergi, Italy (by Zoom)
43. M.M.Zarytsky, Studies of the CUPID-Mo detector performance using a dedicated  $^{56}\text{Co}$  calibration (poster), 30.05-4.06.2022, Int. Conf. Neutrino'2022, Seoul, Korea (by Zoom)
44. F.A. Danevich, Production of  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  in Ukraine, 9–10.06.2022, CUPID meeting, LNGS, Assergi, Italy.
45. F.A. Danevich, Astroparticle physics in Ukraine, 18–19.07.2022, APPEC General Assembly, Vienna, Austria.
46. M.M.Zarytsky, Nylon wires simulation for the BINGO experiment, 26–27.09.2022, BINGO meeting, IJCLab, Orsay, France (by Zoom).

47. V.V.Kobychev, Monte Carlo simulation of radiogenic backgrounds in cryogenic veto of BINGO, 26–27.09.2022, BINGO meeting, IJCLab, Orsay, France (by Zoom).
48. V.V.Kobychev, Measurements of the CNO solar neutrino flux by Borexino, 18–21.10.2022, International Conference “Astronomy and Space Physics in the Kyiv University”, Kyiv, Ukraine (by Zoom).

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

---

- <sup>1</sup> I. Esteban, M. C. Gonzalez-Garcia, A. Hernandez-Cabezudo, M. Maltoni, and T. Schwetz, *J. High Energy Phys.* 01 (2019) 106.
- <sup>2</sup> R. N. Mohapatra and G. Senjanović, *Phys. Rev. Lett.* 44, 912 (1980).
- <sup>3</sup> J. Schechter and J.W. F. Valle, *Phys. Rev. D* 22, 2227 (1980).
- <sup>4</sup> E. Majorana, “Teoria simmetrica dell’elettrone e del positrone,” *Nuovo Cimento* 14, 171 (1937).
- <sup>5</sup> G. Racah, *Nuovo Cimento* 14, 322 (1937).
- <sup>6</sup> M. Fukugita and T. Yanagida, *Phys. Lett. B* 174, 45 (1986).
- <sup>7</sup> S. Davidson, E. Nardi, and Y. Nir, *Phys. Rep.* 466, 105 (2008).
- <sup>8</sup> Reines, F., and C. L. Cowan, “The neutrino,” *Nature (London)* 178 (1956) 446–449.
- <sup>9</sup> Reines, F., and C. L. Cowan, “Free antineutrino absorption cross section. I. Measurement of the free antineutrino absorption cross section by protons,” *Phys. Rev.* 113 (1959) 273–279.
- <sup>10</sup> W. H. Furry, *Phys. Rev.* 56, 1184 (1939).
- <sup>11</sup> S.M. Bilenky and C. Giunti, Neutrinoless double-beta decay. A brief review, *Modern Physics Letters A* 27 (2012) 1230015.
- <sup>12</sup> S. Dell’Oro, S. Marcocci, M. Viel, F. Vissani, Neutrinoless double beta decay: 2015 review. *Adv. High Energy Phys.* 2016, 2162659 (2016).
- <sup>13</sup> M.J. Dolinski, A.W.P. Poon, W. Rodejohann, Neutrinoless doublebeta decay: status and prospects. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 69, 219 (2019)
- <sup>14</sup> A. Gando et al. (KamLAND-Zen Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 117, 082503 (2016).
- <sup>15</sup> G. Anton et al., (EXO-200 Collaboration), Search for neutrinoless double- $\beta$  decay with the complete EXO-200 dataset. *Phys. Rev. Lett.* 123, 161802 (2019)
- <sup>16</sup> S. I. Alvis et al. (Majorana Collaboration), *Phys. Rev. C* 100, 025501 (2019).
- <sup>17</sup> M. Agostini et al., (GERDA Collaboration), Final results of GERDA on the search for neutrinoless double- $\beta$  decay. *Phys. Rev. Lett.* 125, 252502 (2020)
- <sup>18</sup> D.Q. Adams et al., (CUORE Collaboration), Improved limit on neutrinoless double-beta decay in  $^{130}\text{Te}$  with CUORE. *Phys. Rev. Lett.* 124, 122501 (2020).
- <sup>19</sup> F. F. Deppisch, M. Hirsch, and H. Päs, Neutrinoless double-beta decay and physics beyond the standard model, *J. Phys. G* 39, 124007 (2012).
- <sup>20</sup> W. Rodejohann, *J. Phys. G* 39, 124008 (2012).
- <sup>21</sup> J. Suhonen and J. Kostensalo, *Front. Phys.* 7, 29 (2019).
- <sup>22</sup> P. Gysbers et al., *Nat. Phys.* 15, 428 (2019).
- <sup>23</sup> F. Šimkovic, R. Dvornický, and D. Štefánik, *EPJ Web Conf.* 194, 02002 (2018).
- <sup>24</sup> J.D. Vergados, H. Ejiri and F. Simkovic, Theory of neutrinoless double-beta decay, *Rep. Prog. Phys.* 75 (2012) 106301.
- <sup>25</sup> W. Rodejohann, Neutrinoless double-beta decay and neutrino physics, *Int. J. Mod. Phys. E* 20 (2011) 1833.
- <sup>26</sup> M. Doi, T. Kotani, and E. Takasugi, Double Beta Decay and Majorana Neutrino, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 83 (1985) 175.
- <sup>27</sup> J. Barea, J. Kotila, and F. Iachello, Limits on Neutrino Masses from Neutrinoless Double- $\beta$  Decay, *Phys. Rev. Lett.* 109, 042501 (2012).

- 
- <sup>28</sup>. F.T. Avignone III, S.R. Elliott, J. Engel, Double beta decay, Majorana neutrinos, and neutrino mass, *Rev. Mod. Phys.* 80 (2008) 481.
- <sup>29</sup>. S.R. Elliott, Recent progress in double beta decay, *Mod. Phys. Lett. A* 27 (2012) 1230009.
- <sup>30</sup>. A. Giuliani and A. Poves, Neutrinoless Double-Beta Decay, *Advances in High Energy Phys.* 2012 (2012) 857016.
- <sup>31</sup>. A.S. Barabash, The new generation of double beta decay experiments: are there any limitations?, *J. Phys. G* 39 (2012) 085103.
- <sup>32</sup>. O. Cremonesi, M. Pavan, Challenges in Double Beta Decay, *Advances in High Energy Phys.*, 2014 (2014) 951432.
- <sup>33</sup>. V.I. Tretyak and Yu.G. Zdesenko, Tables of double beta decay data — an update, *At. Data Nucl. Data Tables*, 80 (2002) 83.
- <sup>34</sup>. A.S. Barabash, Precise half-life values for two-neutrino double- $\beta$  decay, *Phys. Rev. C* 81 (2010) 035501.
- <sup>35</sup>. R. Saakyan, Two-Neutrino Double-Beta Decay, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 63 (2013) 503.
- <sup>36</sup>. A. Barabash, Precise Half-Life Values for Two-Neutrino Double- $\beta$  Decay: 2020 Review, *Universe* 6 (2020)
- <sup>37</sup>. S.M. Bilenky, J.A. Grifols, The possible test of the calculations of nuclear matrix elements of the  $0\nu 2\beta$ -decay, *Phys. Lett. B* 550 (2002) 154.
- <sup>38</sup>. A. Giuliani, F. A. Danevich, V. I. Tretyak, A multi-isotope  $0\nu\beta\beta$  bolometric experiment, *Eur. Phys. J. C* 78 (2018) 272
- <sup>39</sup>. S. Rahaman et al.,  $Q$  values of the  $^{76}\text{Ge}$  and  $^{100}\text{Mo}$  double-beta decays, *Phys. Lett. B* 662 (2008) 111.
- <sup>40</sup>. M. Berglund, M.E. Wieser, Isotopic compositions of the elements 2009 (IUPAC Technical Report), *Pure Appl. Chem.* 83 (2011) 397.
- <sup>41</sup>. G. Wang et al., CUPID: CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) Upgrade with Particle IDentification, arXiv:1504.03599v1 [physics.ins-det]
- <sup>42</sup>. V. Alenkov et al., Technical Design Report for the AMoRE  $0\nu\beta\beta$  Decay Search Experiment, arXiv:1512.05957v1 [physics.ins-det]
- <sup>43</sup>. A.P. Meshik, et al., Weak decay of  $^{130}\text{Ba}$  and  $^{132}\text{Ba}$ : geochemical measurements, *Phys. Rev. C* 64 (2001) 035205.
- <sup>44</sup>. M. Pujol et al., Xenon in Archean barite: weak decay of  $^{130}\text{Ba}$ , mass-dependent isotopic fractionation and implication for barite formation, *Geochim. Cosmochim. Acta* 73 (2009) 6834.
- <sup>45</sup>. S.S. Ratkevich et al., Comparative study of the double-K-shellvacancy production in single- and double-electron-capture decay. *Phys. Rev. C* 96, 065502 (2017)
- <sup>46</sup>. XENON Collaboration, Observation of two-neutrino double electron capture in  $^{124}\text{Xe}$  with XENON1T. *Nature* 568, 532 (2019)
- <sup>47</sup>. V.I. Tretyak, Yu.G. Zdesenko, Tables of double beta decay data, *At. Data Nucl. Data Tables* 61 (1995) 43.
- <sup>48</sup>. P. Belli, et al., Final results of an experiment to search for  $2\beta$  processes in zinc and tungsten with the help of radiopure  $\text{ZnWO}_4$  crystal scintillators, *J. Phys. G* 38 (2011) 115107.
- <sup>49</sup>. P. Belli, et al., Search for double- $\beta$  decay processes in  $^{106}\text{Cd}$  with the help of a  $^{106}\text{CdWO}_4$  crystal scintillator, *Phys. Rev. C* 85 (2012) 044610.

- 
- <sup>50</sup>. P. Belli et al., Search for  $2\beta$  decays of  $^{96}\text{Ru}$  and  $^{104}\text{Ru}$  by ultralow-background HPGe  $\gamma$  spectrometry at LNGS: Final results, *Phys. Rev. C* 87 (2013) 034607.
- <sup>51</sup>. Yu.M. Gavriluk et al., Indications of  $2\nu 2K$  capture in  $^{78}\text{Kr}$ , *Phys. Rev. C* 87 (2013) 035501.
- <sup>52</sup>. M. Hirsch, K. Muto, T. Oda, H.V. Klapdor-Kleingrothaus, Nuclear structure calculation of  $\beta^+\beta^+$ ,  $\beta^+/\text{EC}$  and  $\text{EC}/\text{EC}$  decay matrix elements, *Z. Phys. A* 347 (1994) 151.
- <sup>53</sup>. R.G. Winter, Double  $K$  Capture and Single  $K$  Capture with Positron Emission, *Phys. Rev.* 100 (1955) 142.
- <sup>54</sup>. M.B. Voloshin, G.V. Mitsel'makher, and R. A. Eramzhyan, Conversion of an atomic electron into a positron and double  $\beta^+$  decay, *JETP Lett.* 35 (1982) 656.
- <sup>55</sup>. J. Bernabeu, A. De Rujula, and C. Jarlskog, Neutrinoless double electron capture as a tool to measure the electron neutrino mass, *Nucl. Phys. B* 223 (1983) 15.
- <sup>56</sup>. Z. Sujkowski and S. Wycech, Neutrinoless double electron capture: A tool to search for Majorana neutrinos, *Phys. Rev. C* 70 (2004) 052501.
- <sup>57</sup>. J. Suhonen, Neutrinoless double beta decays of  $^{106}\text{Cd}$  revisited, *Phys. Lett. B* 701 (2011) 490.
- <sup>58</sup>. J. Suhonen, Double beta decay: an interface between nuclear, particle and atomic physics, *Journal of Phys.: Conf. Series* 413 (2013) 012016.
- <sup>59</sup> IceCube Collaboration, *Science* 361 (2018) 147.
- <sup>60</sup> K.S. Hirata, et al., *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) 1490.
- <sup>61</sup> R.M. Bionta, et al., *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) 1494.
- <sup>62</sup> E.N. Alexeyev, et al., *Phys. Lett. B* 205 (1988) 209.
- <sup>63</sup> M. Aglietta, et al., *IAU Circ. No* 4323 (1987).
- <sup>64</sup> M.G. Aartsen, et al., IceCube Collaboration, *Science* 342 (2013) 1242856.
- <sup>65</sup> M. Agostini, et al., Borexino Collaboration, Comprehensive measurement of pp-chain solar neutrinos, *Nature* 562 (2018) 505.
- <sup>66</sup> J.W. Beeman, et al., LUCIFER Collaboration, *Eur. Phys. J. C* 75 (2015) 591.
- <sup>67</sup> O. Azzolini, et al., CUPID-0 Collaboration, *Eur. Phys. J. C* 78 (2018) 888.
- <sup>68</sup> V.D. Grigorieva et al., *J. Math. Sci. Eng. B* 7, 63 (2017)
- <sup>69</sup> E. Armengaud et al., *Eur. Phys. J. C* 77, 785 (2017)
- <sup>70</sup> D.V. Poda et al., *AIP Conf. Proc.* 1894, 020017 (2017)
- <sup>71</sup> T.B. Bekker et al., *Astropart. Phys.* 72, 38 (2016)
- <sup>72</sup> E.E. Haller, *Infrared Phys. Tech.* 35, 127 (1994)
- <sup>73</sup> E. Andreotti et al., *Nucl. Instrum. Methods A* 664, 161 (2012)
- <sup>74</sup> D. Poda, A. Giuliani, *Int. J. Mod. Phys. A* 32, 1743012 (2017)
- <sup>75</sup> E. Armengaud et al. (EDELWEISS Collaboration), *JINST* 12, P08010 (2017)
- <sup>76</sup> V.I. Tretyak, Preprint KINR-90-35 (Kiev, 1990)
- <sup>77</sup> S. Agostinelli et al., *Nucl. Instrum. Methods A* 506, 250 (2003)
- <sup>78</sup> J. Allison et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 53, 270 (2006)
- <sup>79</sup> J. Allison et al., *Nucl. Instrum. Methods A* 835, 186 (2016)
- <sup>80</sup> Ponkratenko, O.A.; Tretyak, V.I.; Zdesenko, Y.G. Event generator DECAY4 for simulation of double-beta processes and decays of radioactive nuclei. *Phys. Atom. Nucl.* 2000, 63, 1282–1287.
- <sup>81</sup> S. Scorza [EDELWEISS Collaboration], *AIP Conf. Proc.* 1672, no. 1, 100002 (2015)
- <sup>82</sup> R. Arnold et al. [NEMO-3 Collaboration], *Nucl. Phys. A* 925, 25 (2014)



- 
- <sup>83</sup> J. Abad, A. Morales, R. Nuñez-Lagos, A.F. Pacheco, *Journal de Physique* 45, C3–147 (1984)
- <sup>84</sup> A. Griffiths, P. Vogel, *Phys. Rev. C* 46, 181 (1992)
- <sup>85</sup> O. Civitarese, J. Suhonen, *Phys. Rev. C* 58, 1535 (1998)
- <sup>86</sup> F. Šimkovic, P. Domin, S.V. Semenov, *J. Phys. G* 27, 2233 (2001)
- <sup>87</sup> P. Domin, S. Kovalenko, F. Šimkovic, S.V. Semenov, *Nucl. Phys. A* 753, 337 (2005)
- <sup>88</sup> J. Kotila, F. Iachello, *Phys. Rev. C* 85, 034316 (2012)
- <sup>89</sup> R. Arnold et al., [NEMO-3 Collaboration, *Eur. Phys. J. C* 79, 440 (2019)
- <sup>90</sup> R. Arnold et al. [NEMO-3 Collaboration, *JETP Lett.* 80, 377 (2004)
- <sup>91</sup> Yu.A. Shitov et al., *Phys. At. Nucl.* 69, 2090 (2006)
- <sup>92</sup> H. Ejiri et al., *Phys. Lett. B* 258, 17 (1991)
- <sup>93</sup> D. Dassié et al., *Phys. Rev. D* 51, 2090 (1995)
- <sup>94</sup> M. Alston-Garnjost et al., *Phys. Rev. C* 55, 474 (1997)
- <sup>95</sup> A. Varella, Ph.D. thesis of Bordeaux University, 1997, C.E.N.B.G.No. 1669, 97-03
- <sup>96</sup> A. De Silva, M.K. Moe, M.A. Nelson, M.A. Vient, *Phys. Rev. C* 56, 2451 (1997)
- <sup>97</sup> V.D. Ashitkov et al., *JETP Lett.* 74, 529 (2001)
- <sup>98</sup> H. Hidaka, C.V. Ly, K. Suzuki, *Phys. Rev. C* 70, 025501 (2004)
- <sup>99</sup> R. Arnold et al. [NEMO-3 Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 95, 182302 (2005)
- <sup>100</sup> L. Cardani et al., *J. Phys. G* 41, 075204 (2014)
- <sup>101</sup> V. I. Tretyak and Y. G. Zdesenko, *At. Data Nucl. Data Tables* 80, 83 (2002).
- <sup>102</sup> E. Fiorini and T. Niinikoski, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* 224, 83 (1984).
- <sup>103</sup> A. Giuliani, *J. Low Temp. Phys.* 167, 991 (2012).
- <sup>104</sup> C. Alduino et al. (CUORE Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 120, 132501 (2018).
- <sup>105</sup> S. Pirro, J.W. Beeman, S. Capelli, M. Pavan, E. Previtali, and P. Gorla, *Phys. At. Nucl.* 69, 2109 (2006).
- <sup>106</sup> T. Tabarelli de Fatis, *Eur. Phys. J. C* 65, 359 (2010).
- <sup>107</sup> O. Azzolini et al. (CUPID-0 Collaboration), *Eur. Phys. J. C* 79, 583 (2019).
- <sup>108</sup> O. Azzolini et al., Final result of CUPID-0 phase-I in the search for the  $^{82}\text{Se}$  neutrinoless double- $\beta$  decay. *Phys. Rev. Lett.* 123, 032501 (2019).
- <sup>109</sup> V. Alenkov et al., First results from the AMoRE-Pilot neutrinoless double beta decay experiment. *Eur. Phys. J. C* 79, 791 (2019)
- <sup>110</sup> E. Armengaud et al. (CUPID-Mo Collaboration), *Eur. Phys. J. C* 80, 44 (2020).
- <sup>111</sup> W. R. Armstrong et al. (CUPID Interest Group), arXiv:1907.09376.
- <sup>112</sup> R. Arnold et al. (NEMO-3 Collaboration), *Phys. Rev. D* 92, 072011 (2015).
- <sup>113</sup> L. Hehn et al. (EDELWEISS Collaboration), *Eur. Phys. J. C* 76, 548 (2016).
- <sup>114</sup> C. Alduino et al. (CUORE Collaboration), *Phys. Rev. C* 93, 045503 (2016).
- <sup>115</sup> O. Azzolini et al. (CUPID-0 Collaboration), *Eur. Phys. J. C* 78, 734 (2018).
- <sup>116</sup> B. Schmidt et al. (CUPID-Mo Collaboration), *J. Phys. Conf. Ser.* 1468, 012129 (2020).
- <sup>117</sup> E. Gatti and P. Manfredi, *Riv. Nuovo Cimento* 9, 1 (1986).
- <sup>118</sup> S. Di Domizio, F. Orio, and M. Vignati, *J. Instrum.* 6, P02007 (2011).
- <sup>119</sup> B. Schmidt et al. (EDELWEISS Collaboration), *Astropart. Phys.* 44, 28 (2013).
- <sup>120</sup> R. Huang et al. (CUPID-Mo Collaboration), *J. Instrum.* 16, P03032 (2021).
- <sup>121</sup> E. Armengaud et al. (CUPID-Mo Collaboration), *Eur. Phys. J. C* 80, 674 (2020).

- 
- <sup>122</sup> Q. Arnaud et al. (EDELWEISS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 125, 141301 (2020).
- <sup>123</sup> A. Caldwell, D. Kollár, and K. Kröniger, *Comput. Phys. Commun.* 180, 2197 (2009).
- <sup>124</sup> B. A. Faddegon, M. Asai, J. Perl, C. Ross, J. Sempau, J. Tinslay, and F. Salvat, *Med. Phys.* 35, 4308 (2008).
- <sup>125</sup> L. Pandola, C. Andenna, and B. Caccia, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* 350, 41 (2015).
- <sup>126</sup> M. Mirea, T. Pahomi, and S. Stoica, *Rom. Rep. Phys.* 67, 872 (2015), [http://rrp.infim.ro/2015\\_67\\_3/A12.pdf](http://rrp.infim.ro/2015_67_3/A12.pdf).
- <sup>127</sup> P. K. Rath, R. Chandra, K. Chaturvedi, P. Lohani, P. K. Raina, and J. G. Hirsch, *Phys. Rev. C* 88, 064322 (2013).
- <sup>128</sup> F. Šimkovic, V. Rodin, A. Faessler, and P. Vogel, *Phys. Rev. C* 87, 045501 (2013).
- <sup>129</sup> N. L. Vaquero, T. R. Rodríguez, and J. L. Egido, *Phys. Rev. Lett.* 111, 142501 (2013).
- <sup>130</sup> J. Barea, J. Kotila, and F. Iachello, *Phys. Rev. C* 91, 034304 (2015).
- <sup>131</sup> J. Hyvärinen and J. Suhonen, *Phys. Rev. C* 91, 024613 (2015).
- <sup>132</sup> L. S. Song, J.M. Yao, P. Ring, and J. Meng, *Phys. Rev. C* 95, 024305 (2017).
- <sup>133</sup> F. Šimkovic, A. Smetana, and P. Vogel, *Phys. Rev. C* 98, 064325 (2018).
- <sup>134</sup> P. K. Rath, R. Chandra, K. Chaturvedi, and P. K. Raina, *Front. Phys.* 7, 64 (2019).
- <sup>135</sup> A. Armatol et al. (CUPID Collaboration), *Eur. Phys. J. C* 81, 104 (2021).
- <sup>136</sup> A. Armatol et al. (CUPID Collaboration), *J. Instrum.* 16, P02037 (2021).
- <sup>137</sup> V.I. Tretyak, Semi-empirical calculation of quenching factors for ions in scintillators, *Astropart. Phys.* 33 (2010) 40.
- <sup>138</sup> F. Alessandria et al., CUORE crystal validation runs: Results on radioactive contamination and extrapolation to CUORE background, *Astroparticle Physics*, Volume 35, Issue 12, July 2012, Pages 839-849.
- <sup>139</sup> P. Belli et al., Final results of the Aurora experiment to study  $2\beta$  decay of  $^{116}\text{Cd}$  with enriched  $^{116}\text{CdWO}_4$  crystal scintillators, *Phys. Rev. D* 98 (2018) 092007
- <sup>140</sup> F. Heiße et al., High-Precision Measurement of the Proton's Atomic Mass, *Phys. Rev. Lett.* 119 (2017) 033001
- <sup>141</sup> Wang, M.; Audi, G.; Kondev, F.G.; Huang, W.J.; Naimi, S.; Xu, X. The AME2016 atomic mass evaluation. *Chin. Phys. C* 2017, 41, 030003.
- <sup>142</sup> Meija, J.; Coplen, T.B.; Berglund, M.; Brand, W.A.; De Bièvre, P.; Gring, M.; Holden, N.E.; Irrgeher, J.; Loss, R.D.; Walczyk, T.; et al. Isotopic compositions of the elements 2013 (IUPAC Technical Report). *Pure Appl. Chem.* 2016, 88, 293–306.
- <sup>143</sup> Kiel, H.; Münstermann, D.; Zuber, K. A search for various double beta decay modes of Cd, Te, and Zn isotopes. *Nucl. Phys. A* 2003, 723, 499–514.
- <sup>144</sup> Ebert, J.; Fritts, M.; Gößling, C.; Göpfert, T.; Gehre, D.; Hagner, C.; Köttig, N.T.; Neddermann, T.; Oldorf, C.; Quante, T.; et al. Current status and future perspectives of the COBRA experiment, *Adv. High Energy Phys.* 2013, 2013, 703572.
- <sup>145</sup> Ebert, J.; Fritts, M.; Gehre, D.; Gößling, C.; Hagner, C.; Heidrich, N.; Klingenberg, R.; Kröniger, K.; Nitsch, C.; Oldorf, C.; et al. Results of a search for neutrinoless double- $\beta$  decay using the COBRA demonstrator. *Phys. Rev. C* 2016, 94, 024603.

- 
- <sup>146</sup> Rukhadze, N.I.; Briançon, C.; Brudanin, V.B.; Egorov, V.G.; Klimenko, A.A.; Kovalik, A.; Timkin, V.V.; Čermák, P.; Shitov, Y.A.; Šimkovic, F.; et al. Search for double beta decay of  $^{106}\text{Cd}$ . *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2011, 75, 879–882.
- <sup>147</sup> Rukhadze, N.I.; Bakalyarov, A.M.; Briançon, C.; Brudanin, V.B.; Čermák, P.; Egorov, V.G.; Klimenko, A.A.; Kovalik, A.; Lebedev, V.I.; Mamedov, F.; et al. New limits on double beta decay of  $^{106}\text{Cd}$ . *Nucl. Phys. A* 2011, 852, 197–206.
- <sup>148</sup> Rukhadze, N.I.; Beneš, P.; Briançon, C.; Brudanin, V.B.; Čermák, P.; Danevich, F.A.; Egorov, V.G.; Gusev, K.N.; Klimenko, A.A.; Kovalenko, V.E.; et al. Search for double electron capture of  $^{106}\text{Cd}$ . *Phys. At. Nucl.* 2006, 69, 2117–2123.
- <sup>149</sup> Rukhadze, N.I.; Brudanin, V.B.; Egorov, V.G.; Klimenko, A.A.; Kovalik, A.; Kouba, P.; Piquemal, F.; Rozov, S.V.; Rukhadze, E.; Salamatin, A.V.; et al. Search for double beta decay of  $^{106}\text{Cd}$  in the TGV-2 experiment. *J. Phys. Conf. Ser.* 2016, 718, 062049.
- <sup>150</sup> Rukhadze, N.; on behalf of TGV Collaboration. Search for double beta decay of  $^{106}\text{Cd}$  with the TGV-2 spectrometer. *PoS* 2016, 281, 245.
- <sup>151</sup> Belli, P.; Bernabei, R.; Boiko, R.S.; Brudanin, V.B.; Bukilic, N.; Cerulli, R.; Chernyak, D.M.; Danevich, F.A.; d'Angelo, S.; Dossovitskiy, A.E.; et al. Development of enriched  $^{106}\text{CdWO}_4$  crystal scintillators to search for double  $\beta$  decay processes in  $^{106}\text{Cd}$ . *Nucl. Instrum. Meth. A* 2010, 615, 301–306.
- <sup>152</sup> Belli, P.; Bernabei, R.; Brudanin, V.B.; Cappella, F.; Caracciolo, V.; Cerulli, R.; Chernyak, D.M.; Danevich, F.A.; d'Angelo, S.; Di Marco, A.; et al. Search for double- $\beta$  decay in  $^{106}\text{Cd}$  with an enriched  $^{106}\text{CdWO}_4$  crystal scintillator in coincidence with four HPGe detectors. *Phys. Rev. C* 2016, 93, 045502.
- <sup>153</sup> Polischuk, O.G.; Belli, P.; Bernabei, R.; Brudanin, V.B.; Cappella, F.; Caracciolo, V.; Cerulli, R.; Danevich, F.A.; Inicchitti, A.; Kasperovych, D.V.; et al. New limit on two neutrino electron capture with positron emission in  $^{106}\text{Cd}$ . *AIP Conf. Proc.* 2019, 2165, 020020.
- <sup>154</sup> Boiko, R.S.; Virich, V.D.; Danevich, F.A.; Dovbush, T.I.; Kovtun, G.P.; Nagorny, S.S.; Nisi, S.; Samchuk, A.I.; Solopikhin, D.A.; Shcherban, A.P. Ultrapurification of archaeological lead. *Inorg. Mater.* 2011, 47, 645–648.
- <sup>155</sup> Danevich, F.A.; Kim, S.K.; Kim, H.J.; Kim, Y.D.; Kobychiev, V.V.; Kostezh, A.B.; Kropivnyansky, B.N.; Laubenstein, M.; Mokina, V.M.; Nagorny, S.S.; et al. Ancient Greek lead findings in Ukraine. *Nucl. Instr. Meth. A* 2009, 603, 328–332.
- <sup>156</sup> Krivoruchenko, M.I.; Šimkovic, F.; Frekers, D.; Faessler, F. Resonance enhancement of neutrinoless double electron capture. *Nucl. Phys. A* 2011, 859, 140–171.
- <sup>157</sup> M. Laubenstein, M. Hult et al., «Underground measurements of radioactivity,» *Applied Radiation and Isotopes*, т. 61, p. 167, 2004.
- <sup>158</sup> F. Nozzoli,  $^{146}\text{Nd}$ ,  $^{144}\text{Sm}$  and other unexplored  $2\beta$ -decay isotopes," *Phys. Rev. C* 97, 015501.
- <sup>159</sup> A. V. Derbin, A. I. Egorov, V. N. Muratova, and S. V. Bakhlanov, *Phys. At. Nucl.* 59, 2037 (1996).
- <sup>160</sup> F.A. Danevich, et al., First search for  $\alpha$ decays of naturally occurring Hf nuclides with emission of  $\gamma$  quanta, *Eur. Phys. J. A* 56 (2020) 5.
- <sup>161</sup> J.S.E. Wieslander, et al., The Sandwich spectrometer for ultra low-level  $\gamma$ -ray spectrometry, *Appl. Radiat. Isot.* 67 (2009) 731.

- 
- <sup>162</sup> M. Hult, et al., Comparison of background in underground HPGe-detectors in different lead shield configurations, *Appl. Radiat. Isot.* 81 (2013) 103.
- <sup>163</sup> E. Browne, H. Junde, Nuclear data sheets for A =174, *Nucl. Data Sheets* 87 (1999) 15.
- <sup>164</sup> M. Goeppert-Mayer, Double beta-disintegration. *Phys. Rev.* 48, 512 (1935)
- <sup>165</sup> A. Barabash, Precise half-life values for two-neutrino double- $\beta$  decay: 2020 review. *Universe* 6, 159 (2020)
- <sup>166</sup> E. Armengaud et al., (CUPID-Mo Collaboration), New limit for neutrinoless double-beta decay of 100Mo from the CUPID-Mo experiment. *Phys. Rev. Lett.* 126, 181802 (2021)
- <sup>167</sup> A. Meshik et al., Weak decay of tellurium and barium isotopes in geological samples: current status. *JPS Conf. Proc.* 14, 020702 (2017)
- <sup>168</sup> K. Blaum et al., Neutrinoless double-electron capture. *Rev. Mod. Phys.* 92, 045007 (2020)
- <sup>169</sup> B. Singh, J. Chen, Nuclear data sheets for A=190. *Nucl. Data Sheets* 169, 1 (2020)
- <sup>170</sup> P. Belli et al., First search for double- $\beta$  decay of platinum by ultralowbackground HP Ge  $\gamma$  spectrometry. *Eur. Phys. J. A* 47, 91 (2011)
- <sup>171</sup> G. Audi, A.H. Wapstra, C. Thibault, The AME2003 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references. *Nucl. Phys. A* 729,337 (2003)
- <sup>172</sup> H. Xiaolong, K. Mengxiao, Nuclear data sheets for A=198. *Nucl. Data Sheets* 133, 221 (2016)
- <sup>173</sup> E. Andreotti et al., Status of underground radioactivity measurements in HADES, in *Proceedings of 3rd International Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, Kyiv, 7–12 June 2010, Publishing Department of KINR, Ukraine* (2011). pp. 601–605
- <sup>174</sup> M. Hult, G. Lutter, G. Marissens, H. Stroh, JRC Serving policy and science at the HADES underground research facility - a casebook, EUR 30207 EN, Publications Office of the European Union, Luxembourg (2020). <https://doi.org/10.2760/056079>, JRC120311
- <sup>175</sup> B. Majorovits, I. Abt, M. Laubenstein, O. Volynets, Aluminum as a source of background in low background experiments. *Nucl. Instrum. Methods A* 647, 39 (2011)
- <sup>176</sup> P. Belli et al., First observation of  $\alpha$  decay of 190Pt to the first excited level ( $E_{exc} = 137.2\text{keV}$ ) of 186Os. *Phys. Rev. C* 83, 034603 (2011)
- <sup>177</sup> I. Kawrakow et al., The EGSnrcCode System: MonteCarlo simulation of electron and photon transport. Technical Report PIRS-701, National Research Council Canada (2017)
- <sup>178</sup> G. Lutter, M. Hult, G. Marissens, H. Stroh, F. Tzika, A gamma-ray spectrometry analysis software environment. *Appl. Radiat. Isot.* 134, 200 (2018)
- <sup>179</sup> S.Y.F. Chu, L.P. Ekström and R.B. Firestone, WWW Table of Radioactive Isotopes, database version 1999-02-28. <http://www.nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>
- <sup>180</sup> G.J. Feldman, R.D. Cousins, Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Phys. Rev. D* 57, 3873 (1998)
- <sup>181</sup> A. Staudt et al., Calculation of 2v and 0v double-beta rates. *Europhys. Lett.* 13, 31 (1990)
- <sup>182</sup> M. Hirsch et al., Operator expansion method and nuclear  $\beta\beta$  decay. *Phys. Rep.* 242, 403 (1994)
- <sup>183</sup> B. Pritychenko, On double-beta decay half-life time systematics. arXiv:1004.3280 [nucl-th]
- <sup>184</sup> X.J. Ren et al., Systematic law for half-lives of double- $\beta$  decay with two neutrinos. *Phys. Rev. C* 89, 064603 (2014)
- <sup>185</sup> J. Barea et al., Nuclear matrix elements for double- $\beta$  decay. *Phys. Rev. C* 87, 014315 (2013)
- <sup>186</sup> F. Iachello et al., Recent results in double beta decay. *Nucl. Part. Phys. Proc.* 265, 25 (2015)

- 
- <sup>187</sup> N. Vinyoles, A. M. Serenelli, F. L. Villante, S. Basu, J. Bergström, M. C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, C. Peña-Garay, and N. Song, *Astrophys. J.* 835, 202 (2017).
- <sup>188</sup> G. Bellini et al. (Borexino Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 108, 051302 (2012).
- <sup>189</sup> G. Bellini et al. (Borexino Collaboration), *Phys. Rev. D* 82, 033006 (2010).
- <sup>190</sup> W. Winter, *Nucl. Phys. B* 908, 250 (2016).
- <sup>191</sup> A. Donini, S. Palomares-Ruiz, and J. Salvado, *Nat. Phys.* 15, 37 (2019).
- <sup>192</sup> S. Bourret, J. A. B. Coelho, and V. Van Elewyck (KM3NeT Collaboration), *J. Phys. Conf. Ser.* 888, 012114 (2017).
- <sup>193</sup> R. M. Gaschnig, R. L. Rudnick, W. F. McDonough, A. J. Kaufman, J. Valley, Z. Hu, S. Gao, and M. L. Beck, *Geochim. Cosmochim. Acta* 186, 316 (2016).
- <sup>194</sup> National Research Council et al., *Origin and Evolution of Earth: Research Questions for a Changing Planet* (The National Academies Press, Washington, DC, 2008).
- <sup>195</sup> W. F. McDonough, in *Treatise on Geochemistry*, 2nd ed., edited by H. D. Holland and K. K. Turekian (Elsevier, New York, 2014), Vol. 3, pp. 559–577.
- <sup>196</sup> D. C. Rubie, D. J. Frost, U. Mann, Y. Asahara, F. Nimmo, K. Tsuno, P. Kegler, A. Holzheid, and H. Palme, *Earth Planet. Sci. Lett.* 301, 31 (2011).
- <sup>197</sup> N. A. Simmons, A. M. Forte, L. Boschi, and S. P. Grand, *J. Geophys. Res.* 115, B12310 (2010).
- <sup>198</sup> G. Fiorentini, M. Lissia, and F. Mantovani, *Phys. Rep.* 453, 117 (2007).
- <sup>199</sup> M. Agostini et al. (Borexino Collaboration), *Astropart. Phys.* 92, 21 (2017).
- <sup>200</sup> A. Strumia and F. Vissani, *Phys. Lett. B* 564, 42 (2003).
- <sup>201</sup> G. Fiorentini, A. Ianni, G. Korga, M. Lissia, F. Mantovani, L. Miramonti, L. Oberauer, M. Obolensky, O. Smirnov, and Y. Suvorov, *Phys. Rev. C* 81, 034602 (2010).
- <sup>202</sup> S. Enomoto, *Geoneutrino spectrum and luminosity*, online version <https://www.awa.tohoku.ac.jp/~sanshiro/research/geoneutrino/spectrum/>.
- <sup>203</sup> Y. Huang, V. Chubakov, F. Mantovani, R. L. Rudnick, and W. F. McDonough, *Geochem. Geophys. Geosyst.* 14, 2003 (2013).
- <sup>204</sup> M. Coltorti et al., *Geochim. Cosmochim. Acta* 75, 2271 (2011).
- <sup>205</sup> P. Vogel and J. F. Beacom, *Phys. Rev. D* 60, 053003 (1999).
- <sup>206</sup> F. P. An et al. (Daya Bay Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 116, 061801 (2016); 118, 099902(E) (2017).
- <sup>207</sup> G. Bellini et al. (Borexino Collaboration), *Phys. Lett. B* 687, 299 (2010).
- <sup>208</sup> G. Bellini et al. (Borexino Collaboration), *Phys. Lett. B* 722, 295 (2013).
- <sup>209</sup> M. Agostini et al. (Borexino Collaboration), *Phys. Rev. D* 92, 031101 (2015).
- <sup>210</sup> C. Arpesella et al. (Borexino Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 101, 091302 (2008).
- <sup>211</sup> G. Bellini et al. (Borexino Collaboration), *Nature (London)* 512, 383 (2014).
- <sup>212</sup> G. Bellini et al. (Borexino Collaboration), *Phys. Rev. D* 89, 112007 (2014).
- <sup>213</sup> S. P. Mikheev and A. Y. Smirnov, *Yad. Fiz.* 42, 1441 (1985) *Sov. J. Nucl. Phys.* 42, 913 (1985).
- <sup>214</sup> L. Wolfenstein, *Phys. Rev. D* 17, 2369 (1978).
- <sup>215</sup> H. Back et al. (Borexino Collaboration), *Borexino calibrations: Hardware, Methods and Results*, *J. Instrum.* 7, P10018 (2012).

- 
- <sup>216</sup> M. Agostini et al. (Borexino Collaboration), The Monte Carlo simulation of the Borexino detector, *Astropart. Phys.* 97, 136 (2018).
- <sup>217</sup> W. T. Winter, S. J. Freedman, K. E. Rehm, and J. P. Schiffer, *Phys. Rev. C* 73, 025503 (2006).
- <sup>218</sup> K. Abe et al. (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Rev. D* 94, 052010 (2016).
- <sup>219</sup> G.E. Kocharov , G.A. Kovaltsov , I.G. Usoskin , *Il Nuovo Cimento C* 14 (1991) 417.
- <sup>220</sup> [https://www.hesperia.gsfc.nasa.gov/goes/goes\\_event\\_listings/](https://www.hesperia.gsfc.nasa.gov/goes/goes_event_listings/)
- <sup>221</sup> S.B. Popov, K.A. Postnov, M.S. Pshirkov, Fast radio burst. *Phys. Usp.* 61(10), 965 (2018)
- <sup>222</sup> E. Petroff, J.W.T. Hessels, D.R. Lorimer, Fast radio bursts. *Astron. Astrophys. Rev.* 27, 4 (2019)
- <sup>223</sup> J.M. Cordes, S. Chatterjee, Fast radio bursts: an extragalactic enigma. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 57, 417–465 (2019)
- <sup>224</sup> E. Platts, A. Weltman, A. Walters, S. P. Tendulkar, J.E.B. Gordin, S. Kandhai, A Living Theory Catalogue for Fast Radio Bursts, *Physics Reports*, 821, pp. 1-27 (2020) arXiv:1810.05836
- <sup>225</sup> S.B. Popov, K.A. Postnov, Millisecond extragalactic radio bursts as magnetar flares. arXiv:1307.4924
- <sup>226</sup> Y. Lyubarsky, A model for fast extragalactic radio bursts. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 442, L9 (2014)
- <sup>227</sup> C.D. Bochenek, D.L. McKenna, K.V. Belov et al., *PASP* 132, 034202 (2020)
- <sup>228</sup> B.C. Andersen et al., (CHIME/FRB Collaboration), *Nature* 587(7832), 54–58 (2020). arXiv:2005.10324
- <sup>229</sup> M. Amiri et al., CHIME/FRB Collaboration, The CHIME Fast Radio Burst Project: system overview. *ApJ* 863, 48 (2018)
- <sup>230</sup> X. Yang et al., 81 New candidate fast radio bursts in Parkes archive. [arXiv:2108.00609](https://arxiv.org/abs/2108.00609)
- <sup>231</sup> L.G. Spitler et al., Fast radio burst discovered in the Arecibo Pulsar Alfa Survey. *Astrophys. J.* 790, 101 (2014). <https://doi.org/10.1088/0004-637x/790/2/101>
- <sup>232</sup> D. Agarwal, D.R. Lorimer, M.P. Surnis, X. Pei et al., Initial results from a real-time FRB search with the GBT. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 497, 352 (2020)
- <sup>233</sup> W. Farah, Five new real-time detections of fast radio bursts with UTMOST. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 488(3), 2989–3002 (2019).
- <sup>234</sup> K.W. Bannister et al., The detection of an extremely bright fast radio burst in a phased array feed survey. *Astrophys. J. Lett.* 841, L12 (2017)
- <sup>235</sup> R. Nan, D. Li, C. Jin et al., Five-hundred-meter aperture spherical radio telescope. *Int. J. Mod. Phys. D* 20, 989 (2011)
- <sup>236</sup> Aaron B. Pearlman et al., Multiwavelength radio observations of two repeating fast radio burst sources: FRB 121102 and FRB 180916.J0158+65. *Astrophys. J.* 905, L27 (2020)
- <sup>237</sup> R.A. Perley, C.J. Chandler, B.J. Butler, J.M. Wrobel, The expanded very large array: a new telescope for new science. *Astrophys. J.* 739(1), L1 (2011).
- <sup>238</sup> J. Kocz, V. Ravi, M. Catha, L. D’Addario, G. Hallinan, R. Hobbs, S. Kulkarni, J. Shi, H. Vedantham, S. Weinreb, D. Woody. DSA-10: a prototype array for localizing fast radio bursts, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 489 (2019) 919
- <sup>239</sup> V.A. Fedorova, A.E. Rodin, Detection of fast radio bursts on the large scanning antenna of the Lebedev Physical Institute. *Astron. Rep.* 63, 39–48 (2019).

- 
- <sup>240</sup> M. Agostini et al., (Borexino Collaboration), A search for lowenergy neutrinos correlated with gravitational wave events GW150914, GW151226, and GW170104 with the Borexino Detector. *Astrophys. J.* 850, 21 (2017)
- <sup>241</sup> M. Agostini et al. (Borexino Collaboration), *Eur. Phys. J. C* 80, 1091 (2020).
- <sup>242</sup> SNO collaboration, Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory, *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002) 011301
- <sup>243</sup> KamLAND collaboration, First results from KamLAND: Evidence for reactor anti-neutrino disappearance, *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003) 021802
- <sup>244</sup> KamLAND collaboration, Measurement of neutrino oscillation with KamLAND: Evidence of spectral distortion, *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005) 081801
- <sup>245</sup> M. Maltoni and A.Yu. Smirnov, Solar neutrinos and neutrino physics, *Eur. Phys. J. A* 52 (2016) 87
- <sup>246</sup> R. Essig, M. Sholapurkar and T.-T. Yu, Solar Neutrinos as a Signal and Background in Direct-Detection Experiments Searching for Sub-GeV Dark Matter With Electron Recoils, *Phys. Rev. D* 97 (2018) 095029
- <sup>247</sup> S. Antusch, J.P. Baumann and E. Fernandez-Martinez, Non-Standard Neutrino Interactions with Matter from Physics Beyond the Standard Model, *Nucl. Phys. B* 810 (2009) 369 [arXiv:0807.1003].
- <sup>248</sup> M.B. Gavela, D. Hernandez, T. Ota and W. Winter, Large gauge invariant non-standard neutrino interactions, *Phys. Rev. D* 79 (2009) 013007 [arXiv:0809.3451].
- <sup>249</sup> M. Malinsky, T. Ohlsson and H. Zhang, Non-Standard Neutrino Interactions from a Triplet Seesaw Model, *Phys. Rev. D* 79 (2009) 011301 [arXiv:0811.3346].
- <sup>250</sup> T. Ohlsson, T. Schwetz and H. Zhang, Non-standard neutrino interactions in the Zee-Babu model, *Phys. Lett. B* 681 (2009) 269 [arXiv:0909.0455].
- <sup>251</sup> M. Medina and P.C. de Holanda, Non-Standard Neutrinos Interactions in A 331 Model with Minimum Higgs Sector, *Adv. High Energy Phys.* 2012 (2012) 763829 [arXiv:1108.5228].
- <sup>252</sup> Y. Farzan, A model for large non-standard interactions of neutrinos leading to the LMA-Dark solution, *Phys. Lett. B* 748 (2015) 311 [arXiv:1505.06906].
- <sup>253</sup> Y. Farzan and I.M. Shoemaker, Lepton Flavor Violating Non-Standard Interactions via Light Mediators, *JHEP* 07 (2016) 033 [arXiv:1512.09147].
- <sup>254</sup> Y. Farzan and J. Heeck, Neutrinophilic nonstandard interactions, *Phys. Rev. D* 94 (2016) 053010 [arXiv:1607.07616].
- <sup>255</sup> M. Blennow, P. Coloma, E. Fernandez-Martinez, J. Hernandez-Garcia and J. Lopez-Pavon, Non-Unitarity, sterile neutrinos and Non-Standard neutrino Interactions, *JHEP* 04 (2017) 153 [arXiv:1609.08637].
- <sup>256</sup> B. Seveda et al., Constraints on nonstandard intermediate boson exchange models from neutrino-electron scattering, *Phys. Rev. D* 96 (2017) 035017 [arXiv:1702.02353].
- <sup>257</sup> M. Pospelov and Y.-D. Tsai, Light scalars and dark photons in Borexino and LSND experiments, *Phys. Lett. B* 785 (2018) 288 [arXiv:1706.00424].
- <sup>258</sup> Z. Berezhiani and A. Rossi, Limits on the nonstandard interactions of neutrinos from e+e colliders, *Phys. Lett. B* 535 (2002) 207
- <sup>259</sup> T. Ohlsson, Status of non-standard neutrino interactions, *Rept. Prog. Phys.* 76 (2013) 044201

- 
- <sup>260</sup> S. Davidson, C. Peña-Garay, N. Rius and A. Santamaria, Present and future bounds on nonstandard neutrino interactions, JHEP 03 (2003) 011
- <sup>261</sup> J. Barranco, O.G. Miranda, C.A. Moura and J.W.F. Valle, Constraining non-standard neutrino-electron interactions, Phys. Rev. D 77 (2008) 093014
- <sup>262</sup> Y. Farzan and M. Tortola, Neutrino oscillations and Non-Standard Interactions, Front. Phys. 6 (2018) 10
- <sup>263</sup> Borexino collaboration, First Simultaneous Precision Spectroscopy of  $pp$ ,  ${}^7\text{Be}$  and  $pep$  Solar Neutrinos with Borexino Phase-II, Phys. Rev. D 100 (2019) 082004
- <sup>264</sup> LSND collaboration, Measurement of electron-neutrino electron elastic scattering, Phys. Rev. D 63 (2001) 112001
- <sup>265</sup> TEXONO collaboration, Constraints on Non-Standard Neutrino Interactions and Unparticle Physics with Neutrino-Electron Scattering at the Kuo-Sheng Nuclear Power Reactor, Phys. Rev. D 82 (2010) 033004
- <sup>266</sup> A. Bolanos, O.G. Miranda, A. Palazzo, M.A. Tortola and J.W.F. Valle, Probing non-standard neutrino-electron interactions with solar and reactor neutrinos, Phys. Rev. D 79 (2009) 113012
- <sup>267</sup> G. Angloher, et al., Results on light dark matter particles with a low-threshold CRESST-II detector, Eur. Phys. J. C 76 (2016) 25.
- <sup>268</sup> G. Angloher, et al., The COSINUS project: Perspectives of a NaI scintillating calorimeter for dark matter search, Eur. Phys. J. C 76 (2016) 441.
- <sup>269</sup> P. de Marcillac et al., Nature 422, 876 (2003).
- <sup>270</sup> J. W. Beeman et al., Phys. Rev. Lett. 108, 062501 (2012).
- <sup>271</sup> D.M. Chernyak et al., Rejection of randomly coinciding events in  $\text{Li}_2100\text{MoO}_4$  scintillating bolometers using light detectors based on the Neganov-Luke effect, Eur. Phys. J. C 77 (2017) 3
- <sup>272</sup> D.M. Chernyak et al., Rejection of randomly coinciding events in  $\text{ZnMoO}_4$  scintillating bolometers, Eur. Phys. J. C 74(2014)2913.
- <sup>273</sup> B. Neganov, V. Trofimov, USSR patent no 1037771, Otkrytia i Izobreteniia 146 (1985), 215.
- <sup>274</sup> P.N. Luke, Voltage-assisted calorimetric ionization detector, J. Appl. Phys. 64 (1988) 6858.
- <sup>275</sup> G. Wang, et al., R&D towards CUPID (CUORE Upgrade with Particle Identification), arXiv:1504.03612.
- <sup>276</sup> CRESST, A.H. Abdelhameed et al., (2019). arXiv:1904.00498
- <sup>277</sup> EDELWEISS, Q. Arnaud et al., Phys. Rev. D 97, 022003 (2018). arXiv:1707.04308
- <sup>278</sup> SuperCDMS, R. Agnese et al., Phys. Rev. D 95, 082002 (2017). arXiv:1610.00006
- <sup>279</sup> O. Barinova et al., Nuclear instruments and methods in physics research section A: accelerators. Spectrom Detect Assoc Equipment 613, 54 (2010)
- <sup>280</sup> L. Cardani et al., J. Instrum. 8, P10002 (2013). arXiv:1307.0134
- <sup>281</sup> EDELWEISS, E. Armengaud et al., Phys. Rev. D 99, 082003 (2019). arXiv:1901.03588
- <sup>282</sup> SuperCDMS, R. Agnese et al., Phys. Rev. D 97, 022002 (2018). arXiv:1707.01632
- <sup>283</sup> LUX, D. S. Akerib et al., Phys. Rev. Lett. 118, 251302 (2017). arXiv:1705.03380
- <sup>284</sup> PandaX-II, C. Fu et al., Phys. Rev. Lett. 118, 071301 (2017). arXiv:1611.06553, [Erratum: Phys. Rev. Lett. 120, no. 4, 049902(2018)]
- <sup>285</sup> E. Aprile et al., (2019). arXiv:1902.03234
- <sup>286</sup> PICO, C. Amole et al., (2019). arXiv:1902.04031



- 
- <sup>287</sup> T. Bringmann, M. Pospelov, Phys. Rev. Lett. 122, 171801 (2019). arXiv:1810.10543
- <sup>288</sup> C. Arnaboldi et al., CdWO<sub>4</sub> scintillating bolometer for Double Beta Decay: Light and heat anticorrelation, light yield and quenching factors, Astropart. Phys. 34 (2010) 143.
- <sup>289</sup> A.S. Barabash et al., Eur. Phys. J. C (2016) 76:487.
- <sup>290</sup> K.A. Drukier et al., Phys. Rev. D 33 (1986) 3495
- <sup>291</sup> K. Freese et al., Phys. Rev. D 37 (1988) 3388.
- <sup>292</sup> R. Bernabei et al., La Rivista del Nuovo Cimento 26 (2003) 1;
- <sup>293</sup> R. Bernabei et al., Eur. Phys. J. C 56(2008) 333;
- <sup>294</sup> R. Bernabei et al., Eur. Phys. J. C 67 (2010) 39;
- <sup>295</sup> P. Belli et al., Phys. Rev. D 84 (2011) 055014;
- <sup>296</sup> R. Bernabei et al., J. Instrum. 7 (2012) P03009;
- <sup>297</sup> R. Bernabei et al., Eur. Phys. J. C 72 (2012) 2064;
- <sup>298</sup> R. Bernabei et al., Eur. Phys. J. A 49 (2013) 64
- <sup>299</sup> R. Bernabei et al., Eur. Phys. J. C 73 (2013) 2648;
- <sup>300</sup> R. Bernabei et al., Int. J. Mod. Phys. A 28 (2013) 1330022;
- <sup>301</sup> R. Bernabei et al., Eur. Phys. J. 74 (C 2014) 2827;
- <sup>302</sup> R. Bernabei et al., Int. J. Mod. Phys. A 31 (2016) 1642004
- <sup>303</sup> R. Bernabei et al., Int. J. Mod. Phys. A 31 (2016) 1642005;
- <sup>304</sup> R. Bernabei et al., Int. J. Mod. Phys. A 31 (2016) 1642006
- <sup>305</sup> M.J. Lehner et al., in *Heidelberg, DM in astrophysics and particle physics* (1988) 767-771.
- <sup>306</sup> G.J. Alner et al., Nucl. Instrum. Meth. A 555 (2005) 173.
- <sup>307</sup> F. Cappella et al., Eur. Phys. J. C 73 (2013) 2276.
- <sup>308</sup> P. Belli et al., Il Nuovo Cim. D 15 (1992) 475.
- <sup>309</sup> R. Bernabei et al., Eur. Phys. J. C 28 (2003) 203.
- <sup>310</sup> P. Belli et al., Nucl. Instrum. Meth. A 31 (2011) 626-627.
- <sup>311</sup> B.C. Grabmaier, IEEE Trans. Nucl. Sci. 31 (1984) 372.
- <sup>312</sup> Y.C. Zhu et al., Nucl. Instrum. Meth. A 244 (1986) 579;
- <sup>313</sup> F.A. Danevich et al., Prib. Tekh. Eksp. 5 (1989) 80 *Instrum. Exp. Tech.* 32 1059.
- <sup>314</sup> L.L. Nagornaya et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 55 (2008) 1469.
- <sup>315</sup> L.L. Nagornaya et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 56 (2009) 994.
- <sup>316</sup> E.N. Galashov et al., Functional Materials 16 (2009) 63.
- <sup>317</sup> F.A. Danevich et al., Nucl. Instrum. Meth. A 544 (2005) 55
- <sup>318</sup> P. Belli et al., Phys. Lett. B 658 (2008) 193.
- <sup>319</sup> P. Belli et al., Nucl. Phys. A 826 (2009) 256.
- <sup>320</sup> E. Gatti, F. De Martini, Nuclear Electronics 2 (1962) 265.
- <sup>321</sup> C. Taruggi, ROM2F/2016/06.
- <sup>322</sup> H. Kraus et al., ZnWO<sub>4</sub> scintillators for cryogenic dark matter experiments, Nucl. Instr. Meth. A 600 (2009) 594.
- <sup>323</sup> J. Beeman, F. Bellini and L. Cardani et al., "Performances of a large mass ZnSe bolometer to search for rare events," *Journal of Instrumentation*, vol. 8, p. P05021, 2013.
- <sup>324</sup> F.A. Kroger, *Some Aspects of the Luminescence of Solids* (Elsevier Publishing Company, Inc., New York, 1948).

- 
- <sup>325</sup> L.G. van Uitert, R.R. Soden, Single Crystal Tungstates for Resonance and Emission Studies, *J. Appl. Phys.* 31 (1960) 328.
- <sup>326</sup> T. Oi, K. Takagi, T. Fukazawa, Scintillation study of ZnWO<sub>4</sub> single crystals, *Appl. Phys. Lett.* 36 (1980) 278.
- <sup>327</sup> B.C. Grabmaier, Crystal scintillators, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-31 (1984) 372.
- <sup>328</sup> H. Grassmann, H.-G. Moser, E. Lorenz, Scintillation properties of ZnWO<sub>4</sub>, *J. Lumin.* 33 (1985) 109.
- <sup>329</sup> I. Holl, E. Lorenz, G. Mageras, A measurement of the light yield of common inorganic scintillators, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 35 (1988) 105.
- <sup>330</sup> Y.C. Zhu, et al., Measurements of the scintillation properties of ZnWO<sub>4</sub> crystals, *Nucl. Instr. and Meth. A* 244 (1986) 579.
- <sup>331</sup> M. Ishi, I. Kobayashi, Single crystals for radiation detectors, *Progr. Cryst. Growth Charact.* 23 (1991) 245.
- <sup>332</sup> A.E. Ovechkin, V.D. Ryzhikov, G. Tomylaitis, A. Zukauskas, Luminescence of ZnWO<sub>4</sub> and CdWO<sub>4</sub> crystals. *Phys.Stat. Sol. a* 103 (1987) 285.
- <sup>333</sup> V. Nagirnyi et al., Iron-related luminescence centers in ZnWO<sub>4</sub>:Fe, *Radiat. Eff. Defects Solids* 157 (2002) 1123.
- <sup>334</sup> L. Grigorjeva et al., Time – resolved spectroscopy in ZnWO<sub>4</sub> and ZnWO<sub>4</sub>:Fe, *Radiation Effects and Defects in solids* 158 (2003) 135.
- <sup>335</sup> H. He, J. Huang, L. Cao, J. Wu, Synthesis and luminescence property of Fe-doped ZnWO<sub>4</sub> powders with aqueous solution reaction, *J. Optoelectron. Adv. Mater.* 3 (2009) 236.
- <sup>336</sup> H. Y. He et al., Luminescence of Fe-substituted ZnWO<sub>4</sub> powders synthesized by aqueous solution reaction, *Int. J. Mater. Res.* 101 (2010) 852.
- <sup>337</sup> N.R. Krutyak et al., The features of energy transfer to the emission centers in ZnWO<sub>4</sub> and ZnWO<sub>4</sub>:Mo, *J. Lumin.* 144 (2013) 105.
- <sup>338</sup> D. Spassky et al., Energy transfer in solid solutions Zn<sub>x</sub>Mg<sub>1-x</sub>WO<sub>4</sub>, *Opt. Mater.* 36 (2014) 1660.
- <sup>339</sup> L. Kostyik, A. Luchechko, S. Novosad, The influence of chromium impurity on the luminescence properties of ZnWO<sub>4</sub> crystals, *Electronics and information technologies* 5 (2015) 33.
- <sup>340</sup> S. Novosad et al., Low Temperature Luminescence of ZnWO<sub>4</sub> Crystals with Li Impurity, *Proceedings of the 2019 XIth International Scientific and Practical Conference on Electronics and Information Technologies (ELIT) 2019*, DOI: 10.1109/ELIT.2019.8892292
- <sup>341</sup> F.A. Danevich et al., CdWO<sub>4</sub>, ZnSe and ZnWO<sub>4</sub> scintillators in studies of 2β-processes, *Instr. Exp. R.* 32 (1989) 1059.
- <sup>342</sup> F.A.Danevich et al., ZnWO<sub>4</sub> crystals as detectors for 2β decay and dark matter experiments, *Nucl. Instrum. Meth. A* 544 (2005) 553.
- <sup>343</sup> L.L. Nagornaya et al., Growth of ZnWO<sub>4</sub> Crystal Scintillators for High Sensitivity 2β Experiments, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 55 (2008) 1469.
- <sup>344</sup> F.A. Danevich et al., Scintillation properties of pure and Ca-doped ZnWO<sub>4</sub> crystals. *Phys. Stat. Sol. a* 205 (2008) 335.
- <sup>345</sup> L.L. Nagornaya et al., Large Volume ZnWO<sub>4</sub> Crystal Scintillators With Excellent Energy Resolution and Low Background, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 56 (2009) 994.

- 
- <sup>346</sup> H. Kraus et al., ZnWO<sub>4</sub> scintillators for cryogenic dark matter experiments. Nucl. Instrum. Meth. A 600 (2009) 594.
- <sup>347</sup> I. Bavykina et al., Development of cryogenic phonon detectors based on CaMoO<sub>4</sub> and ZnWO<sub>4</sub> scintillating crystals for direct dark matter search experiments, Opt. Mater. 31 (2009) 1382.
- <sup>348</sup> P. Belli et al., Search for 2β processes in <sup>64</sup>Zn with the help of ZnWO<sub>4</sub> crystal scintillator, Phys. Lett. B 658 (2008) 193.
- <sup>349</sup> P. Belli et al., Search for double beta decay of zinc and tungsten with low-background ZnWO<sub>4</sub> crystal scintillators, Nucl. Phys. A 826 (2009) 256.
- <sup>350</sup> P. Belli et al., Final results of an experiment to search for 2β processes in zinc and tungsten with the help of radiopure ZnWO<sub>4</sub> crystal scintillators, J. Phys. G 38 (2011) 115107.
- <sup>351</sup> P. Belli et al., Radioactive contamination of ZnWO<sub>4</sub> crystal scintillators, Nucl. Instr. Meth. A 626&627 (2011) 31.
- <sup>352</sup> A.S. Barabash et al., Improvement of radiopurity level of enriched <sup>116</sup>CdWO<sub>4</sub> and ZnWO<sub>4</sub> crystal scintillators by recrystallization, Nucl. Instrum. Meth. A 833 (2016) 77.
- <sup>353</sup> F.A. Danevich, V.I. Tretyak, Radioactive contamination of scintillators, Int. J Mod. Phys. A 33 (2018) 1843007.
- <sup>354</sup> A.A. Pavlyuk et al., Low Thermal Gradient technique and method for large oxide crystals growth from melt and flux, in Proceedings of The APSAM-92, Asia Pacific Society for Advanced Materials, Shanghai, P.R.C., 26–29 April 1992, Institute of Materials Research, Tohoku University, Sendai, Japan, 1993, p. 164.
- <sup>355</sup> I.M. Ivanov et al., Extrapure WO<sub>3</sub> for the preparation of CdWO<sub>4</sub> single crystals, Inorg. Mater. 44 (2008) 1330.
- <sup>356</sup> E.N. Galashov, V.A. Gusev, V.N. Shlegel, Y.V. Vasiliev, Growing of ZnWO<sub>4</sub> single crystals from melt by the low thermal gradient Czochralski technique, Functional Materials 16 (2009) 63.
- <sup>357</sup> V.N. Shlegel et al., Recent progress in oxide scintillation crystals development by low-thermal gradient Czochralski technique for particle physics experiments, JINST 12 (2017) C08011.
- <sup>358</sup> L.A. Lisitsyna, Influence of oxygen on luminescent properties of ZnWO<sub>4</sub> crystals surface, IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 110 (2016) 012083.
- <sup>359</sup> K. Takagi et al., Growth of high purity ZnWO<sub>4</sub> single crystals, J. Cryst. Growth 52 (1981) 580.
- <sup>360</sup> Z. Kowalski et al., Radioluminescence, low temperature thermoluminescence and scintillation properties of Ca and Eu doped ZnWO<sub>4</sub> single crystals, Radiat. Meas. 118 (2-18) 1.
- <sup>361</sup> H. Kraus et al., Feasibility study of a ZnWO<sub>4</sub> scintillator for exploiting materials signature in cryogenic WIMP dark matter searches, Phys. Lett. B 610 (2005) 37.
- <sup>362</sup> F.A. Danevich et al., Optimization of light collection from crystal scintillators for cryogenic experiments, Nucl. Instrum. Meth. A 744 (2014) 41.
- <sup>363</sup> W. Klamra et al., Properties of CdWO<sub>4</sub> and ZnWO<sub>4</sub> scintillators at liquid nitrogen temperature, JINST 7 (2012) P03011.
- <sup>364</sup> Wheeler J A 1956 Fission physics and nuclear theory. *Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, vol. 2, Geneva, 8–20 August 1955*, New York, UN, pp 155–163, 220–229
- <sup>365</sup> Scharff-Goldhaber G 1957 Nuclear physics. *Nucleonics* 15 122–124

- <sup>366</sup> Myers W D, Swiatecki W J 1966 Nuclear masses and deformations. *Nucl. Phys.* 81 1–58, IN1–IN3, 59–60. [http://dx.doi.org/10.1016/S0029-5582\(66\)80001-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0029-5582(66)80001-9)
- <sup>367</sup> Sobiczewski A, Gareev F A, Kalinkin B N 1966 Closed shells for  $Z > 82$  and  $N > 126$  in a diffuse potential well. *Phys. Lett. B* 22 500–502. [http://dx.doi.org/10.1016/0031-9163\(66\)91243-1](http://dx.doi.org/10.1016/0031-9163(66)91243-1)
- <sup>368</sup> Meldner H 1967 Predictions of new magic regions and masses for super heavy nuclei from calculations with realistic shell model single particle Hamiltonians. *Arkiv för Fysik* 36 593–598
- <sup>369</sup> Strutinsky V M 1967 Shell effects in nuclear masses and deformation energies. *Nucl. Phys. A* 95 420–442. [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(67\)90510-6](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(67)90510-6); Strutinsky V M 1968 “Shells” in deformed nuclei. *Nucl. Phys. A* 122 1–33. [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(68\)90699-4](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(68)90699-4)
- <sup>370</sup> Nilsson S G *et al.* 1968 On the spontaneous fission of nuclei with  $Z$  near 114 and  $N$  near 184. *Nucl. Phys. A* 115 545–562. [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(68\)90748-3](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(68)90748-3); Nilsson S G *et al.* 1969 On the nuclear structure and stability of heavy and superheavy elements. *Nucl. Phys. A* 131 1–66. [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(69\)90809-4](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(69)90809-4)
- <sup>371</sup> Fiset E O, Nix J R 1972 Calculation of half-lives for superheavy nuclei. *Nucl. Phys. A* 193 647–671. [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(72\)90346-6](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(72)90346-6)
- <sup>372</sup> Giuliani S A *et al.* 2019 Superheavy elements: Oganesson and beyond. *Rev. Mod. Phys.* 91 011001. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.91.011001>
- <sup>373</sup> Kondev F G *et al.* 2021 The Nubase2020 evaluation of nuclear properties. *Chin. Phys. C* 45 030001. <http://dx.doi.org/10.1088/1674-1137/abddae>
- <sup>374</sup> Petermann I *et al.* 2012 Have superheavy elements been produced in nature? *Eur. Phys. J. A* 48 122. <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2012-12122-6>
- <sup>375</sup> Oganessian Y T 1996 Can Superheavy Elements Exist in Nature? *JINR Rapid Communications* 6 49–58. [http://www1.jinr.ru/Archive/Pepan\\_letters/panl\\_6\\_1996.html](http://www1.jinr.ru/Archive/Pepan_letters/panl_6_1996.html)
- <sup>376</sup> Oganessian Y 2007 Heaviest nuclei from  $^{48}\text{Ca}$ -induced reactions. *J. Phys. G* 34 R165. <http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/34/4/R01>
- <sup>377</sup> Flerov G N, Ter-Akopian G M 1981 The physical and chemical aspects of the search for superheavy elements. *Pure Appl. Chem.* 53 909–923. <http://dx.doi.org/10.1351/pac198153050909>
- <sup>378</sup> Köber E, Langrock E J 1990 Search for Superheavy Elements in the Nature. *Isotopenpraxis* 26 576–583. <http://dx.doi.org/10.1080/10256019008622438>
- <sup>379</sup> Flerov G N, Ter-Akopian G M 1983 Superheavy nuclei. *Rep. Prog. Phys.* 47 817–875. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/46/7/002>
- <sup>380</sup> Ter-Akopian G M, Dmitriev S N 2015 Searches for superheavy elements in nature: Cosmic-ray nuclei; spontaneous fission. *Nucl. Phys. A* 944 177–189. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2015.09.004>
- <sup>381</sup> Marinov A *et al.* 2009 Existence of long-lived isotopes of a superheavy element in natural Au. *Int. J. Mod. Phys. E* 18 621–629. <http://dx.doi.org/10.1142/S021830130901280X>; Marinov A *et al.* 2010 Evidence for the possible existence of a long-lived superheavy nucleus with atomic mass number  $A = 292$  and atomic number  $Z \cong 122$  in natural Th. *Int. J. Mod. Phys. E* 19 131–140. <http://dx.doi.org/10.1142/S0218301310014662>
- <sup>382</sup> Dellinger F *et al.* 2010 Search for a superheavy nuclide with  $A = 292$  and neutron-deficient thorium isotopes in natural thorianite. *Nucl. Instrum. Meth. B* 268 1287–1290. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2009.10.154>; Dellinger F *et al.* 2011 Upper limits for the

- 
- existence of long-lived isotopes of roentgenium in natural gold. *Phys. Rev. C* 83 015801. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.83.015801>; Dellinger F *et al.* 2011 Ultrasensitive search for long-lived superheavy nuclides in the mass range  $A = 288$  to  $A = 300$  in natural Pt, Pb, and Bi. *Phys. Rev. C* 83 065806. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.83.065806>
- <sup>383</sup> Ludwig P *et al.* 2012 Search for superheavy elements with  $292 \leq A \leq 310$  in nature with accelerator mass spectrometry. *Phys. Rev. C* 85 024315. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.85.024315>
- <sup>384</sup> Svirikhin A *et al.* 2009 Neutrons from spontaneous fission of long-lived super-heavy nuclei. *AIP Conf. Proc.* 1175 297–300. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3258240>
- <sup>385</sup> Alexeev V *et al.* 2016 Charge spectrum of heavy and superheavy components of galactic cosmic rays: results of the Olimpiya experiment. *Astrophys. J.* 829 120. <http://dx.doi.org/10.3847/0004-637X/829/2/120>
- <sup>386</sup> Belli P *et al.* 2015 Search for long-lived superheavy eka-tungsten with radiopure  $\text{ZnWO}_4$  crystal scintillator. *Phys. Scripta* 90 085301. <http://dx.doi.org/10.1088/0031-8949/90/8/085301>
- <sup>387</sup> Cardani L *et al.* 2012 A BGO scintillating bolometer for  $\gamma$  and  $\alpha$  spectroscopy. *JINST* 7 P10022. <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/7/10/P10022>
- <sup>388</sup> Barabash A S *et al.* 2018 Final results of the Aurora experiment to study  $2\beta$  decay of  $^{116}\text{Cd}$  with enriched  $^{116}\text{CdWO}_4$  crystal scintillators. *Phys. Rev. D* 98 092007. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.092007>
- <sup>389</sup> Gatti E, De Martini F 1962 A new linear method of discrimination between elementary particles in scintillation counters. *Proceedings of the Conference on Nuclear Electronics*. Vol. II (International Atomic Energy Agency, Vienna), pp. 265–276
- <sup>390</sup> Fazzini T *et al.* 1998 Pulse-shape discrimination with  $\text{CdWO}_4$  crystal scintillators. *Nucl. Instrum. Meth. A* 410 213–219. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)00179-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00179-X)
- <sup>391</sup> Bardelli L *et al.* 2006 Further study of  $\text{CdWO}_4$  crystal scintillators as detectors for high sensitivity  $2\beta$  experiments: scintillation properties and pulse-shape discrimination. *Nucl. Instrum. Meth. A* 569 743–753. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.09.094>
- <sup>392</sup> Belli P *et al.* 2021 The half-life of  $^{212}\text{Po}$ . *Eur. Phys. J. A* 57 215. <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-021-00510-y>
- <sup>393</sup> Nelson W R, Hirayama H, Rogers D W O 1985 The EGS4 code system report. Stanford Linear Accelerator Center SLAC Report No. SLAC-265.
- <sup>394</sup> Ponkratenko O A, Tretyak V I, Zdesenko Yu G 2000 Event generator DECAY4 for simulating double-beta processes and decays of radioactive nuclei. *Phys. At. Nucl.* 63 1282–1287. <https://doi.org/10.1134/1.855784>; Tretyak V I (to be published)
- <sup>395</sup> Helis D L *et al.* 2020 Neutrinoless double  $\beta$  decay searches with enriched  $^{116}\text{CdWO}_4$  scintillating bolometers. *J. Low Temper. Phys.* 199 467–474. <https://doi.org/10.1007/s10909-019-02315-2>
- <sup>396</sup> Barabash A S *et al.* 2016 Improvement of radiopurity level of enriched  $^{116}\text{CdWO}_4$  and  $\text{ZnWO}_4$  crystal scintillators by recrystallization. *Nucl. Instrum. Meth. A* 833 77–81. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.07.025>
- <sup>397</sup> Firestone R B *et al.* 1996 Table of Isotopes (New York: Wiley) and 1998 CD update