

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

На правах рукопису

Оптимізація стратегії зчитування в контексті детектора LiquidO

Галузь знань: 10 Природничі науки
Спеціальність: 104 Фізика та астрономія
Освітня програма: Фізика

Кваліфікаційна робота бакалавра
студента 4 року навчання
Ленівенко Микити Геннадійовича

Науковий керівник:
к. ф.-м. наук, доцент
Безшийко Олег Анатолійович
Науковий консультант:
CNRS staff scientist
Anatael Cabrera

Робота заслухана на засіданні кафедри ядерної фізики та високих енергій
та рекомендована до захисту на ЕК, протокол № 17 від 16.06. 2022 р.

Завідувач кафедри



Ігор КАДЕНКО

Київ - 2022

ВИТЯГ

З протоколу № _____
засідання Екзаменаційної комісії

Визнати, що студент Ленівенко Микита Геннадійович виконав та захистив кваліфікаційну роботу бакалавра з оцінкою _____.

Голова ЕК _____

« ____ » _____ 2022 р.

Анотація

Ленівенко М. Г. Оптимізація стратегії зчитування в контексті детектора LiquidO.

Кваліфікаційна робота бакалавра за спеціальністю 104 Фізика та астрономія, освітня програма «Фізика». – Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет, кафедра ядерної фізики. Київ – 2022.

Науковий керівник: кандидат фізико-математичних наук, доцент

БЕЗШИЙКО О.А., доцент кафедри ядерної фізики

Для дослідження характеристик нейтрино використовуються фотодетекторні системи. У даній роботі проведено симуляції та реконструкції фотодетекторних сигналів біполярної форми із використанням модифікованого програмного пакету ResoZoR. Основною метою роботи є демонстрація можливості використання біполярної форми імпульсу для реконструкції сигналу. Представлено потрібні модифікації алгоритмів для покращення якості реконструкції фотодетекторних сигналів біполярної форми.

Ключові слова: нейтрино, фотодетекторні сигнали, ResoZoR, біполярна форма

Summary

Lenivenko M. G. Optimization of the readout strategy within the LiquidO detector context

Bachelor's qualification in specialty 104 Physics and astronomy, educational program «Physics». – Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of Physics, Nuclear Physics Department. – Kyiv. – 2022.

Research supervisor: candidate of Physico-Mathematical Sciences, Associate

Professor BEZSHYYKO O.A., Associate Professor of Nuclear Physics Department

Photodetector systems are used to detect neutrinos and study their properties. In this work simulations and reconstructions of photodetector signals of bipolar shape were performed using a modified RecoZoR software package. The main purpose of this work is to demonstrate the possibility of using a bipolar pulse shape for signal reconstruction. Necessary modifications of algorithms for improvement of quality of reconstruction of photodetector signals of bipolar form are presented.

Keywords: neutrinos, photodetector signals, RecoZoR, bipolar form

Зміст

Вступ	2
Огляд літератури	4
2.1 Нейтрино.....	4
2.2 Фотодетекторні сигнали.....	5
2.3 Реконструкція фотодетекторних сигналів	7
2.4 Технологія LiquidO.....	8
Сигнали з фотодетекторів. Симуляція та реконструкція.....	11
3.1 Симуляція фотодетекторного сигналу	11
3.2 Параметри симуляції	11
3.3 Аналіз реконструкції сигналів.....	13
Розробка алгоритму реконструкції біполярного сигналу	14
4.1 Аналіз початкового алгоритму реконструкції сигналу	14
4.2 Модифікація алгоритму пошуку піків.....	15
4.3 Алгоритми постреконструкції.....	16
4.4 Аналіз результатів з новими алгоритмами.....	17
4.5 Використання різної форми піків.....	19
4.6 Аналіз використання різної ширини піків	19
Висновки	22
Список літератури.....	24

Вступ

Детектор LiquidO – це сцинтиляційний детектор призначений для детектування нейтрино. В ньому використовується нова техніка детектування нейтрино - не-прозорий сцинтилятор. Це дає можливість обмежити світло поблизу точки його створення та за допомогою сітки з оптичних волокон зібрати такий світловий шар [1].

Електроніка, яка використовується в LiquidO, дозволить отримувати великий спектр інформації:

- зібраний заряд;
- час реєстрації частинок;
- тривимірне зображення відкладень енергії в сцинтиляторі;
- можливість дослідження форм сигналів
- можливість реконструювати кількість задетектованих фотоелектронів.

Ця технологія розробляється для використання у підземній нейтринній обсерваторії Цзяньмень (JUNO) [2]. Основною задачею нейтринного експерименту JUNO є визначення впорядкування мас нейтрино та проведення точних вимірювань параметрів нейтринних осциляцій.

В LiquidO та JUNO буде використовуватися електроніка WaveCatcher [3] в якій використовуються монополярні імпульси.

Проте в даній роботі використовується біполярна форма імпульсу через значні переваги над монополярною формою. Взагалі, загально вживана монополярна форма насправді є біполярною формою з бескінечно довгою додатньою частиною. Це є результатом налаштувань електроніки. Головною перевагою є ефект погашення - накопичення меншої амплітуди у випадку реєстрації великої кількості подій в малий проміжок часу. Це дозволить зменшити витрати на фотодетекторну систему експерименту.

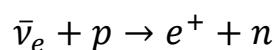
Метою цієї роботи є розробка стратегії реконструкції сигналу з біполярною формою імпульсу для різної кількості зареєстрованих фотоелектронів (подій) у вузькому часовому інтервалі.

Для біполярної форми імпульса важливо, щоб площа додатної частини дорівнювала площі від'ємній частині, а форма може відрізнятися. Тому робота була розділена на дві частини. Форма додатної частини співпадала з формою від'ємної частини в першій половині роботи. У другій половині використовувалися усі переваги іншої форми додатної частини імпульсу.

Огляд літератури

2.1 Нейтрино

Вольфганг Паулі у 1930 році зробив гіпотезу про існування нейтрино, щоб пояснити безперервний спектр β -розпаду [4]. Він припустив що існує деяка частинка з нульовим зарядом, спіном $\frac{1}{2}$ та яка майже не взаємодіє речовиною. Клайд Кован і Фредерік Рейнс відкрили нейтрино у 1956 році [5]. Як джерело вони використали ядерний реактор, єдине відоме та доступне джерело нейтрино в той час. Базовою реакцією детектування для реакторних антинейтрино у рідкому сцинтиляторі була:



Це реакція зворотнього β розпаду. Вона використовується і наразі для детектування нейтрино. У процесі зворотнього β розпаду іонізуючі частинки, а саме позитрон та нейтрон, збуджують середовище сцинтилятора, що призводить до випромінювання світла, яке потім може бути зареєстроване фотодетекторами.

Два інших типи нейтрино були знайдені пізніше. Це були відкриття мюонного нейтрино та тау-нейтрино в Брукхейвенській національній лабораторії та колаборація DONUT відповідно [6], [7].

Саме нейтрино є однією з фундаментальних елементарних частинок Стандартної моделі. Його дуже важко виявити і вивчити, через те що нейтрино мають невеликий переріз взаємодії з речовиною. Саме з цієї причина вони все ще залишаються однією з найменш вивчених частинок. Дослідження в галузі фізики нейтрино є одним з основних напрямків сучасної фізики елементарних частинок. На даний момент Стандартна модель фізики елементарних частинок визначає три покоління нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ .

Нейтринні осциляції - це явище перетворення одного покоління нейтрино на інше із часом та віддаленням від джерела. Гіпотезу про їх існування висунули в 1969 році Б. Понтекорво та В. Грибов [8]. Перші підтвердуючі свідчення були отримані лише в 1998 році під час вимірювань на детекторі SuperKamioKande [9].

Докази нейтринних осциляцій знайшли під час експериментів в Нейтринній обсерваторії Садбері (Sudbery Neutrino Observatory) [10]. Тоді вдалося виміряти частку електронних нейтрино, яка складала 1/3 від загальної кількості задетектованих, що довело, що частина електронних нейтрино випромінених Сонцем піддалася осциляції перш ніж досягнути Землі.

Після відкриття нейтринних осциляцій, основною задачею нейтринних осциляційних експериментів стало точне вимірювання шести незалежних параметрів:

- кути змішування θ_{12} , θ_{13} , θ_{23}
- два квадрати різниці мас Δm_{21}^2 та Δm_{23}^2
- одна фаза порушення CP-симетрії δ_{CP}

Наразі виконується велика кількість експериментів, щоб визначити ці параметри, бо їх потрібно виміряти експериментально.

2.2 Фотодетекторні сигнали

Як було сказано вище, іонізуючі частинки збуджують середовище сцинтилятора, що призводить до випромінювання світла. Це світло може бути задетектоване за допомогою фотодетекторів. До фотодетекторів відносяться фотоелектронний помножувач (ФЕП) та кремнієві фотопомножувачі (SiPM).

ФЕП складається з фотокатоду, фокусуєчого електроду, системою динодів та аноду. На фотокатоді відбувається фотоэффект, коли фотон потрапляє на нього. Фотоелектрон, який вилетів в наслідок фотоэффекту, прискорюється фокусуєчим електродом та летить на систему динодів. Кожен динод продукує вторинні електрони у більшій кількості ніж потрапило на нього. Таким чином диноди продукують лавину вторинних електронів та помножують електронний потік. Вторинні електрони збираються на аноді створюючи вимірюваний електричний струм на виході ФЕП. Принцип будови фотоелектронного помножувача представлений на Рис. 2.2.1.

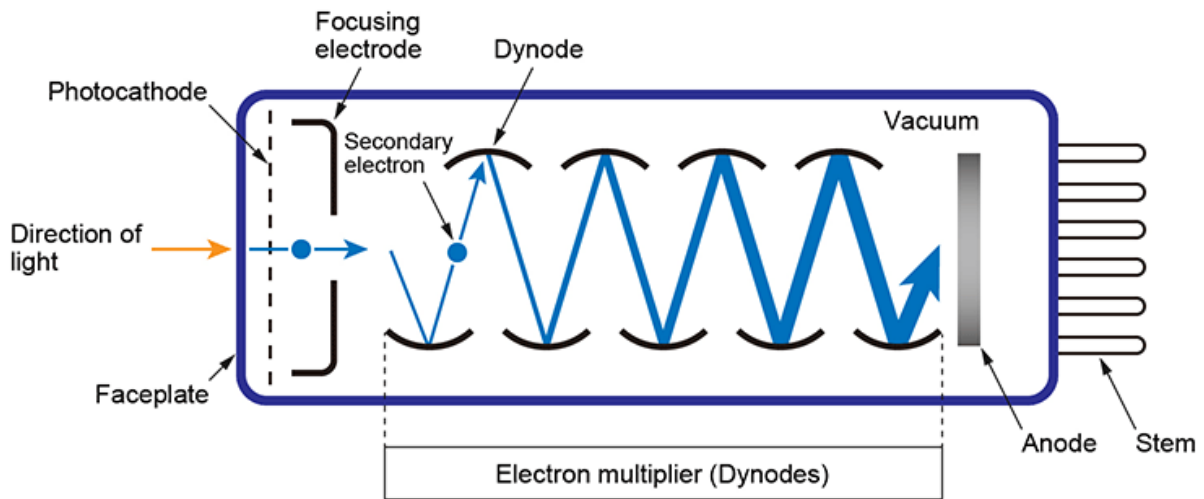


Рис. 2.2.1 Схематичне зображення фотоелектронного помножувача

Після отримання аналогового сигналу він оцифровується за допомогою аналого-цифрового перетворювача (АЦП). Оцифрування сигналу дозволяє провести вимірювання таких параметрів як: зібраний заряд, час реєстрації, тощо та оцінити базовий рівень сигналу. Приклад оцифрованого сигналу з фотопомножувача показаний на Рис. 2.2.2.

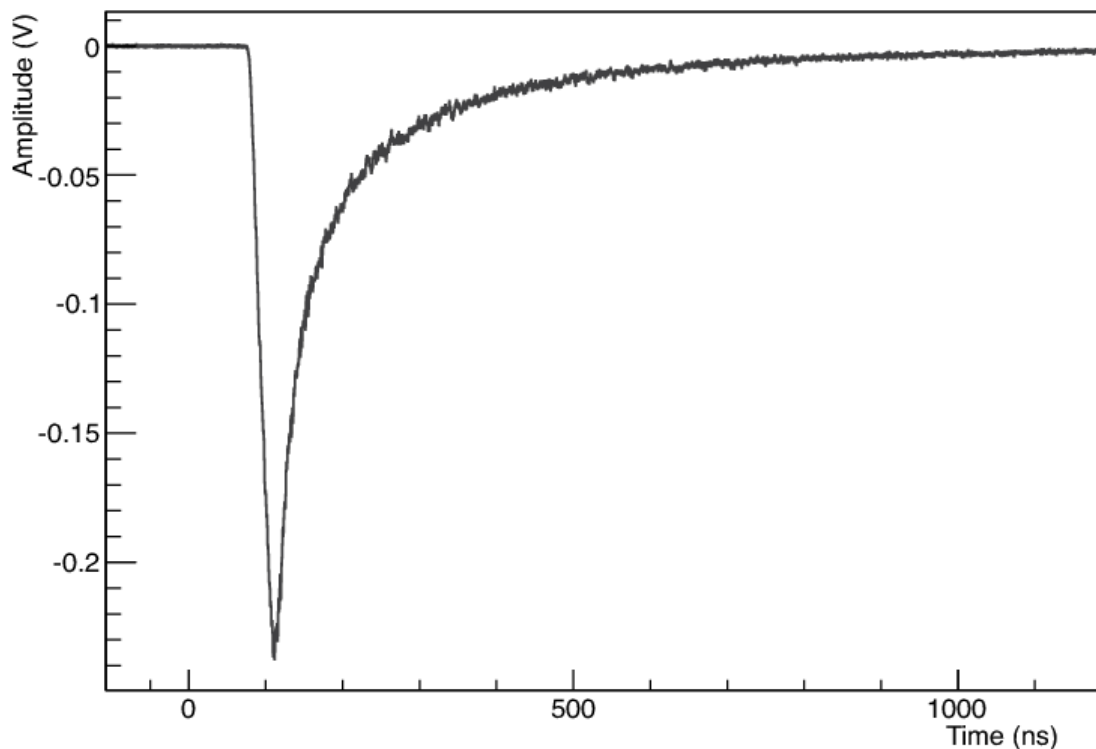


Рис. 2.2.2 Приклад оцифрованого та записаного сигналу з фотопомножувача [11]

2.3 Реконструкція фотодетекторних сигналів

Колаборацією Double Chooz був розроблений програмний пакет ResoZoR для реконструкції оцифрованих сигналів з фотодетекторів [12], [13]. ResoZoR працює використовуючи бібліотеки CERN ROOT [14]. Програма ResoZoR має можливість знаходити кількість фотоелектронів у сигналі, час детектування та робити базову оцінку сигналу.

Цей програмний пакет має простий циклічний алгоритм дії:

1. пошук піка від фотоелектронів з фотодетектора
2. апроксимація цього піка заданим набором функцій.

Приклад реконструкції фотодетекторного сигналу за допомогою програмного пакета ResoZoR представлений на Рис. 2.3.1.

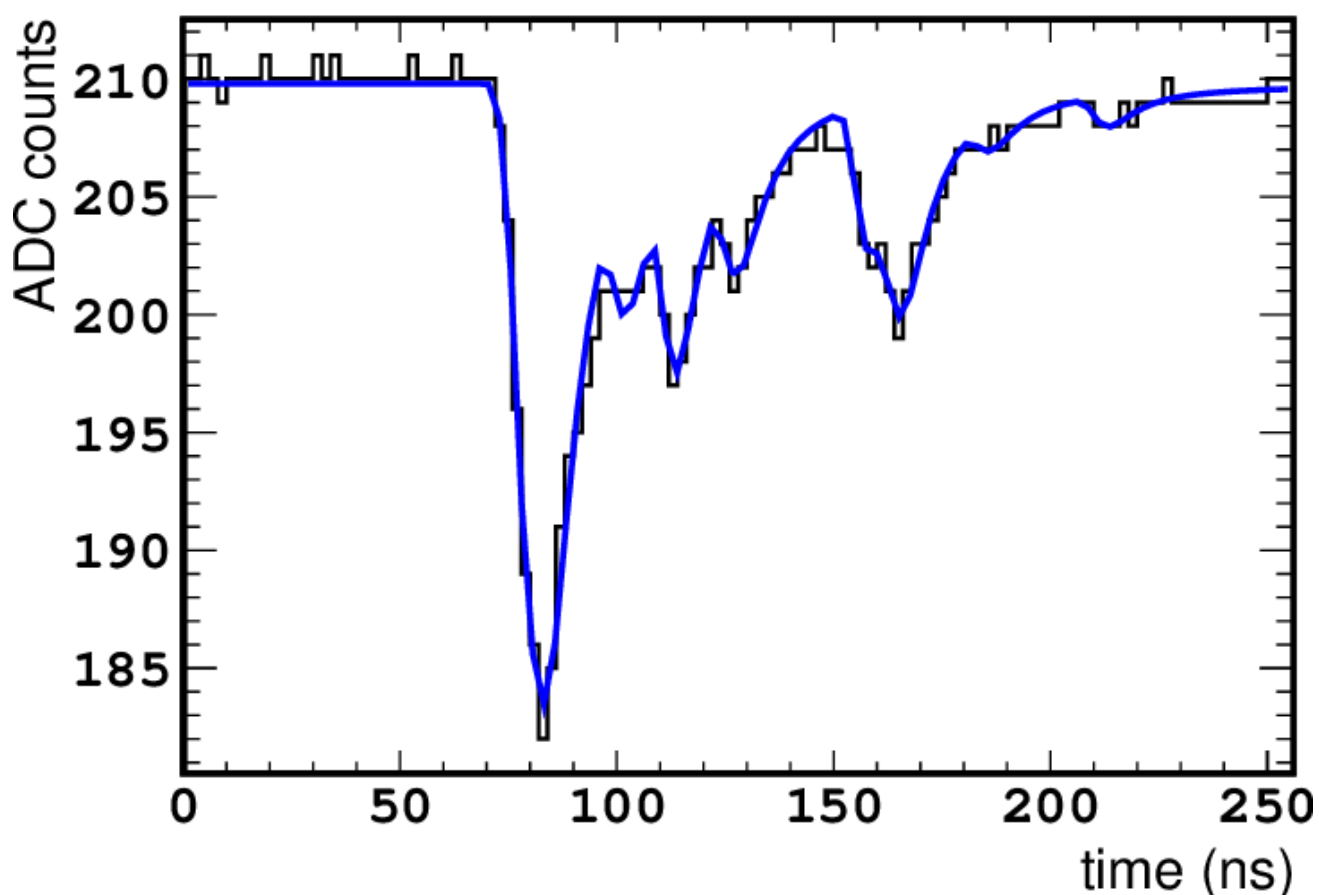


Рис. 2.3.1 Приклад реконструкції складного сигналу за допомогою програмного пакета ResoZor[12]

2.4 Технологія LiquidO

LiquidO – новітня технологія детектування нейтрино з використанням непрозорого сцинтилятора. Непрозорість може бути досягнута двома способами: шляхом розсіювання світла та/або поглинання. Підхід LiquidO спирається на коротку довжину розсіювання та середню або довгу довжину поглинання, створюючи сцинтилятор, який має молочний та напівпрозорий вигляд. Фотони від сцинтилятора зазнають випадкового блукання навколо місця своєї появи, що призводить до стохастичного утримання світла. Хоча шлях кожного фотона є стохастичним, інтегральним ефектом є обмеження світла сферою навколо кожної точки іонізації, що призводить до появи так званих світлових кульок. Це принцип, який лежить в основі техніки LiquidO[1].

В детекторі LiquidO присутня сітка з оптичних волокон, яка витягає світло з сцинтилятора. Завдяки відстанню решітки в сантиметровій шкалі можна досягти швидкого та ефективного збору світла та звести до мінімуму втрати на поглинання. В принципі сітка може іти у всіх 3 ортогональних напрямках, але на практиці вистачає 1 чи 2 напрямків. Різницю в часі виявлення світла на двох кінцях кожного волокна можна використовувати як міру положення події по довжині кожного волокна[1].

Принцип детектування використовуючи найпростішу конфігурацію, де всі волокна проходять уздовж осі z, проілюстрований на Рис. 2.4.1. Енергетичні осадження в тривимірному просторі від змодельованого e^+ з кінетичною енергією 1 MeV показані на Рис. 2.4.1b, а на Рис. 2.4.1a – двовимірна проекція x-y. Моделювання поширення світла показано на Рис. 2.4.1c, d, де колір кожної точки відображає кількість фотонів, які потрапляють на волокно. Непрозорий сцинтилятор змодельований на 2.4.1b, а на 2.4.1d сцинтилятор прозорий. [1]

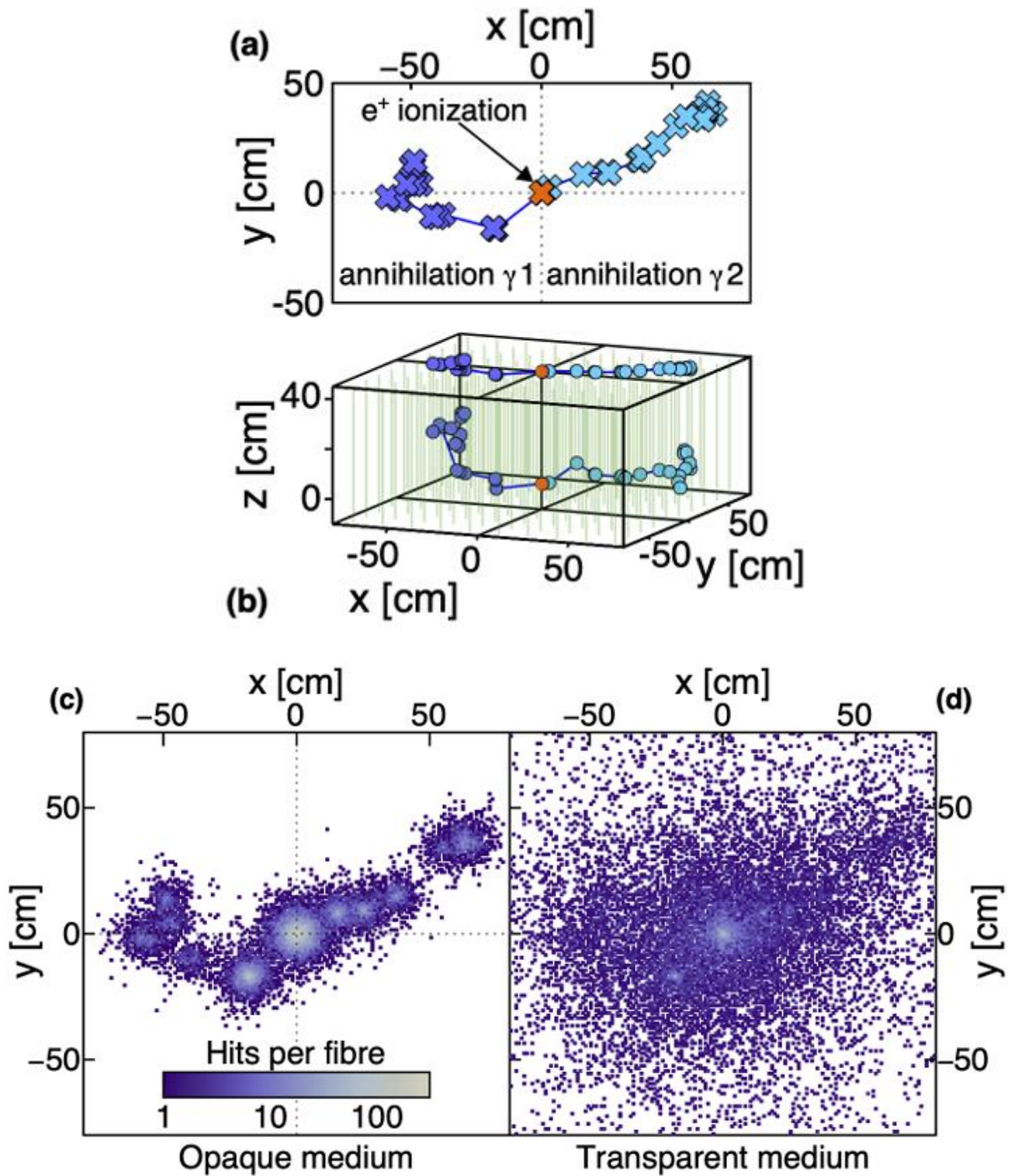


Рис. 2.4.1: Принцип детектування та можливості зображення. [1]

В симуляціях проведених в програмному пакеті Geant4 [15] було отримано, що якщо б пучок світла летів скрізь сцинтилятор, ми би бачило його кожні 2мм (вважаємо швидкість світла у сцинтиляторі 200000 км/с. Тобто реєстрація

відбувалась би кожні 10 пс. Наразі використовуються технології які дають роздільну здатність в 1 нс, тобто технологія LiquidO дає покращення у 100 разів.

Сигнали з фотодетекторів. Симуляція та реконструкція

3.1 Симуляція фотодетекторного сигналу

Детектор LiquidO знаходиться на стадії налаштування та постійного покращення. Через це для цієї роботи фотодетекторні сигнали були симульовані. Тому для моделювання вихідного сигналу фотодетекторної системи з урахуванням параметрів джерела світла, фотодетектора та АЦП була розроблена програма, що базується на методі Монте-Карло. Для розробки використовувалась мова програмування C++ та бібліотеки CERN ROOT[14]. В результаті виходить файл розширенням root, який містить просимульований сигнал та додаткову інформацію. Серед цієї інформації: кількість просимульованих фотоелектронів та час, амплітуда, ширина кожного з цих фотоелектронів.

3.2 Параметри симуляції

Для подальшої роботи важливо мати можливість легко змінювати параметри просимульованого сигналу, а саме:

- Кількість фотоелектронів в сигналі. Важливо розуміти, як працює реконструкція з різною кількістю піків в каналі.
- Інтенсивність шуму. Для розуміння при якому відношенні амплітуди фотоелектрону та шуму реконструкція працюватиме коректно. Шум у сигналі змодельований за допомогою нормального розподілу та параметра, що задає частоту шуму;
- Ширина просимульованого фотоелектрону. При великій кількості фотоелектронів в сигналі їх різна ширина впливає на головну перевагу біполярної форми імпульсу – ефекту «погашення»

Також для моделювання налаштовані такі параметри, які в цій роботі мали константе значення:

- Кількість бінів за наносекунду. За замовченням бінування складає 3.2 біни за наносекунду та може бути змінене на 6.4 біни за наносекунду;

- Амплітуда просимульованого фотоелектрону. За замовченням значення приросту покладено 13.5 мВ на фотоелектрон;
- Розподіл фотоелектронів у сигналі по часу. Для симуляції сигналу від джерела, схожого на світлодіод або лазер, ми використовуємо нормальний розподіл фотоелектронів у часі зі стандартним відхиленням 10 нс відповідно. Середнє значення часового розподілу сигналу задається у часовому вікні від 20 нс до 300 нс. Для моделювання темного сигналу ми використовуємо рівномірний розподіл від 20 нс до 300 нс.

Взагалі часовий розподіл фотоелектронів у сигналі дуже важливий параметр, бо ситуація кардинально відрізняється для різних стандартних відхилень. Це можна побачити на Рис. 3.2.1. Видно і без використання програмного забезпечення, що знайти окремо кожний пік при стандартному відхиленні 50 нс набагато легше ніж при 5 нс. Саме з цієї причини в цій роботі за замовчуванням стандартне відхилення 10 нс.

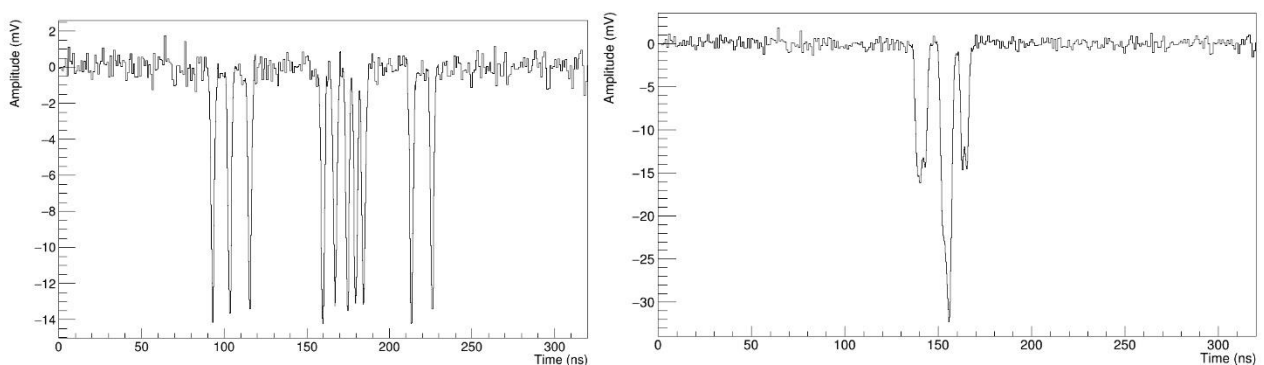


Рис. 3.2.1. Приклади змодельованого сигналу з фотодетекторів. А) 10 фотоелектронів із формою сигналу заданою функцією Гауса та рівномірним розподілом у часі. В) 5 фотоелектронів із формою сигналу заданою функцією Гауса та нормальним розподілом у часі (середнє значення часового розподілу: 150 нс, стандартне відхилення: 10 нс). Також спостерігається ефект накладання імпульсів.

3.3 Аналіз реконструкції сигналів

Програма реконструкції сигналу від фотодетекторів, використана в даній роботі, базується на програмному забезпеченні RecoZoR [12][13]. RecoZoR включає можливість пошуку піків, знаходження кількості фотоелектронів у сигналі, реконструкція амплітуд і часу детектування фотоелектронів.

Поняття якісної реконструкції базується на таких досліджувальних параметрах:

- $\Delta n = n_{\text{симуляція}} - n_{\text{реконструкція}}$, де $n_{\text{симуляція}}$ - кількість фотоелектронів, закладених у симуляції, $n_{\text{реконструкція}}$ - кількість фотоелектронів, визначених програмою після реконструкції сигналу
- $\Delta A = A_{\text{симуляція}} - A_{\text{реконструкція}}$, де $A_{\text{симуляція}}$ - значення амплітуди фотоелектрона, закладене у симуляції, $A_{\text{реконструкція}}$ - амплітуда фотоелектрону, визначена програмою після реконструкції сигналу
- $\Delta t = t_{\text{симуляція}} - t_{\text{реконструкція}}$, де $t_{\text{симуляція}}$ - значення часу фотоелектрона, закладене у симуляції, $t_{\text{реконструкція}}$ - час детектування фотоелектрону, визначений програмою після реконструкції сигналу
- $\Delta t_1 = t_{1,\text{симуляція}} - t_{1,\text{реконструкція}}$, де $t_{1,\text{симуляція}}$ - значення часу першого фотоелектрона в кожному каналі, закладене у симуляції, $t_{1,\text{реконструкція}}$ - час детектування першого фотоелектрону в кожному каналі, визначений програмою після реконструкції сигналу
- χ^2/ndf – показує на скільки добре профітована функція описує сигнал. Чим це значення ближче до 1, тим краще був описан сигнал.

Одним із найважливіших параметрів реконструкції є Δn . У найкращому випадку кількість реконструйованих фотоелектронів має бути рівна справжній кількості фотоелектронів. Якщо, кількість не співпадає то це вплине на аналіз по іншим параметрам, такі як ΔA та Δt .

Також важливим параметром з фізичної точки зору є Δt_1 , бо він вказує на час реєстрації частинки.

Розробка алгоритму реконструкції біполярного сигналу

4.1 Аналіз початкового алгоритму реконструкції сигналу

Розпочавши роботу з програмним пакетом ResoZoR було визначено, що його алгоритм дуже заточений на монополярну форму імпульсу. Якщо реконструювати малу кількість фотоелектронів або випадок коли фотоелектрони не накладаються один на одній, алгоритм дає адекватний результат, який можна побачити на Рис. 4.1.1. Але в більш складних випадках він втрачає піки, як показано на Рис. 4.1.2.

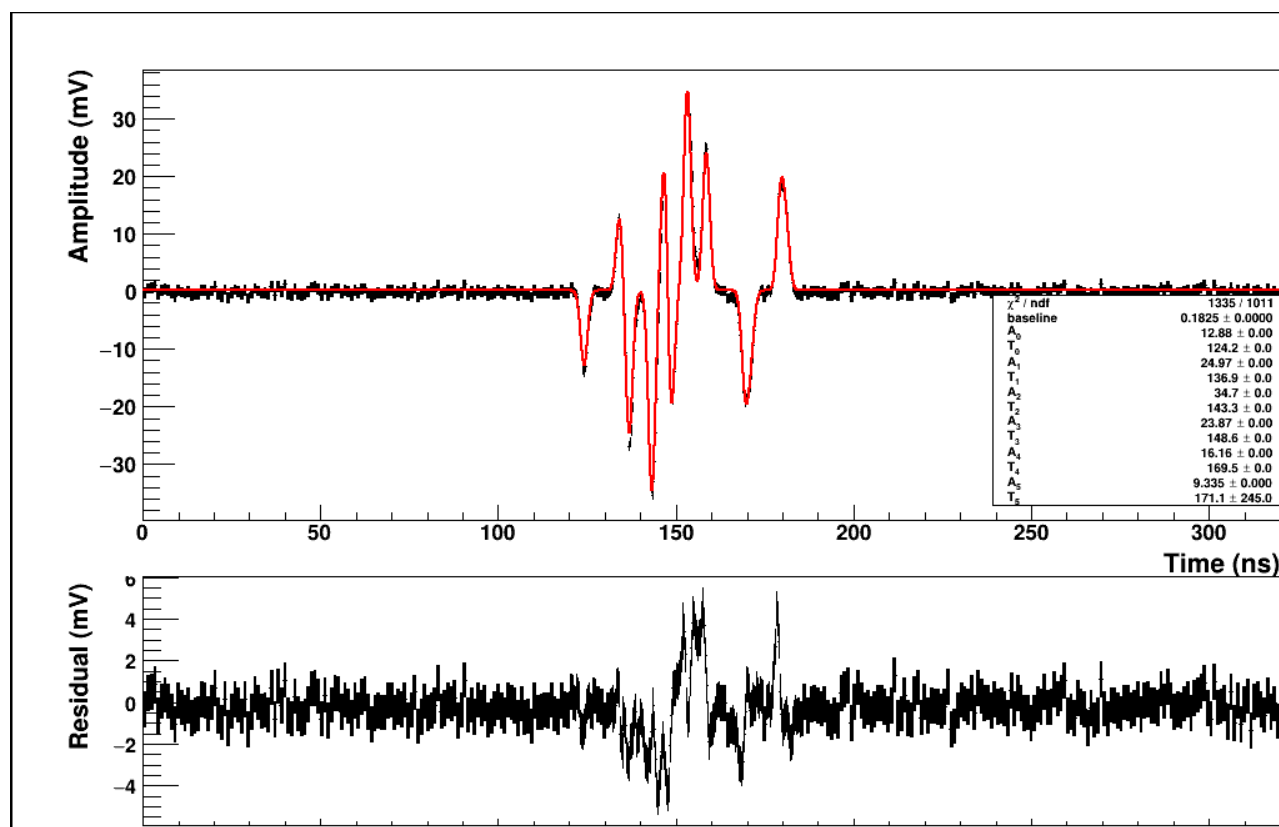


Рис. 4.1.1. Випадок хорошої реконструкції від базового алгоритму ResoZoR

Розібравшись з кодом цього програмного пакету, визначили:

- ResoZoR має такий порядок дій: бере найменше значення в спектрі та вважає бін якому співвідноситься цей мінімум центром піка; апроксимує цей пік; віднімає від спектру отриману фітовану функцію; повторює цикл поки усі значення в спектрі не будуть більші певного значення – порогу.

- Такий алгоритм не перевіряє додатню частину біполярного імпульса, а вона може вказувати на погану реконструкцію, як видно на рис. 4.1.2
- Такий алгоритм вважає одним фотоелектроном два або більше дуже близьких за часом фотоелектрона.

Отже треба модифікувати алгоритм пошуку фотоелектрона, який би враховував додатню частину біполярної форми імпульса, та розробити алгоритми пост-реконструкції на випадок коли програма знаходить більше або менше піків ніж є насправді.

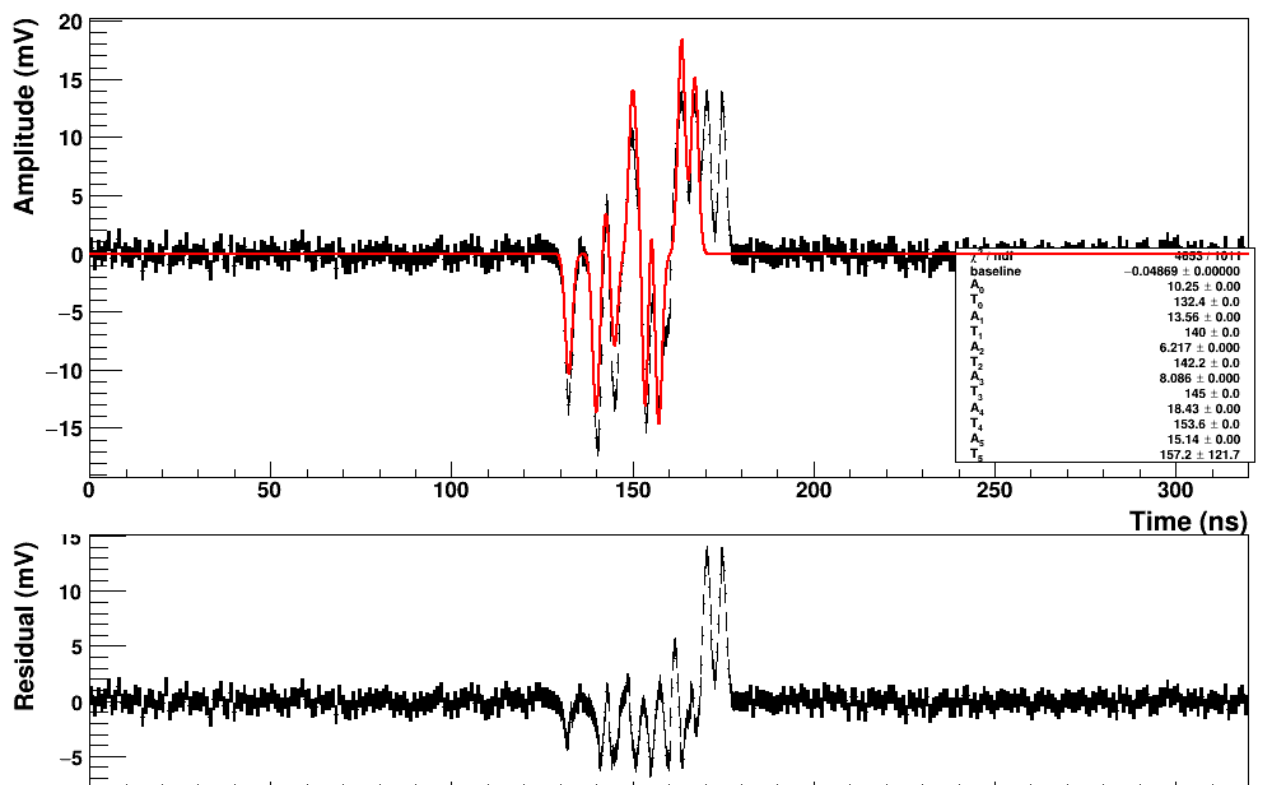


Рис. 4.1.2. Випадок втрати піків в додатній частині спектру базовим алгоритмом RecoZoR.

4.2 Модифікація алгоритму пошуку піків

Першим етапом модифікації алгоритму пошуку стала перевірка на присутність піка у додатній частині сигналу, тобто усі значення в спектрі менші за значення модулю порогу. Таким чином алгоритм продовжував працювати навіть коли для від'ємної частини спектру усі значення були вище порогу.

Другим етапом модифікації стала можливість знаходити піки як у додатній так і у від'ємній частині спектру, але була відкинута ідея знаходити їх через знаходження найбільшого/найменшого значення в спектрі. Тому було вирішено шукати фотоелектрони починаючи з обох кінців спектру:

- У від'ємній частині шукати з початку спектру
- У додатній частині – з кінця спектру

Цей підхід ґрунтується на тому, що на кінцях спектру знаходяться фотоелектрони, які з найбільшою ймовірністю є одиночними.

Для того щоб використати усі переваги біполярної форми спектру, було виконано два підходи з використанням нових алгоритмів пошуку. У першому випадку абсолютна частина найбільшого та найменшого значення спектру порівнюються та пошук фотоелектронів починається зліва якщо абсолютна частина найменшого значення більше за абсолютну частину найбільшого значення; зправа – у протилежному випадку. У другому випадку спочатку знаходили найближчий пік з кожної сторони та апроксимували той у якого менша амплітуда. Ці підходи отримали назви: «З сторін до найбільшого» та «Зі сторони найменшого».

Провівши численні реконструкції з даними підходами було визначено, що «Зі сторони найменшого» дає кращий результат та майже не призводить до нескінченної кількості ітерацій в алгоритмі пошуку.

4.3 Алгоритми постреконструкції

Ще під час початкового аналізу програми ResoZoR визначили, що цей програмний пакет не може розрізнити два або більше дуже близьких фотоелектронів. Це не дає можливості коректно аналізувати результати для параметрів Δn та ΔA . Тому поставла потреба після повної апроксимації спектру розділяти занадто великі піки (амплітуда > 20 мВ, при просимульованій амплітуді в 13,5 мВ) на менші частини. Також, вже під час розроблення алгоритмів пошуку, було визначено, що іноді серед знайдених фотоелектронів є дуже близькі піки, які в сумі

мають приблизно симульоване значення. З цієї причини було вирішено додати ще один алгоритм постреконструкції по об'єднанню піків.

Ці алгоритми були розроблені для покращення такого параметра як Δn , нехтуючи впливом на інші параметри, а особливо на χ^2/ndf . Якщо алгоритм розділення впливає тільки на параметри Δn та ΔA то алгоритм об'єднання також суттєво впливає на Δt , бо під час об'єднання за час фотоелектрона бралось середнє значення піків які об'єднувалися.

Загалом ці алгоритми потребують доопрацювання бо можливо безліч різних унікальних ситуацій після знаходження піків, наприклад: 2 близьких великих піки амплітудою 22 та 32 мВ, хоча просимульовано було чотири дуже близьких піки.

4.4 Аналіз результатів з новими алгоритмами

Для цього аналізу були вибрані такі параметри:

- Кількість фотоелектронів: 1, 10 та 50
- Шум: відсутній, звичайний або в два рази більший за звичайний
- Ширина піків: 10 нс та 50 нс

В кожній симуляції було по 10 подій та 55 (усього 64 канали, 9 використовуються не під данні) канали в кожній. Тобто кожна реконструкція буде мати інформацію з 550 каналів.

Результати реконструкції для аналізу подані у форматі параметрів функції Гауса: μ – математичне очікування, σ - середньоквадратичне відхилення.

Спочатку розглянемо результати для різної кількості фотоелектронів, аналізуючи параметр Δt . Параметри симуляції: ширина 10нс, без шуму.

Кількість	1	10	50
μ	0,00816	0,00766	-11,74
σ	0,0096	0,2154	5,654

Таблиця 4.4.1. Параметр Δt від кількості фотоелектронів

З таблиці 4.4.1 видно, що при 50 фотоелектронів ефект «погашення» вже не допомагає та розглядати результати для дуже великої кількості піків на данному етапі сенсу немає. При цьому розкид результатів для 10 фотоелектронів значно більший ніж для 1 фотоелектрона.

Розглянемо параметри Δn , Δt , ΔA , χ^2/ndf для реконструкції 10 фотоелектронів при різному рівні шуму. Результати подані у таблиці №4.4.2.

		Δn	Δt	ΔA	χ^2/ndf
Без шуму	μ	-0,1289	0,007667	0,4051	0,3013
	σ	0,4736	0,2154	1,101	0,6148
Нормальний шум	μ	-0,1016	0,008113	-0,2916	0,5529
	σ	0,4877	0,2501	1,414	0,3164
2*Нормальний шум	μ	-0,1955	-0,5012	-0,3775	1,921
	σ	0,5258	0,19	1,916	0,5061

Таблиця 4.4.2. Результати реконструкції для 10 фотоелектронів

Головні моменти, які можна виділити з результатів в таблиці 4.4.2:

- Завдяки алгоритмам постреконструкції кількість знайдених фотоелектронів не залежить від рівня шуму;
- Пошук часу фотоелектрона при нормальному шуму майже однакове у порівнянні з ситуацією без шуму. Результат для шуму в 2 рази більший за нормальний має менший розкид, але має майже 0,5 нс відхилення від справжнього результату, що вказує на потребу слідкувати за рівнем шуму під час реальних експериментів.
- Для ΔA бачимо повністю очікувану картину впливу шуму на знайдену амплітуду фотоелектрона

Розглянемо результати для 1 фотоелектрона та різною шириною піку (10 нс та 50 нс). Візьмемо результати для нормального шуму.

Ширина		Δn	Δt	ΔA	χ^2/ndf
10нс	μ	0	0,008749	-0,02165	0,3626
	σ	0	0,02812	0,2433	0,026
50нс	μ	0,1218	0,002035	-0,007159	0,3629
	σ	0,08729	0,00056	0,127	0,02807

Таблиця 4.4.3. Результати реконструкції для 1 фотоелектрона при різних ширинах

З результатів поданих в таблиці 4.4.3 видно, що для ширини в 50нс в 3 з 550 каналах було знайдено більше 1 фотоелектрона. Це критична помилка, яка маж бути виправленою. З результатів для параметрів Δt та ΔA видно, що набагато краще знаходиться центр та амплітуда піка для ширини в 50 нс. Можна заявити, що чим більша ширина тим більше даних ми маємо для реконструкції.

4.5 Використання різної форми піків

З попереднього аналізу стало відомо, що при більший ширині піків будуть отримані кращі результати. Тому було вирішено робити додатню частину імпульсу ширшим за від'ємну частину. Головною умовою залишається збереження однакової площі. Для цього амплітуда буде зменшуватися в стільки разів, у скільки збільшився ПШПВ.

Через зменшення амплітуди додатної частини імпульса, знаходження фотоелектронів починаючи з правої додатної сторони стало неможливим через малу різницю між піком та шумом. Щоб позбутися цієї проблеми було вирішено шукати фотоелектрони тільки з лівої сторони, а верхня частина фактично буде коригувати апроксимацію.

Коригування може відбуватися як і внутрішніми алгоритмами під час апроксимації, так і можливо розробити для цієї задачі окремі алгоритми. На даний момент було вирішено використовувати внутрішні алгоритми.

4.6 Аналіз використання різної ширини піків

Проведемо реконструкції з різними параметрами симуляції для того щоб зрозуміти як ширина додатної частини імпульсу впливає на якість реконструкції.

Для цього аналізу були вибрані такі параметри:

- Кількість фотоелектронів: 1, 5 та 10
- ПШПВ додатньої частини: 2, 5, 10
- Шум: звичайний

Також для кожного ПШПВ бралися по 2 різні відстані між центрами від'ємного та додатнього піку. Це фактично впливає на скільки використовується ширина фотоелектрону.

σ додатнього піку	Відстань	ΔA		Δt	
		μ	σ	μ	σ
2	9	-0,02911	0,2645	-0,08044	0,09653
2	11	-0,03009	0,2947	-0,08044	0,09653
5	18	-0,03955	0,3373	-0,08044	0,09653
5	24	-0,02772	0,322	-0,08042	0,09658
10	33	-0,04743	0,3405	-0,08044	0,09653
10	44	0,005682	0,3293	-0,08044	0,09653

Таблиця 4.6.1 Результати апроксимації для 1 фотоелектрона

З результатів, поданих в таблиці 4.6.1 бачимо, що знаходження часу для 1 фотоелектрона не впливає ширина додатньої частини імпульсу. В той же час, амплітуда визначається краще при меншій ширині.

Також розглянемо результати для 10 фотоелектронів. Вони подані в таблицях 4.6.2. та 4.6.3.

σ додатнього піку	Відстань	Δn		Δt ₁	
		μ	σ	μ	σ
2	9	-0,2865	0,5674	0,06424	0,1393
2	11	-0,2349	0,5317	0,06432	0,1413
5	18	-0,1844	0,5139	0,05614	0,1415
5	24	-0,307	0,4696	0,06151	0,1292
10	33	-0,2543	0,4372	0,06788	0,1371
10	44	421/550		0,08704	0,1431

Таблиця 4.6.2. Результати для 10 фотоелектронів. Параметри Δn та Δt₁. Результат для Δn при відстані 44 вказаний в кількості правильно апроксимованих каналів.

З таблиці 4.6.2 видно, що зі збільшенням ширини покращується знаходження кількості піків. При цьому ширина додатньої частини імпульсу не має закономірного впливу на знаходження часу першого піку.

σ додатнього піку	Відстань	ΔA		Δt	
		μ	σ	μ	σ
2	9	-0,4188	1,792	0,03187	0,2858
2	11	-0,4153	1,672	0,02617	0,2817
5	18	-0,1718	1,448	0,02913	0,3089
5	24	-0,2028	1,416	0,02967	0,3133
10	33	-0,08906	1,229	0,03463	0,3261
10	44	-0,4261	1,183	0,0358	0,3286

Таблиця 4.6.3. Результати для 10 фотоелектронів. Параметри ΔA та Δt

З таблиці 4.6.3 видно, що зі збільшенням ширини покращується знаходження амплітуди фотоелектрона, але погіршується результат зі знаходження часу фотоелектрона.

Фактично, результати щодо знаходження амплітуди піка протилежні при 1 та 10 фотоелектронах. Тому розглянемо результати для 5 фотоелектронів, які подані в таблиці 4.6.4

σ додатнього піку	Відстань	Δn		ΔA	
		μ	σ	μ	σ
2	9	-0,1477	0,3889	-0,5265	0,5155
2	11	-0,07422	0,3992	-0,06744	0,5019
5	18	-0,08976	0,3912	-0,0395	0,5379
5	24	-0,1161	0,378	-0,01107	0,5054
10	33	-0,1902	0,3514	-0,0057	0,5059
10	44	-0,0227	0,327	0,00112	0,5197

Таблиця 4.6.4. Результати для 5 фотоелектронів. Параметр ΔA та Δn

З таблиці 4.6.4 бачимо, що для 5 фотоелектронів пошук амплітуди фактично не залежить від ширини додатньої частини імпульса. В той же час зберігається тенденція покращення результату для кількості знайдених фотоелектронів при більшій ширині.

Висновки

В ході виконання бакалаврської роботи було проведено роботу по дослідженню перспектив використання біполярної форми спектру для реконструкції сигналу з детектора. Для дослідження використовувався та модифікувався програмний пакет RecoZoR.

Було виконане наступне:

- Ознайомлення з фізикою нейтрино та важливістю вивчення параметрів їх осциляції.
- Виконано огляд техніки детектування LiquidO, нової технології для детектування нейтрино.
- Проведено ознайомлення з фотодетекторними системами та реконструкції сигналу з електроніки. Пояснено головні переваги біполярної форми імпульсу над монополярної.
- Проведено аналіз початкових можливостей RecoZoR для реконструкції біполярної форми імпульсу.
- Розроблено нові алгоритми пошуку фотоелектронів для біполярної форми імпульсу.
- Розроблено алгоритм пост-реконструкції для можливості кращого аналізу даних.
- Виконано аналіз результатів для однакових за формою додатної та від'ємної частини імпульсу. Визначено, що ширші піки дають кращу реконструкцію.
- Виконано аналіз результатів для різних за формою додатної та від'ємної частини імпульсу. Визначено, що ширший додатній пік дає кращий результат в знаходженні кількості фотоелектронів. Також визначено, що при збільшенні кількості фотоелектронів більша ширина погано впливає на знаходження часу для піків, але краще впливає на знаходження амплітуди піку (Пов'язано з кращим результатом для кількості фотоелектронів).

Результати дослідження вказують на можливість використання біполярної форми імпульсу для реконструкції сигналу. Розроблене програмне забезпечення буде використовуватися в проєкті LiquidO після закінчення розробки власних алгоритмів коригування апроксимації.

Список літератури

- [1]. A. Cabrera, A. Abusleme, J. dos Anjos, T. J. C. Bezerra, M. Bongrand, C. Bourgeois et al. “Neutrino Physics with an Opaque Detector”, *Nature*, DOI: 10.1038/s42005-021-00763-5
- [2]. Fengpeng An, Guangpeng An, Qi An, Vito Antonelli, Eric Baussan, John Beacom, Leonid Bezrukov, Simon Blyth, Riccardo Brugnera, Margherita Buizza Avanzini et al. “Neutrino physics with Juno”, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 43(3):030401, лют. 2016.
- [3]. Dominique Breton, Eric Delagnes, Herve Grabas, Jihane Maalmi, and Pascal Rusquart. “Using ultra fast analog memories for fast photodetector readout”, DOI: 10.1016/j.nima.2011.12.007
- [4]. W. Pauli, “Letter to L. Meitner and her colleagues (letter open to the participants of the conference in Tubingen),” 1930.
- [5]. C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, and A. D. McGuire. “Detection of the free neutrino: a confirmation”, *Science*, 124(3212):103–104, 1956.
- [6]. G. Danby, J-M. Gaillard, K. Goulios, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger. “Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos”, *Phys.Rev.Lett.* 9 (1962) 36-44 DOI:10.1103/PhysRevLett.9.36
- [7]. K. Kodama, N. Ushida, C. Andreopoulos, N. Saoulidou, G. Tzanakos, P. Yager, B. Baller, D. Boehnlein, W. Freeman, B. Lundberg, J. Morfin, R. Rameika, J.C. Yun, J.S. Song, C.S. Yoon, S.H. Chung, P. Berghaus, M. Kubantsev et al. “Observation of tau neutrino interactions”, *Phys.Lett.B* 504 (2001) 218-224, DOI: 10.1016/S0370-2693(01)00307-0
- [8]. V. Gribov та B. Pontecorvo, “Neutrino astronomy and lepton charge”, *Phys. Rev. B*, т. 28, № 7, с. 493—496, 1969 DOI: 10.1016/0370-2693(69)90525-5.

- [9]. Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara та ін., “Measurements of the Solar Neutrino Flux from Super-Kamiokande’s First 300 Days”, Phys. Rev. Lett., т. 81, с. 1158—1162, 6 септ. 1998. DOI: 10.1103/PhysRevLett.81.1158.
- [10]. Q. R. Ahmad, R. C. Allen, T. C. Andersen et al., “Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by ^8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory”, Phys. Rev. Lett., т. 87, с. 071 301, 7 лип. 2001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.071301.
- [11]. F. Bellini, L. Cardani, N. Casali, I. Dafinei, M. Marafini, S. Morganti, F. Orio, D. Pinci, G. Piperno, D. Santone, C. Tomei, M. Vignati, “Measurements and optimization of the light yield of a TeO₂ crystal”, JINST 14 (2019), жов. 2019, DOI: 10.1088/1748-0221/9/10/P10014
- [12]. Guillaume Pronost, “Studies for the measurement of the mixing angle θ_{13} with the Double Chooz experimen”, Theses, Universit’e Nantes Angers Le Mans, жов. 2015.
- [13]. Adrien Hourlier, “Background Studies for Electron Antineutrino Oscillations Measurement at the Double Chooz Experiment”, Theses, Paris Diderot, вер. 2016.
- [14]. R. Brun, F. Rademakers, “ROOT: An object oriented data analysis framework”, Nucl.Instrum.Meth.A 389 (1997) 81-86, DOI: 10.1016/S0168-9002(97)00048-X
- [15]. GEANT4 Collaboration: S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo et al, “GEANT4--a simulation toolkit”, Nucl.Instrum.Meth.A 506 (2003) 250-303, DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8