

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Московский физико-технический институт
(государственный университет)»

Факультет Проблем Физики и Энергетики

Кафедра фундаментальных взаимодействий и космологии

Измерение потока космических мюонов в Подземной лаборатории в Канфранке

Выпускная квалификационная работа

(магистерская диссертация)

Направление: 03.04.01 «Прикладные математика и физика»

Магистерская программа: «Физика фундаментальных взаимодействий»

Выполнил студент гр. 283 _____ А.Н. Фазлиахметов

Научный руководитель,

к. ф.-м. н., доцент МФТИ,

с. н. с. ЛФВЭ МФТИ

_____ Л.В. Инжечик

Оглавление

Введение	3
Глава 1. Структура фона в подземных лабораториях	5
1.1. Гамма-излучение вследствие естественной радиоактивности	5
1.2. Нейтроны	6
1.3. Радон	7
1.4. Мюоны	7
Глава 2. Описание эксперимента Muon Monitor	9
2.1. Подземная лаборатория LSC	9
2.2. Сцинтилляционный детектор SC16	10
2.3. Сцинтилляционная детектирующая система	14
2.4. Система сбора данных	17
2.5. Процедура измерений	19
Глава 3. Обработка данных первого цикла измерений	20
3.1. Структура выходных файлов	20
3.2. Первичный отбор данных	21
3.3. Гистограммы количества срабатываний по слоям	21
3.4. Угловые распределения зарегистрированных частиц	23
3.5. Симуляция отклика детектирующей сборки	23
3.6. Подсчет полного потока мюонов	25
3.7. Отсев аномальных событий	27
3.8. Усреднение	28
3.9. Значение полного потока мюонов	28
3.10. Угловое распределение остаточного потока мюонов	30
Глава 4. Заключение	33
Список литературы	35

Введение

Эксперименты по поиску редких физических явлений, таких как детектирование частиц темной материи или двойной бета-распад ядер, проводятся в подземных лабораториях глубокого залегания. Это делается в целях ослабления потока космических лучей, в первую очередь мюонов высоких энергий, которые обладают высокой проникающей способностью. Несмотря на малость остаточных потоков космических мюонов в подземных лабораториях, эти частицы могут генерировать ложные сигналы в детекторах исследовательских установок. Поскольку экранирование установки от мюонов невозможно из-за их высокой проникающей способности, для борьбы с мюонным фоном используют сложные и дорогостоящие системы так называемого «активного мюонного вето». Эти системы детектируют и опознают события прохождения мюона через экспериментальную установку. Мюонное вето должно обладать хорошим пространственным разрешением, высокой эффективностью регистрации мюонов и высоким быстродействием для минимизации мертвого времени основного детектора.

В современных низкофоновых экспериментах применяются эшелонированные многокомпонентные системы мюонного вето. Например, установка GERDA для поиска безнейтринного бета-распада ядер Ge-76 расположена в низкофоновой Подземной лаборатории Гран-Сассо (Laboratori Nazionali del Gran Sasso — LNGS, Ассерджи, Италия) на глубине 1400 м, где поток космических мюонов ослаблен в миллион раз. Тем не менее, мюонное вето этой установки состоит из ряда подсистем:

- a)* детекторов сцинтилляций в жидком аргоне, в который погружены основные HP Ge детектора;
- b)* черенковского детектора мюонов, расположенного в 300 м³ баке с водой, который окружает внутренний криостат с жидким аргонном;

- c) пластиковых сцинтилляционных детекторов, расположенных в верхней части установки;
- d) системы отбора событий, произошедших одновременно в нескольких Ge детекторах (что может быть вызвано мюоном, прошедшим сквозь детекторную сборку).

Для оптимизации дизайна и стоимости систем мюонного вето низко-фоновых экспериментов необходимо знать интегральное значение и угловое распределение остаточного потока космических мюонов в подземных залах лабораторий. Целью данной работы было исследование потока мюонов в Зале А подземной лаборатории LSC (LSC, Laboratorio Subterráneo de Canfranc, Canfranc, Spain).

Глава 1

Структура фона в подземных лабораториях

1.1. Гамма-излучение вследствие естественной радиоактивности

Окружающие горные породы в подземных лабораториях и конструкционные материалы экспериментальных установок являются источниками фона, главным образом нейтронного и гамма-излучения, из-за наличия в них природных радиоактивных изотопов U, Th, K и др. Этот фон может быть уменьшен путем отбора конструкционных материалов и окружения детекторов экранами из наиболее чистых веществ [4].

На глубинах более нескольких сотен метров поток и спектр гамма-излучения зависит от степени и вида естественного загрязнения окружающих пород радиоактивными изотопами. Типовые значения потока гамма-квантов составляют порядка $10^4 \gamma \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, энергетический спектр такого гамма-фона быстро уменьшается с ростом энергии до 3 МэВ [8]. Например, в зале Lab3 подземной лаборатории в Канфранке (LSC), поток составляет $2 \cdot 10^4 \gamma \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [7]. На Рис. 1.1 показан спектр гамма-излучения в этой лаборатории. Такая форма спектра типична для лабораторий, расположенных в скальных грунтах, образованных основными горными породами типа гранита, базальта и тому подобных.

Подземная лаборатория Солотвино расположена в соляной шахте на западе Украины. Из-за низкого содержания тяжелых радиоактивных изотопов U и Th в окружающих её осадочных породах интенсивность гамма-излучения с энергией более 1 МэВ в 10 - 100 раз меньше, чем в лабораториях, окруженных обычными породами [7].

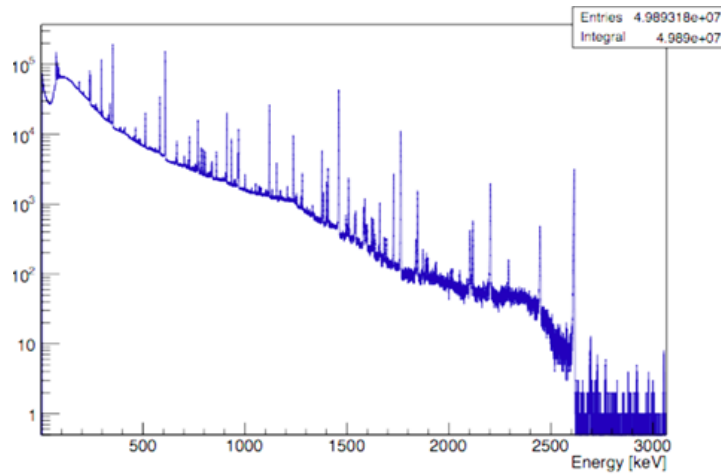


Рис. 1.1. Спектр гамма излучения в лаборатории LSC, измеренный HP Ge детектором.

1.2. Нейтроны

На поверхности земли доминирует поток нейтронов высоких энергий, индуцированный космическим излучением. В среднем, его интенсивность составляет $10^{-3} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [3]. Энергия таких нейтронов может достигать нескольких МэВ. На глубинах более сотни метров преобладают нейтроны, рожденные в результате (α, n) реакций или реакций спонтанного деления U, Th в окружающих горных породах. Их энергия лежит в диапазоне от тепловой до нескольких МэВ, а средний поток имеет значение в пределах $10^{-2} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [7]. Измеренные потоки тепловых нейтронов в различных подземных лабораториях представлены на Рис. 1.2.

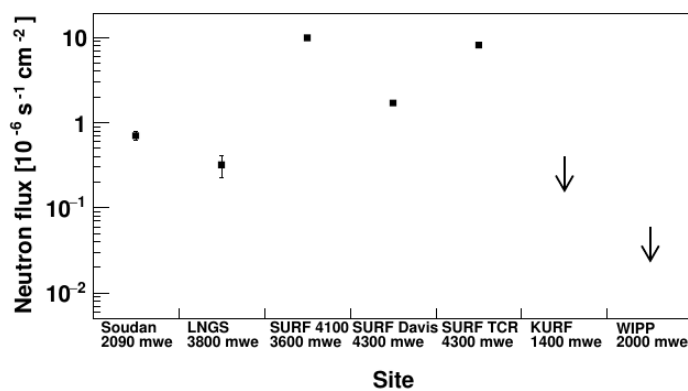


Рис. 1.2. Поток тепловых нейтронов в различных подземных лабораториях.

Гораздо большую опасность представляют нейтроны, которые рожда-

ются в результате взаимодействия мюонов с ядрами. В подземных лабораториях интегральный поток таких нейтронов в среднем на 3 - 4 порядка ниже, чем нейтронов низких энергий [4].

1.3. Радон

Радон — это радиоактивный газ, постоянно присутствующий в окружающей среде, с периодом полураспада в 3.8 суток. Он образуется при распаде Ra-226, содержащегося в горных породах, и в дальнейшем распадается по альфа-каналу на Po-218. На открытой местности удельная активность радона составляет около 50–100 Бк/м³ [4]. Однако под землей она может быть выше на один или два порядка. Концентрация радона может сильно изменяться в течение времени суток, сезона или года. Она также может зависеть от погодных условий или же вовсе вести себя аperiodически. В условиях подземных лабораторий концентрация радона может быть уменьшена путем использования вентиляционных систем с антирадоновыми фильтрами или изоляцией детекторов от воздушной среды подземных помещений.

1.4. Мюоны

Мюоны являются одним из основных источников фона от космических лучей на поверхности земли. Они образуются в атмосфере на высоте около 15 км [8]. При прохождении сквозь вещество мюоны теряют энергию на несколько процессов: ионизация, тормозное излучение, рождение электрон-позитронных пар и фотоядерные реакции. При энергии этих частиц в диапазоне 1 ГэВ ÷ 1 ТэВ их ионизационные потери при прохождении сквозь вещество не превышают 2 МэВ · см²/г.

На Рис. 1.3 слева представлена зависимость вертикального потока

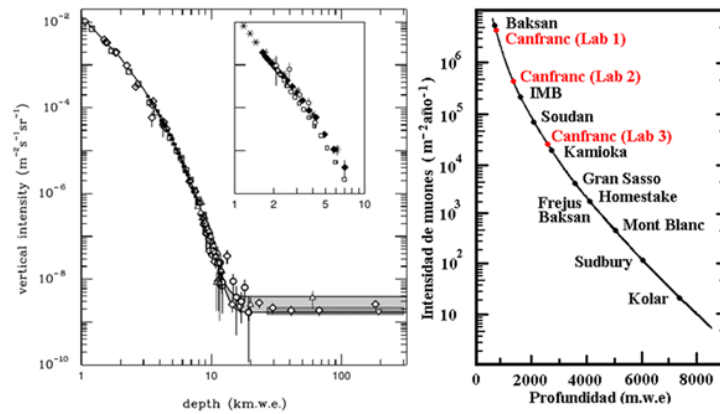


Рис. 1.3. Слева — интенсивность вертикального потока мюонов в зависимости от глубины в водном эквиваленте (w.e.). На правом графике показан полный поток мюонов через 1 кв. метр в секунду в зависимости от глубины. Отмечены глубины залегания нескольких подземных лабораторий.

мюонов высоких энергий от глубины под поверхностью Земли [8]. Глубину залегания (depth) подземных лабораторий принято характеризовать толщиной слоя воды, который обеспечивает то же ослабление потока мюонов, что и слой породы над лабораторией. Соответствующая единица называется водным эквивалентом (в.э. = w.e.). Плоский участок кривой обусловлен мюонами, образовавшимися в результате взаимодействия мюонных нейтрино с веществом. Нейтрино практически не поглощаются, и их поток, как и поток порождаемых ими мюонов, от глубины не зависит. Как видно из правого графика на Рис. 1.3 подземные лаборатории расположены на различной глубине, и интенсивность потока мюонов в их залах сильно различается. Интенсивность может зависеть также от рельефа и состава горного массива над лабораторией [4].

Глава 2

Описание эксперимента Muon Monitor

Проект по измерению остаточного потока мюонов в подземной лаборатории LSC был инициирован ее директором Alessandro Bettini в 2011 г. В рамках этого проекта в LSC был поставлен эксперимент «MuonMonitor» с использованием сцинтилляционных детекторов SC16, которые были разработаны в ИЯИ РАН по заказу Центра подземной физики в Пихасальми (Centre for Underground Physics in Pyhäsalmi = CUPP, Finland). Для этого эксперимента была применена модифицированная система сбора данных (DAQ), аналогичная DAQ эксперимента EMMA в CUPP. Коллектив проекта международный: с российской стороны это ученые и студенты из ИЯИ РАН и МФТИ; с испанской — специалисты лаборатории LSC; с финской — участники проекта CUPP [1].

2.1. Подземная лаборатория LSC

Лаборатория LSC расположена на глубине 1200 метров под горой Tobazo в арагонских Пиренеях (Испания). Глубина залегания основного подземного помещения LAB2400 соответствует 2400 метрам водного эквивалента. Лабораторные залы расположены между активным автомобильным и неиспользуемым железнодорожным тоннелями, соединяющими Испанию и Францию. План подземных лабораторий LSC приведен на Рис. 2.1. На Рис. 2.2 показан поперечный разрез горного массива над экспериментальными залами. Вентиляционная шахта, отмеченная на Рис. 2.2 стрелкой, соединяет железнодорожный тоннель с долиной Riosetta. На этом направлении толщина горного перекрытия минимальна, что позволяет a priori ожидать существенную анизотропию потока мюонов внутри эксперимен-

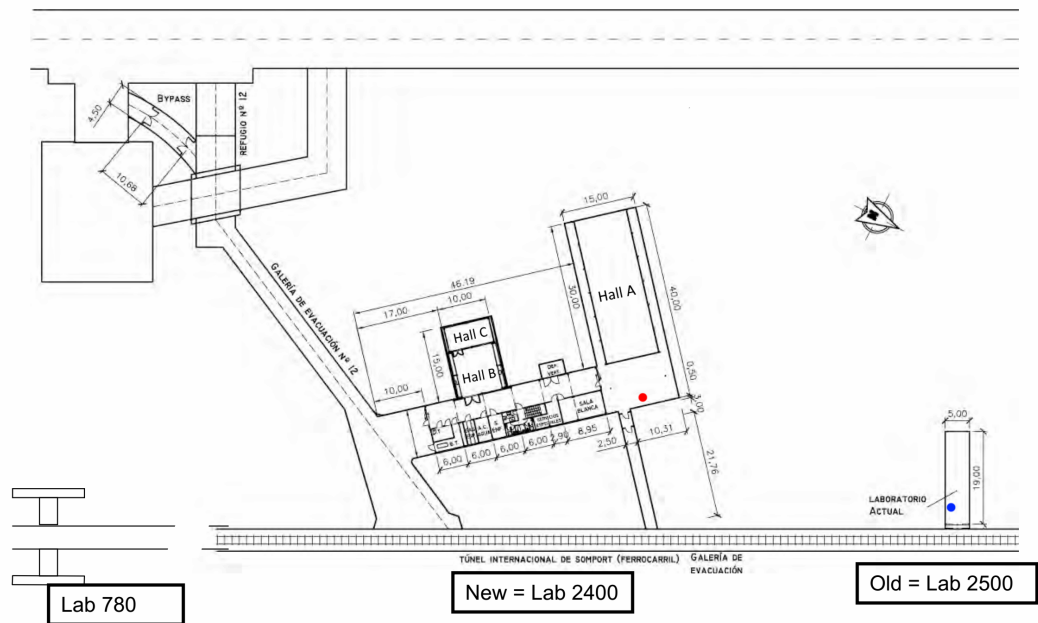


Рис. 2.1. План подземных помещений LSC. Вверху проходит автомобильный туннель, внизу — старый неиспользуемый железнодорожный.

тальных залов LSC.

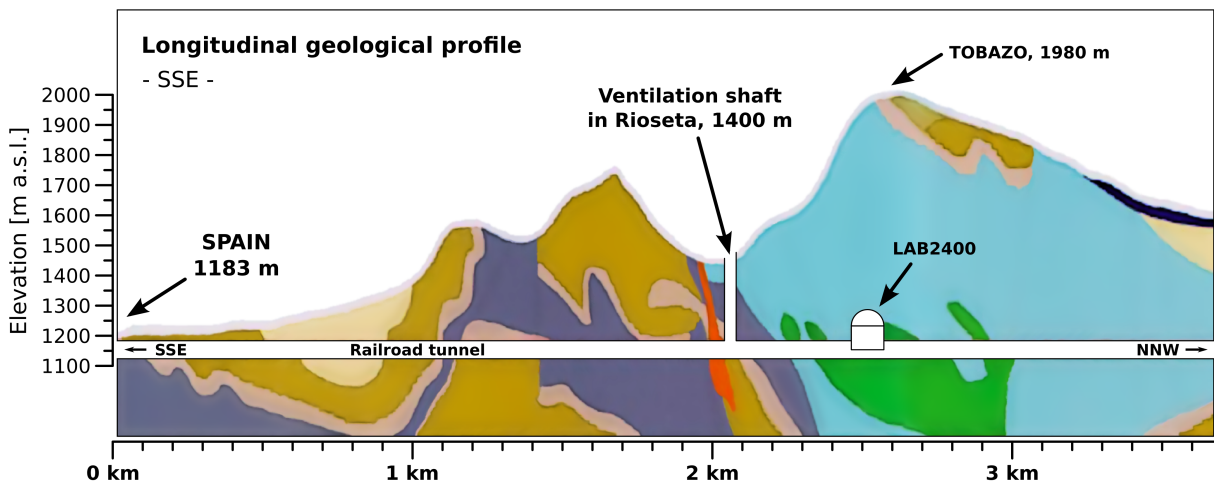


Рис. 2.2. Поперечный разрез горного массива над подземными помещениями LSC. В центре показана долина Rioseta.

2.2. Сцинтилляционный детектор SC16

Основной проблемой для измерения углового распределения остаточного потока космических мюонов в подземных лабораториях глубокого залегания является низкая его интенсивность. Это диктует необходимость длительной экспозиции и выделения редких мюонных сигналов из фона

преобладающего потока гамма-квантов, который существует вследствие естественной радиоактивности окружающей среды. Для регистрации космических мюонов высоких энергий в подземных условиях Институт Ядерных Исследований специально создал матричные детекторы SC16. Они были разработаны для эксперимента EMMA в CUPP [9], но благодаря их высоким характеристикам и универсальности они оказались пригодны для применения в проекте по изучению мюонных потоков в LSC.

Сцинтилляционный детектор SC16 представляет собой $4 \times 4 = 16$ элементную матрицу единичных сцинтилляторов – пикселей. Он заключен в корпус из листовой стали толщиной 1.25 мм. Габариты SC16 — $497.4 \times 497.4 \times 120 (\pm 0.5)$ мм³. Полная масса SC16 — 19.5 кг. Его конструкция допускает разборку и обеспечивает светонепроницаемость в собранном виде. Фотография детектора SC16 и его габаритный чертеж показан на Рис. 2.3.

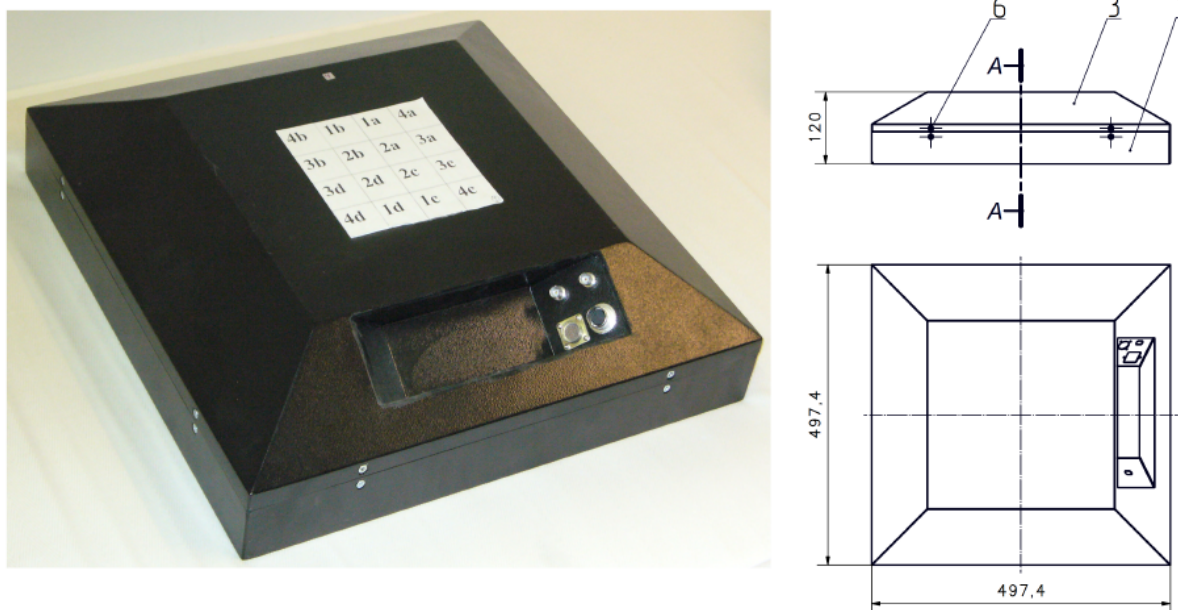


Рис. 2.3. Фотография детектора SC16 и его габаритный чертеж.

Внутри сцинтилляционного детектора SC16 располагаются 16 бескорпусных единичных сцинтилляционных детекторов SC1 – пикселей, которые светоизолированы друг от друга. SC1 состоит из пластикового сцинтилля-

тора на основе полистирола, спектросдвигающего световода и полупроводникового фотосенсора со входным окном диаметром 1 мм. Последний представляет собой микроматрицу лавинных полупроводниковых фотодиодов (Avalanche Photo Diode = APD). Фотография и схема устройства единичного сцинтилляционного детектора SC1 представлена на Рис. 2.4.

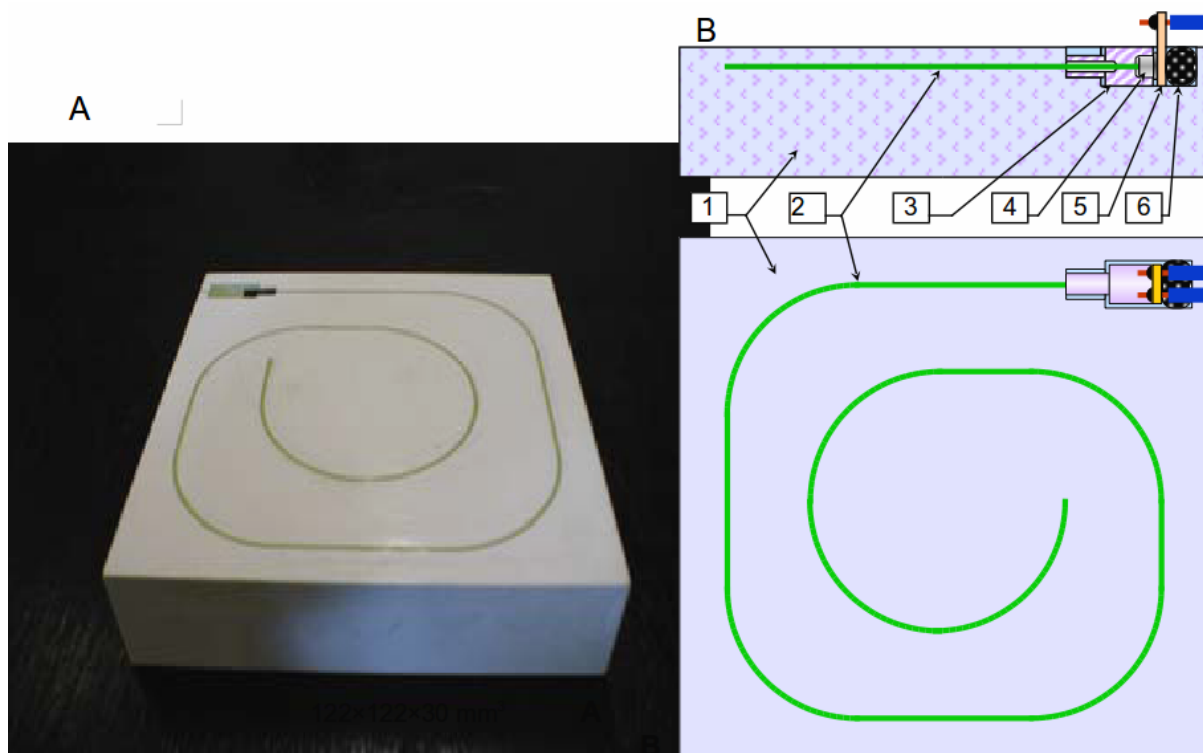


Рис. 2.4. А — фотография сцинтилляционного детектора SC1 со спектросдвигающим световодом (LWS fiber), вклеенным в спиральную канавку и фотосенсором APD. В — схема его устройства, вертикальный разрез через ось APD (сам APD, контактная панель и прижимная прокладка не разрезаны) и вид сверху: 1 — сцинтиллятор; 2 — спектросдвигающий световод (LWS fiber), вклеенный в спиральную канавку сцинтиллятора; 3 — держатель APD (оптический разъем); 4 — APD; 5 — контактная панель; 6 — резиновая прокладка, прижимающая APD к торцу световода.

Сцинтиллятор 1 имеет размеры $122 \times 122 \times 30 \text{ мм}^3$. Он изготовлен из легированного полистирола, который при поглощении энергии ионизирующей частицы излучает свет в синей и ближней ультрафиолетовой областях спектра. Наружные поверхности сцинтиллятора имеют белое матовое светоотражающее и непрозрачное покрытие. Световод 2 вклеен в спиральную канавку. Он собирает свет от сцинтилляций, сдвигает его длину волны в зеленую область (оптимальную с точки зрения спектральной чувстви-

ности APD) и направляет свет на APD 4. APD фиксируется в оптическом разъеме 3 и удерживается в оптическом контакте с торцом световода при помощи прижимающей прокладки 6. APD оборудован контактной панелью 5. Противоположный торец световода снабжен отражателем света.

Фотосенсор APD 4, примененный в сцинтилляционном детекторе SC1, представляет собой матрицу лавинных полупроводниковых фотодиодов, каждый из которых работает в гейгеровском (бинарном) режиме. Все диоды матрицы, а их более 250, соединены параллельно, поэтому выходной сигнал APD пропорционален количеству сработавших диодов. Диаметр входного окна APD равен 1 мм. Максимум спектральной чувствительности APD лежит в зеленой области оптического диапазона, поэтому в детекторе SC1 применен спектросдвигающий световод (диаметром 1 мм). Он преобразует свет сцинтилляций в область максимальной спектральной чувствительности APD [2], [5]. Детектор SC16 содержит внутри себя электронику для обработки сигналов фотосенсоров и имеет два информационных выхода: быстрый (< 2 нс) выход, выдающий логический сигнал при срабатывании хотя бы одного SC1 и медленный (< 10 мкс), через который передаются адреса сработавших SC1 внутри этого SC16.

Амплитудный спектр выходных сигналов единичного сцинтилляционного детектора – пикселя SC1, измеренный в Нейтринной подземной обсерватории ИЯИ РАН на небольшой глубине (≈ 190 м), представлен на Рис. 2.5. Максимум мюонного пика соответствует энергии 6 МэВ, потерянной мюоном при прохождении сквозь сцинтиллятор, поскольку мюоны высоких энергий теряют в полистироле около 2 МэВ/см.

Разброс временной задержки сигнала для детектора SC1 данной конструкции не превышает 2 нс. Для стабилизации порога регистрации каждого детектора SC1 применены индивидуальные цепи обратной связи. Цепь обратной связи варьирует порог срабатывания детектора так, чтобы частота срабатывания детектора была стабилизирована на уровне 5 Гц, что при

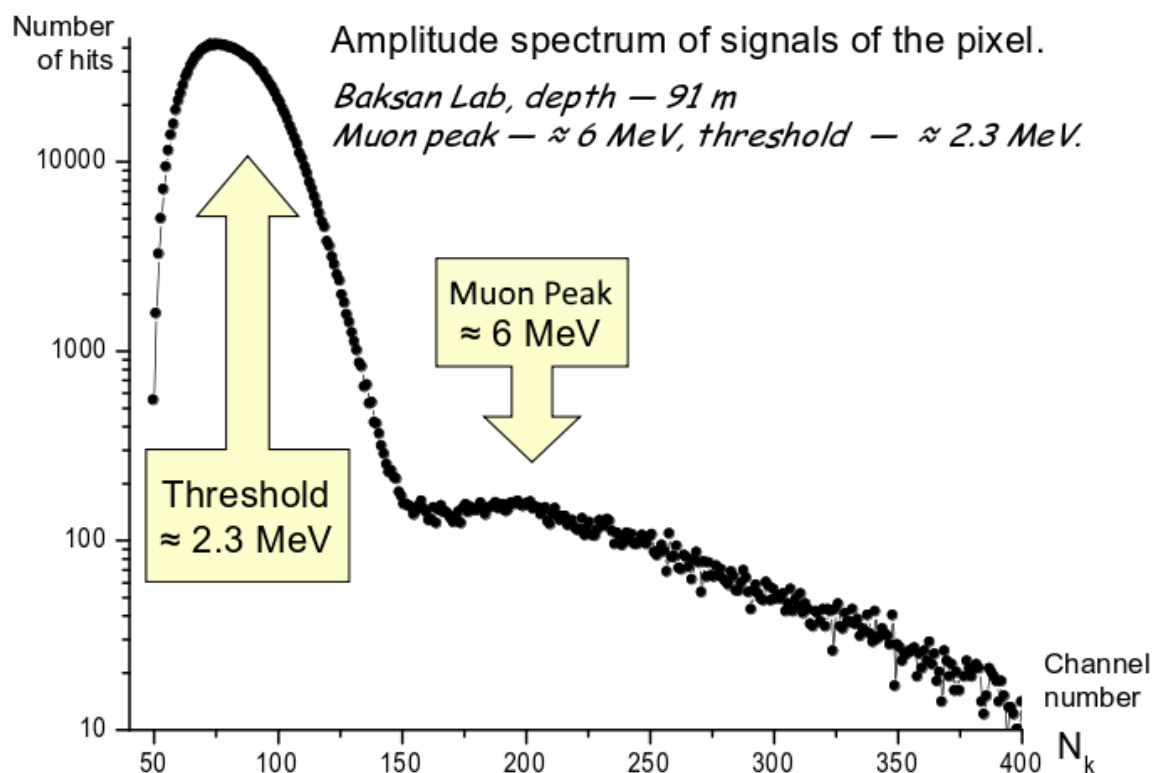


Рис. 2.5. Амплитудный спектр сигналов от детектора SC1, измеренный в Баксанской нейтринной обсерватории (Баксанская нейтринная обсерватория = БНО, КБР, п. Нейтрино) ИЯИ РАН на глубине 190 м.

постоянстве фона обеспечивает стабилизацию порога регистрации 2.3 Мэв [12].

В условиях подземных лабораторий даже на малой глубине скорость счета детекторов в основном определяется фоновым гамма-излучением вследствие естественной радиоактивности окружения. Это хорошо видно на спектре Рис. 2.5, где мюонный пик намного слабее гамма-пьедестала. На бóльших глубинах мюонных событий еще меньше, и для их выделения одного детектора недостаточно — требуется техника совпадений.

2.3. Сцинтилляционная детектирующая система

Экспериментальная установка состоит из сцинтилляционной детектирующей системы (далее SDS: Scintillation Detection System) и системы сбора данных. SDS состоит из 22 детекторов SC16 собранных в трехслойную сборку и двух плат предварительной обработки информации: Hodoscope

Board (далее НВ) и Timing Board (далее ТВ). Схема сборки детекторов мюонов показана на Рис. 2.6.

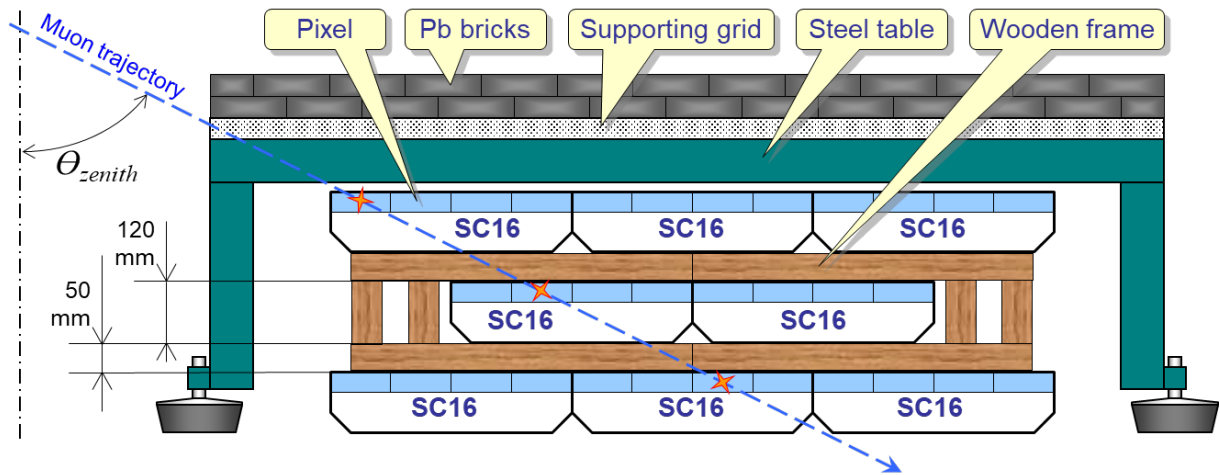


Рис. 2.6. Схема сборки детекторов мюонов.

В верхнем и нижнем слоях находятся по 9 детекторов SC16, в среднем — 4. Поскольку каждый детектор SC16 содержит матрицу из 16 детекторов SC1, то всего в сборке работают 352 детектора SC1 – пикселя. Свинцовый экран, расположенный сверху сборки, был нужен для защиты от порождаемой мюонами мягкой гамма компоненты космических лучей — электромагнитной и адронной. Во второй серии измерений экран был убран.

Выделение редких мюонных событий на фоне гораздо более интенсивного гамма-излучения осуществлялось путем выделения тройных совпадений. Мюонным считалось событие, которое вызывает срабатывание не менее одного детектора SC1 в каждом из трех слоев детектирующей системы во временном окне 20 нс. Технически это обеспечено высоким (< 2 нс) быстродействием детектирующей системы. DAQ записывало все события, при которых срабатывали детекторы по крайней мере двух слоев, а тройные совпадения отбирались при off-line обработке данных.

Временная плата ТВ имеет временное разрешение < 1.5 нс, она суммирует данные со всех 22 детекторов SC16 и передает их в модуль триггера (далее TU: Trigger Unit) и во временно-цифровой преобразователь DAQ для

последующей обработки. ТВ принимает только сигналы о срабатывании детектора SC16 в целом, информация о времени срабатывания единичного детектора SC1 теряется. То есть в случае срабатывания нескольких SC1 внутри SC16, только информация о времени первого сработавшего SC1 передается в ТВ и используются как данные о срабатывании SC16 в целом, временные данные сигналов остальных SC1 не записываются. ТВ показана на Рис. 2.7 со стороны входных разъемов, к ней можно подключить до 96 детекторов SC16.

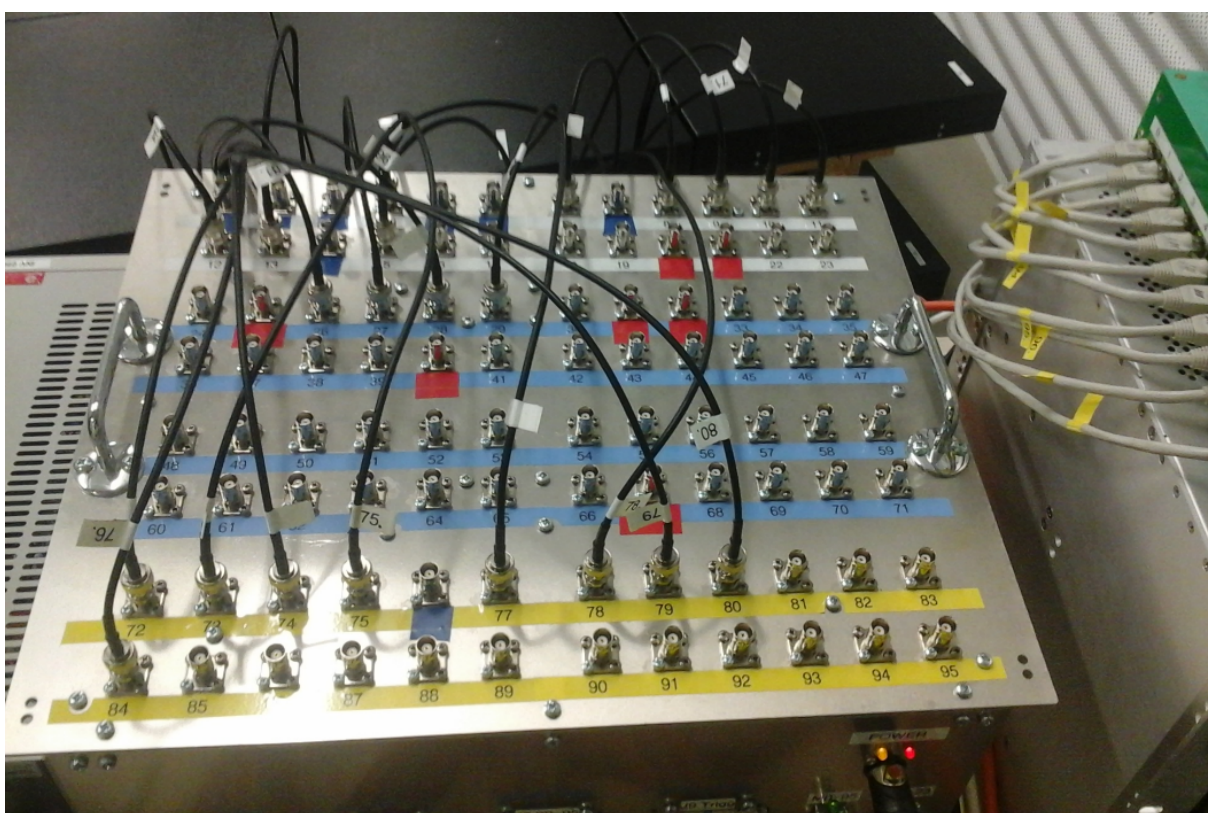


Рис. 2.7. Входные разъемы платы Timing Board с уже подключенными детекторами SC16.

Адресная плата НВ используется для сбора и расшифровки информации о номерах (адресах) сработавших SC1 внутри каждого SC16 и для последующей передачи адресной информации в систему сбора данных. Передается информация обо всех сработавших детекторах SC1 внутри каждого SC16 [10], что происходит за время порядка нескольких микросекунд. В это время события не регистрируются, т.е. это время является «мертвым». Инициализация цикла сбора и передачи информации происхо-

дит после получения быстрого триггерного сигнала с ТУ. Адресная плата НВ с видом на входные разъемы показана на Рис. 2.8.

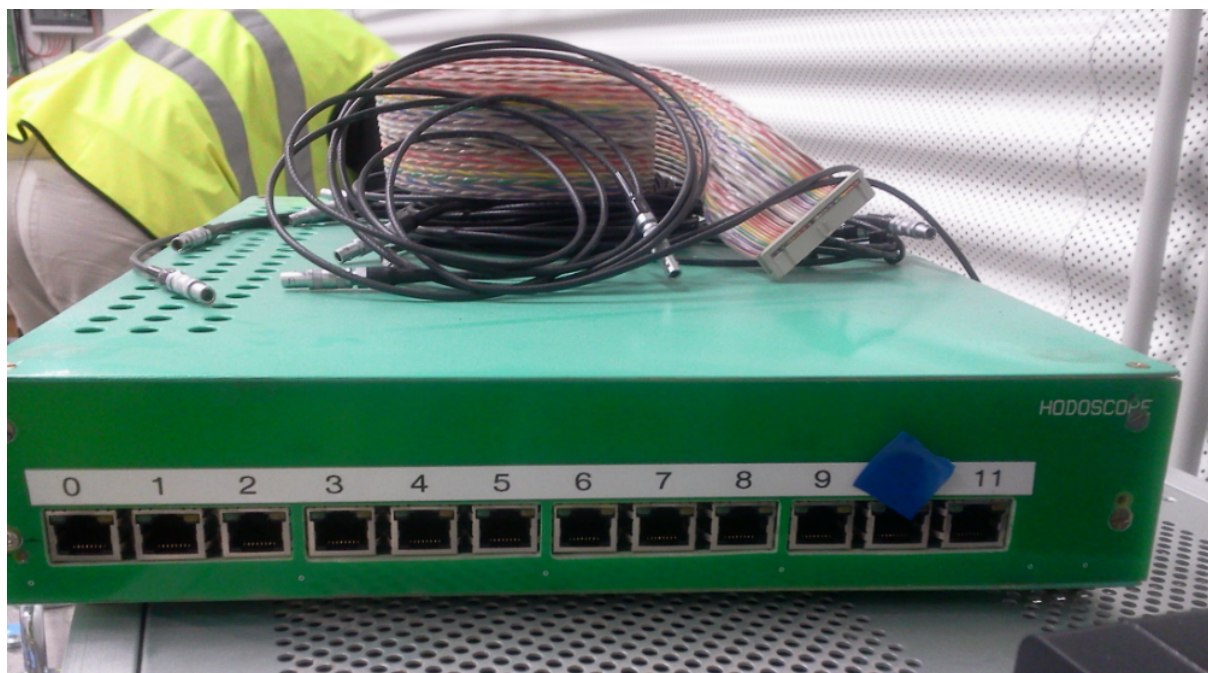


Рис. 2.8. Входные разъемы платы Hodoscope Board.

2.4. Система сбора данных

Система сбора данных (далее DAQ: Data Acquisition System) состоит из нескольких блоков стандарта VME и блока ТУ. Блок-схема DAQ представлена на Рис. 2.9.

Данные о временах срабатывания детекторов с ТВ с ТУ поступают в блок V1190 который является временно-цифровым преобразователем (далее TDC: Time to Digital Converter). После преобразования в цифровой формат они они поступают в общую шину обмена информацией. Временное разрешение TDC равно 0.1 нс, но т. к. разрешение SC16+ТВ около 2 нс, то суммарное временное разрешение установки равно 2 нс.

Блок V1495 отвечает за считывание данных об сработавших детекторах SC1 и их передачу в общую шину. На считывание данных обо всех SC1 уходит не менее 6 микросекунд. Этим определяется «мертвое время»

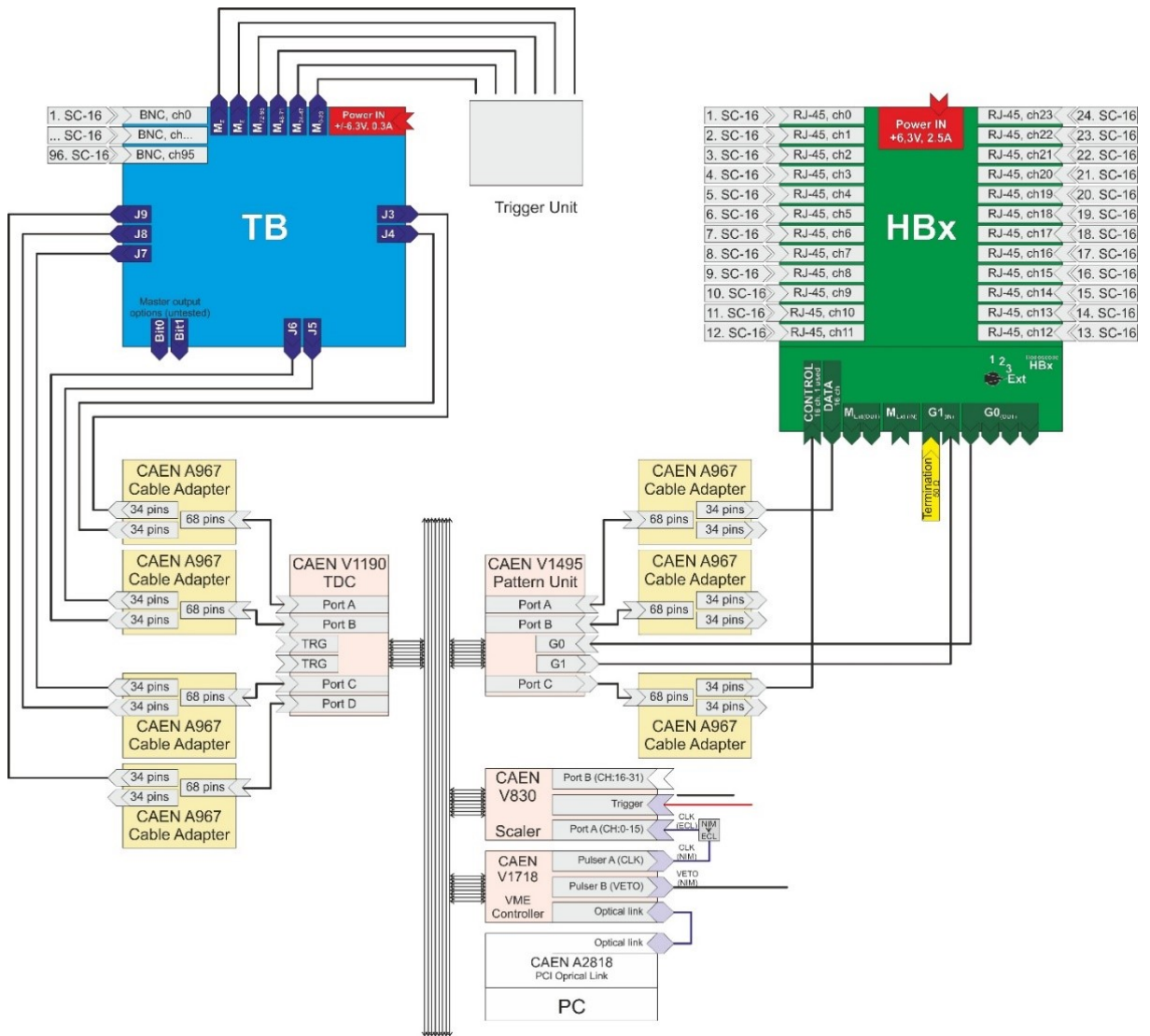


Рис. 2.9. Схема DAQ в эксперименте Muon Monitor.

установки, в течение которого не сохраняются данные о новых событиях [10].

Информация о времени триггера, номерах и времени срабатывания SC1 поступает в блок V2718 (на Рис. 2.9 он обозначен как V1718), где формируется блок выходной информации. При отсутствии сигнала VETO, который передается при запуске или перезагрузке монитора, данные о событии передаются на компьютер для последующего сохранения.

2.5. Процедура измерений

Первая серия измерений была начата в сентябре 2013 в зале A Lab 2400 LSC и продолжалась до конца октября 2015 (местоположение монитора отмечено красной точкой на Рис. 2.1). После чего была произведена разборка, перенос, сборка и тестирование установки в зале Lab 2500 (синяя точка на Рис. 2.1) лаборатории, где был начат новый цикл измерений. В работах по перемещению и наладке установки принимали участие: Maciej Słupecki (CUPP), Alberto Bayo (LSC) и автор настоящей дипломной работы (МФТИ).

В новом зале монитор был ориентирован по сторонам света так же, как и в зале А. При переносе было отмечено, что деревянные рамы, разделяющие детекторы покособились, в результате чего реальные координаты центров SC1 отличаются от того тех что записаны в DAQ на 3-4 мм. Так же в ряде детекторов SC16 перестали работать некоторые SC1 (в дальнейшем детектор SC1 будет называться пикселем).

Глава 3

Обработка данных первого цикла измерений

3.1. Структура выходных файлов

Сигналы детекторов после обработки записывались в выходные файлы формата .bin. Они содержат информацию о времени прихода триггера, вырабатываемого DAQ при наличии сигнала совпадения и данные о номере (адресе) сработавшего пикселя. Записывались в выходные файлы все события двойных совпадений сигналов от двух любых слоев. Мюонными считались события тройных совпадений сигналов от всех трех слоев. Каждый файл делится на блоки данных, соответствующие одному детектированному событию. Данные первого цикла измерений содержали содержали ≈ 4.5 Гб информации и были поделены на 48 циклов измерений — «ранов» (1 run = 1 цикл измерений). Пример одного блока данных дан на Рис. 3.1.

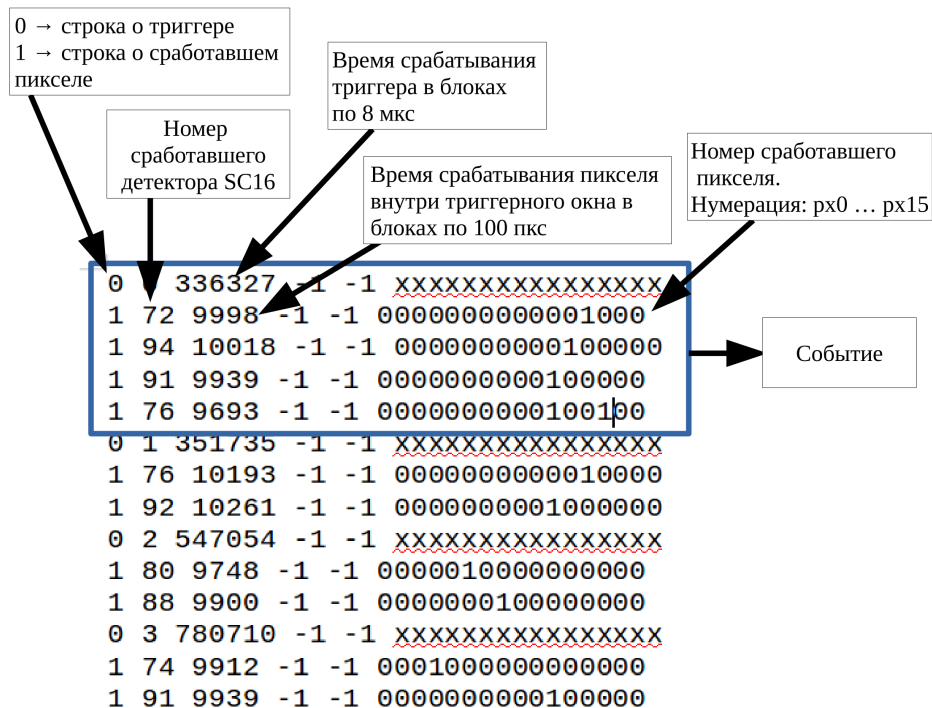


Рис. 3.1. Структура данных выходного файла.

3.2. Первичный отбор данных

В течении первой серии измерений было детектировано 40989864 события, в которых сработало как минимум 2 пикселя в разных слоях экспериментальной установки. Первый критерий отбора: при прохождении мюона через монитор должны сработать все три слоя установки. Вторым критерий: в силу геометрии пикселей в детекторах, мюон может зажечь не более трех из них в каждом слое. Далее, в силу несовершенства электроники, для некоторых событий не фиксировалась информация о времени срабатывания детектора или о номере зажегшегося пикселя. Такие события вычеркивались из анализа. Из оставшихся событий отбирались только те, в которых максимальное расхождение по времени срабатывания между пикселями было меньше 29 нс (22 – максимальная задержка электроники, 7 нс – наибольшее время пролета мюона через установку). В итоге, для дальнейшего анализа было отобрано 242780 события.

3.3. Гистограммы количества срабатываний по слоям

При обработке каждому пикселю был дан его уникальный номер. Например, если в детекторе №73 сработал пиксель №2, то этому пикселю присваивался номер 73-2. Далее, события, при которых в разных порядках сработали одинаковые пиксели, являются идентичными. В этом случае, в дальнейшей обработке можно учитывать только уникальные тройки пикселей. Через известные координаты центров детекторов (эти данные записаны в DAQ) были вычислены координаты центров пикселей и построены гистограммы количества срабатываний для каждого слоя установки. Эти гистограммы представлены на Рис. 3.2.

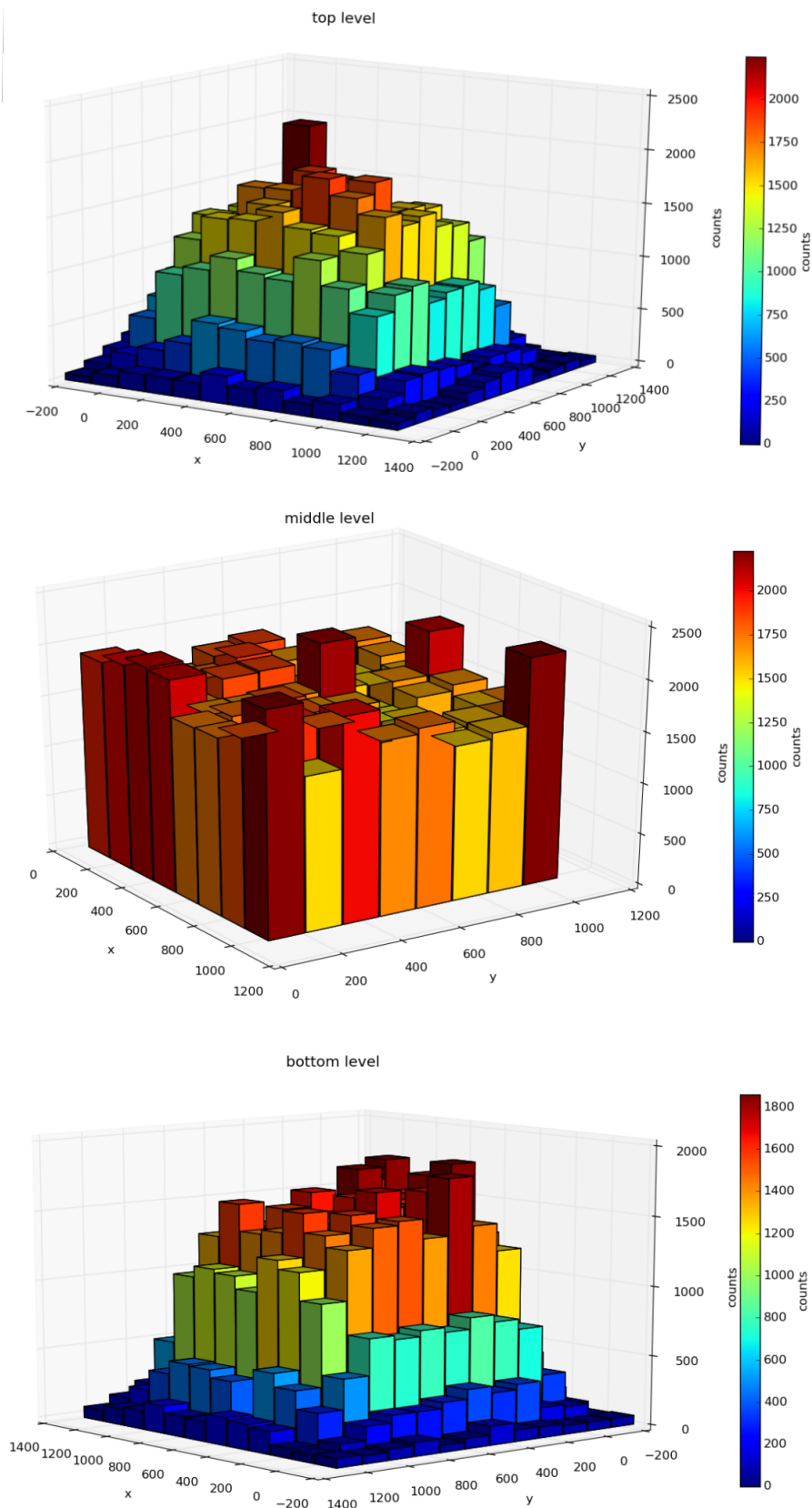


Рис. 3.2. Гистограммы количества срабатываний пикселей в каждом слое установки. Сверху вниз: верхний слой, нижний слой, средний слой. Расстояния по осям OX и OY указаны в мм.

3.4. Угловые распределения зарегистрированных частиц

Для отобранных событий можно восстановить траектории исходных мюонов и построить их угловое распределение. Для этой цели было использовано аналитическое решение задачи МНК в трехмерном случае [6]. Полученная гистограмма для зенитного и азимутального углов дана на Рис. 3.3. Форма гистограммы связана с геометрией детектирующей сборки.

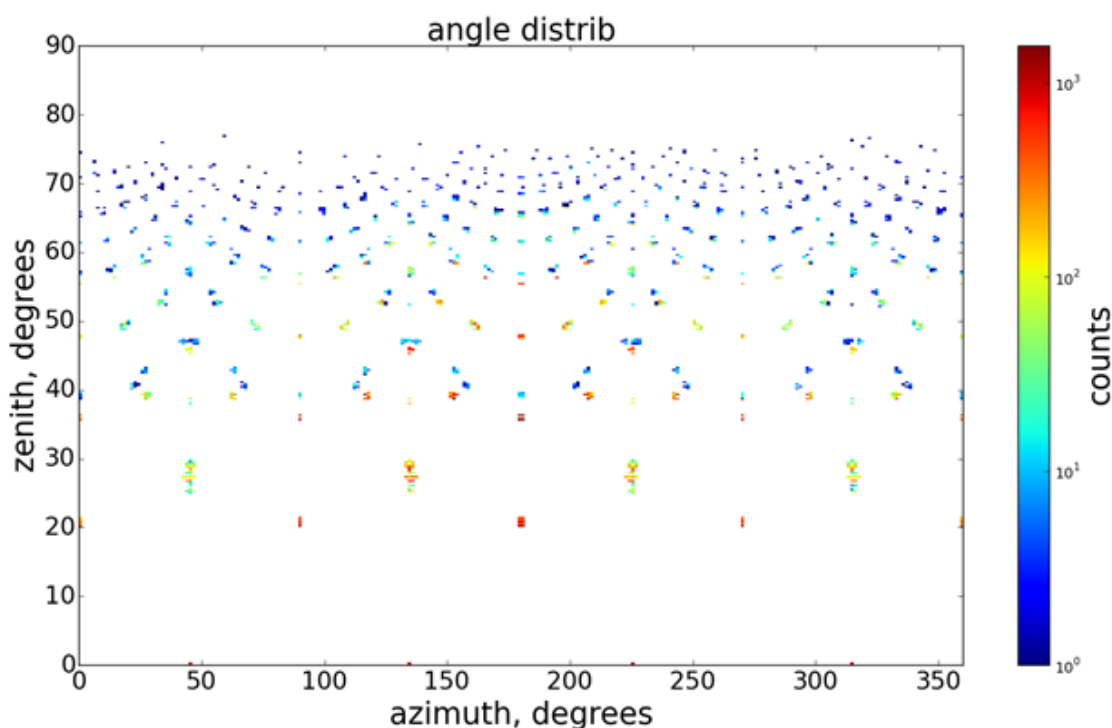


Рис. 3.3. Гистограмма распределения числа событий по азимутальному и зенитному углам.

3.5. Симуляция отклика детектирующей сборки

Для определения отклика детектирующей сборки на пролетевший мюон была написана программа симуляции на языке Kotlin. Генерировался прилет мюонов с верхней полусферы с заранее заданным угловым распределением и определялись сработавшие пиксели. Треки мюонов симулировались прямыми линиями, расположение SC1 — прямоугольниками соответствующего размера. Детектор считался сработавшим, если длина трека

внутри пикселя была больше одного сантиметра. Это примерно равно потере энергии в районе 2 Мэв, что соответствует порогу срабатывания SC1. В симуляции были учтены эффективности каждого пикселя. Отклонения мюонов в результате их взаимодействия с веществом детектора и кросстоки между пикселями не учитывались. Каждая налетающая частица описывалась четырехмерным вектором: 2 координаты в центральной плоскости и 2 угла — зенитный и азимутальный. Отличительной чертой симуляции является ее высокое быстродействие, моделирование треков 10^7 мюонов на 8-мигядерном CPU занимало около трех минут. Пример симуляции дан на Рис. 3.4.

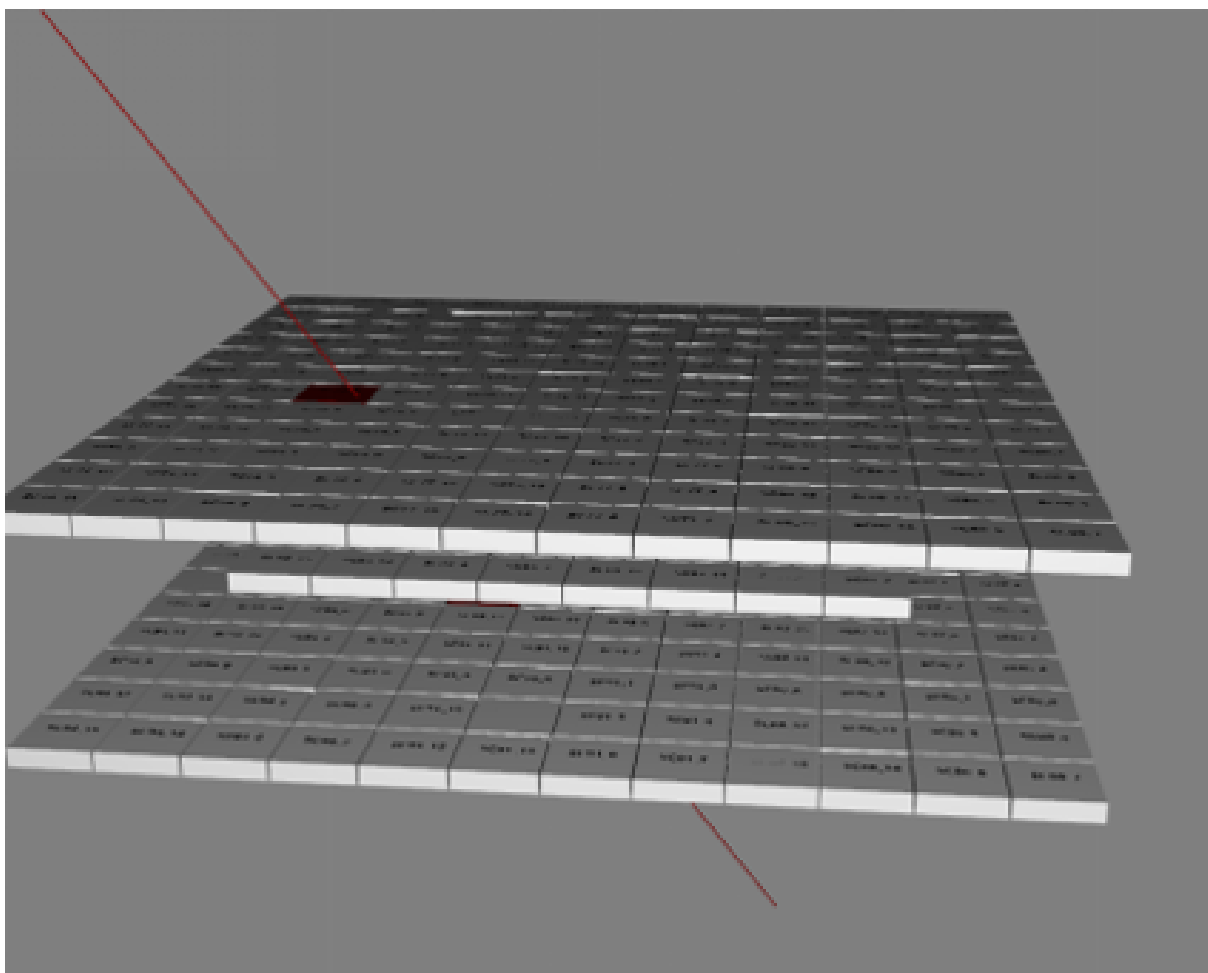


Рис. 3.4. Пример симуляции одного мюона.

Статистика симуляции на 2 порядка превосходила экспериментальные данные. Благодаря этому стало возможным использование симуляции в качестве дополнительного критерия отбора («ката»): для дальнейшего

анализа отбирались только те события, комбинации пикселей которых присутствовали в результатах симуляции.

3.6. Подсчет полного потока мюонов

Полное число событий, зарегистрированное установкой, может быть записано в виде:

$$G = \int \varepsilon(\Omega) f(\Omega) d\Omega \quad (3.1)$$

где ε – коллективная функция отклика детектирующей сборки, а f – полный поток мюонов, который необходимо измерить. Ω соответствует четырехмерному вектору, описывающему налетающий мюон, $f(\Omega)$ зависит только от зенитного и азимутального углов налетающих частиц. Суммарная функция отклика $\varepsilon(\Omega)$ может быть представлена в виде суммы откликов ε_i каждой комбинации работавших пикселей. Тогда:

$$\int \varepsilon(\Omega) f(\Omega) d(\Omega) = \sum_i \int \varepsilon_i(\Omega) f(\Omega) d(\Omega) = \sum_i g_i. \quad (3.2)$$

где g_i - число срабатываний данной комбинации пикселей в экспериментальных данных. В случае изотропного потока мюонов, получим:

$$\int \varepsilon_i(\Omega) f(\Omega) d(\Omega) = f \int \varepsilon_i(\Omega) d(\Omega) = f R_i, \quad (3.3)$$

где R_i характеризует эффективность срабатывания данной комбинации.

Эффективность срабатывания может быть получена из симуляции с изотропным распределением налетающих мюонов:

$$R_i = \frac{N_{sim,i}}{N_{sim}}, \quad (3.4)$$

где $N_{sim,i}$ равно числу симулированных частиц, прошедшее через комбинацию с номером i , а N_{sim} соответствует полному числу мюонов в симуля-

ции, прошедших через плоскость экспериментальной сборки. Состоятельность этой оценки гарантирует большое число симулированных мюонов, на несколько порядков превышающее экспериментальные данные.

Так как каждая комбинация пикселей характеризует довольно малый телесный угол, то можно считать, что поток мюонов слабо изменяется внутри нее. Следовательно, для i -той комбинации полный поток мюонов можно заменить его средним значением для данной комбинации:

$$\int \varepsilon_i(\Omega) f(\Omega) d(\Omega) = f_i \int \varepsilon_i(\Omega) d(\Omega). \quad (3.5)$$

Сравнивая (3.3) и (3.5), получим:

$$f_i = \frac{g_i}{\int \varepsilon_i(\Omega) d(\Omega)} = \frac{g_i}{R_i}. \quad (3.6)$$

Следует отметить, что каждое значение f_i является оценкой полного потока мюонов, проходящего через экспериментальную установку. В случае изотропного потока все значения f_i будут одинаковыми и полный поток может быть найден путем простого усреднения $f = \langle f_i \rangle$. В реальном эксперименте распределение мюонов не является изотропным, но усреднение все равно дает состоятельную оценку полного потока. Оценка может быть смещена, если существуют области с аномально высоким, или аномально низким значением потока, которые не просматриваются из-за геометрии установки. Но благодаря тому, что установка детектирует налетающие мюоны с зенитным углом вплоть до $\sim 75^\circ$, вероятность существования таких областей пренебрежимо мала.

Устойчивость оценки можно повысить, используя взвешенное среднее с весами, пропорциональными телесному углу данной комбинации пикселей. Так как R_i дает хорошую оценку телесного угла, получим оценку полного потока:

$$\langle f \rangle = \frac{\sum_i f_i R_i}{\sum_i R_i} = \frac{\sum_i g_i}{\sum_i R_i}$$

3.7. Отсев аномальных событий

Гистограммы значений f_i для разных комбинаций пикселей показаны на Рис. 3.5. Узкие выбросы на левой картинке нефизичны. Они связаны с тем, что существуют комбинации пикселей с малым числом срабатываний в экспериментальных данных, и еще меньшим их числом в симуляции. Вследствие этого, согласно (3.6) можно получить экстремально большие значения f_i . Наиболее правдоподобным объяснением является то, что в случае таких событий налетающий мюон отклоняется от прямой траектории, зажигая соседние пиксели. Изучение пространственного расположения сработавших пикселей в данных аномальных событий подтвердило эту догадку.

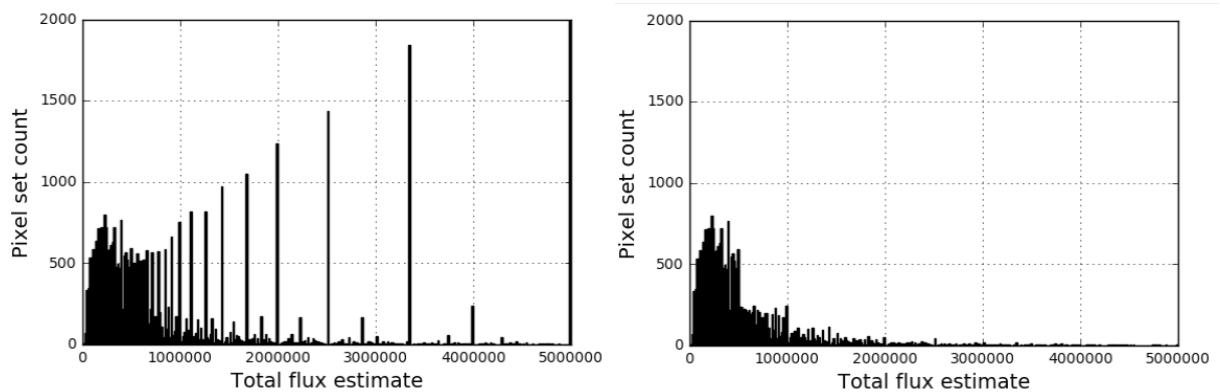


Рис. 3.5. Гистограмма значений f_i . Слева — без отсева событий, справа — с отсевом при параметре $C=20$.

Для отсева аномальных событий был использован дополнительный отбор данных: отсеивались все комбинации пикселей, для которых $N_{sim,i}$ меньше некоторого числа C . Результат отсева при $C=20$ показан на Рис. 3.5 справа.

3.8. Усреднение

Зависимость усредненного полного потока от числа отбракованных событий дана на Рис. 3.6. Из графика следуют 2 важных вывода:

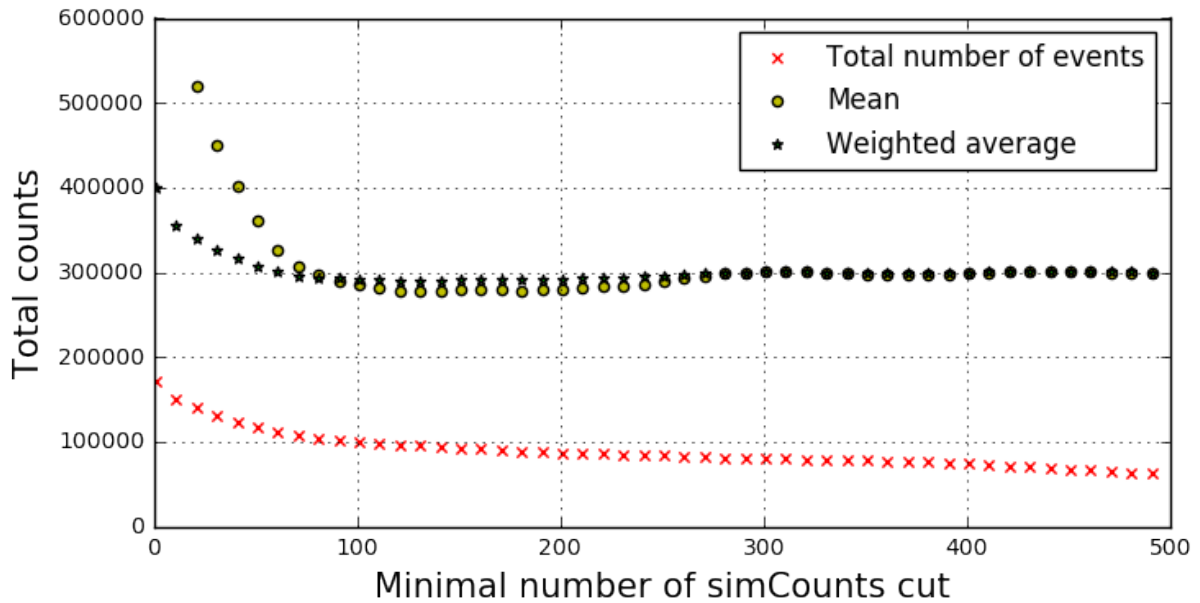


Рис. 3.6. Зависимость усредненного полного потока от числа отбракованных событий для случая простого и взвешенного среднего.

- И простое усреднение, и взвешенное среднее дают одинаковый результат при больших значениях C , но взвешенное среднее более устойчиво к выбросам в данных при малых значениях отбраковки. Это значит, что добавление весов в процедуру усреднения не меняет результат, но позволяет использовать больше экспериментальных данных.
- Отбраковка аномальных событий практически не влияет на результат.

3.9. Значение полного потока мюонов

Значение полного потока, нормированного на эффективную площадь детектирования и суммарное время экспозиции, в течении первого цикла измерений составляет $\langle f \rangle_0 = 3 \cdot 10^5$ событий. Статистическая ошибка

данной оценки составляет $\sim 0.3\%$ что пренебрежимо мало по сравнению с систематической погрешностью, возникающей из-за неопределенности в процедуре симуляции. Вариация минимальной длины трека внутри пикселя и геометрии монитора вкупе с оценкой многомюонных событий дает неопределенность около 5% .

В процессе усреднения неявно полагалось, что ненаблюдаемый из-за геометрии установки поток мюонов в области больших значений зенитного угла такой же, как и в наблюдаемой области. Из простых физических соображений понятно, что это утверждение некорректно, т.к. при малых углах толщина перекрытия резко возрастает. В данной работе предполагается, что поток в недетектируемой области равен нулю. Отсюда следует, что, итоговое значение f должно быть уменьшено на отношение телесного угла детектируемой области к полному телесному углу 2π . Фактор уменьшения γ можно легко получить из симуляции с изотропным распределением, как отношение количества симулированных мюонов, зарегистрированных не менее чем тремя пикселями к полному числу частиц в симуляции. Для данной геометрии монитора этот коэффициент равен $\gamma = 0.752$. Следовательно, скорректированный поток равен:

$$\langle f \rangle = \gamma \langle f \rangle_0 = (2.25 \pm 0.11) \cdot 10^5 \text{ события} \quad (3.7)$$

Учтя эффективную площадь детектирующей сборки и полное время экспозиции, получим значение полного потока мюонов в подземном Зале А лаборатории LSC:

$$\Phi = (4.35 \pm 0.2) \times 10^{-3} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}. \quad (3.8)$$

Приведенный выше подход основан на предположении, что все мюоны порождают в детекторе исключительно прямые треки, и число событий, сопровождающихся электромагнитными ливнями невелико. Однако, такая

оценка довольно сильно расходится с другими способами оценки полного потока мюонов (например расчета, в котором все события в которых сработала схема совпадений, считаются мюонными). Моделирование при помощи пакета GEANT4 показало, что электромагнитными событиями нельзя пренебречь, поэтому требуется добавить поправку на вероятность рождения электромагнитного ливня. С учетом этой поправки, разные способы расчета дают сопоставимые результаты. В работе [11] приводятся результаты, полученные при помощи подсчета полного числа событий в окне схемы совпадения. Такая методика позволяет избежать модельной зависимости результатов от симуляции, но не позволяет достоверно восстанавливать направление индивидуальных треков и угловое распределение для потока мюонов.

Полный поток мюонов составил:

$$\Phi = (5.3 \pm 0.2) \times 10^{-3} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}. \quad (3.9)$$

Следует отметить, что разница оценок разными методами не является существенной для задачи измерения интегрального фона в подземных лабораториях.

3.10. Угловое распределение остаточного потока мюонов

После восстановления направления каждого мюона, было получено распределение числа событий по азимутальному и зенитному углам. Каждая точка на этом распределении соответствует сумме комбинаций пикселей с данными углами, причем, каждой комбинации соответствует свой телесный угол. Попытки интерполировать данное анизотропное дискретное распределение не привели к результатам, которые можно было бы интер-

претировать визуально. Поэтому был использован подход, основанный на моделировании:

1. Мюоны моделировались с изотропным распределением.
2. Для каждой комбинации засветившихся пикселей, присутствующей в экспериментальных данных отбирались события из симуляции с таким же набором пикселей. При этом для каждого события в симуляции исходные углы были известны.
3. Каждому событию из симуляции приписывался вес, пропорциональный количеству реальных событий с такой же сигнатурой (комбинацией пикселей).
4. Из этих взвешенных событий строилась двумерная угловая квази-гистограмма (отличие от обычной гистограммы в том, что вместо целых чисел используются действительные).

Результаты работы метода приведены на Рис. 3.7 (без нормировки). Такой метод имеет ряд преимуществ по сравнению с другими подходами:

- Единственным допущением является отсутствие существенных особенностей спектра в масштабах телесного угла одной комбинации.
- В результате получается непрерывное многомерное распределение.
- Используется вся информация из экспериментальных данных (за исключением событий, сопровождающихся электромагнитным ливнем).
- Погрешности дифференциального потока для каждого набора углов могут быть легко получены аналитически.

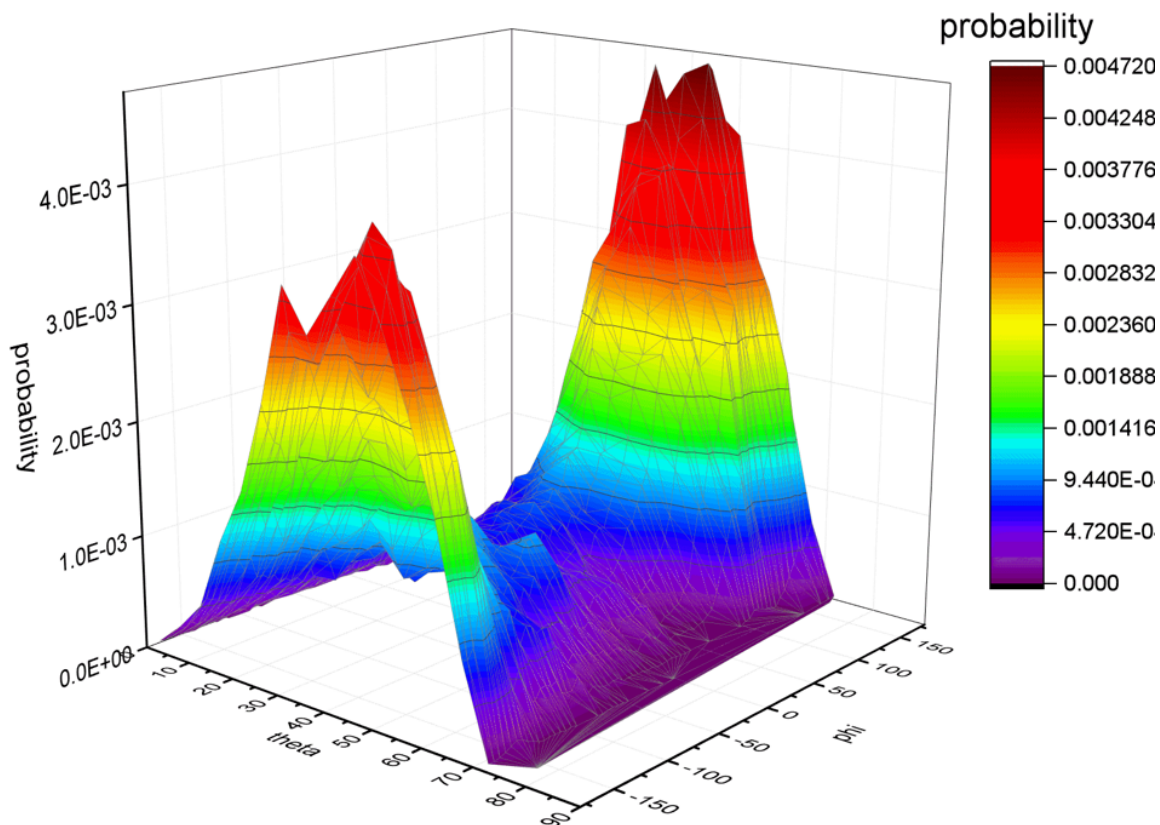


Рис. 3.7. Ненормированное угловое распределение остаточного потока мюонов.

Каждая точка на картинке характеризует вероятность прихода мюона с данного направления. Полученное угловое распределение потока мюонов демонстрирует сильную анизотропию по азимутальному углу. Оба наблюдаемых на рисунке максимума совпадают с направлением на долину Riosetta, что соответствует априорным предположениям об угловой структуре потока мюонов в подземном помещении LSC.

Глава 4

Заключение

В рамках настоящей дипломной работы, выполненной в рамках международного эксперимента по измерению угловых распределений остаточных мюонных потоков в подземной лаборатории LSC, была проведена следующая работа:

- Участие в разборке, переносе, сборке, наладке, тестирование и запуске установки в другом зале лаборатории.
- Совместно с испанскими и финскими коллегами и под их руководством было проведено накопление экспериментальных данных по двум залам лаборатории.
- Выполнена обработка накопленных данных по залу А лаборатории LSC. Проведен первичный трекинг-анализ и построены гистограммы угловых распределений детектированных мюонов. Получено значение полного потока мюонов в подземном Зале А лаборатории LSC, построено угловое распределение потока остаточных мюонов в том же зале.

Результаты настоящей работы были доложены конференции ICPPA 2017. По материалам данной работы, совместно с российскими, финскими и испанскими коллегами, подготовлены материалы статьи, которая отправлена для публикации в журнал *Astroparticle Physics* [11].

Благодарности

Автор благодарит научного руководителя Л.В. Инжечика, А.А. Нозика за консультации, полезное обсуждение и сотрудничество, коллег из Финляндии, в особенности Maciej Slupecki, за обучение работе с аппаратурой

и ценные консультации, специалистов LSC за доброжелательный прием, обучение и эффективное сотрудничество, М. Нелюбину за сотрудничество в обработке экспериментальных данных.

Данная работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России 3.3008.2017/ПЧ.

Список литературы

1. <http://www.cupp.fi/>.
2. E. Akhrameev et al. Multi-pixel geiger-mode avalanche photodiode and wavelength-shifting fibre-optics readout of plastic scintillator counters for the emma underground experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 610(1):419 – 422, 2009.
3. A. Best et al. Underground nuclear astrophysics: Why and how. *The European Physical Journal A*, 52(4):72, Apr 2016.
4. A. Bettini. The world deep underground laboratories. *The European Physical Journal Plus*, 127(9):114, Sep 2012.
5. L. Bezrukov et al. Geiger mode APD's for the underground cosmic ray experiment EMMA. *PoS*, PD09:026, 2010.
6. J. Jacquelin. Regressions et trajectoires en 3D.
7. L. Miramonti. European underground laboratories: An Overview. *AIP Conf. Proc.*, 785:3–11, 2005.
8. K. A. Olive et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C38:090001, 2014.
9. T. Rähkä. Analysis Tools for the EMMA Experiment. *Department of Physics and Oulu Southern Institute, University of Oulu, Finland. Report No. 76*, 2012.
10. J. Sarkamo. Design, constuction and commissioning of the EMMA experiment. *PhD thesis*, 2014.
11. W. Trzaska et al. Cosmic-ray muon flux at Canfranc Underground Laboratory. *Astroparticle Physics, Unpublished*, 2018.
12. V. Volchenko et al. The features of electronics structure of the multichannel scintillation module for the EMMA experiment. *Astrophysics and Space Sciences Transactions*, 7:171–174, May 2011.