

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Київський національний університет імені Тараса Шевченка
Фізичний факультет
Кафедра ядерної фізики

На правах рукопису

**Уточнення геометрії демонстратора SuperNEMO на
основі вимірювань розпаду ^{207}Bi**

Галузь знань: 10. Природничі науки

Спеціальність: 104. Фізика та астрономія

Освітня програма: Фізика високих енергій

Кваліфікаційна робота бакалавра

Студента 4 року навчання

Янковського Владислава Олександровича

Науковий керівник:

Miroslav Macko, PhD.

Institute of Experimental and Applied Physics

Czech Technical University in Prague, Czechia

Науковий керівник від кафедри:

кандидат фіз.-мат. наук

доц. Безшийко Олег Анатолійович

Робота заслухана на засіданні кафедри ядерної фізики та високих енергій та
рекомендована до захисту на ДЕК, протокол № _____ від _____

Зав. кафедри
ядерної фізики,

проф. Каденко І. М.

Київ – 2023

ВИТЯГ

з протоколу № _____
засідання Екзаменаційної комісії

Визнати, що студент Янковський Владислав Олександрович виконав та
захистив
кваліфікаційну роботу бакалавра з оцінкою: _____.

Голова ЕК _____

«_____» _____ 2023.

АНОТАЦІЯ

Янковський В. О. Уточнення геометрії демонстратора SuperNEMO на основі вимірювань розпаду ^{207}Bi

Кваліфікаційна робота бакалавра за спеціальністю 104 Фізика та астрономія, освітня програма «Фізика високих енергій». — Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет, кафедра ядерної фізики та високих енергій — Київ — 2023.

Науковий керівник: Miroslav Macko, PhD., Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague, Czechia

Науковий керівник від кафедри: к.ф.-м.н., доц. Безшийко Олег Анатолійович, доцент каф. яд. фізики.

В дипломній роботі представлено надійний статистичний підхід для отримання координат 14-ти калібрувальних джерел ^{207}Bi у детекторі SuperNEMO. Джерела ^{207}Bi випромінюють електрони, лінійні треки яких реконструюються в системі відстежування частинок. Використовуючи відповідні геометричні припущення і ці треки, можна визначити положення джерел. Дослідження показало, що метод є вдалим і може досягати точності порядку кількох міліметрів або навіть краще.

Ключові слова: нейтрино, подвійний бета-розпад, безнейтринний подвійний бета-розпад, SuperNEMO, Bi-207, геометрія детектора, багатодротовий трековий детектор в режимі Гейгера.

SUMMARY

Yankovskyi V. Refinement of the SuperNEMO demonstrator geometry based on ^{207}Bi decay measurements

Masters qualification work in specialty 104 Physics and astronomy, educational program «High energy physics». — Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of Physics, Department of Nuclear Physics and High Energy. — Kyiv — 2023.

Research supervisor: Miroslav Macko, PhD., Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague, Czechia

Research supervisor from the department: PhD of Physics and Mathematics, Assoc. Prof. Bezshyyko O., Associate Professor of Department of Nuclear Physics.

The thesis presents a robust statistical approach for extraction of coordinates of 14 ^{207}Bi calibration sources in SuperNEMO detector. ^{207}Bi sources emit electrons whose linear tracks are reconstructed in the particle tracker system. Using appropriate geometrical assumptions and these tracks the positions of the sources can be extracted. The study has shown that the method is successful and can reach precision on the order of millimeters or better.

Key words: neutrino, Double Beta-Decay, Neutrinoless Double Beta-Decay, SuperNEMO, Bi-207, detector geometry, multiwire track detector in Geiger mode.

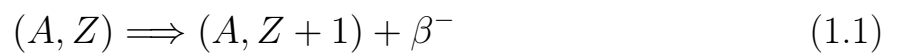
Зміст

1	Вступ	3
1.1	Коротко про історію Нейтрино	3
1.2	Подвійний Бета-розпад	6
1.3	Експерименти з дослідження Подвійного Бета-розпаду	7
2	Експеримент SuperNEMO	9
2.1	Джерела-фольги	9
2.2	Система відстежування частинок	11
2.3	Калориметри	12
2.4	Калібрувальна система на основі ^{207}Bi	13
2.5	Поточний стан детектора	14
3	Дослідження положення джерел ^{207}Bi	14
3.1	Постановка проблеми	15
3.2	Короткий опис алгоритму відстеження та вхідних даних	16
3.3	”Гіпотеза спагеті”	18
3.4	Обчислення y та z позиції ЕПП	20
3.5	Визначення положень джерел вздовж осі x	24
3.5.1	Відбір даних	24
3.5.2	Кінцеві результати	27
3.6	Визначення положення джерела в площині yz	29
3.7	Висновки та плани на майбутнє	30
	Література	32

1 Вступ

1.1 Коротко про історію Нейтрино

На початку 20-го століття фізики вже знали про існування так званого бета-розпаду [1], але розуміння цього процесу ще не було повним. Бета-розпад розуміли як процес, коли спостережувана речовина випромінює негативно заряджені частинки (які Ернест Резерфорд назвав " β -випромінюванням"). Дуже скоро було встановлено, що ця загадкова β^- частинка має властивості вже відомої - електрона [1]. Отже, тогочасне розуміння процесу можна виразити так:



Проблеми з такою інтерпретацією виникли з розвитком квантової механіки, яка постулювала дискретний характер станів квантових об'єктів. Теоретичний енергетичний спектр β^- частинок від бета-розпаду повинен мати вигляд дискретних дельта-піків. Для цього твердження є дві причини. По-перше, енергії, що виділяються при розпаді, визначаються різницею енергетичних рівнів між початковим і кінцевим станом ядра. По-друге, при розпаді, коли випромінюється лише одна частинка, вся енергія, що виділяється в процесі, перетворюється на кінетичну енергію цієї частинки. У випадку α - і γ -розпадів, які вже були відомі, цей принцип працював згідно з очікуванням. Однак у 1914 році Джеймс Чедвік виміряв бета-спектр і показав, що він є неперервним [2] (німецькою мовою). Це було несподіване відкриття, яке поставило під сумнів закон збереження енергії. Іншою проблемою було незбереження спіну ядра в цьому процесі. Оскільки атомний номер ядра не змінився в результаті розпаду, то його спін також повинен зберегтись. Це означає, що спін електрона, який вилітає з ядра в такому процесі, повинен бути цілим числом, що не відповідає дійсності.

У 1930 році Вольфганг Паулі надіслав свого знаменитого листа учасникам конференції в Тюбінгені [3] (переклад англійською мовою). У листі він постулював існування нової нейтральної елементарної частинки зі спіном $1/2$, яка випромінюється разом з електроном під час бета-розпаду. Він назвав цю частинку "Нейтрон". Він припустив, що під час розпаду "Нейтрон" забирає частину енергії розпаду. Це означало б, що електрон може переносити будь-

яку кількість енергії, а не лише дискретні значення, що представляють собою Q -реакції розпаду. Це могло б пояснити неперервний енергетичний спектр електрона. Нецілочисельний спін “Нейтрона” також вирішує проблему незбереження спіну ядра. Після відкриття Чедвіком у 1932 році того, що ми знаємо сьогодні як Нейтрон [4], частинку, постульовану Паулі, яка, за оцінками, була набагато легшою, було перейменовано на “Нейтрино” (італійське зменшувальне від Нейтрон). Відкриття нейтрона дозволило Фермі побудувати теорію бета-розпаду, яка пояснювала, як саме така нейтральна частинка, як нейтрино, може випромінюватись ядром. Згідно з нашим сучасним розумінням теорії β^- -розпаду, нейтрон (n) в ядрі перетворюється на протон (p) шляхом випромінювання електрона (e) і антинейтрино ($\bar{\nu}$) (античастинки нейтрино):



Нейтрино були остаточно зареєстровані в експерименті 1956 року Клайдом Кованом і Фредеріком Рейнсом [5]. За це відкриття лише Фредерік Рейнс був нагороджений Нобелівською премією в 1995 році, оскільки Клайд Кован помер у 1974 році.

Стандартна модель (СМ) наразі є найуспішнішою моделлю у фізиці елементарних частинок. Вона об’єднує всі елементарні частинки матерії, відомі на даний момент, і частинки-носії трьох з чотирьох відомих взаємодій: Сильної, Слабкої та Електромагнітної (Гравітаційна взаємодія наразі не квантується). Носіями цих сил є калібрувальні бозони, частинки з цілим спіном, тоді як частинки речовини в СМ - ферміони, з напівцілим спіном. Виходячи з СМ нейтрино можна описати таким чином: нейтральний ферміон з напівцілим спіном ($1/2$), який взаємодіє лише через Слабку взаємодію. Воно існує у вигляді одного з трьох ароматів і не має маси. Проте останнє твердження виявилось невірним після відкриття процесу під назвою "осциляція нейтрино".

В результаті ланцюгової протон-протонної реакції в ядрі Сонця утворюються електронні антинейтрино [6]. У 1960-х роках Реймонд Девіс-молодший і Джон Н. Бахколл намагалися зареєструвати ці нейтрино. Вони розробили експеримент, відомий як Homestake experiment [7]. Виміряна частота детектування складала $2.56 \pm 0.32 \text{ SNU}^1$. [8]. Це було несподівано, оскільки згідно зі Стандартною Сонячною Моделлю очікуване значення становило $9.3 \pm 1.3 \text{ SNU}$ [8].

¹SNU – Solar neutrino unit, позначає одне захоплення нейтрино на 10^{36} ядер щосекунди

Ця розбіжність між теорією і експериментом тоді не мала пояснення. Потрібно було переглянути як теоретичну модель, так і експеримент. Тим не менше, після зусиль всього експериментального і теоретичного наукового товариства з дослідження нейтрино, коректність обох аспектів була підтверджена. Врешті-решт проблема була пояснена існуванням так званих осциляцій нейтрино. Згідно з цією концепцією, (анти)нейтрино можуть змінювати свій аромат під час польоту. Чисто електронні антинейтрино, що утворюються на Сонці, зазнають осциляцій в інші аромати (мюонний і тау), і Землі досягають нейтрино всіх трьох ароматів. На жаль, всі тогочасні експерименти були чутливими лише до електронних нейтрино, що і призвело до виникнення розбіжності між теорією та експериментом, відомої як "Проблема Сонячних Нейтрино". Удосконалений експеримент Super-Kamiokande в 1998 році довів існування осциляції нейтрино шляхом спостереження осциляції атмосферних мюонних нейтрино в тау-аромат [9]. Через рік, у 1999 році, в Sudbury Neutrino Observatory вдалося виміряти частоту детектування сонячних нейтрино для всіх ароматів одночасно, а результати, отримані в 2001 році, підтвердили існування осциляції нейтрино і розв'язали Проблему сонячних нейтрино [10]. За відкриття осциляції нейтрино Артур Б. Макдональд (SNO) і Такаакі Кадзіта (Super-Kamiokande) отримали Нобелівську премію в 2015 році.

Тепер пояснимо, чому осциляція нейтрино може існувати лише тоді, коли нейтрино мають принаймні два стани з ненульовими масами. Якщо розглянути два базиси для відомих нейтрино: ароматні стани (ν_e, ν_μ, ν_τ) та масові стани (ν_1, ν_2, ν_3), то один з них можна виразити лінійною комбінацією іншого за допомогою матриці унітарного перетворення $U_{\alpha i}$:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle, \quad (1.3)$$

де ν_α символізує стан аромату, а ν_i - стан маси. $U_{\alpha i}$ - унітарна матриця змішування, так звана матриця PMNS (Pontecorvo - Maki - Nakagawa - Sakata). Якщо ми розглянемо спрощений випадок осциляції лише двох станів нейтрино α і β , ми можемо виразити ймовірність осциляції як (для виведення див. [11]):

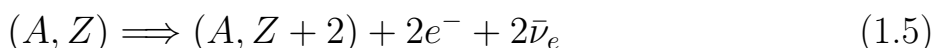
$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) \quad (1.4)$$

Тут L - довжина пробігу нейтрино, E - енергія нейтрино, а $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$

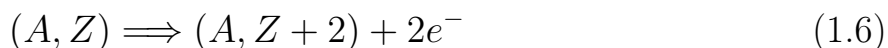
- квадратична різниця між масами масових станів i та j . Оскільки детектування ν_μ та ν_τ , що досягають Землі від Сонця, вже підтверджено, то ймовірність $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ зміни аромату є ненульовою. Отже, θ (так званий "кут змішування нейтрино") і Δm_{ij}^2 не можуть дорівнювати нулю. Отже, має існувати принаймні один стан нейтрино з ненульовою масою (принаймні два стани з ненульовою масою в реалістичному випадку трьох сімейств нейтрино).

1.2 Подвійний Бета-розпад

У 1935 році Марія Гепперт-Майєр запропонувала теорію існування процесу, в якому два нейтрони, зв'язані в ядрі, одночасно перетворюються на два протони з випромінюванням двох електронів і двох електронних антинейтрино [12]:



Такий розпад вже спостерігався для кількох ізотопів (^{82}Se , ^{76}Ge , ^{100}Mo тощо). Він надзвичайно рідкісний і має період напіврозпаду для різних ізотопів від 10^{18} років до 10^{24} років (див. таблицю ??). У 1939 році Венделл Х. Фуррі запропонував інший процес під назвою *Безнейтринний Подвійний Бета-розпад* ($0\nu\beta\beta$) [13]:



Він базується на припущенні, що нейтрино є власною античастинкою (Майоранівською частинкою). Період напіврозпаду ($T_{1/2}^{0\nu}$) цього процесу пов'язаний з, так званою, ефективною масою нейтрино наступною формулою:

$$\frac{1}{T_{1/2}^{0\nu}} \sim |m_{\beta\beta}|^2 G^{0\nu}(K, Z) |M^{0\nu}|^2, \quad m_{\beta\beta} = \sum_i U_{ei} m_i, \quad (1.7)$$

де K - кінетична енергія, що випромінюється в процесі, $G^{0\nu}(K, Z)$ - коефіцієнт фазового простору (обчислюється теоретично), $M^{0\nu}$ - елемент ядерної матриці $0\nu\beta\beta$, який може бути отриманий виходячи з теорії будови ядра і є складним для обчислення. У цьому виразі ефективна маса нейтрино $m_{\beta\beta}$ є лінійною комбінацією базису маси нейтрино з коефіцієнтами матриці PMNS.

Спостереження $0\nu\beta\beta$ підтвердило б, що нейтрино має Майоранову природу. Фактично, на сьогодні це єдиний процес, який може це довести. Крім

того, таке спостереження дало б нам значення періоду напіврозпаду цього процесу, що в свою чергу допомогло б обчислити ефективну масу нейтрино на основі рівняння 1.7. Пошук цього розпаду дуже важливий для фізики нейтрино. Оскільки він ще не спостерігався, то наразі ми маємо інформацію лише про нижню межу періодів напіврозпаду. Найвища нижня межа наразі має порядок 10^{25} - 10^{26} років (таблиця 1.1) в залежності від досліджуваного ядра та експерименту.

Ізотоп	$T_{1/2}^{2\beta}[yr]$	$T_{1/2}^{0\beta}[yr]$	Експеримент
^{76}Ge	$(1.926 \pm 0.094) \times 10^{21}$	$>1.8 \times 10^{26}$	GERDA[14]
^{82}Se	$(8.6 \pm 0.16) \times 10^{19}$	$>3.6 \times 10^{23}$	NEMO-3, CUPID-0[15, 16]
^{100}Mo	$(6.81 \pm 0.39) \times 10^{18}$	$>1.1 \times 10^{24}$	NEMO-3[17, 18]
^{116}Cd	$(2.74 \pm 0.18) \times 10^{19}$	$>1.0 \times 10^{23}$	NEMO-3[19]
^{130}Te	$(7.71 \pm 0.16) \times 10^{20}$	$>2.2 \times 10^{25}$	CUORE[20]
^{136}Xe	$(2.21 \pm 0.27) \times 10^{21}$	$>1.07 \times 10^{26}$	KamLAND-Zen[21, 22]
^{150}Nd	$(9.34 \pm 0.66) \times 10^{18}$	$>2.0 \times 10^{22}$	NEMO-3[19]

Таблиця 1.1: Рекомендовані значення періоду напіврозпаду $2\nu\beta\beta$ до основного стану дочірнього ядра (другий стовпчик) та нижня межа на рівні 90% C.L. для періоду напіврозпаду $0\nu\beta\beta$ (третій стовпчик) для вибраних ізотопів

1.3 Експерименти з дослідження Подвійного Бета-розпаду

Програмі досліджень Подвійного Бета-розпаду (Double Beta-Decay – DBD) вже кілька десятиліть. Незалежно від типу процесу, детектори можуть реєструвати лише два електрони, оскільки нейтрино вилітають непоміченими у випадку $2\nu\beta\beta$, та не вилітають зовсім у випадку $0\nu\beta\beta$. Незважаючи на це, $0\nu\beta\beta$ можна відрізнити від $2\nu\beta\beta$ шляхом порівняння спектрів суми енергій електронів (див. рисунок 1.1). У випадку $0\nu\beta\beta$ обидва електрони несуть всю енергію розпаду і сума їхніх енергій завжди однакова - значення Q-реакції розпаду. У випадку $2\nu\beta\beta$ антинейтрино забирають частину енергії і сума енергій електронів утворює неперервний спектр.

Експерименти з пошуку $0\nu\beta\beta$ можна розділити на дві основні категорії:

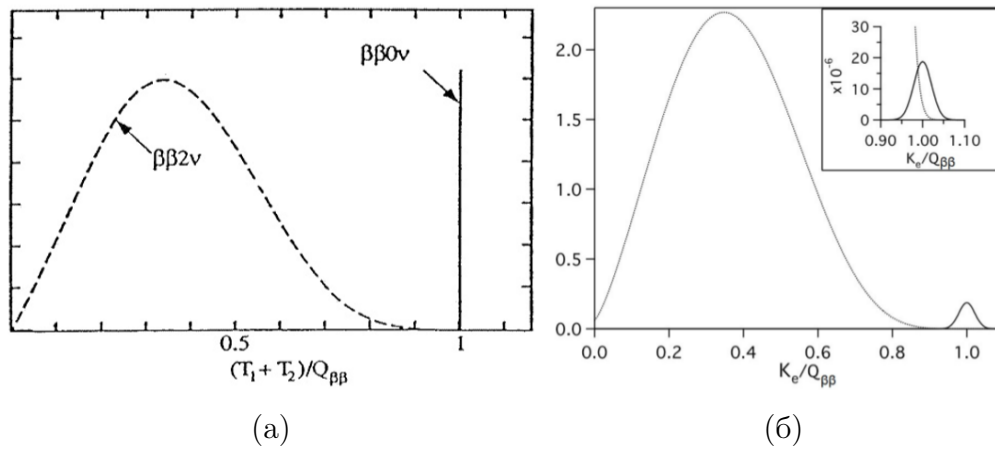


Рис. 1.1. DBD спектри. Горизонтальна вісь представляє суму кінетичних енергій окремих електронів ($K_e = T_1 + T_2$), в одиницях Q -величини розпаду, позначених через $Q_{\beta\beta}$. (а) Теоретичний спектр. (б) Експериментальний спектр з урахуванням лише впливу роздільної здатності детектора.

гомогенні та гетерогенні детектори. Гомогенні детектори використовують переваги ізотопів що розпадаються, які також можуть бути використані як матеріал детектора. У цьому типі експериментів джерело є одночасно і детектором. Гетерогенні детектори містять джерело і детектор як дві окремі системи. У наступному (неповному) переліку наведено приклади експериментів відповідно до їхнього технологічного підходу:

Напівпровідникові експерименти (гомогенні детектори): Тут сигнали отримуються за допомогою напівпровідників. Найчастіше це Германієві напівпровідникові діоди, які забезпечують високу ефективність реєстрації та чудову енергетичну роздільну здатність. Приклади: LEGEND[23], GERDA[24], MAJORANA[25] (в усіх експериментах використовуються Ge діоди).

Болометричні експерименти (гомогенні детектори): Болометри - це низькотемпературні калориметри, здатні вимірювати енергію частинки, що налітає, використовуючи той факт, що вона здатна підвищувати температуру матеріалу болометра (наприклад, $^{116}\text{CdWO}_4$, $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$ або Zn^{82}Se) пропорційно до її енергії. Приклади: AMoRE[26], CUPID[27], CUORE[28].

Експерименти з ТРС та сцинтилятором (гомогенні детектори): Часо-проекційні камери (Time Projection Chambers – TPC) використовують електрони, що утворюються в результаті іонізації речовини в детекторі налітаючою частинкою, та аноди, які їх притягують, що дає можливість реконструювати трек у трьох вимірах. Матеріал, з яким взаємодіє іонізуюча

частинка, може бути сцинтилятором, що дозволяє отримати вигоду як від іонізаційного, так і сцинтиляційного світла. Такими сцинтиляторами зазвичай є рідкий (або газоподібний) ^{136}Xe і кристал ^{48}Ca . Приклади: KamLAND-Zen[29], CANDLES[30], EXO[31, 32].

Треко-калориметричні експерименти (гетерогенні детектори): Цей тип базується на поєднанні системи трекера і калориметрів, які надають інформацію про енергію та імпульс з місцезнаходженням частинки. Основною перевагою цього підходу є відмінне подавлення фону, відповідно до типології події. Приклади: NEMO-3[33], SuperNEMO[34], NEXT[35].

2 Експеримент SuperNEMO

Як зазначено в попередньому параграфі, детектор SuperNEMO використовує технологію, що поєднує калориметричну технологію з відстеженням частинок. Основною перевагою такого підходу є можливість отримати повну топологію подій і виконати ідентифікацію частинок. Це дозволяє покращити відбір фону і вивчати розподіл кутів між двома випроміненими електронами (так званий кутовий розподіл). Детектор SuperNEMO складається з чотирьох основних систем: *джерел розпаду (джерел-фольг ^{82}Se)*, *трекового детектора*, *калориметра* і *системи енергетичного калібрування на основі ^{207}Bi* (див. рисунок 2.1а).

Електрони, що випромінюються $\beta\beta$ джерелом, проходять через трековий детектор, який дозволяє отримати інформацію про їх траєкторію. Коли вона досягає сегментованих калориметрів, ми отримуємо інформацію про енергію цієї окремої частинки (див. рисунок 2.1б).

2.1 Джерела-фольги

Існує кілька важливих вимог до джерела розпаду, яке можна використовувати для дослідження DBD. Перша - це чистота джерела. В земній корі існують ізотопи, такі як ^{208}Tl або ^{214}Bi , що можуть забруднити джерело розпаду в процесі виробництва. Ці ізотопи можуть імітувати сигнал $0\nu\beta\beta$ у детекторі, і тому їх вміст слід ретельно контролювати і, якщо можливо, усунути. Особливо небезпечним є ^{208}Tl , бо він випромінює гамма-кванти з енергією 2.615 MeV. Шляхом швидкої послідовності двох комптонівських розсіювань

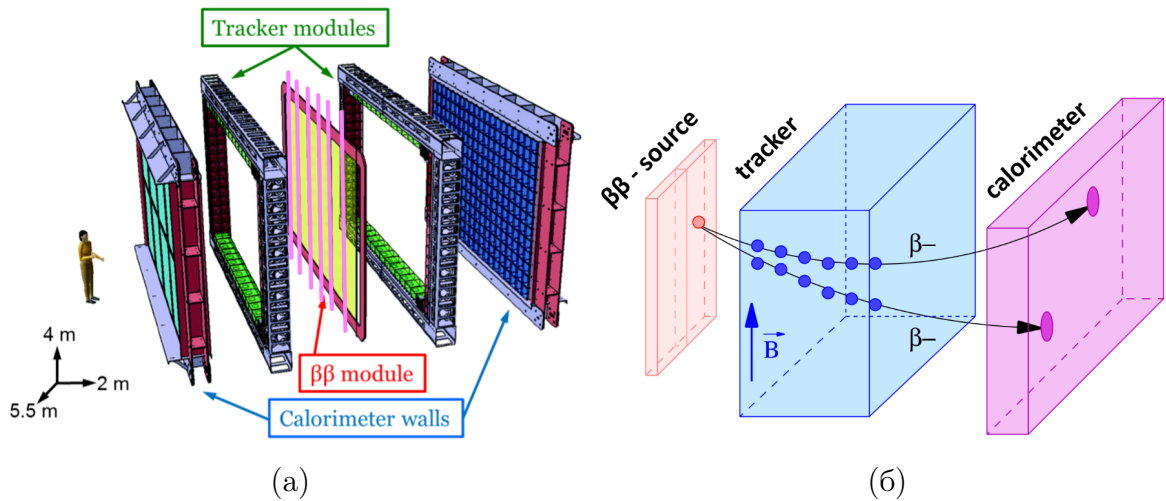


Рис. 2.1. (а) Схема конструкції детектора SuperNEMO. Рожеві лінії на рисунку позначають 6 проміжків між джерелами-фольгами ^{82}Se . Система на основі покрокового двигуна може автоматично вводити і виводити 42 калібрувальні джерела ^{207}Bi (по 7 джерел на стовпчик) у ці проміжки. (б) Схематичне зображення треко-калориметричного підходу (половина детектора). Розпад відбувається у джерелі-фользі, потім треки окремих електронів реконструюються трековим детектором і енергії електронів вимірюються окремо в сегментованому калориметрі.

всередині джерела розпаду такий гамма-квант здатний породити два електрони. Сума кінетичних енергій таких електронів ніколи не перевищує 2.615 MeV. Чим вища енергія подвійного бета-розпаду $Q_{\beta\beta}$, тим менше на нього впливає внутрішній фон від ^{208}Tl . Другим важливим фактором для вибору ізотопу розпаду є природна поширеність ізотопу і складність технології його збагачення. Чим вищий рівень збагачення, тим більші шанси на спостереження $0\nu\beta\beta$.

^{82}Se було обрано для експерименту SuperNEMO через високі значення $Q_{\beta\beta} = 2996$ keV і його сприятливу природну поширеність 9.2% [36]. ^{82}Se розміщено в детекторі у вигляді 34 тонких фольг загальною масою 6,23 кг Селену, що становить 6,11 кг ^{82}Se . Збагачений Селен у вигляді порошку наноситься на майларову фольгу (тому їх називають джерела-фольги) для механічної міцності [37]. Джерела-фольги відносно тонкі і мають густину лише близько 40 мг/см².

2.2 Система відстежування частинок

SuperNEMO використовує дротяну камеру як трековий детектор [38]. Це система дрейфових комірок, що працюють в режимі Гейгера (напруга близько 1600 В), тому їх ще називають комітками Гейгера. Кожна з них складається з анодного сталевго дроту діаметром 40 мкм, оточеного 12 заземленими по-леутворюючими дротами діаметром 50 мкм (спільними для сусідніх комірок), і катодів на обох кінцях комірки. Загалом є 9 рядів по 113 таких комірок з кожного боку джерела, отже, загальна кількість - 2034. В середині трекара використовується газ, який є сумішшю 95% гелію, 4% етанолу і 1% аргону.

Заряджена частинка проходить через комірку і збуджує атоми газу, з яких вириваються електрони, які в результаті рухаються до анода (рисунок 2.2). В області сильного поля іонізація почне породжувати ультрафіолетові фотони, які викличуть нову іонізацію, формуючи ланцюгову реакцію. В результаті іони з цієї області будуть поширюватися вздовж анода до відповідних катодів, поки не рекомбінують. Різниця в часі між сигналами на верхньому і нижньому катоді дає інформацію про позовжне розташування треку. Час дрейфу початкової електронної лавини до анода (перпендикулярно до анода) дає інформацію про найкоротшу відстань треку частинки до анода. Сигнал від ансамблю таких комірок Гейгера дозволяє зробити тривимірну реконструкцію треку.

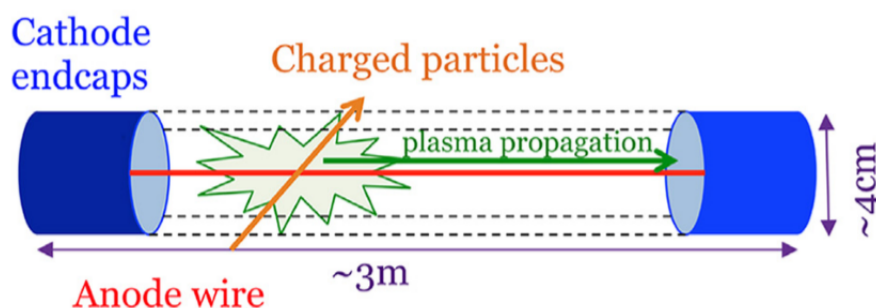


Рис. 2.2. Принцип детектування однією коміркою Гейгера SuperNEMO. На схемі показано проходження зарядженої частинки (наприклад, електрона) через комірку Гейгера. Процес більш детально пояснюється в тексті. Червона довга лінія позначає анод. Комірка Гейгера "стоїть" у детекторі SuperNEMO, тобто вона розташована вздовж вертикального напрямку.

2.3 Калориметри

Сегментована калориметрична система детектора SuperNEMO використовується для визначення кінетичної енергії електронів від розпаду [39]. Вона складається з трьох парних частин, що оточують детектор з усіх чотирьох вертикальних сторін, а також зверху і знизу. Дві стінки в площині уз є найбільшими і тому їх називають "основним калориметром (основними стінками)". З боків, перпендикулярних до площини ^{82}Se , є дві вузькі стінки, які називаються стінками "X-calor". Зверху і знизу можна спостерігати сегменти, які називаються "g-veto" (рисунки 2.3а).

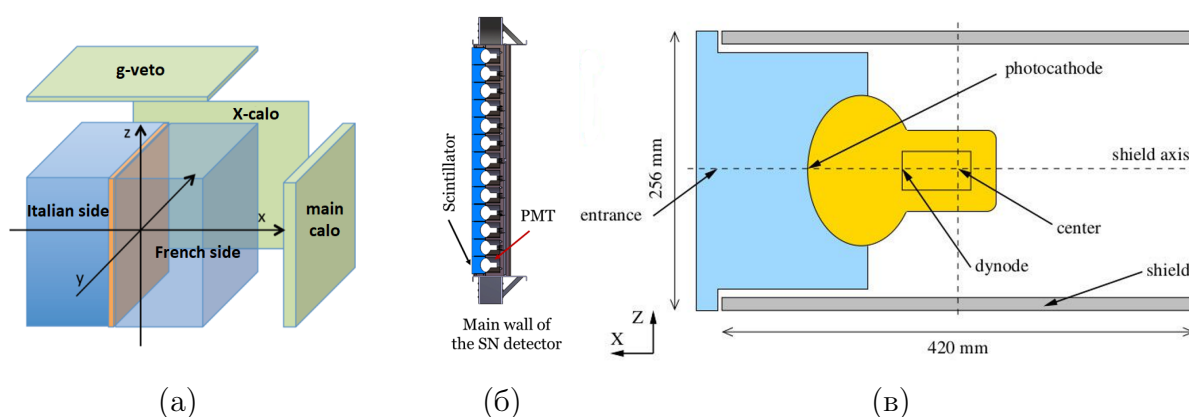


Рис. 2.3. (а) Назви сегментів калориметра та їхнє розташування в стандартній системі координат SuperNEMO. Кожен із зображених на рисунку калориметричних сегментів має свого двійника з іншого боку детектора. Помаранчева площина представляє фольгу джерела ^{82}Se . Сині об'єми представляють дві половини трека. (б) Вертикальний переріз основної стінки калориметра, складеної з окремих оптичних модулів. (в) Детальний опис оптичного модуля.

Весь калориметр складається з менших блоків, які називаються оптичними модулями (ОМ) 2.3б. Кожен модуль складається з пластикового сцинтилятора, з'єднаного з фотоелектронним помножувачем (ФЕП) (рисунки 2.3в). Сцинтилятор являє собою блок полістиролу з додаванням зміщувачів довжини хвилі (wavelength shifters) pTP (0,6%) і POPOP (0,05%) [40]. Для різних стінок калориметра оптичні модулі дещо відрізнялися. Так, g-veto складається з 64 модулів з енергетичною роздільною здатністю 15% при 1 MeV, X-calor - з 128 модулів з роздільною здатністю 12% при 1 MeV, а основний калориметр - з 520 модулів з роздільною здатністю 8% при 1 MeV, що в сумі становить 712 модулів для всієї калориметричної системи.

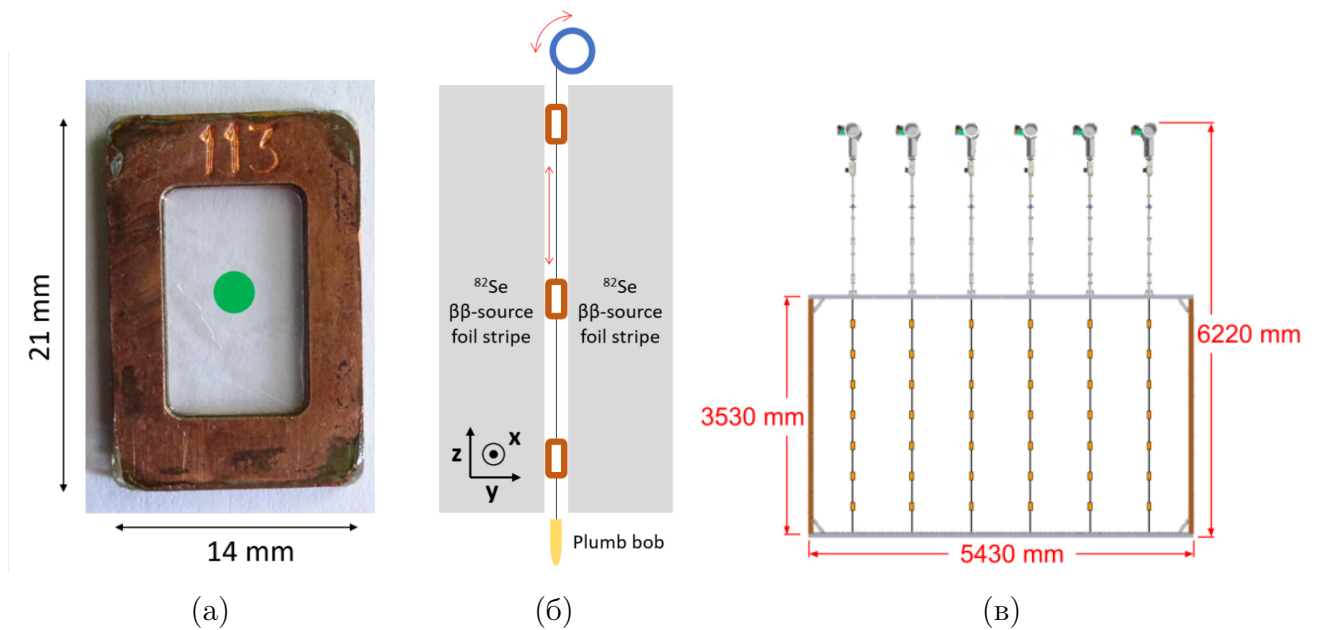


Рис. 2.4. (а) Фотографія калібрувального джерела SuperNEMO. Зеленим кругом позначено місце розташування краплини ^{207}Bi , яку зазвичай не видно неозброєним оком. (б,в) Спрощена схема системи розгортання ^{207}Bi .

2.4 Калібрувальна система на основі ^{207}Bi

SuperNEMO використовує набір джерел ^{207}Bi для енергетичного калібрування. ^{207}Bi розпадається шляхом захоплення електронів, що залишає дочірнє ядро ^{207}Pb у збудженому стані. У більшості випадків ^{207}Pb дезбуджується випромінюванням гамма-квантів з енергією 570 кеВ або 1064 кеВ. Іноді такий фотон поглинається електроном з К, L або M атомних оболонок ^{207}Pb (внутрішнє перетворення або internal conversion). У цих випадках замість гамма-квантів з енергіями 570 кеВ і 1064 кеВ випромінюються переважно (але не тільки) електрони К-оболонки з енергіями 482 кеВ і 976 кеВ. Саме ці електрони відіграють найважливішу роль в енергетичному калібруванні детектора SuperNEMO.

Після калібрування, калібрувальні джерела необхідно вилучити з чутливої зони детектора. Однак детектор запломбований для збереження його внутрішньої атмосфери, тому вручну це зробити неможливо. З цієї причини, групою з Техаського університету в Остіні, було розроблено автоматичну систему розгортання калібрувальних джерел для SuperNEMO [41].

У модулі $\beta\beta$ (рисунок 2.1а) між смужками фольги ^{82}Se є шість тонких проміжків, призначених для системи калібрування. Ця система склада-

ється з 6 свинцевих висків, кожен з яких з'єднаний двома сталевими дротами з відповідним колесом у верхній частині модуля SuperNEMO (рисунок 2.4в). Колеса можна обертати за допомогою покрокового двигуна з високою точністю. Між виском і колесом у розгорнутому стані до двох сталевих дротів прикріплено 7 калібрувальних джерел. За допомогою покрокового двигуна ці джерела можна опускати в детектор, або піднімати (рисунок 2.4б).

SuperNEMO використовує 42 джерела ^{207}Bi активністю близько 120 - 145 Бк. Окреме джерело має форму краплини ^{207}Bi , поміщеної між двома прозорими майларовими плівками і запечатаної прямокутною мідною рамкою (рисунок 2.4а). Радіус краплини становить близько 1,5 мм [42]. Тому для практичних цілей окремі джерела ^{207}Bi можна вважати точковими.

2.5 Поточний стан детектора

Детектор SuperNEMO розміщено в найглибшій у Європі підземній лабораторії LSM (Laboratoire Souterrain de Modane) у місті Модан, Франція. До 2021 року всі джерела-фольги, частини калориметра і трекер вже були доставлені і встановлені під землею. У 2021 році було виконано пломбування детектора з метою досягнення герметичності. Наприкінці 2021 року герметизацію було завершено і досягнуто надлишкового тиску газу в 10 мбар. На початку 2022 року калориметри були запуснені і проводився набір первинних даних. В середині 2022 року доставлено першу плату збору даних (data acquisition – DAQ) для трекера (одну з трьох). З цього моменту стало можливим отримувати дані з третини трекера. Завдяки цьому запуск № 728, який використовується в цій роботі, був отриманий у червні 2022 року. У 2023 році було встановлено решту плат DAQ і отримано перші дані з усіх калориметрів і трекера. У 2024 році очікується встановлення захисту детектора. Після цього можна буде розпочати вимірювання фізичних даних.

3 Дослідження положення джерел ^{207}Bi

Наразі SuperNEMO перебуває на завершальній стадії введення в експлуатацію. Перші фізичні запуски очікуються у 2024 році, а зараз детектор тестують і налаштовують. Система відстеження частинок в експерименті SuperNEMO є відносно точним інструментом який можна використати для

вивчення геометрії детектора. Наприклад, вона може допомогти визначити положення калібрувальних джерел ^{207}Bi всередині детектора. Використовуючи відповідні статистичні методи, можна визначити ці положення за даними розпаду і порівняти їх з "ідеальними" величинами з креслень. Такий підхід, у разі успіху, може слугувати точним налаштуванням геометричної моделі детектора в симуляції. Здатність розпізнати різницю між величинами з реальної конструкції та креслень детектора обмежена точністю трекара. Тому таке дослідження можна також розуміти як дослідження обмеження на точність відстеження частинок. У будь-якому випадку буде отримано корисну інформацію про детектор.

3.1 Постановка проблеми

Для того, щоб забезпечити якість енергетичного калібрування, дуже важливо визначити, чи реєструється саме електрон від калібрувального джерела, чи це результат якогось іншого небажаного процесу в детекторі. Креслення детектора дають змогу оцінити положення джерел ^{207}Bi , проте реальне значення може дещо відрізнятись. Тому необхідно визначити позицію "якою її бачить" трекара. Це дасть змогу розробити ефективнішу схему відбору даних для енергетичного калібрування. Електрони втрачають відносно невелику кількість енергії в газі трекара, в залежності від відстані яку вони проходять в ньому. За допомогою відповідної математичної моделі ці втрати можна оцінити і частково скоригувати, точно знаючи відстань. Її можна належним чином обчислити лише тоді, коли положення джерела відоме з достатньою точністю. Метою цієї роботи є пошук відповідних статистичних методів для визначення положень джерел ^{207}Bi відносно двох половин системи відстежування. Дослідження ґрунтується на реєстрації електронів, що випромінюються цими джерелами.

У роботі для опису деяких частин детектора використовується прийнята, в рамках колаборації, термінологія. Детектор розташований у підземній лабораторії в місті Модан (LSM), що знаходиться поблизу кордону між Францією та Італією. Якщо використовувати систему координат, представлену на рисунку 2.3а, то половина трекара, розміщена на стороні з додатними значеннями x , називається "французьким трекаром", тому що вона спрямована в сторону Франції. Аналогічно, половина трекара, розміщена на стороні з від'ємними

значеннями x , називається "італійським трекером". У співпраці також використовується домовленість про іменування сторін детектора вздовж осі y . Частина, направлена до гори, називається "стороною гори" ($y < 0$), а частина, направлена до тунелю на вихід – "стороною тунелю" ($y > 0$).

Трекер складається з чотирьох окремих секцій (C0-C3)[43], двох на французькій стороні і двох на італійській стороні. У 2020 році половину трекера на італійській стороні довелося підняти вгору (вздовж осі z) на кілька одиниць міліметрів через технічні труднощі з опорною конструкцією. Гіпотетично, це могло спричинити незначні відхилення які можна спробувати дослідити, якщо вони будуть в межах досяжності точності відстеження. Тому для цілей роботи ми використовуємо дві незалежні системи координат для французької та італійської сторін трекера. Якби ці дві системи координат мали спільне походження в межах точності відстеження частинок, то ніяких розбіжностей не може бути зафіксовано.

3.2 Короткий опис алгоритму відстеження та вхідних даних

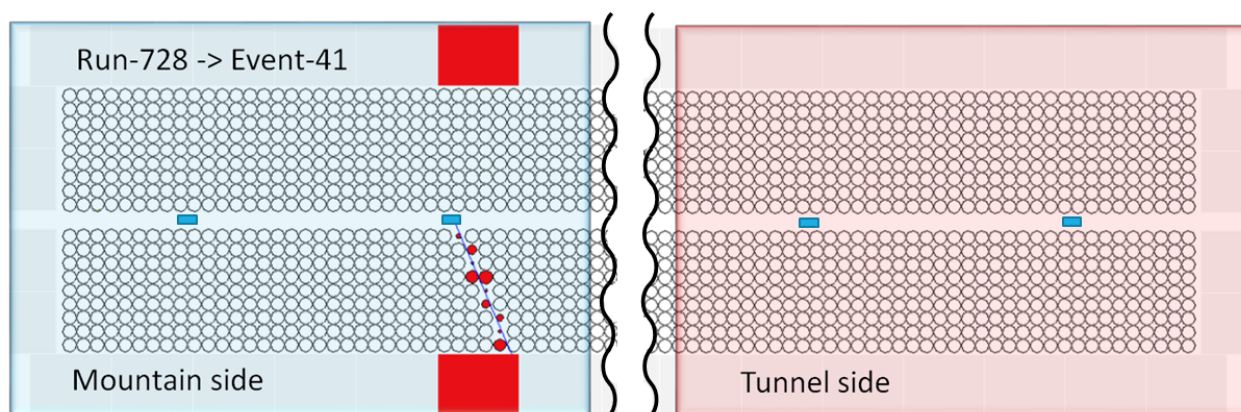


Рис. 3.1. Вигляд детектора зверху, що використовується для представлення окремих подій. Мережа кіл представляє трекер, де кожне окреме коло є коміркою Гейгера 2.2, а сірі прямокутники, що їх оточують це ОМ 2.3в. Джерела-фольги розташовані в проміжку між двома частинами детектора. Сині прямокутники всередині цих проміжків позначають стовпці калібрувальних джерел ^{207}Bi . Для кожної події відомі параметри активованих комірок Гейгера (червоні кружечки) та ОМ (червоні прямокутники). Середній сектор детектора на рисунку не показано.

Весь аналіз, представлений у дипломній роботі, ґрунтується на даних з робочого запуску № 728. Дані було виміряно 21-го червня 2022 року з розгорнутими джерелами ^{207}Bi , протягом 2,5 годин, без встановленого захисту детектора. На той час була доступна і встановлена лише одна з трьох DAQ плат для трекера. Тому лише третина комірок Гейгера (з "гірської сторони", тобто $y < 0$) була активною, див. рисунок 3.1. Через це було розгорнуто лише два стовпці ^{207}Bi (14 джерел). Калориметр, який є важливою умовою для активації кожної події (початок відліку часу кожної події це час активації ОМ), був повністю в робочому стані. Для аналізу даних на протязі всієї роботи було використано програмне забезпечення ROOT [44]. Вхідні дані для дослідження, отримані шляхом реконструкції треків, також зберігаються у форматі ROOT-файлу.

Використовуючи систему цих активованих комірок, треки електронів реконструюються методом, що базується на перетворенні Лежандра [45] (сині лінії). Радіуси r червоних кіл - це виміряні відстані (у площині xu) між лінійною траєкторією електрона та анодним дротом для даного влучання електрона в комірку. Координата z цього кола вимірюється вздовж комірки з використанням різниці в часі поширення плазми до обох катодів у верхній і нижній частині комірки (докладніше див. рисунок 2.2). Результатом реконструкції є пряма лінія у трьох вимірах, яка визначається чотирма параметрами a , b , c і d :

$$y = ax + b, \quad z = cx + d. \quad (3.1)$$

Як зазначалося раніше, дві половини трекера (французька та італійська) розглядаються як дві окремі системи детектора. Тому треки частинок підганяються окремо для італійської та французької сторін. Джерела ^{207}Bi розміщено посередині між цими частинами трекера, тому електрони, випромінені цими джерелами, завжди повинні вилітати або в одну, або в іншу сторону. На рисунку 3.2 можна спостерігати вершини перерізів треків, спрямованих до французької сторони детектора, з площиною $x = 0$ мм.

На рисунку показано області високої концентрації влучань (далі в роботі буде використовуватись "гарячі зони"), які представляють видимі розміри 14 калібрувальних джерел (по 7 у кожному стовпчику) у площині $x = 0$ мм. Для того, щоб більш детально вивчити положення цих джерел по осях x , y та z ,

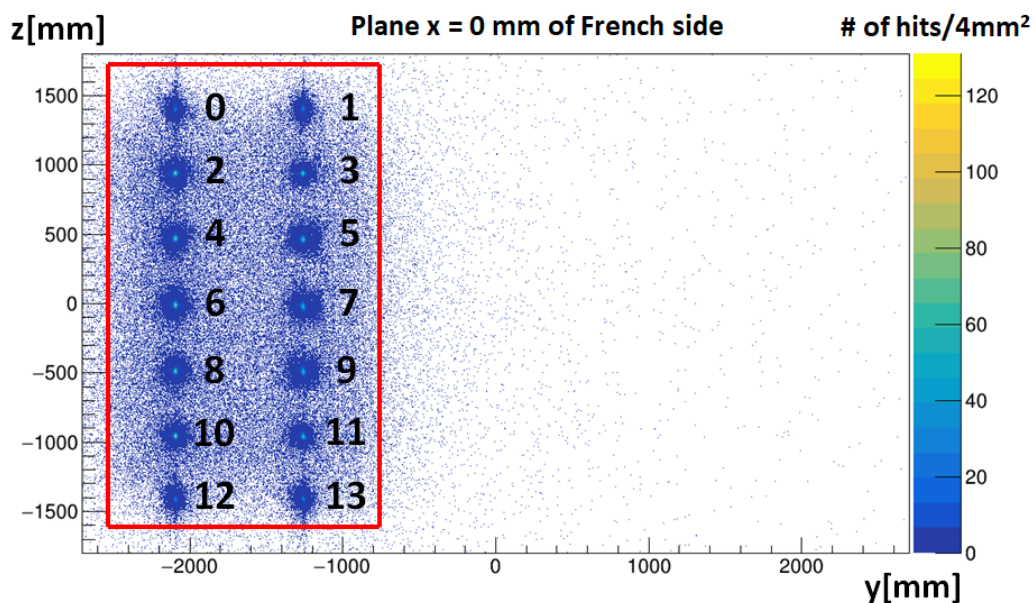


Рис. 3.2. Вершини перетину між підігнаними треками, з запуску № 728, і площиною $x = 0$. Для побудови цього графіка були використані тільки треки, спрямовані у бік французької сторони. Числа поруч з кожною "гарячою зоною" використовуються для ідентифікації окремих джерел у всій дисертації. Червоний прямокутник позначає так звану область "гарячих зон яка буде використовуватися в майбутньому.

необхідно визначити статистичний метод для отримання відповідних значень координат.

3.3 "Гіпотеза спагеті"

Як згадувалося в розділі 2.4 $^{207}\text{Ві}$ джерела розглядаються як точко-подібні джерела електронів з дуже добре визначеними рівновіддаленими положеннями. Це робить їх чудовими опорними точками для експериментальних вимірювань геометрії детектора. Згідно з рисунком 2.3а джерела $^{207}\text{Ві}$ мають бути розміщені в площині, визначеній як $x = 0$. У дослідженні ми вирішили перевірити це припущення, тому ми не вважаємо x -координату джерел фіксованою - див. рисунок 3.3.

Розглянемо калібрувальне джерело $^{207}\text{Ві}$ як точковий об'єкт, що випромінює електрони. Електрони покидатимуть джерело у двох напрямках: до французької сторони та до італійської сторони. Згідно з нашою методологією, ми розглядаємо дві сторони детектора як два "окремі експеримен-

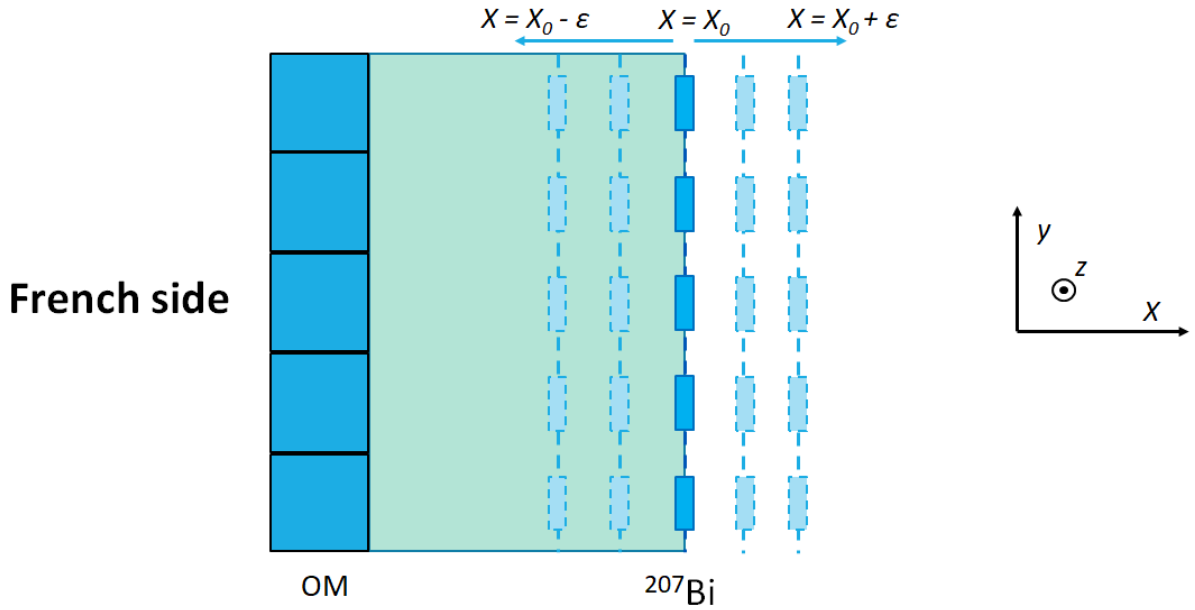


Рис. 3.3. Зображення можливих положень джерел ^{207}Bi вздовж осі x . У кожному варіанті припускається, що джерела знаходяться в одній координаті x .

ти тому, вивчаючи одну з них, ми будемо використовувати тільки електрони, що рухаються у відповідному напрямку, і екстраполювати їхні треки до обох нескінченностей. Визначимо множину $2N+1$ рівновіддалених паралельних площин $x = X_0 - N\varepsilon, X_0 - (N-1)\varepsilon, \dots, X_0 - \varepsilon, X_0, X_0 + \varepsilon, \dots, X_0 + (N-1)\varepsilon, X_0 + N\varepsilon$. Тут ε визначає відстань (крок) між двома сусідніми площинами, а N - кількість площин на одній стороні. X_0 представляє x -координату джерел ^{207}Bi , яку "видно" з даних. Ми прагнемо отримати це значення. Кожна з площин має спільну вершину з кожною з ліній (екстрапольованих на нескінченності по обидва боки), отриманих шляхом реконструкції треків з французького детектора. Ситуація зображена на рисунку 3.4а. Той самий процес можна повторити і для треків, реконструйованих на основі влучань з італійської сторони трекара. Ми отримаємо подібну картину, але вже в системі координат італійського трекара.

Слід зазначити, що в "ідеальному випадку" всі треки електронів мали б вершину розпаду чітко в джерелі, і тоді на площині $x = X_0$ можна було б побачити єдину точку перетину. Однак в реальності реконструйовані треки, які є об'єктом вимірювання, не є ідеально точними. Як наслідок, при великій кількості треків слід очікувати, що у всіх площинах буде спостерігатися система кругів (або еліпсів). Для рамок цієї роботи ми будемо називати ці еліптичні перерізи "Еліпсами Поперечного Перерізу" або ЕПП для заданої площини, визначеної координатою x . Зауважимо, що під цим визначенням ми

розуміємо круг як окремий випадок еліпса. Найважливіше припущення, на якому побудовано все дослідження, ми назвали "гіпотезою спагеті" і стверджуємо наступне: **"x-координата положення джерела ^{207}Bi лежить у площині з найменшим ЕПП"**.

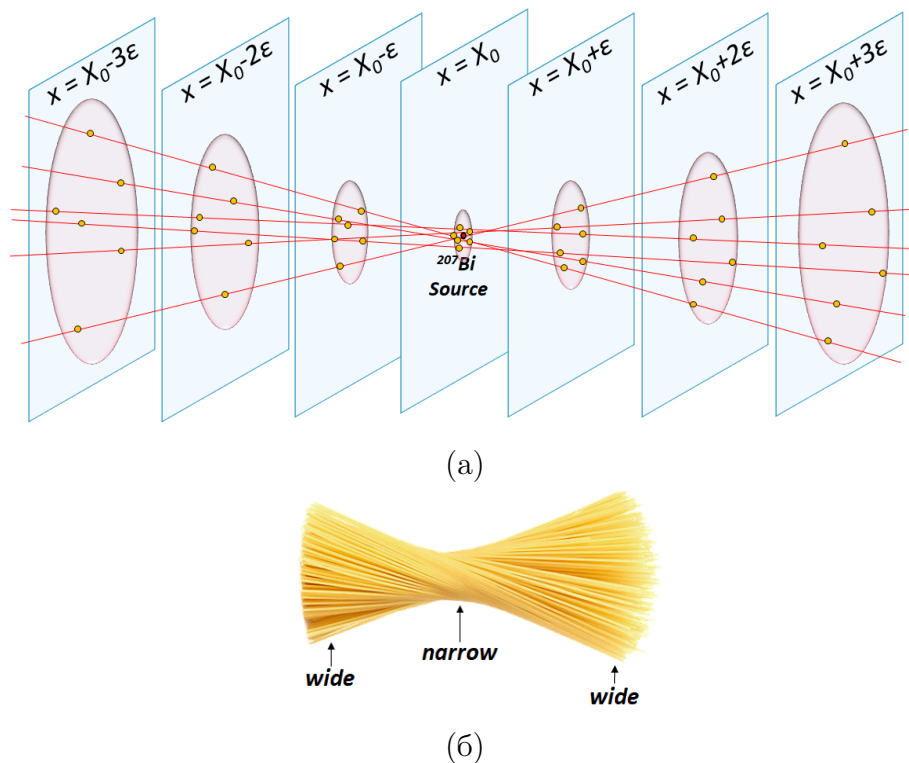


Рис. 3.4. (а) Треки електронів, що випромінюються одним джерелом ^{207}Bi в одну (наприклад, "французьку") сторону, утворюють форму, подібну до конуса. Якщо продовжити ці прямі треки в обидві нескінченності, то вийде набір треків, що нагадують два конуси, з'єднані вершинами. Ця форма нагадує пучок спагеті, скручений посередині. Цей процес можна також повторити окремо з електронними треками, випромінюваними на інший (тобто "італійський") бік детектора. (б) Пучок спагеті, скручений посередині. Видно, що найвужча частина пучка знаходиться посередині.

3.4 Обчислення у та z позиції ЕПП

Коли ми говоримо про ЕПП для заданої площини, яка визначається координатою x , важливо знайти її положення та границю, а також відповідний алгоритм, здатний отримувати їх автоматично. На початку я спробував використати просту двовимірну підгонку розподілів у площині yz . Ця спроба була

невдалою. Такий розподіл має бути підігнаний деяким невідомим розподілом $f(y,z)$, який був би еліптично симетричним. Він потребував би принаймні два параметри y_0 і z_0 для центру, ще два параметри для півосей еліпса a і b і принаймні ще один параметр як константу нормалізації. Крім того, потрібно було б припустити деяку радіальну залежність функції, яку було б складно описати. Тому спроба виконати наближення з п'ятьма параметрами з нечітко визначеною радіальною залежністю виявилася непрактичною.

Одне з можливих вирішень цієї проблеми я знайшов у статті R. N. Rattihalli та ін. [46]. В ній пропонується зручний і простий непараметричний тест сферичної симетрії навколо довільної точки (y_0, z_0) у площині yz без необхідності припускати радіальну залежність двовимірного розподілу.

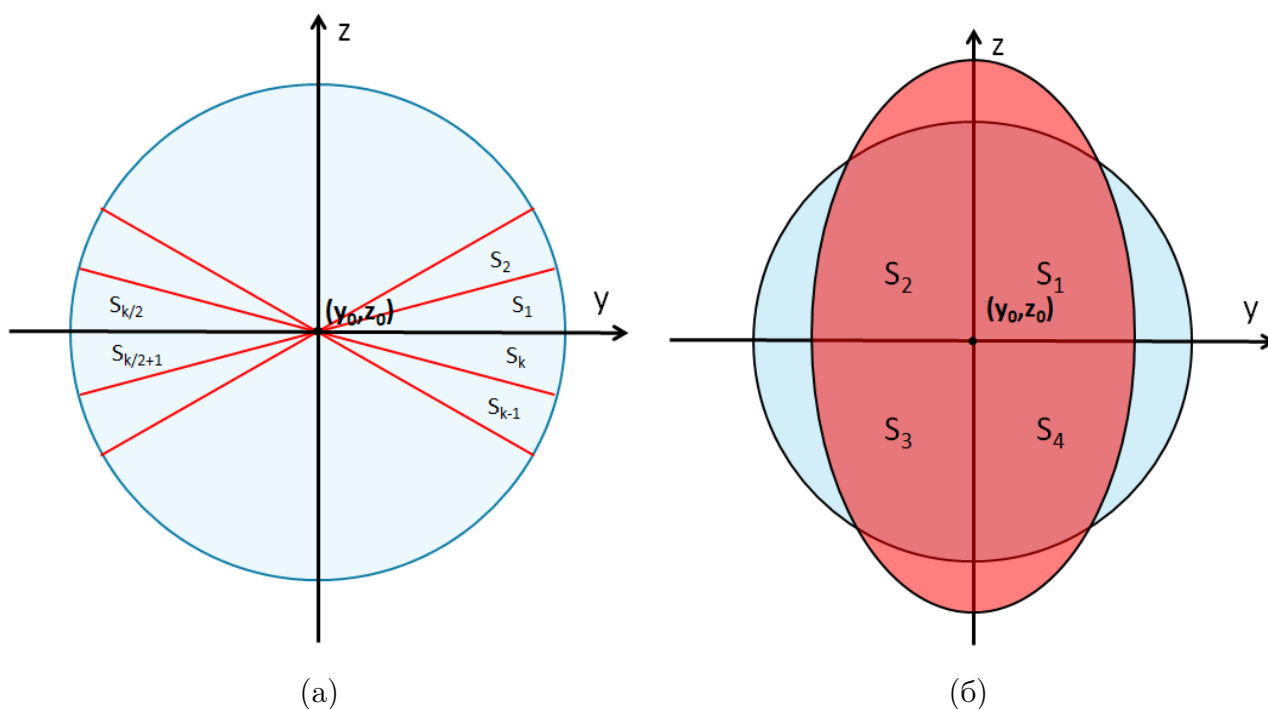


Рис. 3.5. (а) Коло поділене на k секторів навколо точки (x_0, y_0) (б) Симетрія для кола та еліпса

Метод працює наступним чином. Розглянемо коло радіуса R , розділене на k рівних радіальних секторів навколо точки очікуваної симетрії (рисунок 3.5а). Якщо двовимірний розподіл вершин виражає радіальну симетрію (навколо обраної точки), то ймовірність того, що випадкова вершина з'явиться у будь-якому з секторів S_j дорівнює $p_j = 1/k$. Статистично оцінити сферичну симетрію вибірки розподілу випадкових подій навколо точки (y_0, z_0) можна за допомогою методу хі-квадрат, описаного в [46]:

$$\chi^2 = \frac{k}{n} \sum_{j=1}^k \left(n_j - \frac{n}{k} \right)^2. \quad (3.2)$$

Тут n - загальна кількість усіх вершин вибірки, n_j - кількість вершин у секторі S_j . Таким чином, за допомогою формули 3.2 ми можемо чисельно виразити, наскільки сферично симетричним є розподіл подій навколо досліджуваної точки.

Як згадувалося раніше, ми не знаємо точно, яку форму матиме проєкція калібрувального джерела на площину (ЕПП) (круг чи еліпс). Ми лише припускаємо, що це буде еліпс, виходячи з особливостей детектора. Загальновідомо, що відстеження працює точніше в напрямку y , ніж в напрямку z . Тому очікується, що похибка підгонки треку вздовж осі z буде більшою, ніж вздовж осі y . Форма проєкції повинна залежати від цих невизначеностей навколо площини $x = X_0$, і в цьому випадку ми повинні спостерігати еліпси з великою піввіссю вздовж осі z .

Для того, щоб скористатися цим методом у моєму проєкті, довелося відмовитися від суворої ідеї сферичної симетрії, оскільки еліпс не є сферично симетричним. Якщо ми обмежимо кількість секторів до чотирьох, то, як видно з рисунка 3.5б, і коло, і еліпс матимуть однакову квадрупольну симетрію навколо (y_0, z_0) , оскільки площі кожного з секторів однакові. Симетрія круга більше не перевіряється, проте мета полягає лише в тому, щоб знайти найкраще можливе значення центру. Тепер навіть у випадку еліптичної форми проєкції джерела можна застосувати підхід з використанням оцінки з рівняння 3.2. Змінюючи центр (y_0, z_0) вибіркової статистики (статистики всередині еліпса або круга), ми завжди можемо отримати $\chi^2 / \text{n.d.f.}^2$ на основі рівняння для кожної такої точки. Якщо значення $\chi^2 / \text{n.d.f.}$ мале, то вибіркова статистика виражає високий ступінь квадрупольної симетрії і її центральна точка, найімовірніше, є справжнім центром ЕПП.

На основі методу в [46] я запропонував алгоритм для знаходження центру будь-якого ЕПП для заданої площини (з координатою x) і для заданого джерела:

- Область "гарячих зон", показану на рисунку 3.2, ділимо на 14 рівних прямокутних зон. У результаті кожна зона міститиме один ЕПП, який

²n.d.f. (number degrees of freedom) – кількість ступенів свободи

представляє одне джерело.

- Для кожного окремого прямокутника знайдено центр мас (y_{CM}, z_{CM}) вибірки. Це груба оцінка положення ЕПП для визначення найближчого околу ЕПП.
- Обираємо рівномірну сітку значень (y_i, z_i) в околі точки (y_{CM}, z_{CM}). Досліджується, чи є ці точки центрами квадруполярної симетрії. Розміри сітки 40 мм × 40 мм, відстань між сусідніми точками (y_i, z_i) 0.2 мм в обох напрямках.
- За допомогою рівняння 3.2 знаходимо значення $\chi^2 / \text{n.d.f.}$ для кожної точки (y_i, z_i) з сітки. Результат обчислення можна побачити на рис. 3.6.
- Центром джерела вважається точка (y_i, z_i) з найменшим значенням $\chi^2 / \text{n.d.f.}$. Точка позначається як (y_C, z_C).
- Процес повторюється для всіх джерел для кожної з бажаних площин, визначених координатою x.

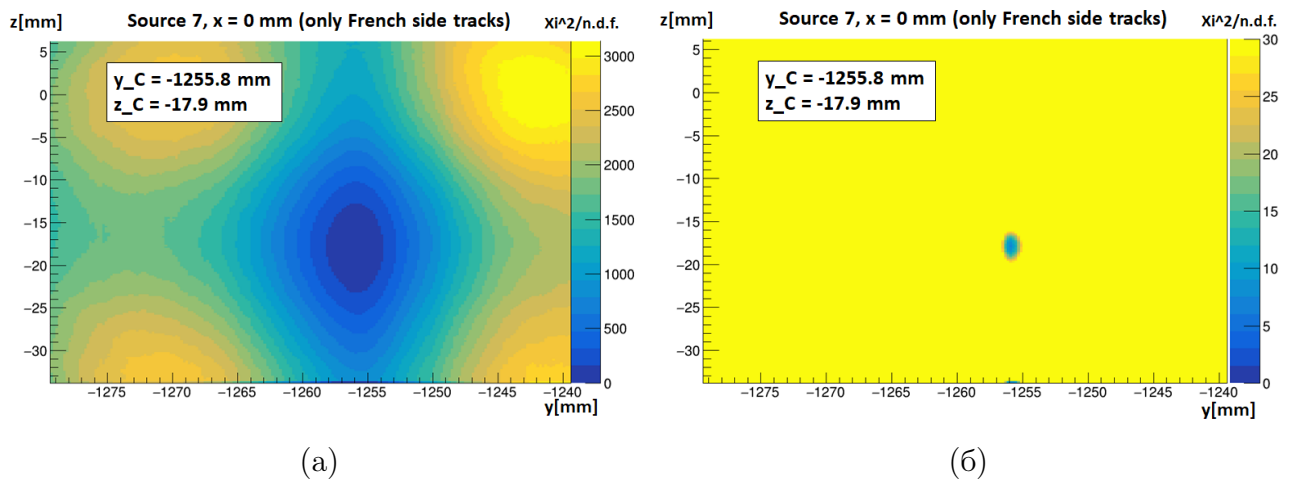


Рис. 3.6. Двовимірні розподіли $\chi^2 / \text{n.d.f.}$. Кожна точка являє собою значення $\chi^2 / \text{n.d.f.}$, обчислене за рівнянням 3.2 для заданого центру симетрії y_i, z_i . Видно, що розподіл в околі досліджуваного ЕПП показує найкращу квадруполярну симетрію в точці $y_C = -1252.3$ мм, $z_i = -11.1$ мм. (а) Кольорова шкала для $\chi^2 / \text{n.d.f.} = 0-3100$ (б) Кольорова шкала для $\chi^2 / \text{n.d.f.} = 0-30$.

На практиці алгоритм можна зробити швидшим і точнішим, якщо використовувати його у вигляді ітерацій. На першій ітерації ми вибираємо більшу

відстань між сусідніми точками в сітці для швидкої вибірки розподілу, і після першого запуску алгоритму ми отримуємо (y_C, z_C) з найменшим $\chi^2 / \text{n.d.f.}$. Тоді ми вибираємо нову сітку в околі цього значення (y_C, z_C) з меншими розмірами і ближчою відстанню між точками. Запускаємо алгоритм знову і отримуємо нове, більш точне положення центру джерела. При достатній кількості ітерацій ми отримуємо точне значення положення центру швидше. У своєму підході я дійшов висновку, що достатньо п'яти ітерацій.

Використовуючи всі згадані особливості, для дипломної роботи я написав код, що реалізує цей алгоритм. Результатами роботи коду є значення найкращих координат центру ЕПП для будь-якої площини із заданою координатою x . Приклад результату роботи коду (для джерела номер 7) показано на рисунку 3.7.

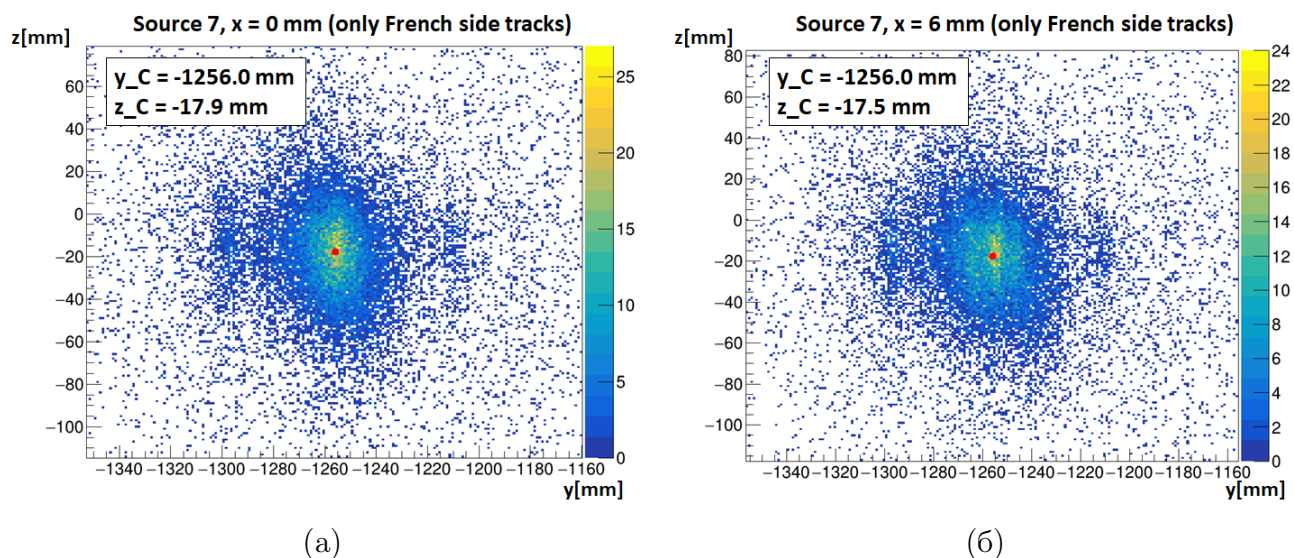


Рис. 3.7. Розподіл вершин в околі джерела номер 7 для двох різних площин. Результат роботи програми, де червоною крапкою позначено положення, знайдене алгоритмом (а) при $x = 0 \text{ mm}$: $(-1256.0 \text{ mm}, -17.9 \text{ mm})$ (б) при $x = 6 \text{ mm}$: $(-1256.0 \text{ mm}, -17.5 \text{ mm})$. Видно, що положення центру майже не змінюється між проекціями в площинах x , які знаходяться близько одна до одної.

3.5 Визначення положень джерел вздовж осі x

3.5.1 Відбір даних

Як видно з рисунків 3.2 та 3.7, побудовані на основі необроблених даних, гістограми містять значну кількість "фонових подій". Це пов'язано з кількома

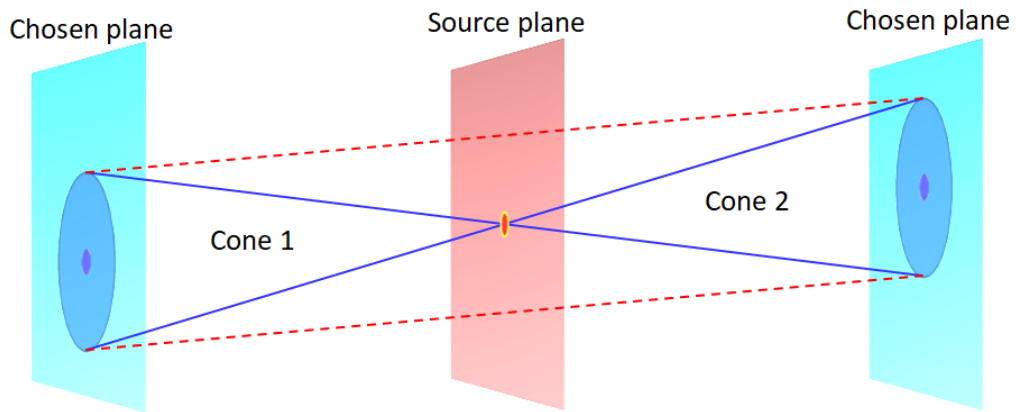


Рис. 3.8. Методологія відбору даних

факторами. Перший і найголовніший полягає в тому, що цей масив даних отримано з детектора, який перебуває на стадії введення в експлуатацію. Доступною була лише третина детектора, а захист був відсутній. Наступний момент - алгоритм реконструкції треків знаходиться на стадії розробки і використовувалася лише його найперша версія. Метод має свої відомі обмеження, які будуть вдосконалюватися в майбутньому. Але навіть за таких умов вже зараз можна отримати прийнятні результати та проаналізувати їх. Щоб покращити цей процес, ми можемо зробити первинний відбір даних.

Для того, щоб обмежити кількість влучень, які, найімовірніше, виникли через неправильну реконструкцію або як фальшивий сигнал через відсутність екранування, я застосував наступну процедуру очищення даних. Виберемо дві площини з відповідними x -координатами x_L і x_R на достатній відстані від джерела. Ми вибираємо ці значення так, щоб очікувати, що координата X_0 джерела (див. рисунок 3.4а) знаходиться між ними. Знаходимо видиме положення проекції джерела на ці площини і будуємо ЕПП у вигляді круга, використовуючи алгоритм, описаний у попередньому розділі. Радіус цього круга r підібрано емпірично, щоб уникнути більшості фонових влучань в околі положення ЕПП, але також не надто зменшити область влучень від джерела. Тепер ми накладаємо умову на кожний трек, який буде відбиратися, що він повинен проходити через перший і другий круг одночасно. Ситуація описана на рисунку 3.8. Більшість треків, які несуть інформацію про джерело, проходять всередині цих імпровізованих конусів: "Cone 1" і "Cone 2". Також можуть залишитися треки, які потрапили в область нахиленого циліндра (обмежену червоними пунктирними лініями), який буде фоном, але менш інтенсивним, ніж

раніше. Нахил циліндра залежить від отриманих значень координат центрів проєкцій джерела на обрані площини.

Емпірично я вибрав $x_L = -10\text{мм}$ і $x_R = 10\text{мм}$, а радіус кола $r = 30\text{ мм}$. Результат такого "очищення" можна побачити на рисунку 3.9.

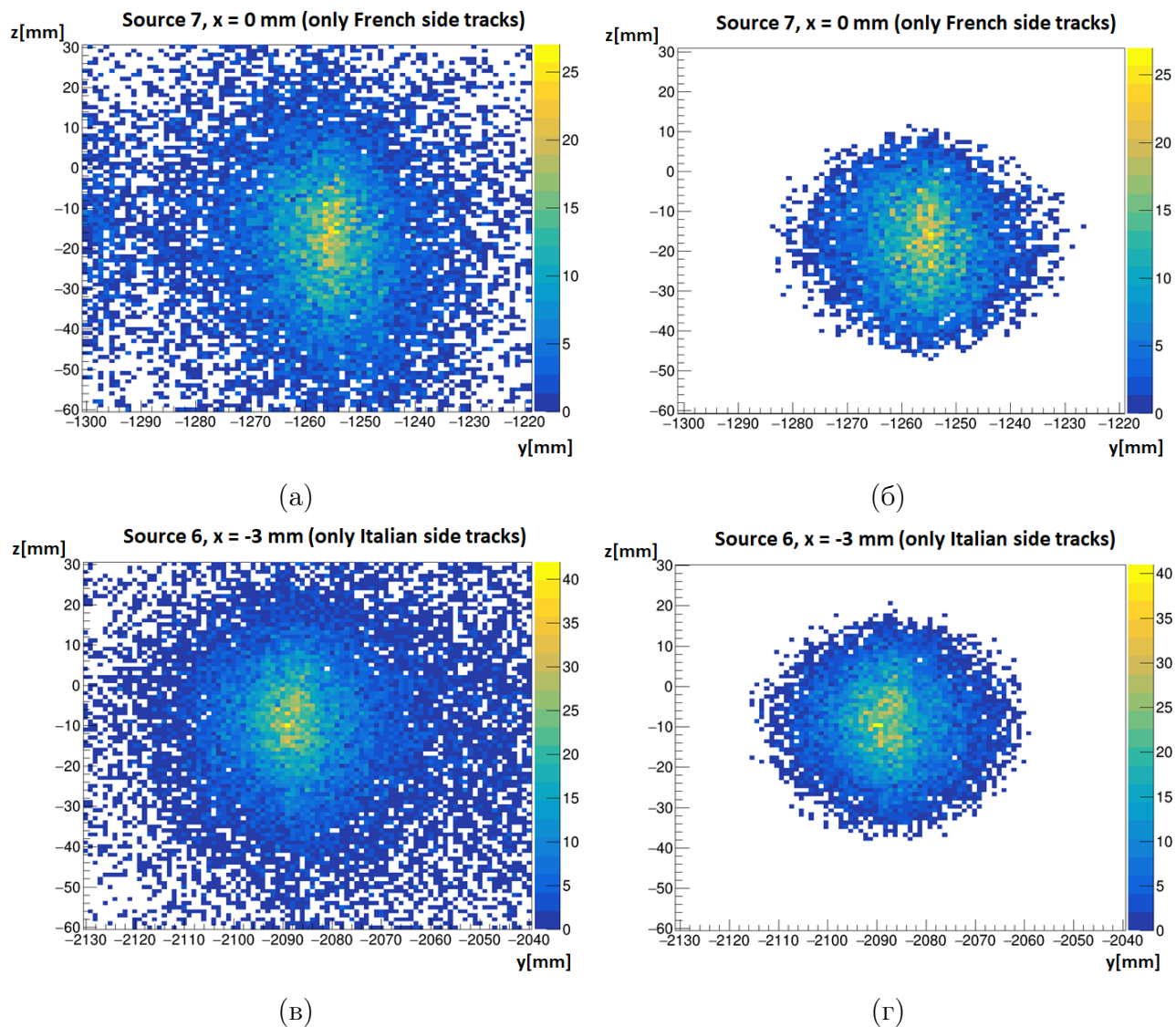


Рис. 3.9. Вигляд до/після відбору даних для (а,б) джерела 7 на площині $x = 0\text{ мм}$ (в,г) джерела 6 на площині $x = -3\text{ мм}$

Зауважте, що цей метод відбору даних є емпіричним, але водночас цілком очікуваним, з огляду на специфіку дослідження. Він відкидає треки, які занадто сильно відхиляються від перпендикулярного напрямку до площини джерела. Такі електрони не проходять найкоротшу відстань до головної стінки калориметра і мають більше шансів вносити похибки.

3.5.2 Кінцеві результати

Як згадувалося в розділі 3.3, цікаво дослідити, чи координата X_0 джерел $^{207}\text{Ві}$ дорівнює 0 мм чи якомусь іншому значенню. Іншими словами, можна сформулювати нульову гіпотезу, яка визначає, що $X_0 = 0$ мм. Ми хочемо перевірити, чи можна спростувати цю нульову гіпотезу на достатньому довірчому рівні. Згідно з методикою, описаною в попередніх розділах, необхідно отримати видимі розміри проєкцій джерела (ЕПП) на досліджуваних площинах (рисунок 3.4а). В якості характерних розмірів ми визначили довжини півосей ЕПП. Ці величини показують, наскільки точно детектор "бачить" джерело: Δy в напрямку y і Δz в напрямку z . Для заданого ЕПП в заданій площині, яка визначається координатою x , можна побудувати проєкції двовимірного розподілу вершин на осі y і z . Таким чином, значення Δy і Δz визначаємо як відповідні середньоквадратичні відхилення цих двох проєкцій. Мої спостереження показали, що значення Δy та Δz , визначені як стандартні похибки, суттєво залежали від вибору області навколо ЕПП до застосування методу відбору даних, описаного в розділі 3.5.1. Після такого очищення ця залежність перестала бути помітною. Обчисливши значення Δy та Δz для ЕПП для всіх x -координат площин перетину між $x_L = -10$ мм та $x_R = 10$ мм, з кроком $\varepsilon = 0.5$ мм, отримуємо пару значень Δy , Δz для кожної площини, тобто для кожного значення координати x . Значення Δy , Δz можна представити у вигляді функцій від координати x : $\Delta y(x)$, $\Delta z(x)$. Такі залежності можна обчислити для кожного джерела окремо. Ці залежності можна побачити на рисунку 3.10

Неозброєним оком видно, що ЕПП досягають мінімального розміру поблизу координати $x = 0$. Оцінимо положення X_0 . Якщо припустити, що всі джерела знаходяться в одній площині, а отже, мають однакове значення X_0 , то графіки 3.10 можна розуміти як спробу виміряти цю координату в серії повторюваних "експериментів" (по одному "експерименту" на джерело). У цьому випадку значення шуканого "колективного" X_0 можна взяти як середнє арифметичне всіх мінімумів кривих, представлених на гістограмах 3.10. Для оцінки точності такого підходу я також розрахував стандартне відхилення розподілу мінімумів за стандартною формулою з врахуванням поправки Бесселя (через малу кількість експериментів):

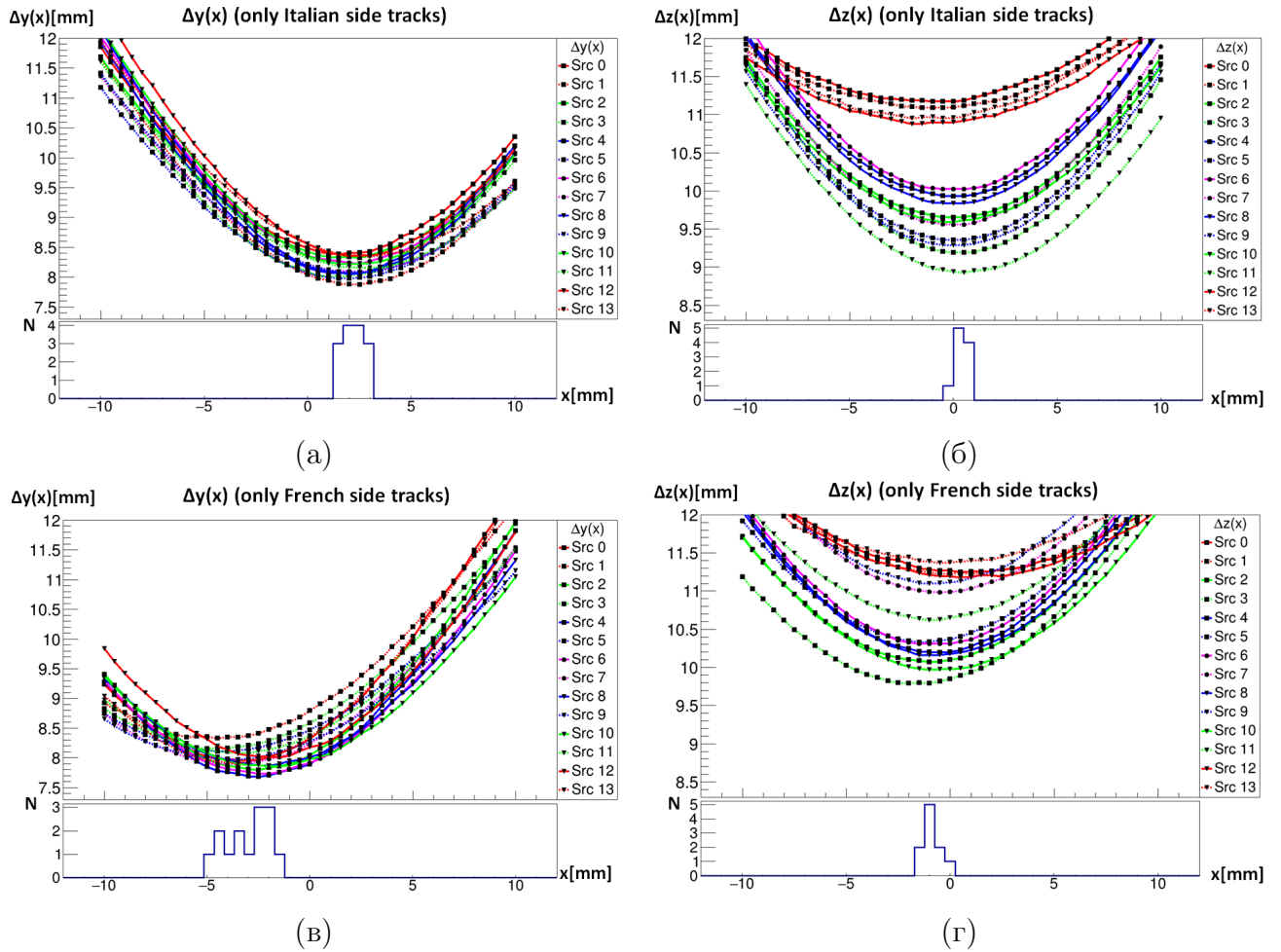


Рис. 3.10. Залежність півосей ЕПП від координати x площини перерізу. На 14 графіках різними кольорами показано значення для 14 калібрувальних джерел. Внизу кожного графіка наведено гістограму мінімальних значень графіків усіх джерел. (а) $\Delta y(x)$ італійська сторона (б) $\Delta z(x)$ італійська сторона (в) $\Delta y(x)$ французька сторона (г) $\Delta z(x)$ французька сторона

$$s^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \quad (3.3)$$

Слід зазначити, що на графіку залежності $\Delta z(x)$ чітко виділяються чотири джерела, представлені чотирма лініями зверху. Вони утворені двома найнижчими джерелами (12, 13) і найвищим (0, 1) - див. рисунок 3.2. Їх більша невизначеність у напрямку z , порівняно з іншими джерелами, є очікуваною. Це можна пояснити тим, що реконструкція треку частинки, яка проходить близько до кінців анодів комірки Гейгера, є менш точною (електричне поле в цих місцях менш симетричне). Я не враховував ці джерела для визначення координати x і середньоквадратичного відхилення у випадку залежності по z .

Отримані величини для середнього значення спільного X_0 та його довірчого інтервалу наведені в наступній таблиці 3.1:

	$\Delta y(x)$	$\Delta z(x)$
Італійська сторона	$\bar{X}_0 = 2.25 \pm 0.55 \text{ mm}$	$\bar{X}_0 = 0.15 \pm 0.34 \text{ mm}$
Французька сторона	$\bar{X}_0 = -3.07 \pm 1.11 \text{ mm}$	$\bar{X}_0 = -0.9 \pm 0.46 \text{ mm}$

Таблиця 3.1: Величини середнього значення координати x та стандартного відхилення для відповідної проекції та сторони детектора

Якщо ми подивимося на значення в останньому стовпчику (отримані за допомогою графіків для $\Delta z(x)$), то побачимо, що дані, отримані італійською стороною детектора (перший рядок), так само як і дані французької сторони детектора (другий рядок), збігаються з $X_0 = 0$ мм в межах 2σ . Дані з $\Delta y(x)$, виражають більше відхилення від $X_0 = 0$ мм, яке спостерігається на рівні $2,76\sigma$ та $4,09\sigma$ для даних французької та італійської сторін, відповідно. Це відхилення є відносно значним, проте залишається незрозумілим, чому воно так сильно відрізняється від поведінки $\Delta z(x)$. Це може бути пов'язано як з якістю даних, так і з деякими систематичними похибками, які були ненавмисно внесені в процес аналізу. Зрозуміло, що потрібно більше інформації. Я вважаю за доцільне повторити дослідження з набором даних, коли трекер працюватиме у повному обсязі і буде розгорнуто всі 42 джерела. Було б бажано зібрати статистику за триваліший час, ніж 2,5 години. Також, можна використати нову версію алгоритму реконструкції треків, після її оновлення. Такі вдосконалення можуть, в перспективі, дати більше розуміння ситуації, що склалася. Для мети цієї роботи я вважаю "нульову гіпотезу" прийнятою. Для розрахунку рекомендованих координат Y_0 і Z_0 для кожного з джерел я взяв $X_0 = 0$ мм як положення джерела вздовж осі x .

3.6 Визначення положення джерела в площині yz

Після прийняття нульової гіпотези $X_0 = 0$ мм стає зрозуміло, яку площину найкраще використовувати для правильного визначення координат Y_0 і Z_0 джерел ^{207}Bi . При вивченні ЕПП у площині $x = 0$ координати Y_0 , Z_0 джерел було отримано методом, представленим у розділі 3.4. Похибки Δy , Δz цих координат були отримані за методикою, описаною в розділі 3.5. В цьому ж

розділі описаний метод первинного відбору даних, проведеного перед обчисленням. Остаточні результати наведено в таблиці 3.2.

1-ий стовпчик			2-ий стовпчик		
№.	Y_0 [mm]	Z_0 [mm]	№.	Y_0 [mm]	Z_0 [mm]
0	-2088.8 ± 8.3	1404.7 ± 10.3	1	-1254.6 ± 8.3	1405.2 ± 10.4
2	-2088.6 ± 8.3	942.0 ± 9.9	3	-1254.5 ± 8.4	940.8 ± 9.5
4	-2088.2 ± 8.1	470.0 ± 10.1	5	-1253.6 ± 8.4	465.5 ± 9.9
6	-2088.3 ± 8.2	-9.1 ± 10.2	7	-1253.9 ± 8.4	-13.7 ± 10.3
8	-2088.5 ± 8.2	-484.4 ± 10.0	9	-1253.4 ± 8.3	-487.4 ± 10.1
10	-2088.2 ± 8.2	-952.4 ± 9.8	11	-1252.9 ± 8.4	-955.2 ± 9.8
12	-2087.3 ± 8.2	-1407.6 ± 10.1	13	-1251.9 ± 8.3	-1407.0 ± 10.4

Таблиця 3.2: Рекомендовані координати Y_0 та Z_0 для кожного з джерел для прийнятого значення $X_0 = 0$ мм як положення джерел вздовж осі x . У першому та четвертому стовпчиках вказано номер калібрувального джерела, визначеного у 3.2

З таблиці видно, що відстань по горизонталі між парами двох джерел в одному рядку коливається від 834,0 мм (джерела 2 і 3) до 835,4 мм (джерела 12 і 13), що є досить близьким до планового значення 835 мм. Якщо ми розглянемо пари джерел, що є сусідами в одному стовпці, то їхні вертикальні відстані коливаються від 451,8 мм (джерела 11 і 13) до 479,2 мм (джерела 5 і 7). Ці значення також узгоджуються з плановим значенням 475 мм. Насправді, якщо вилучити з розгляду джерела 0, 1, 12 і 13 зверху і знизу, через більшу невизначеність їхніх z -координат, ми отримаємо відстані, близькі до значення 475 мм. Схоже, що метод вже є відносно потужним, незважаючи на те, що є ще багато деталей, які треба покращити. Величини з таблиці 3.2 слід розглядати як рекомендовані значення позицій джерел (в площині $X_0 = 0$ мм) для будь-яких практичних цілей.

3.7 Висновки та плани на майбутнє

Бакалаврська робота присвячена найпершому дослідженню положень калібрувальних джерел ^{207}Bi у детекторі SuperNEMO. Було показано, що запропонована в роботі методика має потенціал для вимірювання геометрії де-

тектора з точністю до міліметрів і навіть краще. Основною метою було експериментальне вимірювання положень 14-ти калібрувальних джерел ^{207}Bi . Ці значення, наведені в таблиці 3.2, разом з $X_0 = 0$ використовуватимуться як рекомендовані значення координат джерел. Вони будуть застосовуватись в межах колаборації SuperNEMO для покращення відбору даних призначених для енергетичного калібрування. Ці дані матимуть вирішальне значення для покращення енергетичних поправок у процесі калібрування. Також можна зробити висновок, що для вимірних величин не спостерігалось статистично суттєвих відхилень від проектних креслень SuperNEMO.

Дослідження також показало кілька можливостей для вдосконалення методу. У майбутньому буде дуже важливо повторити дослідження з усіма 42 джерелами. Також для роботи слід використати масив даних з часом набору більше ніж 2.5 години (це час набору масиву даних використаного в даній роботі). Очікується, що в найближчі місяці науковці колаборації випустять нову, більш точну версію алгоритму реконструкції треків електронів (засновану на перетворенні Лежандра). В 2024 році детектор має запрацювати з встановленим захистом, що повинно допомогти послабити фонові відліки, а також покращити дослідження в майбутньому.

Література

- (1) L'Annunziata, M. F., *Handbook of Radioactivity Analysis (Third Edition)*, Third Edition; L'Annunziata, M. F., ред.; Academic Press: Amsterdam, 2012, с. 3—10.
- (2) Chadwick, J. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* **1914**, 383—391.
- (3) Pauli, W. *Phys. Today* **1978**, 31N9, 27.
- (4) Chadwick, J. *Nature* **1932**, 129, 312.
- (5) Cowan, C. L.; Reines, F.; Harrison, F. B.; Kruse, H. W.; McGuire, A. D. *Science* **1956**, 124, 103—104.
- (6) Iliadis, C., *Nuclear Physics of Stars*, 2007; гл. 5.
- (7) Bahcall, J. N.; Davis, R. *Science* **1976**, 191, 264—267.
- (8) Cleveland, B. T.; Daily, T.; Raymond Davis, J.; Distel, J. R.; Lande, K.; Lee, C. K.; Wildenhain, P. S.; Ullman, J. *The Astrophysical Journal* **1998**, 496, 505.
- (9) Fukuda, Y. та ін. *Phys. Rev. Lett.* **1998**, 81, 1562—1567.
- (10) Ahmad, Q. R. та ін. *Phys. Rev. Lett.* **2001**, 87, 071301.
- (11) Lipari, P. в *1st CERN-CLAF School of High-Energy Physics*, 2001, с. 115—199.
- (12) Goeppert-Mayer, M. *Phys. Rev.* **1935**, 48, 512—516.
- (13) Furry, W. H. *Phys. Rev.* **1939**, 56, 1184—1193.
- (14) Shtembari, L. *PoS* **2022**, ICHEP2022, 614.
- (15) Barabash, A. S.; Brudanin, V. B. *Phys. Atom. Nucl.* **2011**, 74, 312—317.
- (16) Azzolini, O. та ін. *Phys. Rev. Lett.* **2019**, 123, 262501.
- (17) Arnold, R. та ін. *Eur. Phys. J. C* **2019**, 79, 440.
- (18) Waters, D. *J. Phys. Conf. Ser.* **2017**, 888, 012033.
- (19) Le Noblet, T. *J. Phys. Conf. Ser.* **2020**, 1342, за ред. Clark, K.; Jillings, C.; Kraus, C.; Saffin, J.; Scorza, S., 012029.
- (20) *PoS* **2022**, ICHEP2022, 552.

- (21) Gando, A. та ін. *Phys. Rev. Lett.* **2016**, *117*, 082503.
- (22) Yuto, K. *J. Phys. Conf. Ser.* **2021**, *2156*, 012230.
- (23) Biancacci, V. *PoS* **2022**, *EPS-HEP2021*, 800.
- (24) Ackermann, K. H. та ін. *Eur. Phys. J. C* **2013**, *73*, 2330.
- (25) Guiseppe, V. та ін. В *2008 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2008, с. 1793—1798.
- (26) Bhang, H. та ін. *Journal of Physics: Conference Series* **2012**, *375*, 042023.
- (27) Zolotarova, A. *Proc. 53rd Int. Conf “Rencontres de Moriond – EW 2018” (2018 Electroweak Interactions and Unified Theories)*, *ARISF* **2018**, 445—448.
- (28) Arnaboldi, C. та ін. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2004**, *518*, 775—798.
- (29) Gando, Y. та ін. *JINST* **2021**, *16*, P08023.
- (30) Ajimura, S. та ін. *Phys. Rev. D* **2021**, *103*, 092008.
- (31) Auger, M. та ін. *JINST* **2012**, *7*, P05010.
- (32) Ackerman, N. та ін. *JINST* **2022**, *17*, P02015.
- (33) Arnold, R. та ін. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2005**, *536*, 79—122.
- (34) Arnold, R. та ін. *Eur. Phys. J. C* **2010**, *70*, 927—943.
- (35) Gomez-Cadenas, J. J. *Nucl. Part. Phys. Proc.* **2016**, *273-275*, за ред. Aguilar-Benitez, M.; Fuster, J.; Martı-Garcia, S.; Santamaria, A., 1732—1739.
- (36) Rodejohann, W. *International Journal of Modern Physics E* **2012**, *20*.
- (37) Rakhimov, A. V. та ін. *Radiochimica Acta* **2020**, *108*, 87—97.
- (38) Cascella, M. *Nucl. Instrum. Meth. A* **2016**, *824*, за ред. Bisogni, M. G.; Grassi, M.; Incagli, M.; Paoletti, R.; Signorelli, G., 507—509.

- (39) Barabash, A. та ін. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2017**, 868, 98—108.
- (40) Hodák, R. та ін. *AIP Conf. Proc.* **2015**, 1672, за ред. Orrell, J. L., 130003.
- (41) Salazar, R.; Bryant, J. *PoS* **2017**, ICHEP2016, 808.
- (42) Collaboration, S. та ін. *Journal of Instrumentation* **2021**, 16, T07012.
- (43) Cascella, M.; Chopra, A.; Dawson, L. *J. Phys. Conf. Ser.* **2017**, 888, 012249.
- (44) Brun, R.; Rademakers, F. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **1997**, 389, New Computing Techniques in Physics Research V, 81—86.
- (45) Alexopoulos, T.; Bristogiannis, Y.; Leontsinis, S. Track reconstruction through the application of the Legendre Transform on ellipses, 2016.
- (46) Rattihalli, R. N.; Rao, K. S. M.; Raghunath, M. *Communications in Statistics - Simulation and Computation* **2019**, 48, 922—943.