

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

На правах рукописи

ОХОТНИКОВ АРТЕМ ВИТАЛЬЕВИЧ

**КАЛИБРОВКА ДЕТЕКТОРОВ УСТАНОВКИ ОКА
УСКОРИТЕЛЯ У-70**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,

к.ф.-м.н.

_____ А. С. Садовский

Научный консультант,

с.н.с.

_____ В. Ф. Куршецов

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**КАЛИБРОВКА ДЕТЕКТОРОВ УСТАНОВКИ ОКА
УСКОРИТЕЛЯ У-70**

Студент	_____ А. В. Охотников
Научный руководитель, к.ф.-м.н., с.н.с.	_____ А. С. Садовский
Научный консультант, с.н.с.	_____ В. Ф. Куршецов
Рецензент, к.ф.-м.н., с.н.с.	_____ Н. Г. Минаев
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н., с.н.с.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов
Рук. учеб. прог., д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
0.1 Физическая программа установки ОКА	5
0.2 Установка ОКА	6
1 Мотивация работы	8
1.1 Уточнение геометрии установки	10
1.2 Пропорциональные камеры	11
1.3 Дрейфовые камеры	13
1.3.1 Расчет параметров формы распределения сигналов	15
1.4 Работа с реконструированными данными	18
2 Измерение положения трековых детекторов	20
2.1 Выполнение измерений	20
2.2 Результаты	23
3 Калибровка пропорциональных камер	25
3.1 Процедура калибровки	25
3.1.1 Калибровка сеанса	26
4 Калибровка дрейфовых камер	30
4.1 Процедура калибровки	30
4.2 Реконструкция трека в трехслойной камере	33
4.3 Калибровка сеанса	41
5 Анализ реконструированных данных	45
5.1 Реконструкция $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$	47
5.2 Анализ $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ ($K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$)	47
5.2.1 Параметры отбора	48
5.2.2 Отделение сигнала от фона	49

6 Заключение	54
Список источников	56
Приложение. Работа с калибровочной системой	59

ВВЕДЕНИЕ

0.1 ФИЗИЧЕСКАЯ ПРОГРАММА УСТАНОВКИ ОКА

Поиски новых распадов мезонов, а также исследования уже известных, в частности, распадов заряженных и нейтральных каонов представляют большой интерес для науки и привлекают внимание исследователей уже несколько десятков лет. Исследование распадов открывает возможность проверки ряда предсказаний Стандартной Модели, поисков новых тяжелых калибровочных бозонов, способных приводить к нарушениям Стандартной Модели. Массы этих бозонов могут быть столь велики, что они не способны рождаться даже на новейших коллайдерах. В таком случае их возможно обнаружить лишь косвенным методом, наблюдая редкие аномальные распады ($K \rightarrow \pi\mu\bar{e}$, $K_L^0 \rightarrow \mu\bar{e}$, $\mu \rightarrow e\gamma$ и др.) или новые типы слабых взаимодействий. Поэтому поиски таких взаимодействий являются одной из важнейших проблем физики элементарных частиц [1].

Эти исследования представляют собой отличную лабораторию для исследования сильных взаимодействий и КХД-эффектов. С развитием КХД роль этих исследований лишь растет и появляется необходимость совершенствования используемых экспериментальных установок. Установка ОКА, запущенная в 2009 году [2], сосредоточена на исследованиях распадов каонов, ее основные направления исследований могут быть сформулированы следующим образом:

- Поиски новых типов взаимодействий, лежащих вне рамок Стандартной Модели – новые слабые взаимодействия и иные отступления от $V - A$ теории в лептонных и полулептонных распадах K -мезонов.
- Поиски прямого нарушения CP -инвариантности в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi\pi$ и T -нечетных корреляций в распадах $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ \nu_l \gamma$.
- Исследование адронных взаимодействий при малых энергиях и проверка предсказаний адронных моделей (киральная пертурбативная теория

ChPT, QCD на решетках, дисперсионные правила сумм и т.д.) в распадах $K^+ \rightarrow \pi\pi l^+\nu$, $K^+ \rightarrow \pi\pi^0\gamma$ и др.

- Адронная спектроскопия и кулоновские процессы в K^+N и π^-N взаимодействиях.

0.2 УСТАНОВКА ОКА

ОКА включает в себя распадный объем длиной 12 м с охранной системой, заполненный гелием, широкоапертурный магнитный спектрометр с пропорциональными камерами, дрейфовыми трубками и годоскопами, двухсекционный многоканальный γ -спектрометр, газовые черенковские счетчики, адронный калориметр, мюонные детекторы. Также в состав установки включен ряд детекторов с завершенных экспериментов ИФВЭ: СФИНКС[3], ИСТРА-М[4], ГАМС 2000 [1, 5].

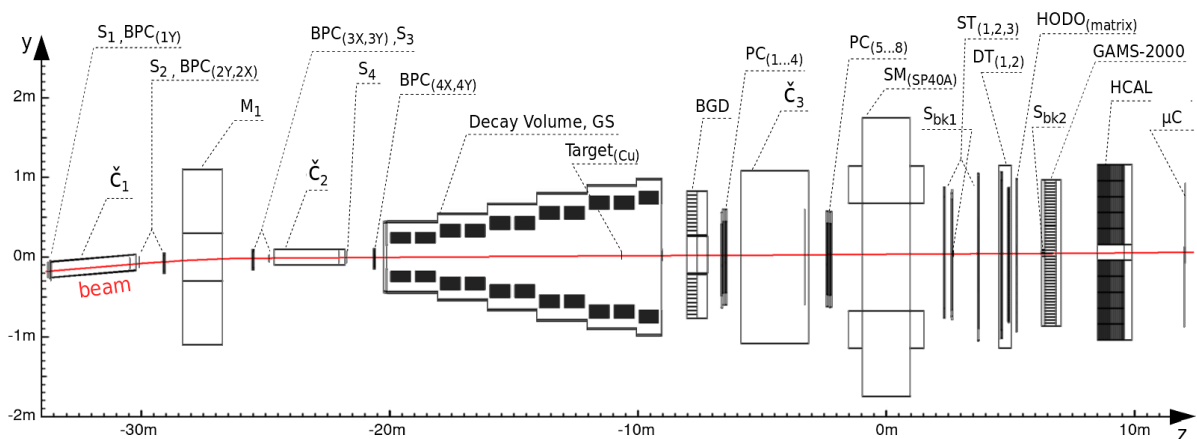


Рисунок 1 — Схема установки ОКА [6].

В голове установки расположен пучковый спектрометр на базе магнита. Его основной задачей является измерение импульса пучковых частиц, а также их траектории при входе в распадный объем. Впоследствии они используются для определения вершины распада. В качестве основного трекового детектора спектрометра используются узкоззорные пропорциональные камеры, расположенные до и после магнита. Пройдя через спектрометр, пучок попадает в распадный объем, состоящий из ряда последовательно сопряженных труб с увеличивающимся диаметром. Для улучшения герметичности охранной системы (размещенной внутри распадного объема) используется также боковой гамма-детектор, размещенный позади распадного объема. Он используется как

область вето для вторичных частиц, летящих под большими углами. В нем также проводится регистрация покидающих распадный объем через боковые стенки частиц при помощи пластин сцинтиллятора, собранных в 670 пакетов по 22 штуки в каждом и разделенных свинцовыми вставками.

Импульсы и треки заряженных частиц (продуктов распадов каонов) измеряются при помощи второго магнитного спектрометра на базе электромагнита СП-40 [1]. Частицы проходят через два пакета пропорциональных камер, затем через электромагнит, который отклоняет заряженные частицы в систему дрейфовых трубок. Они заполнены газовой смесью $Ar + 12\%CO_2$.

Дальнейший анализ продуктов распада производится с помощью расположенных за магнитным спектрометром падового годоскопа [7], составленного из пластин сцинтиллятора, электромагнитного и адронного калориметра и мюонного годоскопа.

Электромагнитный калориметр ГАМС-2000 [8] — это матрица (с ответствием для прохождения пучка) 48×48 из счетчиков полного поглощения с радиаторами из прозрачного свинцового стекла. Он способен различить два гамма-кванта на расстоянии размера ячейки ($38 \times 38 \times 420$ мм³). Адронный калориметр установки ГДА-100 (НСАL) [1, 5] состоит из отдельных счетчиков с сечением 20×20 см². Вместе с размещенным за ним мюонным годоскопом (μ С) он образует т.н. «мюонную систему», служащую для эффективной идентификации мюонов.

В последнее время производится модернизация трековой системы установки с переходом на трехслойные (по каждой координате) дрейфовые камеры [9]. Стремление максимально эффективно использовать получаемые с них данные, соответственно, позволяет независимо испытать новые подходы в калибровке, что обуславливает мотивацию к выполнению этого исследования.

1 МОТИВАЦИЯ РАБОТЫ

Трековые детекторы установки ОКА относятся к типу газонаполненных и представляют собой наполненную газом оболочку (для пропорциональных камер — $75\%Ar + 24\%(CH_3)_3CN + 1\%$ фреон, для дрейфовых трубок — $88\%Ar + 12\%CO_2$), в объем которой введены электроды. Между этими электродами создается напряжение. Принцип работы детекторов данного типа лежит в явлении ионизации газа, содержащегося внутри, при пролете через него заряженной частицы. Отдавая малую часть своей кинетической энергии атомам газа, частица вырывает электроны с их внешних оболочек, образуя электронно-ионную пару. Полученные электроны дрейфуют под действием электрического поля по направлению к сигнальной проволоке. Вокруг нее находится область сильного электрического поля, величина которого обратно пропорциональна расстоянию до проволоки. Данная область имеет радиус порядка диаметра проволоочки [10]. В этой области электроны сталкиваются с молекулами газа и набирают достаточно энергии для их ионизации. Если энергия электрона на длине пробега достаточно велика, то после первого столкновения с молекулой газа в объеме трубки появляются дополнительно один электрон и ион, образовавшиеся при столкновениях новые электроны также ускоряются под действием поля, ионизируют новые атомы, и т.д. Это явление называется электронной лавиной и представляет экспоненциальный рост количества носителей заряда между катодом и анодом за счет ударной ионизации молекул электронами. Движущиеся заряды лавины приводят к появлению электрического сигнала на проволоке. Этот ток считывается, оцифровывается и обрабатывается для получения различных характеристик.

Дрейфовые камеры — широко распространенный тип координатного детектора в физике высоких энергий. Они практически незаменимы при создании трековых систем с большой рабочей площадью. Координата трека в таких камерах определяется по времени дрейфа электронов, образующихся на треке ионизирующей частицы, до сигнального, чувствительного элемента камеры.

В дрейфовых трубках электроны первичной ионизации распространяются в газе с определенной скоростью, близкой к постоянной [10]. Эта скорость называется дрейфовой и зависит от величины электрического поля, а также от химического состава и давления газа. Зная время появления сигнала на проволоке по отношению к моменту регистрации частицы пучковым детектором, можно определить расстояние между траекторией частицы и проволокой. Имея значения этих расстояний с различных трубок, можно воссоздать траекторию частицы, т.н. трек.

Несмотря на все усилия по подбору оптимальных параметров и химическому составу газовой смеси, добиться действительно постоянной скорости движения электронов внутри трубки очень сложно, так как она зависит от величины электрического поля. Кроме того, форма создаваемого электроникой сигнала зависит ряда факторов, таких как стохастический характер движения электрона в среде, где он подвержен соударениям с атомами газа, наличие у него начальной скорости, которое также искажает траекторию его движения. Временное разрешение электроники для дрейфовых трубок ОКА составляет $\delta t = 2$ нс и $\delta t = 0,2$ нс для straw-трубок. В связи с этим, важное значение для работы детектора имеет определение зависимости $r(t)$, где r — это расстояние между проволокой и треком частицы, а t — время дрейфа электронов.

В настоящее время система обработки данных установки ОКА при считывании данных исходит из допущения, что эти данные получены некой «типичной» дрейфовой трубкой с усредненными параметрами. Такой подход успешно использовался при обработке данных ранее проведенных экспериментов [11, 12, 13]. Однако обработка данных, полученных во время последнего сеанса, требует доработки калибровочной системы и в рамках данной дипломной работы представляется возможным и интересным дальнейшее ее развитие путем индивидуальной калибровки каждого канала. После определения зависимости $r(t)$ для каждой проволоочки станет возможным избавиться от влияния возможных систематических ошибок на итоговую картину, а также повысить точность процедуры восстановления треков. Представляется интересным опробовать несколько подходов к восстановлению зависимости $r(t)$ для новых многослойных камер на основе дрейфовых трубок.

1.1 УТОЧНЕНИЕ ГЕОМЕТРИИ УСТАНОВКИ

Частицы, рожденные в распадном объеме, по пути к системе регистрации проходят через магнитный спектрометр, в котором магнит отклоняет их от прямолинейной траектории. В рамках задачи эффективного восстановления событий был реализован алгоритм реконструкции трека частиц.

Исходные данные для алгоритма собираются двумя станциями пропорциональных камер, расположенными перед магнитом, и дрейфовыми камерами, размещенными за ним. Модель трека частицы можно задать по пяти параметрам: двум парам координат прохождения пропорциональных и дрейфовых камер, а также значению импульса частицы [14]. При движении частиц основное влияние на них оказывает сила Лоренца со стороны магнита, отклоняющая их:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \times \vec{B}(\vec{r}) + g\frac{\vec{v}}{v}, \quad (1.1)$$

где \vec{p} — импульс частицы, \vec{B} — индукция поля магнита, q и \vec{v} — заряд и скорость частицы, коэффициент g связан с прохождением частицы через вещество, и в первом приближении им можно пренебречь.

Можно представить формулу (1) как уравнение движения, зависящее только от геометрических переменных:

$$\frac{d^2\vec{x}}{ds^2} = \frac{\kappa q}{P} \frac{d\vec{x}}{ds} \times \vec{B}(\vec{x}(s)), \quad (1.2)$$

где s — расстояние вдоль траектории, P — модуль импульса частицы. [14]

Задачу можно облегчить тем, что поле магнита СП-40 в первом приближении можно считать однородным. Тогда уравнение (2) можно привести к виду

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{ds^2} &= \frac{\kappa q}{P} \frac{dy}{ds} B, \\ \frac{d^2y}{ds^2} &= -\frac{\kappa q}{P} \frac{dx}{ds} B, \\ \frac{d^2z}{ds^2} &= 0, \end{aligned} \quad (1.3)$$

при условии, что введена правосторонняя система координат с осью Z , сонаправленной с линией движения пучка.

Решением данной системы в первом приближении является винтовая линия с осью, параллельной z . Более точную оценку параметров трека можно провести итерационно численным интегрированием по методу Рунге-Кутты четвертого порядка [14].

Но эффективное применение этого метода требует более аккуратной геометрической привязки трековых элементов установки. Кроме того, в ходе эксперимента установка неоднократно модифицировалась под конкретную задачу. Учитывая, что неотъемлемой частью калибровки является геометрическая привязка трековых детекторов, перед началом непосредственной калибровки потребовалось уточнить положение, в котором находятся измерительные приборы с 2018 года, в связи с тем, что во время последней перестановки была изменена компоновка дрейфовых камер и пучкового спектрометра. Было необходимо уточнить текущее положение блоков относительно вертикальной проекции оси установки, а также их положение вдоль оси установки.

1.2 ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ КАМЕРЫ

Внешний вид разобранный пучковой пропорциональной камеры представлен на Рис. 1.1. На фотографии видны анодные проволочки, размещенные с шагом в 1 мм, и подключения к ним.

Примеры же спектров снимаемых с анодов сигналов можно видеть на Рис. 1.2. Временной спектр можно охарактеризовать следующим образом: пик импульса, созданного электронной лавиной, за которым следует вторичный пик. Он появляется вследствие конструктивной особенности электроники, используемой для пропорциональных камер. Сигнал, собираемый с проволочек, проходит через усилитель, содержащий блок дифференциатора. В результате этого отрицательный заряд, собранный с проволочки, преобразуется в последовательность из отрицательного и положительного импульсов, причем оба усиливаются, а отрицательный импульс, преодолевший порог дискриминатора, записывается. При этом за счет емкостной связи между проволочками на соседних проволочках также образуется несколько ослабленный, но противоположный по знаку сигнал (положительный). Аналогично основному, этот сигнал также вносит вклад в виде отрицательного импульса, но смещенного во времени.

Задачей, которую необходимо решить, является определение рабочего диа-

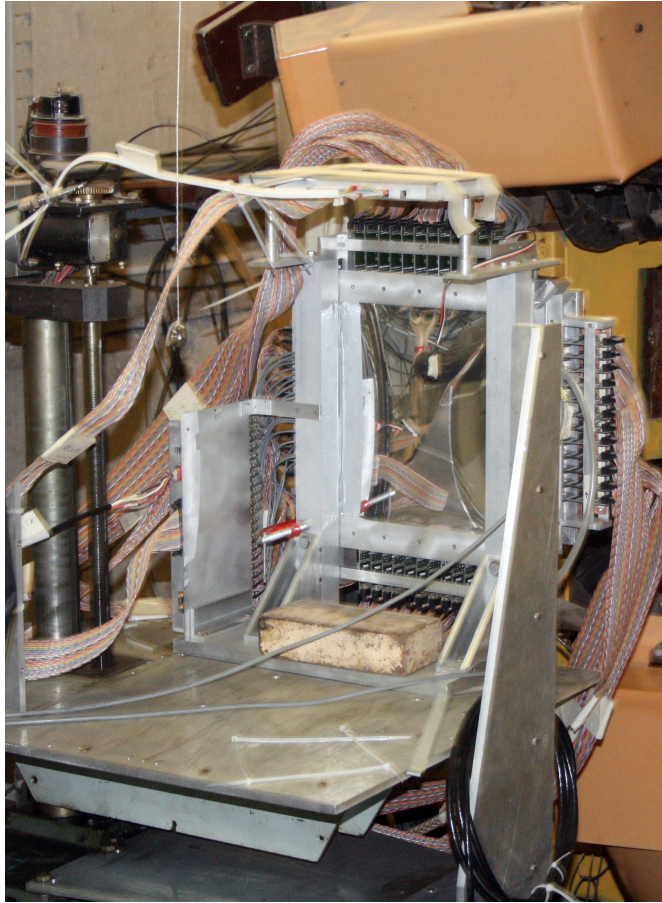


Рисунок 1.1 — Внешний вид пучковой камеры ОКА.

пазона времен прихода сигнала путем выравнивания времени прихода сигнала от всех каналов. Причины возникновения временных задержек заключаются в разбросе, возникающем в результате как работы самих усилителей, так и топологии подключения сигналов к ним, имеется также разброс за счет распределения координат треков вдоль трубки и соответствующих времен распространения сигнала вдоль сигнальной проволоки.

Как можно видеть из Рис. 1.2а, пики обрабатываемого сигнала имеют простую форму, позволяющую фитировать их формулой нормального распределения. От канала к каналу временное распределение сигналов может иметь некоторые различия в ширине, амплитуде и, что особенно важно, два пика не всегда достаточно разрешимы, как можно видеть в примере на Рис. 1.2б.

Эти два пика можно фитировать функцией, основанной на функции нормального распределения с учетом уровня шума. Итоговая зависимость выглядит следующим образом:

$$\frac{dN}{dt} = P_1 \cdot e^{-\frac{(x-P_2)^2}{P_3}} + P_4 \cdot e^{-\frac{(x-P_5)^2}{P_6}} + P_7. \quad (1.4)$$

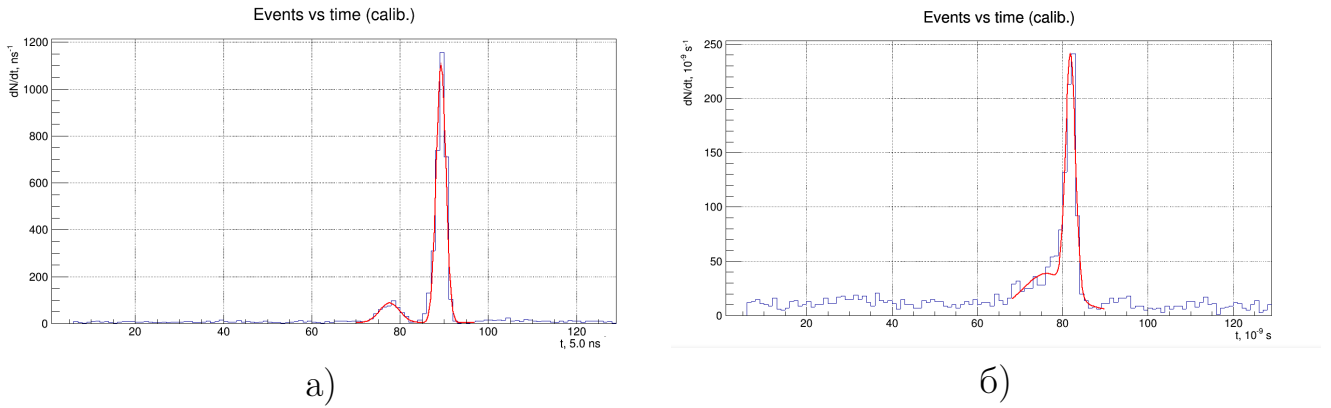


Рисунок 1.2 — Примеры временных спектров, снятых с пропорциональных камер. На *а* можно видеть основной и вторичный пики, тогда как на *б* два пика накладываются друг на друга.

1.3 ДРЕЙФОВЫЕ КАМЕРЫ

Внешний вид трехслойного дрейфового детектора ОКА показан на Рис. 1.3. Представленный на фотографии образец измеряет X -компоненту координаты при определенной заранее Z . За ней расположена такая же станция, повернутая на 90 градусов, и измеряющая Y -координату.

Первоочередной задачей процедуры калибровки дрейфовых детекторов является необходимость определения рабочего диапазона времен прихода сигнала $t_0 < t < t_{up}$, ограниченного минимальным и максимальным расстоянием от чувствительной проволоки.

Для этого обычно проводят процедуру выравнивания времени прихода сигналов от всех трубок путем внесения поправок на разброс временных задержек возникающий в результате как работы самих усилителей, так и топологии подключения сигналов к ним, однако имеется также разброс за счет распределения координат треков вдоль трубки и соответствующих времен распространения сигнала вдоль сигнальной проволоки. Из этих задержек и складывается параметр t_0 [15], а также t_{max} — параметр, соответствующий максимально возможному времени дрейфа. В целом, треки, проходящие вблизи проволочки, соответствуют времени t_0 , тогда как время $t_{up} = t_0 + t_{max}$ соответствует треку у самой стенки трубки, практически по касательной.

На иллюстрации характерного распределения dN/dt на Рис. 1.4 показаны t_0 и t_{max} . При отрыве электроны в силу случайных факторов могут получить начальную скорость, что влияет на их время дрейфа. Электроны, возникаю-



Рисунок 1.3 — Внешний вид одного из дрейфовых детекторов ОКА на рабочей позиции за 2-м спектрометрическим магнитом СП-40. В середине апертуры детектора закреплен сцинтилляционный счетчик в области прохождения пучка.

щие близко к сигнальной анодной проволоке трубки, сильнее подвержены этому искажению, тогда как для других, образовавшихся на удалении от проволочки, это отклонение составит небольшую долю общего времени движения. Это приводит к тому, что вблизи t_0 наблюдается пик, тогда как правая половина распределения близка к равномерному, где влияние размытия не так велико [10].

Учитывая размер установки и энергию частиц, в первом приближении можно считать поток частиц — продуктов распада однородным в масштабе одной трубки. Математически это можно выразить следующим образом:

$$\frac{dn}{dr} = const = \frac{N_{totTube}}{R_{tube}}, \quad (1.5)$$

где r — расстояние от проволоки, т.е. от оси трубки, n — число частиц, N_{tot} — общее число частиц, пролетевших через трубку, R_{tube} — радиус трубки. Форму типичного распределения dN/dt для отдельно взятой трубки можно видеть на Рис. 1.4. В рамках модели предположим, что трубка работает со стопроцентной эффективностью и не имеет шума, иными словами, абсолютно все выдаваемые

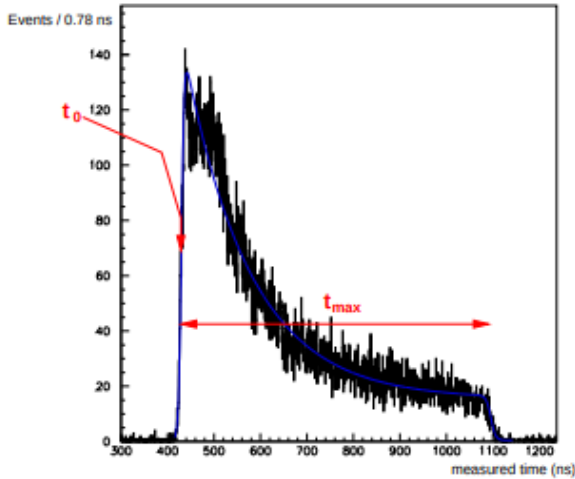


Рисунок 1.4 — График распределения dN/dt для дрейфовой трубки. Показаны параметры t_0 и t_{max} (взято из [16]).

ей данные соответствуют частице из пучка. Имея такие вводные, можем вычислить (следуя [17]) интересующую нас зависимость $r(t)$ математически:

$$v(t) = \frac{dr}{dt} = \frac{dn}{dt} \cdot \frac{dr}{dn} = \frac{R_{tube}}{N_{totTube}} \cdot \frac{dn}{dt} \Rightarrow r(t) = \frac{R_{tube}}{N_{tot}} \cdot \int_0^t \frac{dn}{d\tau} \cdot d\tau. \quad (1.6)$$

В полученном выражении R_{tube} и $N_{totTube}$ — это известные параметры. Тогда как аналитическая формула для dN/dt может варьироваться для разных трубок. Задача по нахождению аналитической формулы рассмотрена ниже.

1.3.1 РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ФОРМЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СИГНАЛОВ

Задача состоит из двух частей: нахождение t_0 и t_{up} , то есть, временного диапазона сигнала, и нахождение аналитической функции, выражающей форму dN/dt . Вначале определим временной диапазон сигнала. На данном этапе калибровки можно упростить задачу и проанализировать объем данных, собранных на небольшом временном интервале (например, около часа работы), считая неизменными условия работы дрейфового детектора. С целью упрощения работы допустимо заменить интегрирование функции dN/dt суммированием по столбцам. Это позволит оценить качество разработанного метода. По-видимому, такой подход не оптимален для больших объемов данных, поэтому в дальнейшем процедуру потребуется оптимизировать.

Для нахождения t_0 проводилось фитирование левой части пика линейной функцией. Полученная прямая экстраполировалась до пересечения с осью

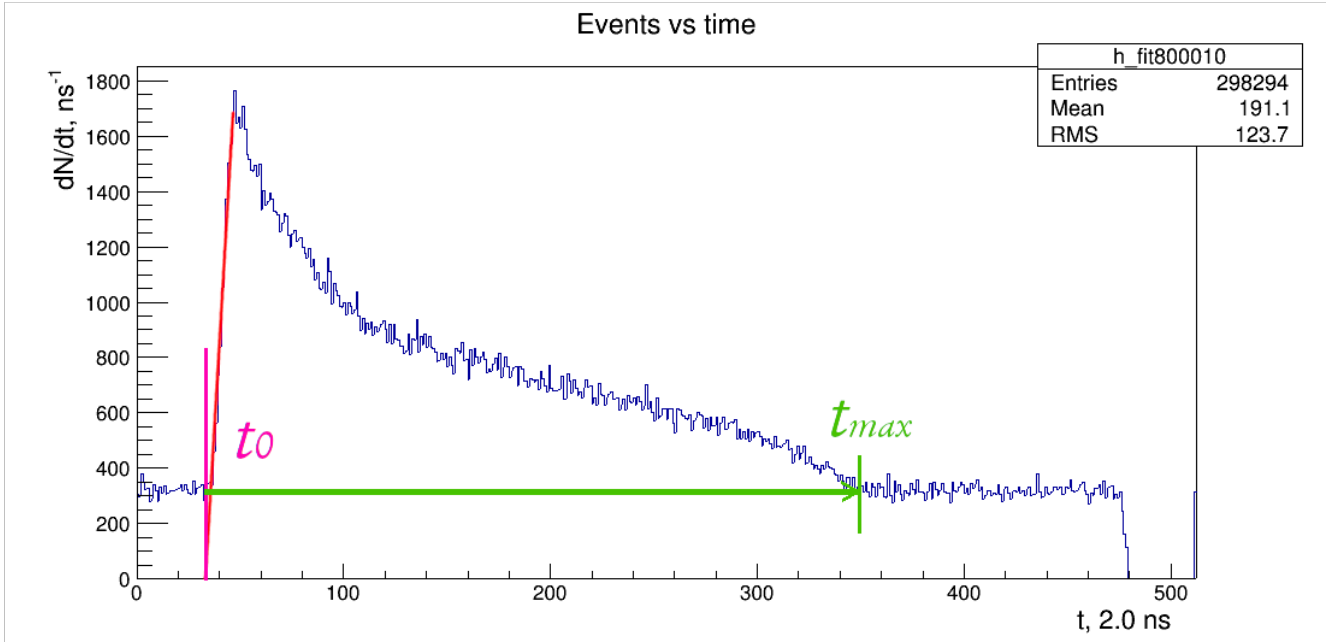


Рисунок 1.5 — Определение t_0 и t_{max} на примере одной из дрейфовых трубок установки ОКА.

абсцисс (Рис. 1.5). В дальнейшем их точка пересечения и использовалась как параметр t_0 для данной трубки.

Данный способ имеет недостаток — он не учитывает уровень шума трубки. Таким образом, реальный t_0 должен лежать немного правее по оси времени. Однако данная неточность мала по сравнению с величиной $t_{up} - t_0$, так что на данном этапе ей можно пренебречь.

Поиск t_{up} осложнен плавным убыванием правой части временного спектра сигнала (см. Рис. 1.4), где можно видеть, что спад происходит много медленнее, чем рост. Для некоторых трубок он настолько плавный, что при переходе от сигнала к уровню шума практически никак качественно не выделяется (см. пример на Рис. 1.6), а значит, значение t_{up} может быть оценено лишь приблизительно.

В работе [16] предлагается несколько путей поиска t_{up} .

- Использовать глобальный фит dN/dt для всего сигнала целиком, например на основе модифицированного распределения Ферми-Дирака, следуя [16]:

$$\frac{dN}{dt} = P_1 + \frac{P_2(1 + P_3 \cdot e^{\frac{P_5-t}{P_4}})}{(1 + e^{\frac{P_5-t}{P_7}})(1 + e^{\frac{t-P_6}{P_8}})}. \quad (1.7)$$

В этом случае, параметры P_5 и P_6 должны соответствовать t_0 и t_{up} соответственно.

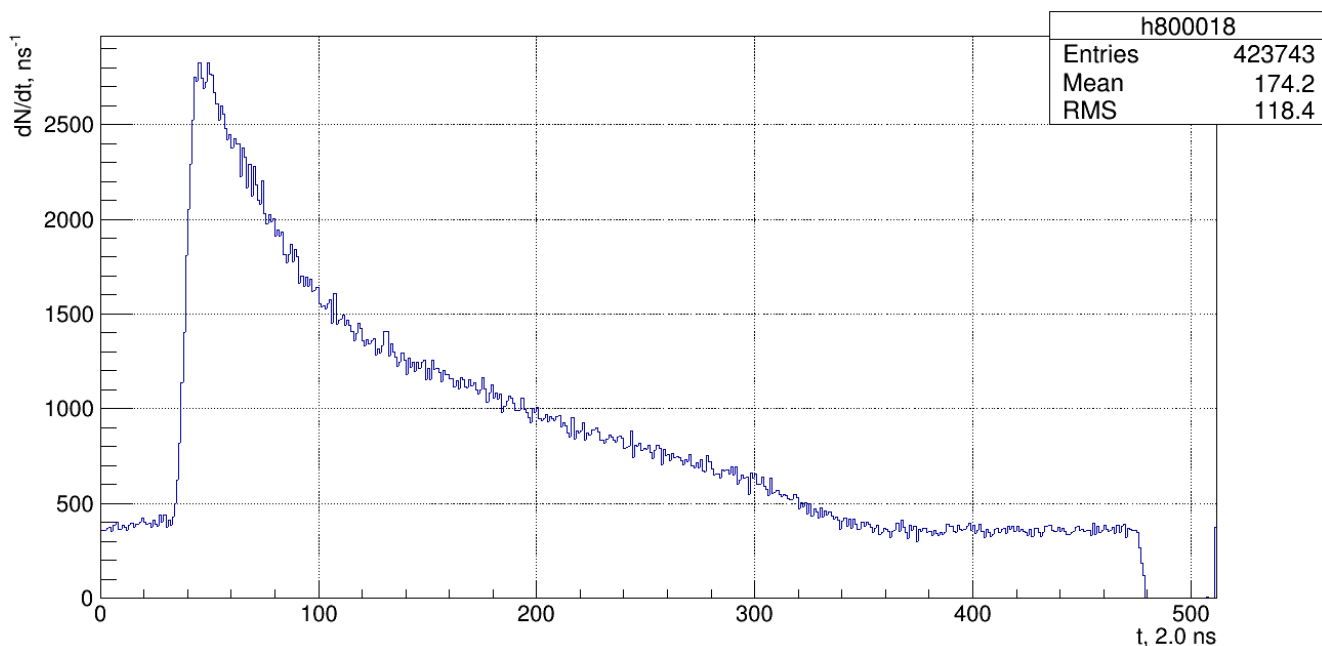


Рисунок 1.6 — Пример сигнала от одной из дрейфовых трубок. Можно видеть, что сигнал, спадая, постепенно ослабевает до уровня шума, при этом место перехода от сигнала к шуму, в отличие от левой стороны, не выражено явно.

- Выделить относительно небольшую часть распределения, которая содержит t_{up} и работать непосредственно с ней, если уровень шума это позволяет. Аналогично сделать для t_0 .

Во втором случае нужно заранее знать примерное положение t_{up} , что в нашем случае затруднительно для ряда проволочек. Процедура фитирования, предложенная в первом пункте, может быть использована, но для этого нужно отсечь фоновый шум, для чего нужно знать его уровень. Оценить его можно путем удаления области сигнала из распределения по времени дрейфа, для чего, в свою очередь, необходимо знать t_{up} .

Грубую оценку уровня шума можно получить следующим образом. Как было упомянуто выше, получаемый в ходе расчета t_0 расположен немного левее реального t_0 , $t_{0(calc.)} < t_{0(real)}$. Значит, dN/dt около $t_{0(calc.)}$ гарантированно относится не к сигналу, а к шуму. Так, усреднив данные распределения для $t < t_{0(calc.)}$, получаем приблизительную оценку уровня фонового шума.

Для оценки t_{max} , пройдя максимум распределения dN/dt , отследим первый столбец, который находится правее вершины сигнала и имеет величину ниже полученного значения уровня фонового шума слева. Его величину и примем за примерное значение t_{up} . Точное значение параметра может быть получено путем фитирования графика формулой (1.7).

1.4 РАБОТА С РЕКОНСТРУИРОВАННЫМИ ДАННЫМИ

Следует понимать, что калибровка детекторов не является конечной задачей сама по себе — это инструмент, служащий достижению цели, поставленной перед экспериментом ОКА — исследование каонных распадов. В связи с этим принято решение провести анализ процесса $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ с использованием новой калибровки. В Таб. 1 показаны известные на сегодняшний день, а также гипотетические каналы распада вместе с их относительной вероятностью. Как можно видеть, распад K_μ с его относительной вероятностью $\sim 0,6$ не относится к редким и исследовался ранее [18, 19]. Однако он все еще представляет интерес для фундаментальной физики, например, с точки зрения возможности существования канала распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ — на мюон и стерильное нейтрино. Поиски тяжелых нейтрино в распадах каонов ведутся, например, эксперимент ОКА определил верхнее ограничение на частоту подобных распадов [6]: $Br(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H) \leq 10^{-5}$, эксперимент CERN-NA62 опустил его до 10^{-7} [20, 21]. В настоящее время поиски продолжаются, и данное направление исследования представляет научный интерес. Поэтому данные, которые будут получены в ходе этого анализа можно будет сравнить с уже существующими результатами и на этом основании сделать вывод о том, насколько эффективно работает созданная калибровка и о перспективах ее использования в последующих сеансах установки ОКА.

Процесс	Относительная вероятность
$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$	$(21,16 \pm 0,14) \cdot 10^{-2}$
$K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$	$(63,51 \pm 0,18) \cdot 10^{-2}$
$K^+ \rightarrow \mu\nu_H$	$< 10^{-7}$ [6, 20, 21]
$K^+ \rightarrow \mu^+\nu\pi^0$	$(3,18 \pm 0,08) \cdot 10^{-2}$
$K^+ \rightarrow e^+\nu\pi^0$	$(4,82 \pm 0,06) \cdot 10^{-2}$
$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$	$(5,59 \pm 0,05) \cdot 10^{-2}$
$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$	$(1,73 \pm 0,04) \cdot 10^{-2}$
$K^+ \rightarrow e^+\nu_e$	$(1,55 \pm 0,07) \cdot 10^{-5}$
$K^+ \rightarrow e^+\nu_e\pi^+\pi^-$	$(3,91 \pm 0,17) \cdot 10^{-5}$
$K^+ \rightarrow e^+\nu_e\pi^0\pi^0$	$(2,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$
$K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\pi^+\pi^-$	$(1,4 \pm 0,9) \cdot 10^{-5}$
$K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\pi^0\pi^0$	$\sim 0,7 \cdot 10^{-5}$
$K^+ \rightarrow \pi^+\gamma\gamma$	$(1,10 \pm 0,22) \cdot 10^{-6}$
$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\gamma$	$(2,75 \pm 0,15) \cdot 10^{-4}$
$K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\gamma$	$(5,50 \pm 0,28) \cdot 10^{-3}$
$K^+ \rightarrow e^+\nu_e\gamma$	$(3,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-5}$
$K^+ \rightarrow e^+\pi^0\nu_e\gamma$	$(2,62 \pm 0,20) \cdot 10^{-4}$
$K^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-$	$(2,74 \pm 0,23) \cdot 10^{-7}$
$K^+ \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-$	$(5,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-8}$

Таблица 1.1 — Пути распада положительно заряженного каона и относительные вероятности каждого из представленных процессов. Взято из [22].

2 ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТРЕКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

2.1 ВЫПОЛНЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ

В ходе работы использовался лазерный дальномер Leica DISTO D3a BT (Рис. 2.1). Прибор позволяет делать измерения с погрешностью, не превышающей 1 мм на расстоянии до 10 м (для расстояний более 10 метров погрешность составляет $\pm 0,025$ мм/м вплоть до 30м, а далее уже $\pm 0,1$ мм/м). Прибор также имеет встроенный датчик наклона, позволяющий определять угол поворота прибора в пределах $\pm 45^\circ$ до 0.3° [23].

Были проведены измерения Z-координат (вдоль оси пучка) расположения основных детекторов. Для ключевых элементов установки также были измерены координаты по оси Y (относительно «калиброванного пола», см. далее). Измерялось расположение верхних кромок приборов как наиболее заметных участков с места проведения измерений.



а)



б)

Рисунок 2.1 — а) Внешний вид лазерного дальномера Leica DISTO D3a BT. б) Штатив для этого прибора (фото взято с [24]).

Трудность задачи состоит в том, что элементы установки имеют разные

размеры и заметная часть детекторов не находится в прямой видимости с какой либо точки, доступной для безопасной работы, полностью или частично. Для обеспечения прямого измерения элементов установки, не находящихся в прямой видимости с точки проведения измерений необходимо было создать подвесы с площадками, перпендикулярными оси измерения. В качестве рабочего варианта выбрана система меток, расположенная над соответствующим детектором, но при этом точно обозначающая его горизонтальное местонахождение с помощью вертикальных отвесов. В частности, была собрана система отвесов, закрепленных на нити, размещенной параллельно дрейфовой камере (камера С на схеме установки, см. Рис. 2.3). Площадки, представляющие собой светлые прямоугольники $2,5 \times 4$ см, соединены с отвесами и под действием гравитации выравниваются строго вертикально и перпендикулярно оси установки.

Для составления схемы была выбрана правосторонняя декартова система координат, привязанная к местности, с началом отсчета в галерее над точкой выхода пучка и осью Z, параллельной оси канала, проходящей через геометрический центр спектрометрического магнита (СП-40). При помощи дальномера были измерены следующие расстояния:

- наклонно: до центра магнита в пучковом спектрометре (M2), до плоскости входного окна распадного объема (DV), до фронтальной плоскости пучкового спектрометра;
- горизонтально: до реперных меток над наибольшей из дрейфовых камер (с целью получения расстояния до нее и определения возможного угла поворота вокруг оси Y), до вертикального отвеса, проходящего через геометрический центр нижнего полюса спектрометрического магнита СП-40;
- между отдельными элементами установки: от полюса СП-40 до камер перед распадным объемом, от плоскости входного окна DV до ближайших к нему камер.

Благодаря полученным данным стало возможным рассчитать положение всех основных элементов установки. Для некоторых детекторов имелась возможность вычислить положение, исходя из нескольких независимых измерений, что позволило провести перекрестную проверку данных.

Была написана программа на языке C++, способная преобразовать разрозненные данные дальномера в набор точек в трехмерном пространстве, соответствующих тем или иным участкам элементов установки. Программа также

делала поправки на то, что штатив не обеспечивает неподвижность начала отсчета дальномера при измерениях вне горизонтальной плоскости. На Рис. 2.2 видно, что при наклоне закрепленного на штативе прибора возникает смещение приемника лазерного луча как по горизонтали, так и по вертикали, которое, впрочем, можно рассчитать по формуле (8).

$$\begin{aligned} y' &= y - R \cdot (1 - \cos \alpha) \\ z' &= z + R \cdot \sin \alpha \end{aligned} \quad (2.1)$$

Впоследствии было обнаружено, что точность измерений вдоль оси Z можно значительно повысить, если изменить способ измерения. Дело в том, что точность, собственно, дальномера значительно превосходит точность встроенного гироскопа. Если определить кратчайшее расстояние между дальномером и измеряемым объектом не через угол наклона, а по теореме Пифагора, предварительно измерив гипотенузу и вертикальный катет, можно получить более точный результат, уменьшив погрешность.

Задача усложнена формой пола в галерее, где расположена установка ОКА. Из-за его протяженности и отсутствия идеальной выверенности, измерения относительно него не могут считаться достаточно надежными в любой точке. Тогда как в рамках задачи следует по возможности проводить измерения с точностью на уровне нескольких миллиметров.

С целью решения этой проблемы было введено понятие т.н. “калиброванного пола” — воображаемая горизонтальная плоскость, относительно которой проводятся все вертикальные измерения. Эта плоскость параллельна плоскости OXZ , а ее координата по оси Y была установлена в точке пола, удобной для проведения измерений. При помощи лазерного уровня ADA 3D LINER 4V[25] наносился уровень на 110 см выше калиброванного пола для удобства измерения других элементов

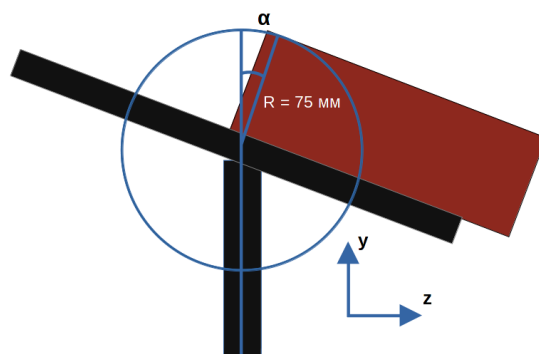


Рисунок 2.2 — Условная схема дальномера, размещенного на штативе. При отклонении штатива от горизонтального положения возникает смещение точки испускания измерительного луча. Смещение можно рассчитать, зная угол наклона α и расстояние от плоскости дальномера до шарнира R .

установки.

Для магнита СП-40 и дрейфовых камер калиброванный пол не был измерен по причине удаленного расположения от места проведения замеров. Расстояние до них измерялось горизонтально, что позволило избежать набегания погрешности измерения за счет погрешности угла наклона дальномера. В итоге расположение этих элементов установки было измерено с максимально возможной для использованного оборудования точностью.

Введение калиброванного пола и измерений по вертикали относительно него позволило уточнить измерения, уменьшив погрешность для блоков пучкового спектрометра до 3-х раз.

2.2 РЕЗУЛЬТАТЫ

Итогом проведенных измерений стала схема, приведенная на Рис. 2.3. Зеленым цветом выделены непосредственно измеренные величины. Остальные были получены на их основе путем расчетов.

В результате проделанной работы было определено расположение камер пучкового спектрометра, распадного объема и магнитов, камер и дрейфовых трубок магнитного спектрометра. Часть прямых измерений была произведена относительно выбранного начала координат, остальные - относительно геометрического центра верхней кромки магнита СП-40 по причине наличия возможности разметить на ней оборудование и ее относительной близости ко всем прочим блокам. При этом максимальная относительная погрешность измерений составила $\epsilon = 0,42\%$.

3 КАЛИБРОВКА ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ КАМЕР

3.1 ПРОЦЕДУРА КАЛИБРОВКИ

Как было обозначено в Главе 2.2, общий вид сигнала, снимаемого с анодной проволоки пропорциональной камеры можно охарактеризовать как два пика: основной, создаваемый электронной лавиной, и побочный, который появляется вследствие технических особенностей электроники.

Оба пика фитировались функцией (1.4), основанной на функции нормального распределения с учетом уровня шума.

Чтобы эффективно использовать подгонку данной формулой, необходимо было найти приблизительное положение и ширину пиков; эти данные использовались как начальные значения P_2, P_5 и P_3, P_6 соответственно. Для этого находилось положение вершины основного пика — максимум графика, после чего вырезалась область вокруг нее. Ширина этой области подбиралась эмпирически. Затем процедура повторялась, что позволяло обнаружить вторичный пик. Данный алгоритм обладает низкой точностью, которой, однако, достаточно для подбора начальных значений функции, которые затем уточнялись с использованием встроенных средств пакета ROOT [26].

С технической точки зрения данная процедура представляет собой набор текстовых файлов, содержащих данные о каждом из каналов пропорциональных камер. После отбора периодов стабильной работы, о которых пойдет речь в Главе 3.2, выбираются данные для калибровки. После ряда тестов был подобран оптимальный объем в виде пяти рангов — один в середине отрезка и по два соседних до и после него. Меньшее количество вело к недостатку статистики в некоторых каналах, что, как следствие, ухудшало получаемый результат. Большее число рангов было также плохо, так как для некоторых временных отрезков в статистику неизбежно включались данные из соседних периодов стабильной

работы. Все распределения из этих пяти рангов объединялась методом `hadd` из пакета ROOT в один файл, после чего для каждого такого файла запускался алгоритм калибровки.

В ходе его работы для временного распределения сигналов канала (см. пример на Рис. 1.2) находились основной и вторичный пики. Положение основного определялось как глобальный максимум распределения, после чего распределение клонировалось, и из копии вырезался основной пик — все данные вокруг найденной вершины в эмпирически подобранном диапазоне. Затем для клонированного распределения процедура повторялась — аналогично вырезался вторичный пик. Оставшиеся данные считались фоном и в рамках решения задачи калибровки использовались для того, чтобы задать начальное значение параметра P_7 при фитировании распределения выражением (1.4).

Часть данных фитирования и данные о канале, конкретно — его номер, координата вершины основного пика и его ширина σ записывались в текстовый файл. Набор этих файлов — по одному для «отрезка стабильности» — и есть калибровка, используемая в дальнейшем при анализе.

На Рис. 3.1 можно видеть результат работы системы калибровки пропорциональной камеры — выравнивание сигналов после установления средних времен их прихода для каждого канала.

3.1.1 КАЛИБРОВКА СЕАНСА

Необходимость калибровки всего сеанса обусловлена следующим: во ходе сеанса могли меняться некоторые технические параметры камер, такие как давление газа внутри камеры, величина напряжения между катодом и анодом или температура окружающей среды. Эти параметры влияют на дрейф электронов ионизации, а значит, при их изменении необходимо обновление калибровки камер.

Таким образом, необходимо отобрать периоды стабильной работы — промежутки времени, в течение которых условия работы камер менялись незначительно. Для этого выбирались определенные параметры, значение которых зависит от внешних условий, затем составлялись их временные графики, которые анализировались.

Для пропорциональных камер в качестве такого параметра использова-

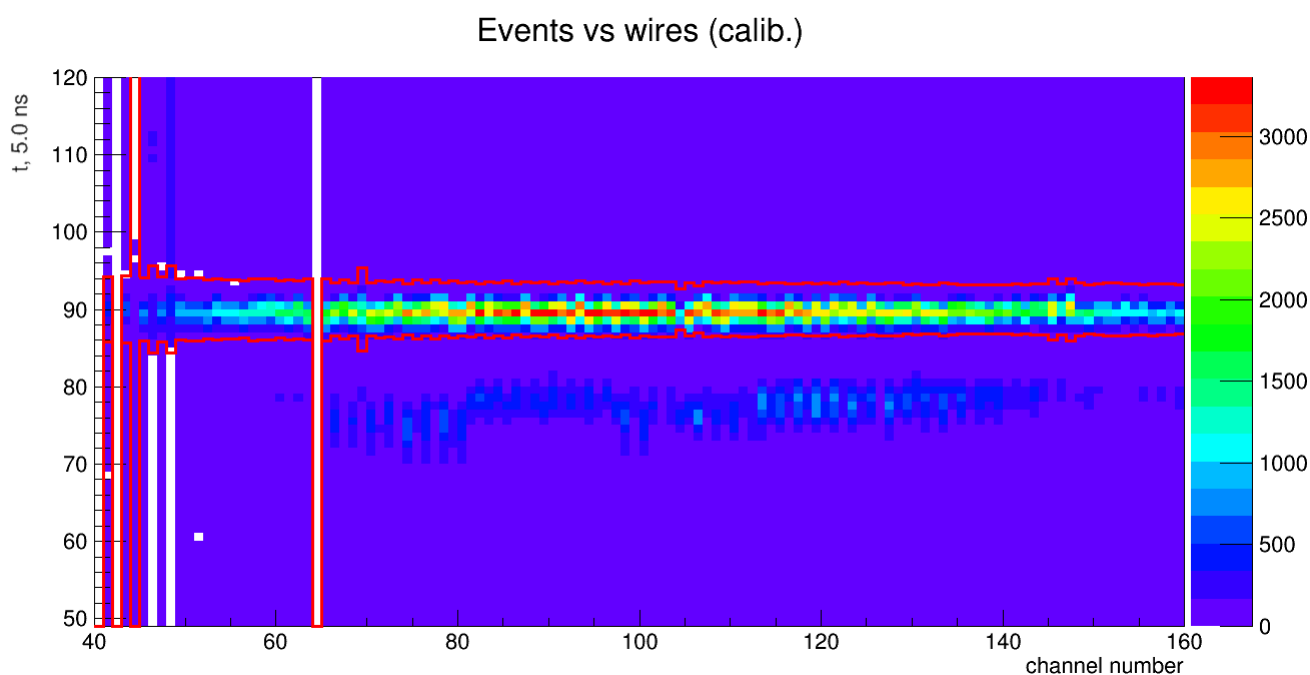
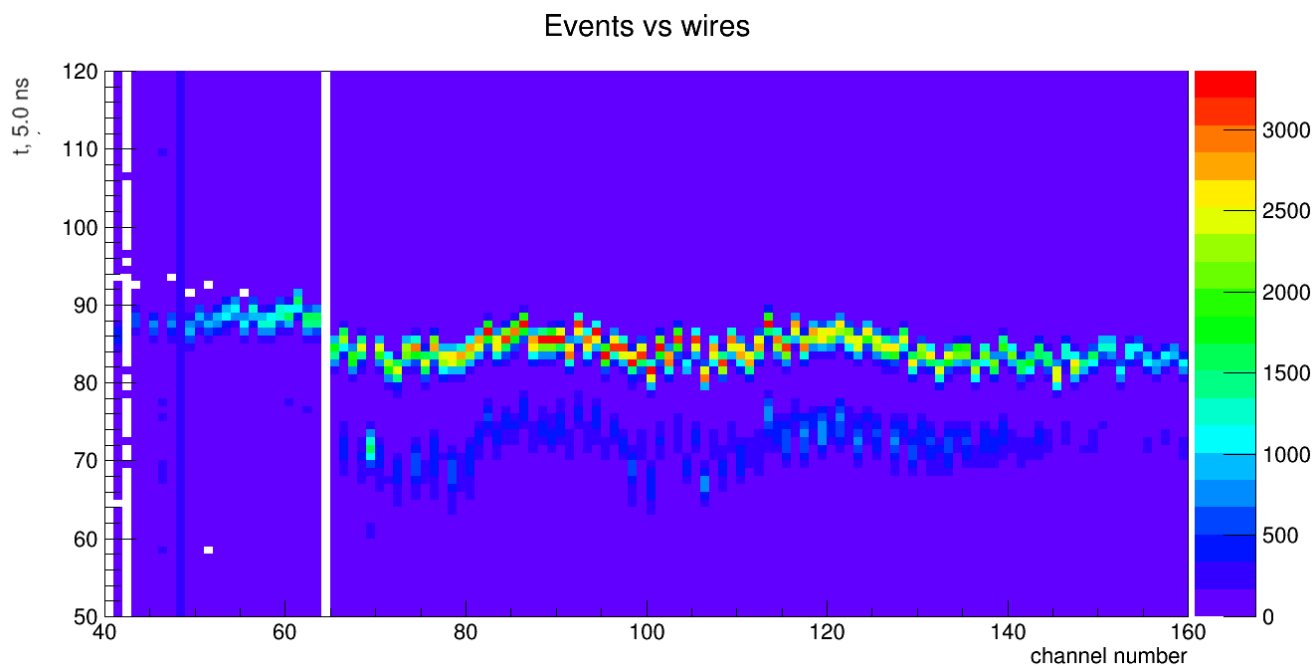


Рисунок 3.1 — Временное распределение сигналов для всех каналов пропорциональной камеры до (а) и после (б) калибровки. Красные линии указывают диапазон, из которого выделяется сигнал.

лось положение основного пика на временном графике сигнала. На Рис. 3.2 на верхнем рисунке показаны такие зависимости на примере двух каналов одной из пропорциональных камер. Нижний рисунок — все те же графики, но поверх них фиолетовыми линиями отмечены описанные выше периоды стабильной ра-

боты. В качестве временных отрезков выбраны промежутки времени, внутри которых положение пика менялось слабо.

Надо понимать, что в теории точность калибровки можно повысить, проведя ее для каждого рана отдельно, избавившись от необходимости выискивать некие условные промежутки. Однако против этого соображения говорит следующий аргумент: в этом случае придется проводить калибровку на довольно маленькой статистике, что ухудшит ее качество (описываемая калибровка сеанса проводилась на данных из пяти последовательных ранов).

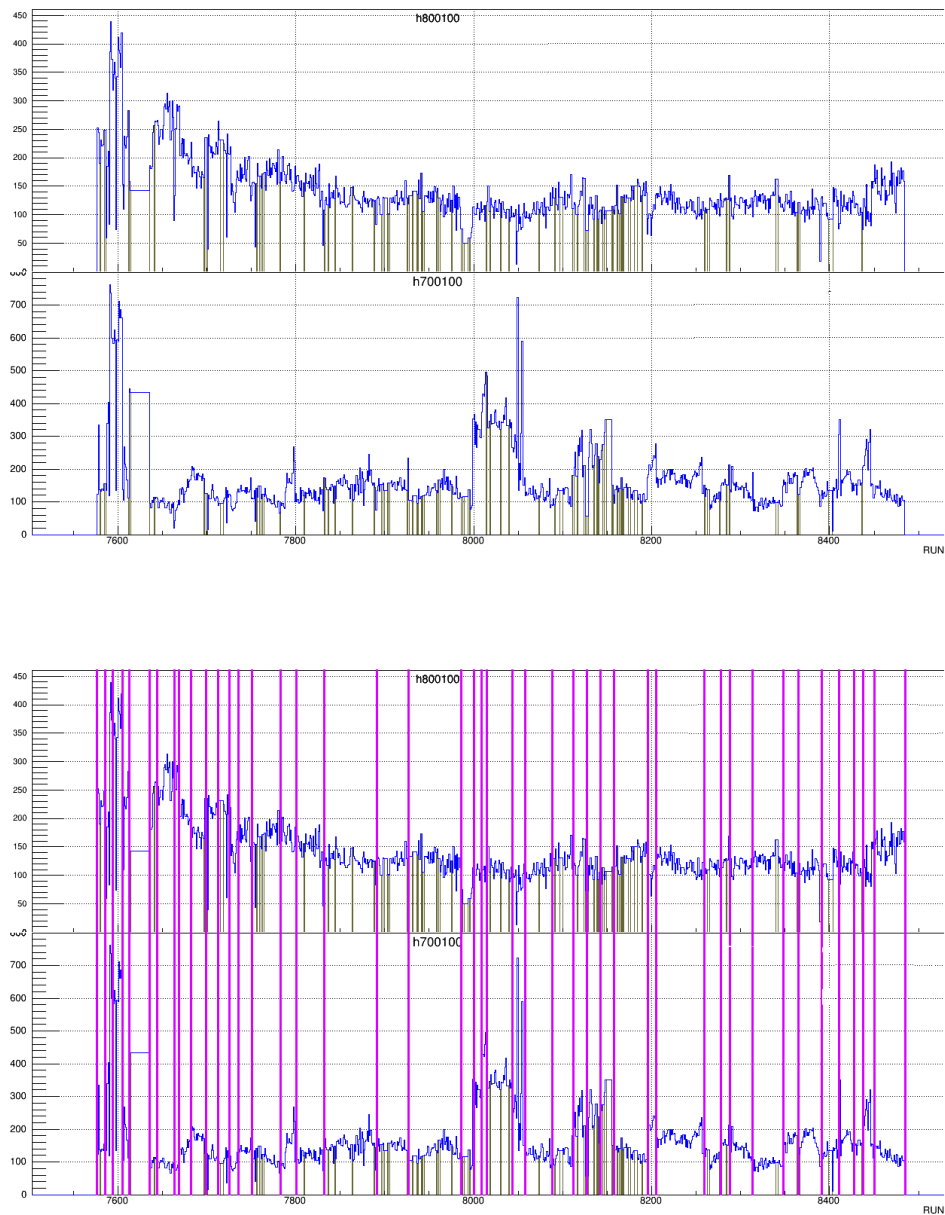


Рисунок 3.2 — Изменение во времени характеризующих параметров, по которым возможно выделить отрезки времени, на которых условия внешней среды менялись слабо. По горизонтальной оси отложен номер рама. Для пропорциональных камер в качестве таких параметров было принято положение основного пика на временной шкале, отложенное на оси ординат.

4 КАЛИБРОВКА ДРЕЙФОВЫХ КАМЕР

4.1 ПРОЦЕДУРА КАЛИБРОВКИ

В ходе работы выяснилось, что правильный подбор величины t_0 крайне важен для успеха калибровки. Это связано с искажением, проистекающим из самого принципа определения положения трека заряженной частицы.

Чтобы дрейфовая трубка зарегистрировала сигнал, необходимо, чтобы электрон из центра ионизации достиг анодной проволоочки. При этом мы ничего не знаем о начальной скорости электрона, поскольку ее величина и направление случайны. На удалении от анодной проволоочки это не играет заметной роли, но в случае, если трек частицы прошел вблизи проволоочки, траектория электрона с начальной скоростью может отличаться от прямой линии. В этом случае восстановленная дистанция дрейфа будет отличаться от истинного расстояния до трека (Рис. 4.1) [10]. Также следует помнить о следующем факторе: анодная проволоочка протяженна, и полное время прохождения сигнала зависит от того, в какую ее часть сигнал поступил. Кроме того, движение электрона в газовой среде довольно случайно в силу многократных соударений в газовой смеси. Все эти факторы отрицательно влияют на точность получаемых результатов.

К сожалению, минимизировать данную проблему путем внесения неких поправок в калибровку на данном этапе не представляется возможным в рамках упрощенного подхода (см. (1.5), (1.6)). Поэтому наиболее естественная возможность учесть подобное искажение — это использовать одновременно несколько детекторов, создать алгоритм реконструкции трека на основе данных от множества дрейфовых трубок. Его реализация описана в Главе 5.2.

В результате действия этих эффектов происходит искажение, которое приводит к увеличению среднего времени регистрации треков вблизи центра трубки, что и создает пик вместо однородного плато на Рис. 1.6 и 4.2. В совокупности с задержкой, создаваемой электроникой, которой требуется время на

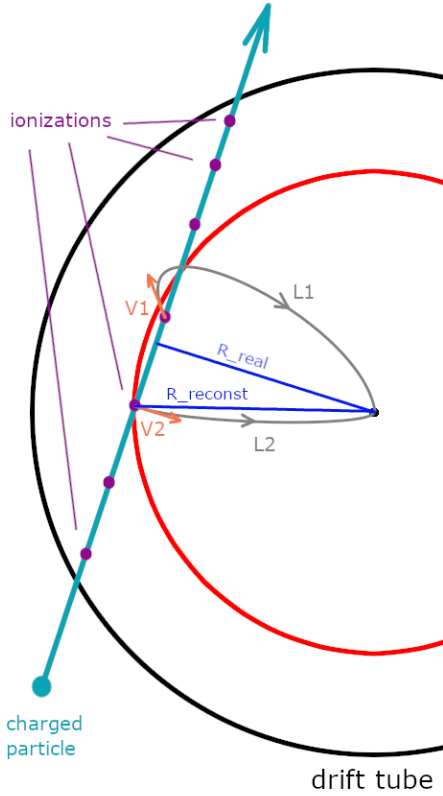


Рисунок 4.1 — Демонстрация того, как на основании полученного от ближайшего электрона сигнала электроника создает сигнал (пропорции искажены). Голубой стрелкой показано движение заряженной частицы. Двигаясь, она создает центры ионизации. Образованные электроны, вообще говоря, могут иметь случайную начальную скорость, что искажает их траектории при движении к центру. Можно видеть, что, хотя электрон 1 находится ближе к центру, его траектория $L_1 > L_2$, поэтому первым прибыл электрон номер 2. В результате ССД получила искаженную информацию о положении трека: $R_{reconst} > R_{real}$. Опирающийся на эту информацию алгоритм восстановления траектории показывает, что частица прошла по касательной к красной окружности, на которой лежит электрон 2.

регистрацию события, этот эффект может проявляться весьма сильно, что можно наблюдать на Рис. 4.3. Вследствие вышесказанного особую важность приобрел подбор правильного диапазона временного окна, т.е. максимально точное определение t_0 и t_{up} для каждой трубки.

На Рис. 4.2 показан пример фитирования с демонстрацией трех различных положений t_0 и t_{up} . Черные линии отображают наиболее «грубый» и хронологически первый вариант, основанный на определении t_0 через экстраполяцию фитирующей линейной функции (см. ранее). Красная линия показывает типичное положение t_0 (и соответствующую ему t_{up}) после того, как была введена поправка, учитывающая его систематическое смещение влево. Наконец, светло-зеленая линия — положение, относительно которого калибровка проводится в настоящий момент, оно используется после того, как были учтено искажение, описанное выше.

Наглядную иллюстрацию важности точного определения t_0 и t_{up} можно видеть на Рис. 4.4, где представлено распределение инвариантной массы трех заряженных пионов в каонном распаде



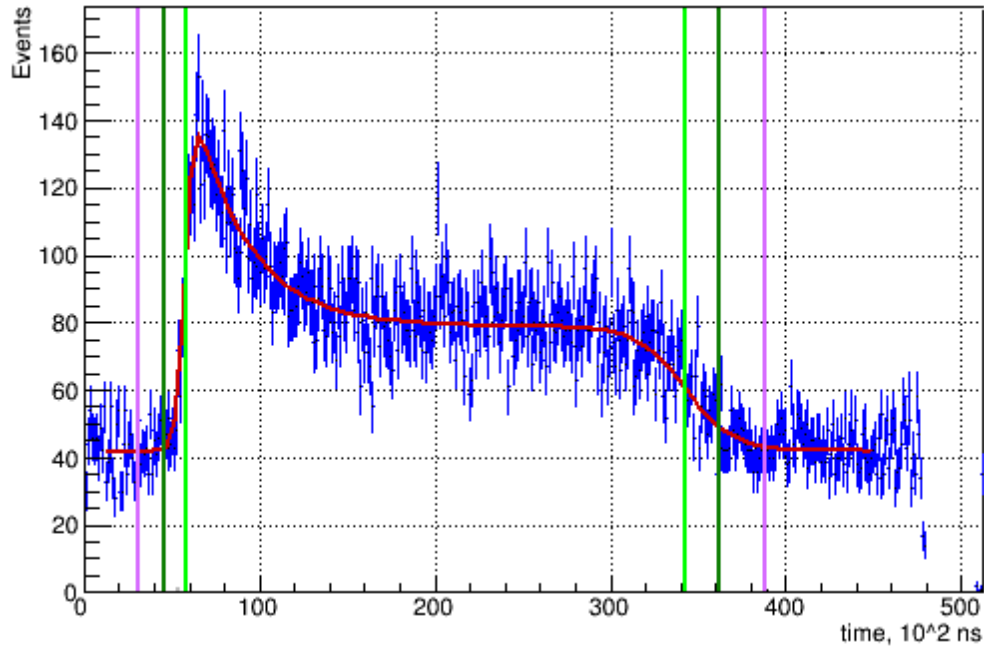


Рисунок 4.2 — Пример сигнала, отфитированного формулой 1.7. Вертикальные линии показывают рассчитанные положения t_0 и t_{up} . Фиолетовая линия — это наиболее грубая оценка, взятая «с запасом». Темно-зеленая — уточнено положение t_0 на основании данных об уровне фонового шума. Светло-зеленая линия — учтены технические особенности, приводящие к сглаживанию истинной картины.

Черная линия показывает начальный этап работы, когда в результате излишне грубого подбора временного окна некоторые каналы оказывались некорректно отфитированы. Проблему неточной аппроксимации удалось решить в процессе оптимизации, что привело к увеличению статистики и значительному уменьшению разброса событий (красная линия). Зеленая линия демонстрирует конечный вариант калибровки, когда границы были точно подобраны. Для этого пришлось отступить от изначальной идеи целиком индивидуальной калибровки каждой трубки. Некоторые каналы в силу технических причин давали слишком искаженную информацию. В этом случае приходилось подставлять для них калибровочные коэффициенты из соседних каналов, исходя из допущения, что временное распределение событий в соседних каналах отличается слабо.

В ходе работы были получены подгонки, определяющие форму временного распределения сигналов для дрейфовых трубок (Рис. 4.5а и 4.5в), на основе которых были построены зависимости расстояния между треком и проволочками от времени дрейфа электронов в трубке $r(t)$ (Рис. 4.5б и 4.5г). Однако в

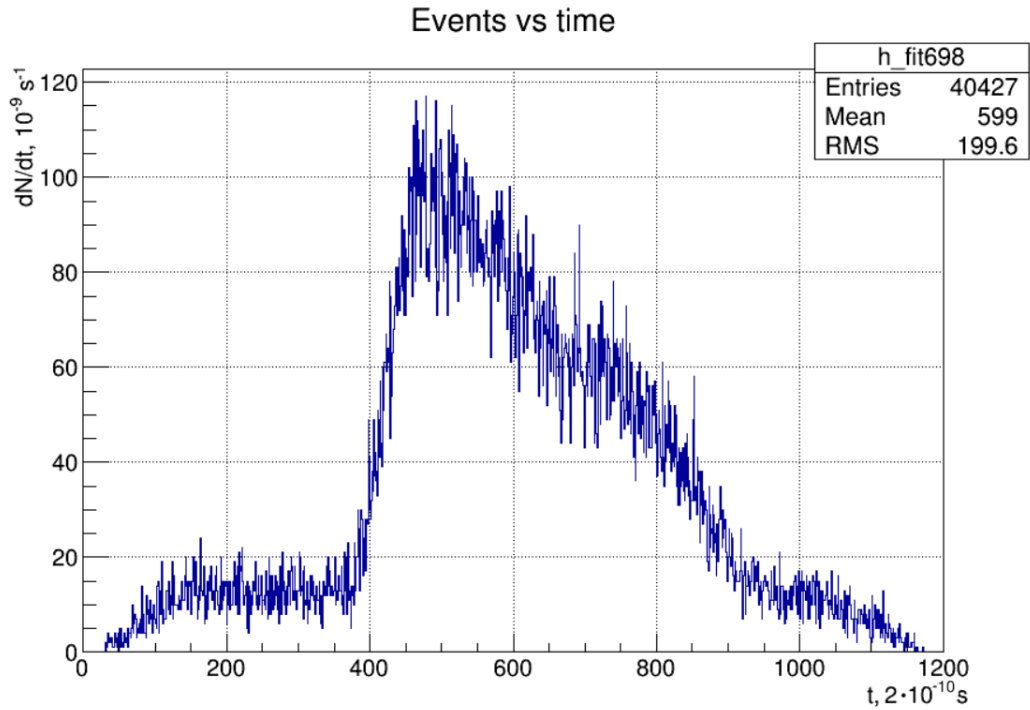


Рисунок 4.3 — Временное распределение сигнала дрейфовой трубки. Рисунок наглядно демонстрирует искажение времени регистрации событий около анодной проволоки (ср. с распределением для трубки в 3 раза меньшего диаметра на Рис. 4.2).

конечном варианте от индивидуальной зависимости $r(t)$ и $t_{up} - t_0$ для каждого канала было решено отказаться, оставив индивидуально подобранный t_0 и единую калибровочную зависимость внутри одного слоя трубок: это позволило немного улучшить количество восстанавливаемых событий на несколько процентов. График зависимости более крутой для малых времен, соответствующих частицам, пролетающим вблизи проволочки, и более пологий для частиц, пролетающих на удалении. Из этого графика видно, что малые расстояния до проволочки соответствуют большей скорости электронов, что не противоречит ожиданиям [10].

4.2 РЕКОНСТРУКЦИЯ ТРЕКА В ТРЕХСЛОЙНОЙ КАМЕРЕ

Как упоминалось в Главе 2, дрейфовые камеры обладают неустранимым недостатком в виде искажения истинной дистанции от анодной проволоки до трека. Чем ближе к центру трубки проходит трек, тем выше становится относи-

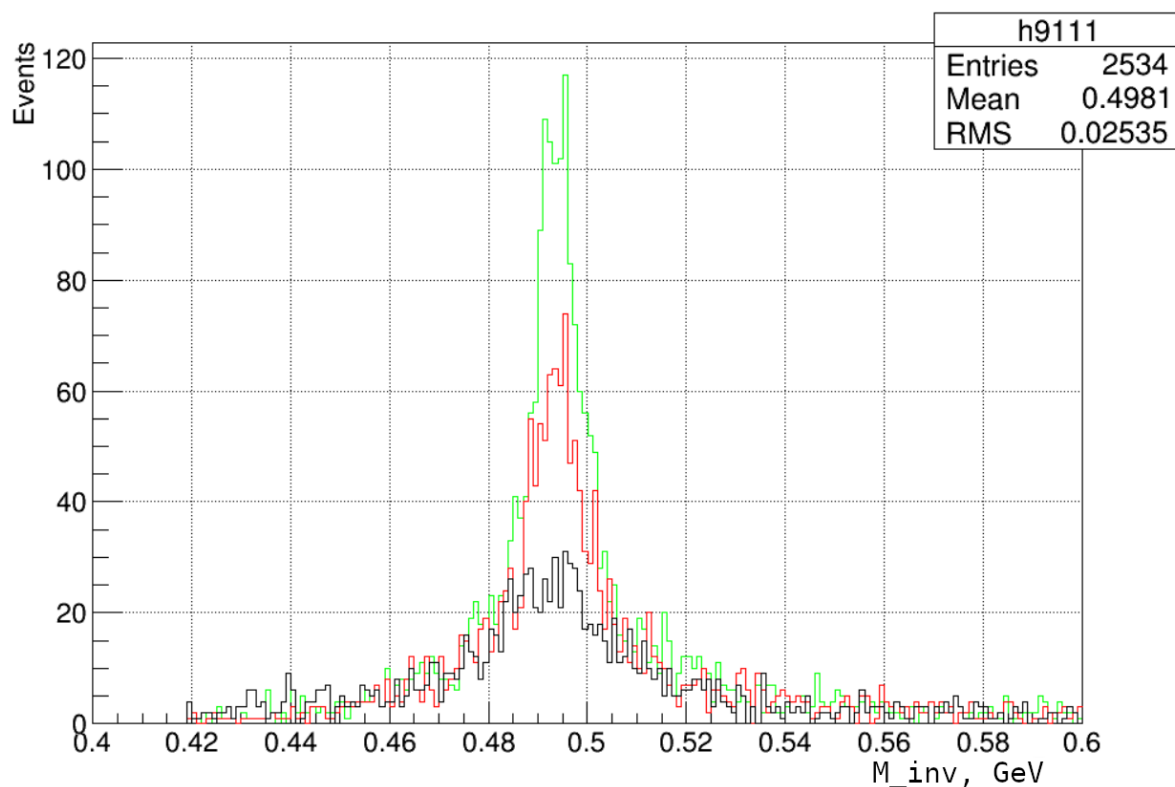


Рисунок 4.4 — Распределения инвариантной массы в трехпионном распаде, см. (4), полученное при помощи откалиброванных трубок. Черная линия показывает начальный этап работы, когда в результате излишне грубого подбора временного окна некоторые каналы оказывались некорректно отфитированы. Проблему неточной аппроксимации удалось решить, что привело к увеличению статистики и значительному уменьшению разброса событий (красная линия). Зеленая линия демонстрирует конечный вариант калибровки, когда границы были точно подобраны, при этом для каналов с высоким уровнем шума использовались данные калибровки от соседних каналов.

тельное искажение времени прибытия, а, следовательно, явление приобретает большую значимость. На Рис. 4.6а можно видеть иллюстрацию этого эффекта, показанную при помощи упрощенной компьютерной модели, описанной ниже в этой главе. Рис. 4.6б позволяет нагляднее оценить явление. Следует отметить, что аналогичная картина для реальных данных выглядела бы несколько иначе, так как точность получаемых данных ограничена естественным размытием из-за стохастической природы движения электрона в газовой среде, также вносит свой вклад размытие формы временного распределения сигналов вследствие их разброса вдоль анодной проволоочки.

В связи с этим, очередным этапом работы должно стать создание алгоритма, позволяющего реконструировать треки заряженных частиц, основываясь на данных, полученных от дрейфовых трубок.

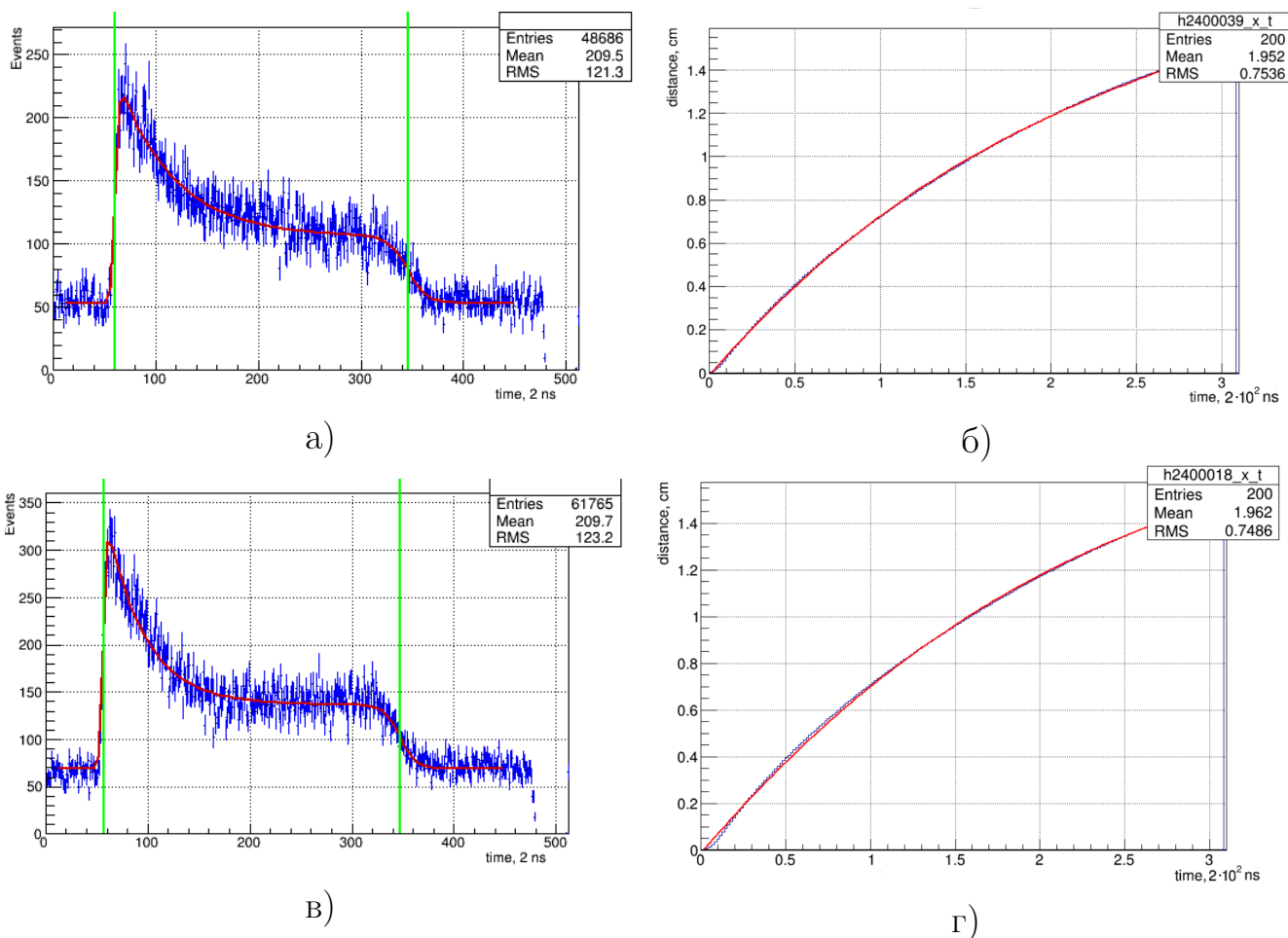


Рисунок 4.5 — Левые рисунки показывают примеры распределений dN/dt для различных камер. Вертикальные линии показывают рассчитанное положение t_0 и t_{up} . На правых изображены соответствующие им распределения $r(t)$, а также соответствующие им фитирующие зависимости. Красная линия показывает результат индивидуальной калибровки.

На установке ОКА используются двух- и трехслойные (по одной координате) дрейфовые детекторы, поэтому в рамках данной работы принята попытка создать алгоритм восстановления треков пролетающих частиц, используя данные от трех последовательных слоев дрейфовых трубок. Проходя через три трубки, частица генерирует в каждой из них сигнал. Используя полученную в Главе 2.2 в результате калибровки зависимость $r(t)$, можно очертить три окружности, на которых лежат точки ионизации, созданные частицей (см. пример на Рис. 4.7).

Таким образом, мы опробуем упрощенный вариант методики, которая успешно используется, например, в эксперименте ATLAS [27]. В отличие от этого эксперимента, использующего данные от восьми слоев пакета из двух жестко закрепленных камер, было решено ограничиться тремя слоями с целью

избежать необходимости задания точной взаимной геометрической привязки камер на данном этапе. Поскольку в рамках эксперимента ОКА он не применялся, его создание представляется перспективным для повышения качества обработки данных, в плане уменьшения возможной систематической погрешности, накладываемой упомянутым в начале параграфа фактором.

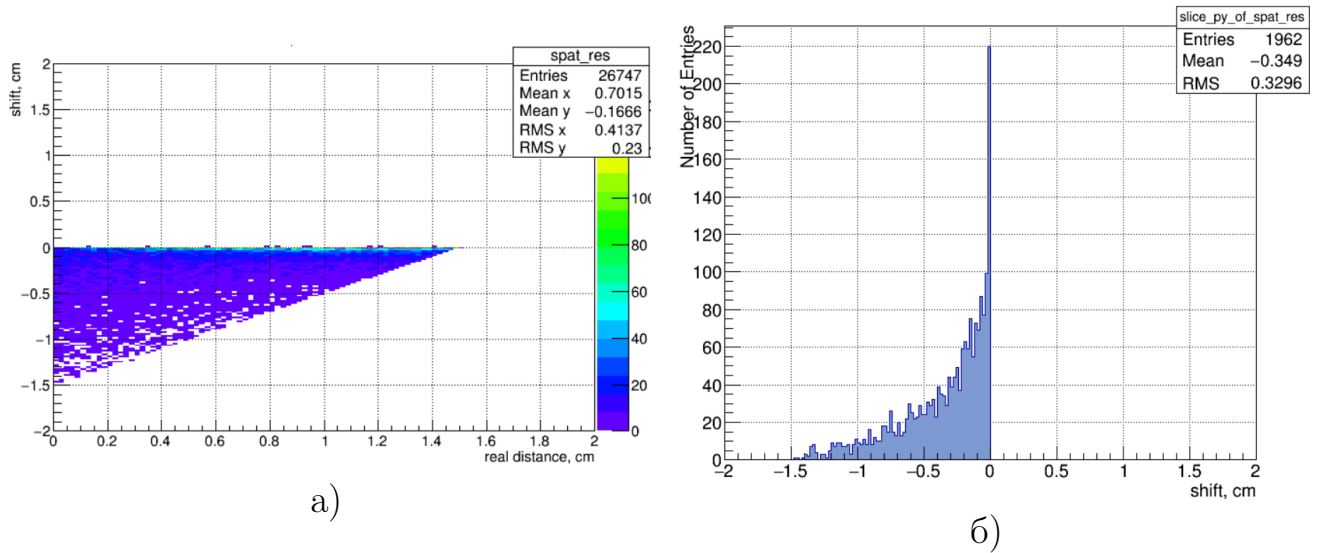


Рисунок 4.6 — а) Данные, полученные при помощи компьютерной симуляции, описанной в Главе 3: сдвиг восстановленного положения трека в трубке относительно реального. б) Вертикальный срез распределения слева в диапазоне $[0,02 ; 0,12]$.

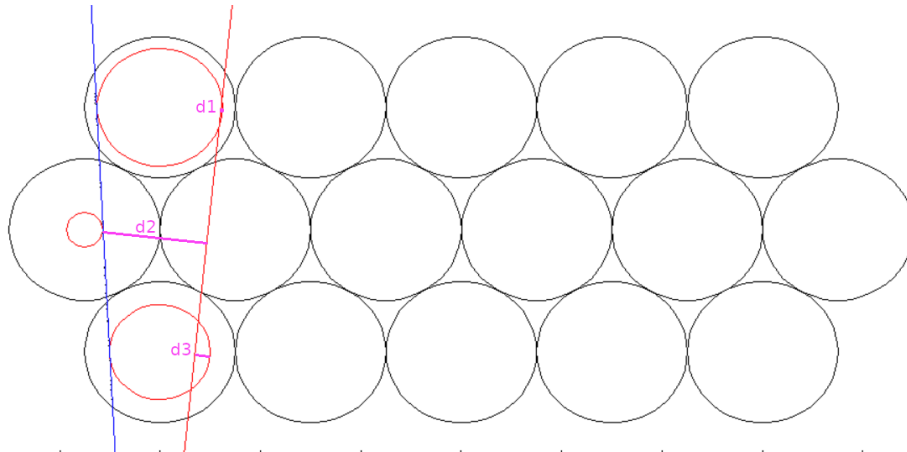


Рисунок 4.7 — Пролетая через несколько слоев дрейфовых трубок, частица (синяя линия) создает центры ионизации, которые позволяют очертить окружности, соответствующие дистанции, с которых прибыли дрейфовые электроны. Алгоритм пытается восстановить трек (красная линия), подбирая линию с минимальной невязкой (сиреневые d_i).

Основываясь на этих трех окружностях, алгоритм восстанавливает исходный трек, характеризуемый стандартным уравнением прямой на плоскости

$$ax + by + c = 0. \quad (4.2)$$

Параметры a, b, c можно найти, подбирая трек с наименьшим χ^2 относительно измеренных величин:

$$r_i = f_i(t) = a_{3i}t^3 + a_{2i}t^2 + a_{1i}t + a_{0i} \quad (4.3)$$

— существующая калибровочная формула, $i = \overline{1, 3}$ соответствует трем сигналам, пришедшим от трех дрейфовых трубок в соседних слоях;

$$\chi^2 = \sum_i \left[\frac{|ax_i + by_i + c|}{\sqrt{a^2 + b^2}} - r_i \right]^2 = \sum_i d_i^2, \quad (4.4)$$

где (x_i, y_i) — центр рассматриваемой трубки в поперечном разрезе, а r_i — расстояние между анодной проволочкой и точкой ионизации (красные окружности на Рис. 4.7) [28]. В идеале χ^2 должен быть близок к нулю. Имея число, характеризующее трек, можно, перебирая разные прямые при помощи метода градиентного спуска, подобрать искомую.

Для обкатки алгоритма была создана простая модель, позволяющая генерировать необходимые данные и визуализировать их средствами программного пакета ROOT [26]. Модель имитирует три слоя дрейфовых трубок и заряженные частицы, проходящие через них. На случайной прямой, имитирующей пролет вторичной частицы из вероятной точки распада сквозь дрейфовую камеру, генерируются центры ионизации в количестве, зависящем от частоты рассеяний частицы на атомах газа внутри трубок. Основываясь на полученной в Главе 2 зависимости $r(t)$, рассчитывается ожидаемое время дрейфа электрона. Тот электрон, у которого время дрейфа оказалось минимальным, создает сигнал от трубки. При помощи программного пакета ROOT моделируемый процесс можно визуализировать, пример такой визуализации можно видеть на Рис. 4.7. Трек заряженной частицы показан синей линией, а невязки d_i , при помощи которых определяется χ^2 , отмечены фиолетовым. Этим точкам касаются красные окружности — фактически, эти окружности, в некоторой точке которых лежит искомая зеленая точка, и являются тем, что «видит» программа реконструкции в реальном эксперименте.

В ходе работы был создан прототип алгоритма, описанного выше. Обра-

батывая очередное событие, он работает с функцией потерь¹, которая ставит в соответствие некоторому треку в пространстве соответствующий параметр, χ^2 . При помощи функционала, предоставляемого пакетом MINUIT [29], алгоритм методом градиентного спуска [30] подбирает такой предполагаемый трек частицы, что его невязка минимальна.

Рис. 4.8 показывает примеры того, как работает алгоритм. Восстановленные треки изображены красными линиями. Если в левом столбце (а, в, д) алгоритм отработал более или менее хорошо, то в правом можно видеть наглядную иллюстрацию основной проблемы метода градиентного спуска — неумение работать с локальными минимумами, если такие имеются у функции потерь.

Суть метода заключается в том, что на каждой итерации он незначительно меняет параметры функции так, чтобы результат смещался в направлении, которое задается вектором градиента функции потерь. Так постепенно находится минимум этой функции. Однако, если в ходе движения алгоритм наткнется на локальный минимум, он может остаться около него.

Именно этот эффект можно видеть на Рис. 4.8б, г, е. Причем, если на первых двух картинках результат совсем далек от реальности, то на рисунке 4.8е алгоритм сумел корректно определить точку, через которую должен проходить трек (пересечение линий в точке касания средней окружности), но провел итоговую линию под неверным углом.

Алгоритм был усовершенствован, и в финальной версии используется метод стохастического градиентного спуска [30]. Кроме того, величина шага при итерации динамически изменяется, уменьшается с ростом числа итераций. Это помогло увеличить эффективность работы алгоритма, доведя долю корректно восстанавливаемых треков до 98%.

Использование данного алгоритма позволило отчасти решить проблему наличия искажения истинной дистанции от трека до анодной проволочки. Теперь можно, анализируя данные, восстанавливать треки при помощи данного алгоритма, после чего вносить поправки на значение r для времени t данного события. Сведя получаемые пары $r - t$ на график, также можно получить зависимости $r(t)$ для отдельно взятой камеры. Пример такой зависимости приведен на Рис. 4.9.

¹Функция потерь — понятие из машинного обучения, функция, которая численно выражает «ценность» некоторого события. В рамках этой работы под функцией потерь понимается зависимость, которая возвращает трем окружностям и некоторому треку его χ^2 относительно этих окружностей.

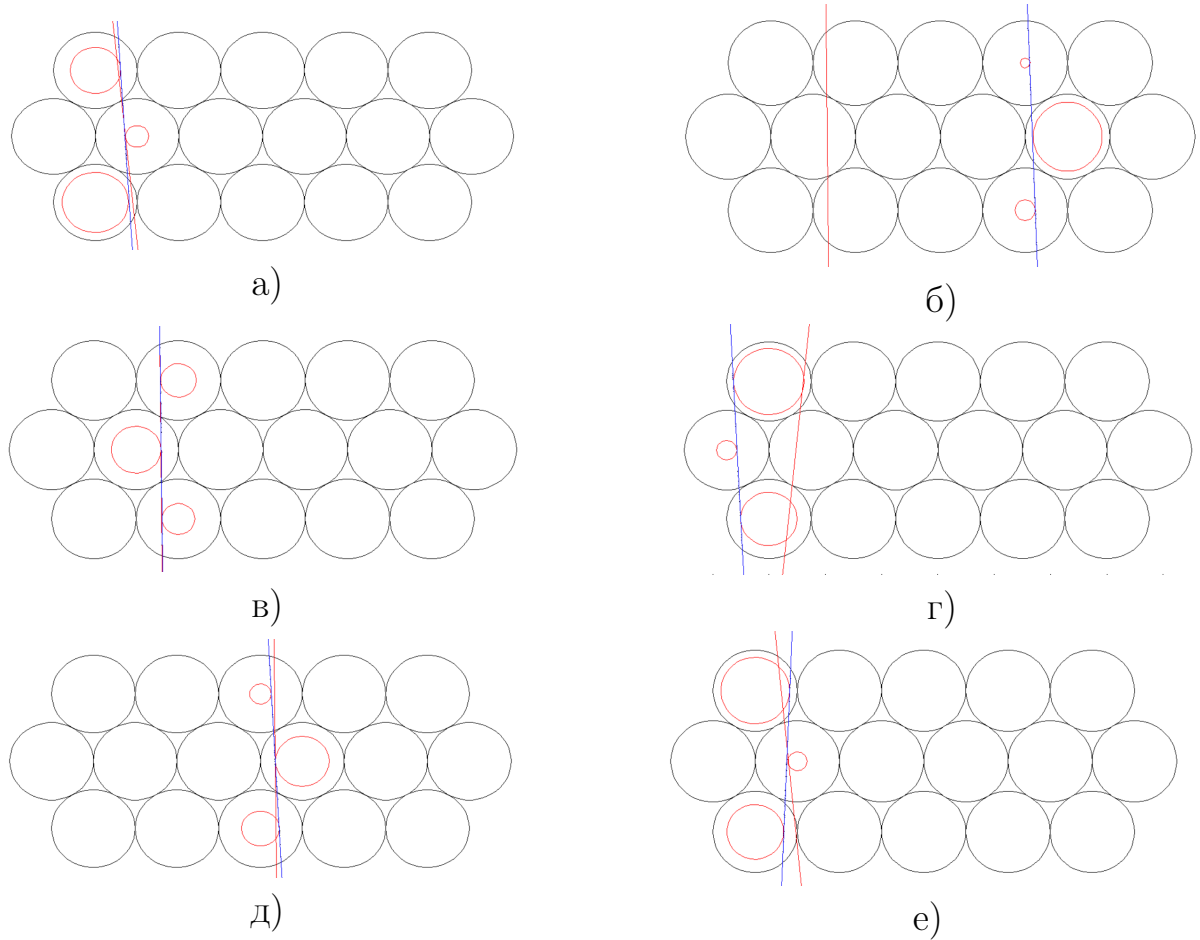


Рисунок 4.8 — Результат обработки алгоритмом сгенерированных данных. На рисунках в левой половине показаны примеры успешной реконструкции — красная линия, обозначающая восстановленную алгоритмом траекторию пролета частицы, близка к истинной (синей). В правой половине наглядно видна существующая проблема метода градиентного спуска — периодически алгоритм «застревает» в локальном минимуме функции потерь.

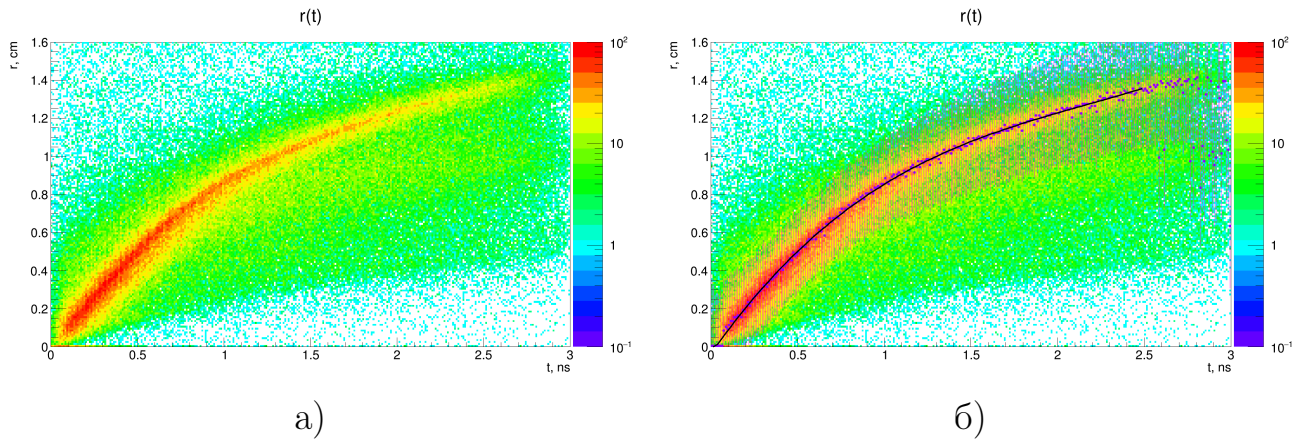


Рисунок 4.9 — Распределение событий на координатной плоскости (расстояние до анода — время сигнала) для одной из дрейфовых камер. Отчетливо видна область максимальной концентрации точек, образующая аналитическую форму зависимости $r(t)$. На правом рисунке показано фитирование, определяющее аналитическую форму зависимости.

Подводя итог, можно заключить, что полученное разрешение по инвариантной массе $\pi^+\pi^-\pi^+$, полученное данным методом в данной конфигурации оказывается хуже ожидаемого, что видно на Рис. 4.10, где приведен пример восстановленного пика инвариантной массы в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ для обоих методов. Очевидно, это связано с небольшим размером базы, представленной тремя соседними слоями трубок в сравнении с тем, что представлено в [27]. Вероятно, можно улучшить разрешение, используя сигналы от нескольких камер, разнесенных друг от друга на большое расстояние, как это делается в некоторых других исследованиях, например, [31], после чего качество калибровки значительно улучшится.

Для калибровки сеанса (см. следующий параграф) был отобран метод, рассмотренный в Главе 4.1. Несмотря на принципиальную возможность восстанавливать треки (чего не может делать предыдущий метод), для калибровки рассмотренный алгоритм подходит не лучшим образом из-за отсутствия на данном этапе точной взаимной привязки двух пакетов дрейфовых трубок. Он может работать только с теми событиями, которые породили сигнал в трех последовательных слоях трубок. Усреднение аналитической формулы на три слоя трубок приводит к уменьшению разрешающей способности детекторов, а повышенные требования к отбору событий за счет небольшой неэффективности каждого из слоев — к падению числа восстановленных событий.

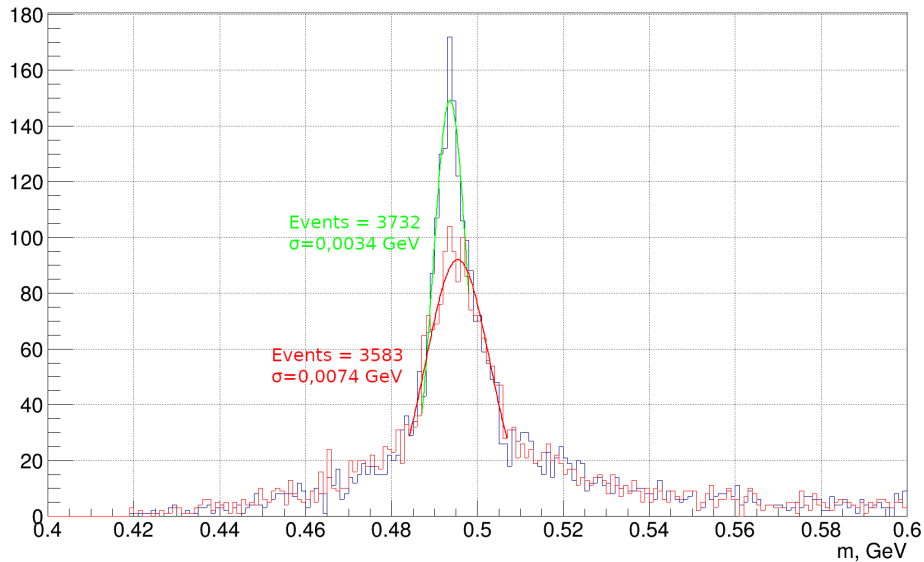


Рисунок 4.10 — Инвариантная масса распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$. Красная линия — калибровка при помощи «трехслойного» метода, синяя с зеленым фитом — другой метод.

4.3 КАЛИБРОВКА СЕАНСА

Для проведения полной калибровки сеанса работы установки был выбран метод, описанный в Главе 4.1. Причина, по которой требуется проведение полной калибровки сеанса, аналогична той, что была представлена в Главе 4.2: изменение технических параметров камер и окружающей среды способны оказать заметное влияние на работу детектора.

Наглядный пример этого влияния можно увидеть на Рис. 4.11, где приведено сравнение одного и того же распределения — инвариантной массы распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$. При этом синяя линия отображает данные, реконструированные при помощи калибровки, специально подобранной под них, а сиреневая — при помощи калибровки, сделанной за некоторое время до их записи.

Таким образом, необходимо отобрать периоды стабильной работы — промежутки времени, в течение которых условия работы камер менялись незначительно. Для этого выбирались определенные параметры, значение которых зависит от внешних условий, затем составлялись их временные графики, которые анализировались.

Надо понимать, что в теории точность калибровки можно повысить, проводя ее для каждого рана отдельно, избавившись от необходимости выискивать некие условные промежутки. Однако против этого соображения говорит следу-

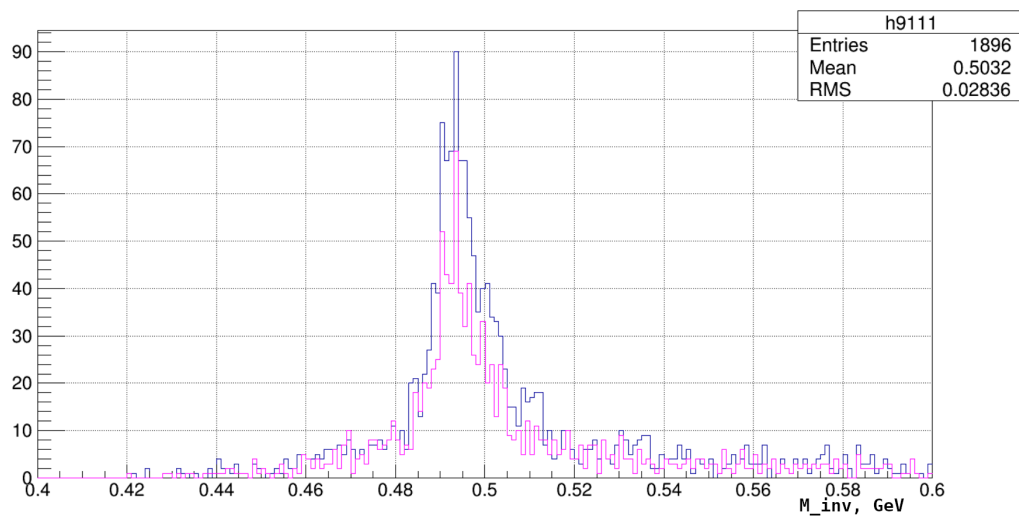


Рисунок 4.11 — Инвариантная масса трех пионов в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$. Синяя линия — результат правильной калибровки, сиреневая — попытка использовать калибровку, сделанную на основе данных, полученных примерно за неделю до этого. Форма графиков демонстрирует постепенную деградацию системы реконструкции при отсутствии периодического обновления калибровки. Вывод: необходимо на протяжении всего сеанса выделять временные промежутки, в которых технические параметры системы существенно не менялись и калибровать каждый такой отдельно.

ющий аргумент: в этом случае придется проводить калибровку на довольно маленькой статистике, что ухудшит ее качество (описываемая калибровка сеанса проводилась на данных из пяти последовательных ранов).

В силу более сложной (в отличие от пропорциональных камер) формы сигнала дрейфовых трубок в сравнении с пропорциональными камерами (ср. Рис. 1.2 и 4.2) вариантов подбора характеризующего параметра становится больше. В итоге эмпирическим путем было принято решение рассматривать изменения во времени пика инвариантной массы трех пионов в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$. На Рис. 4.12 представлены два графика: сверху — положение вершины пика на оси абсцисс, снизу — его ширина (σ , стандартное отклонение при его фитировании формулой нормального распределения). На рисунке можно видеть зеленоватую линию, «прыгающую» от нуля до среднего значения линии тренда. Это связано с тем, что в некоторых ранах была набрана статистика, недостаточная для того, чтобы уверенно строить данный пик. Подобная нестабильность графика затрудняла выделение стабильных отрезков как автоматически, так и вручную, поэтому принцип построения графика был немного изменен. Был добавлен отбор по числу вхождений, отсекающий раны, в которых недостаточно данных для уверенного формирования пика инвариантной массы 3π . Были отброшены графики пиков, содержащие менее 500 событий, а информация о значении параметра для этих ранов копировалась с ближайшего рана, прошедшего отбор. Таким образом была получена зависимость, представленная синей линией. В дальнейшем она использовалась при выделении временных отрезков.

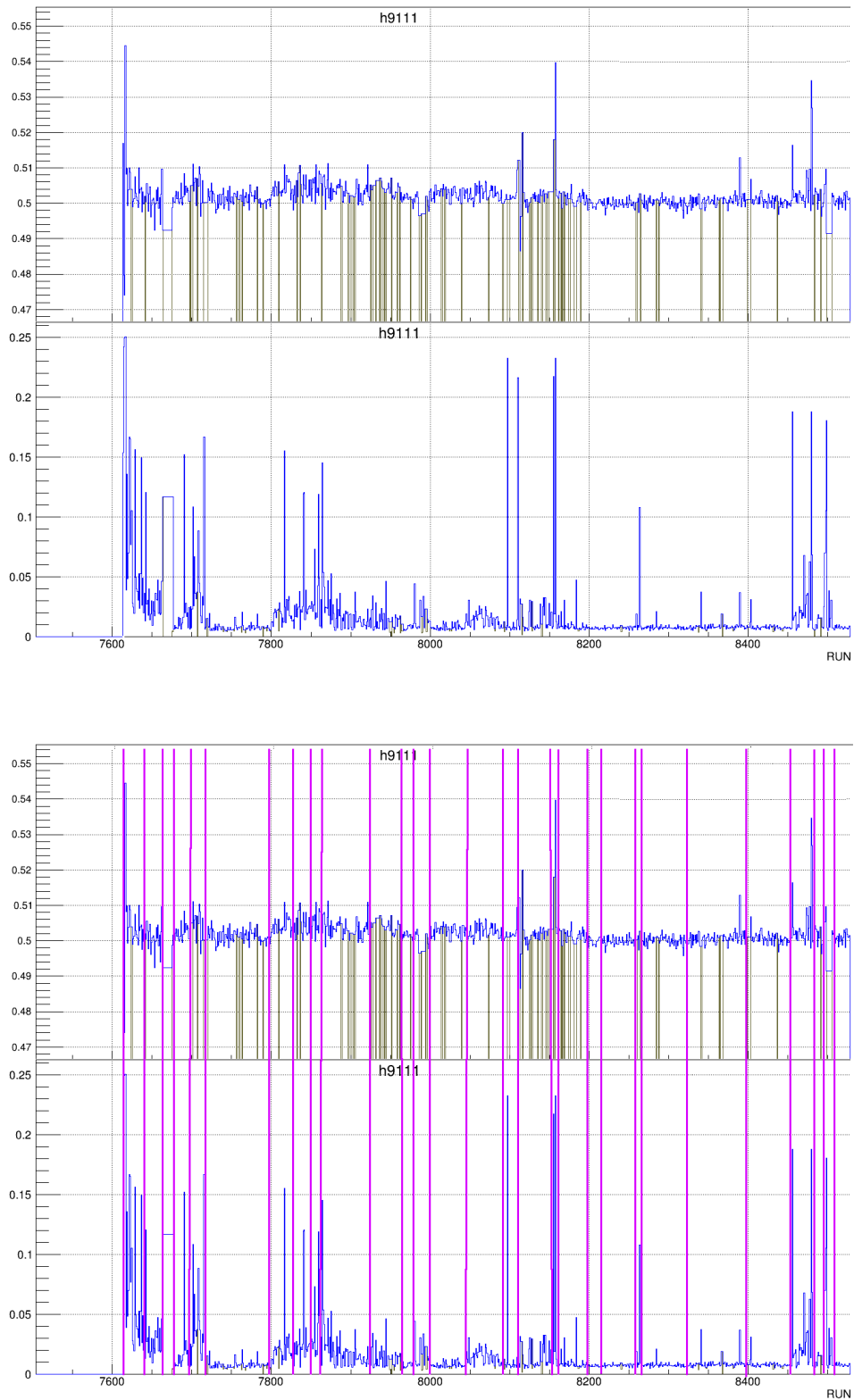


Рисунок 4.12 — Графики демонстрируют изменение во времени характеризующих параметров, по которым можно выделить интересующие нас отрезки времени, а также сами отрезки (нижняя картинка). Верхний показывает значение инвариантной массы в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$, нижний, соответственно, ширину массового пика.

5 АНАЛИЗ РЕКОНСТРУИРОВАННЫХ ДАННЫХ

Каоны — это мезоны, в состав которых входит s -антикварк и u либо (для нейтральных каонов) d -кварк. Каоны являются короткоживущими частицами со средним временем жизни $\tau = 1,2 \cdot 10^{-8}$ с и распадаются по ряду каналов, представленных в Таб. 1.1. В ходе работы, описанной в Главах 4 и 5 были созданы программы, позволившие выполнить калибровку сеанса 2018 года. В этой главе описывается заключительный этап, который позволит выполнить проверку качества проделанной работы путем применения сделанной калибровки для обработки экспериментальных данных сеанса 2018 года. Здесь приводится результат обработки данных процессов $K \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ и $K \rightarrow \mu \nu$, для последнего также проведен сравнительный анализ с данными математического моделирования в целях изучения фонов для поиска гипотетического тяжелого нейтрино [6].

На первом этапе обработки реконструированных данных выполненные ранее измерения (см. Главу 3.1) положения трековых детекторов были сведены в таблицу с геометрией установки, на основе которой работает подпрограмма реконструкции треков заряженных частиц в магнитном поле с учетом полученных в Главах 3 и 4 наборов калибровочных коэффициентов.

Следует заметить, что основные измерения, проведенные в данной работе, касались продольного положения трековых детекторов, поперечные координаты и углы проверялись лишь для нескольких широкоапертурных дрейфовых камер (в частности, для камеры «С» на Рис. 2.3). Параметры геометрии, отвечающие возможным наклонам камер, подстраивались эмпирически на основе известных координат и наклонов нескольких жестко закрепленных реперных/опорных камер, положения которых были измерены в процессе данной работы или известны из предыдущих сеансов работы установки.

В качестве проверки качества используемой геометрии использовались

несколько контрольных распределений, включающих распределение по недостающей массе π^0 в $K \rightarrow \pi^+\pi^0$; распределение по расстоянию d между треком каона и треком вторичной частицы в распадах с одним заряженным треком ($K_{\mu 2}$, $K_{2\pi}$); зависимость недостающей массы нейтрино от импульса мюона в распаде $K_{\mu 2}$, распределения по координатам вершины распада. В качестве дополнительной возможности для контроля использовался также распад $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, в котором проверялось распределение по инвариантной массе трех заряженных пионов и распределение по суммарному импульсу трех заряженных пионов (который должен равняться импульсу пучка с точностью на потери $-dE/dx$ на длине установки), показанных на Рис. 5.2.

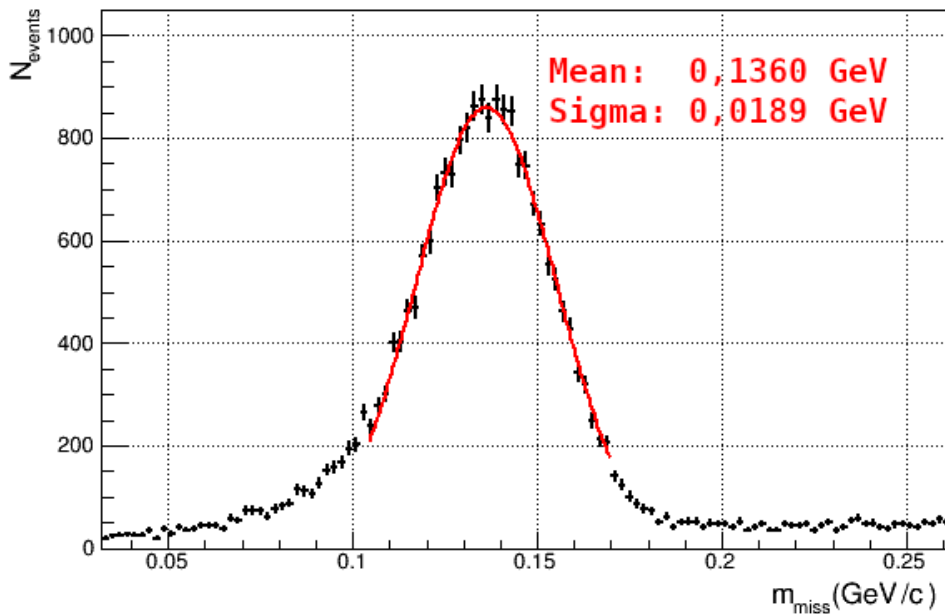


Рисунок 5.1 — Распределение восстановленной недостающей массы π^0 с итоговым вариантом калибровки в процессе $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$. При отборе использовались стандартные условия для распада с одним заряженным треком: критерии 1–4 из параграфа 5.2.1, а также требования двух гамма-квантов, зарегистрированных детектором ГАМС.

С учетом этих распределений выполнялись небольшие вариации положения (и углов) трековых детекторов в пределах возможных ошибок измерений, вносились небольшие корректировки в таблицу геометрии установки и заново выполнялась полная реконструкция небольшой выборки сеанса с последующим построением контрольных распределений. Выбирались коррекции, ведущие к наилучшим положениям масс частиц, наименьшему расстоянию между

треками пучковой и частицы — продукта распада, а также с наибольшей статистикой реконструированных данных. При выполнении анализа была также проведена небольшая коррекция величины магнитного поля на $\sim 1\%$, что напрямую транслируется в величину восстановленного импульса заряженной частицы. В дальнейшей реконструкции и анализе были использованы полученные здесь предварительные результаты такой «геометрической калибровки», которые приведены на Рис. 5.1 и 5.2.

5.1 РЕКОНСТРУКЦИЯ $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$

В ходе работы над алгоритмом калибровки для контроля эффективности его работы требовался некий критерий, напрямую зависящий от качества калибровки детекторов. Для этой цели был избран процесс трехпионного распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. Форма восстановленного пика суммарной инвариантной массы трех пионов, его положение, ширина и количество реконструированных распадов (отнормированное, чаще всего, на 10^5 событий) — исходя из этих параметров делались выводы о работоспособности алгоритма. На Рис. 5.2 в качестве примера показано сравнение таких пиков на разных этапах работы. В обоих случаях алгоритм строит пик, имея в распоряжении $2 \cdot 10^6$ событий. Красная линия отображает сравнительно грубую калибровку, синяя — конечный вариант. Улучшение алгоритма позволило увеличить количество отбираемых событий на $\sim 20\%$, а ширину пика σ — уменьшить на $\sim 16\%$.

5.2 АНАЛИЗ $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ ($K^+ \rightarrow \mu^+\nu_H$)

Процесс $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ не относится к так называемым редким каонным распадам [32] и в настоящее время является достаточно хорошо изученным процессом [6] [33]. Можно с уверенностью сказать, что проведение данного анализа будет скорее повторением уже проведенных работ и само по себе не будет иметь значительной ценности для фундаментальной физики. Однако целью анализа в рамках данной дипломной работы является не столько попытка превзойти и улучшить существующие результаты, сколько проверка описанной в предыдущих главах калибровки детекторов методом сравнения получаемых результатов с опубликованными ранее. С этой точки зрения высокая степень

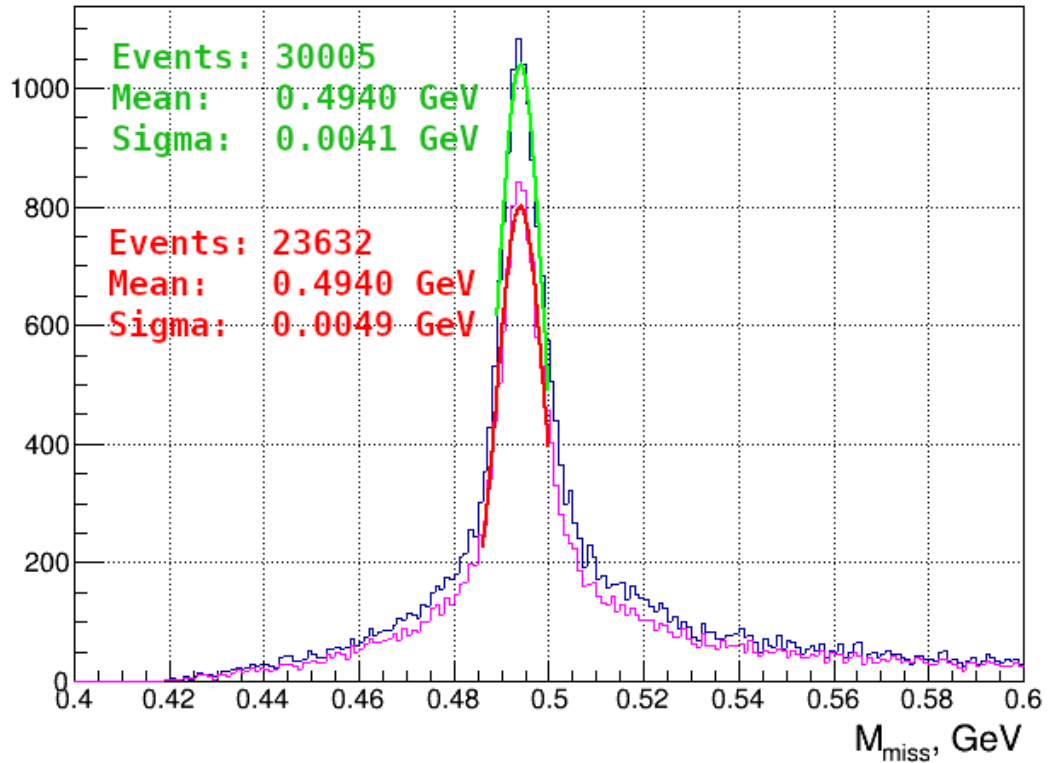


Рисунок 5.2 — Распределение восстановленной суммарной инвариантной массы продуктов в процессе $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ на начальном этапе калибровки (красный фит) и после внесения описанных в Главе 2.3 поправок, а также точного определения временного окна (зеленый фит).

исследованности процесса $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ как объекта для анализа видится скорее достоинством. Кроме того, в Главе 2.4 был обозначен интерес к обработке данных событий с целью поиска стерильных нейтрино в гипотетическом процессе $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_H$.

Поиск событий $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ был проведен на данных, для которых была выполнена описанная выше калибровка — данных сеанса, полученных в 2018 году с импульсом пуска, равным $\sim 17,7$ ГэВ/с. Всего для анализа было использовано $\sim 9,1 \cdot 10^6$ зарегистрированных событий — примерно шестая часть от общего количества.

5.2.1 ПАРАМЕТРЫ ОТБОРА

Для выделения событий $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ использовался следующий ряд критериев отбора:

- 1) событие имеет два трека (один — пучковый, другой соответствует вторич-

ной частице), кроме того, расстояние между ними требовалось меньше 1.0 см, что показано на Рис. 5.3а;

- 2) точка распада первичной частицы расположена внутри DV. На Рис. 5.3б показано распределение положения восстановленных точек распада первичной частицы вдоль оси установки (координата Z). На рисунке можно видеть пик, соответствующий детектору, расположенному спереди от DV. Этот пик можно объяснить в том числе особенностью работы программы реконструкции, которая ищет распады только внутри DV. Если же распад произошел до начала DV, его расположение оказывается искажено;
- 3) ограничение на минимальное количество хитов в системе трековых камер: не менее 16. Малое число хитов, во-первых, уменьшает точность восстановления трека, а, во-вторых, в этом случае появляется вероятность, что за трек был принят набор случайных сигналов. Число 16 было подобрано эмпирически;
- 4) точка распада расположена в области пучка (не более 5 см от оси установки в поперечной плоскости, см. Рис. 5.3в). Из-за технических особенностей системы реконструкции события, созданные частицами, выбившимися из пучка, могут получиться искаженными относительно реальной картины. Поэтому было решено их исключить;
- 5) отбор событий, включающих в себя мюонные треки, что требует срабатывания одного из мюонных счетчиков $\mu\text{С}$. Кроме того, необходимо отсутствие сигнала в охранной системе распадного объема и BGD и, наоборот, наличие сигнала, соответствующего мюонному треку, в ГАМС или ГДА-100. Это позволяет надежно идентифицировать вторичную частицу как мюон;

Эти критерии позволили отобрать $\sim 1,9 \cdot 10^6$ событий для дальнейшего анализа.

5.2.2 ОТДЕЛЕНИЕ СИГНАЛА ОТ ФОНА

Для наглядной оценки результатов анализа было принято решение рассматривать распределение инвариантной массы нейтрино: $m_\nu^2 = (p_K - p_\mu)_\alpha \cdot (p_K - p_\mu)^\alpha$, $\alpha = \overline{1, 4}$. На Рис. 5.4 показана изменение формы этого распределения в результате применения упомянутых выше ограничений в том порядке, в

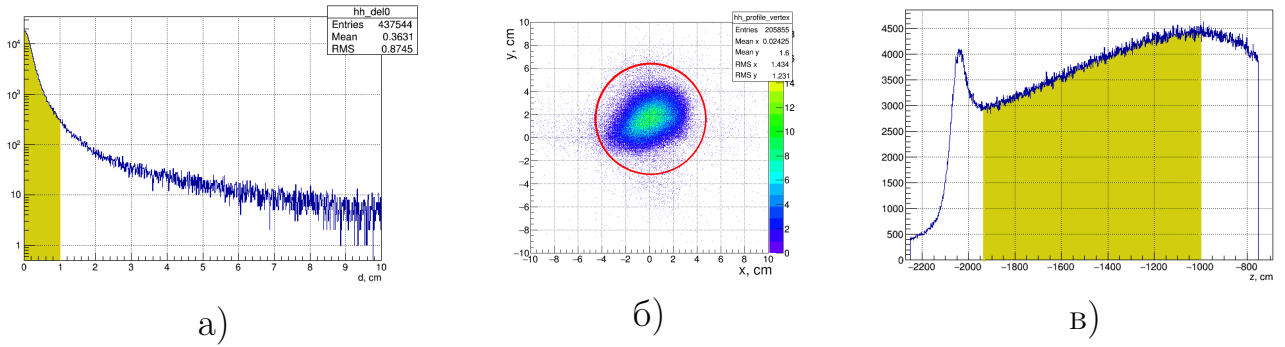


Рисунок 5.3 — а) Отбор событий, пучковый и вторичный трек которых расположены вблизи друг друга — выделенная область. б) Отбор событий, расположенных в области пучка. в) Распределение восстановленной точки распада события вдоль оси экспериментальной установки и отобранные события (желтая область). Пик в левой части распределения соответствует местоположению пакета пучковых детекторов. Пространство справа от него — распадный объем установки.

котором они перечислены в предыдущей подглаве.

Пик, соответствующий инвариантной массе нейтрино, явно выражен и не смещен, что свидетельствует в пользу качества проведенной калибровки и реконструкции. Также следует обратить внимание на плато с правой стороны от него. Его изучение представляет интерес в контексте задачи по поиску стерильных нейтрино ν_H . Из этого вытекает тот факт, что точность проводимой калибровки особенно важна, ведь чем точнее восстанавливаются параметры регистрируемых событий, тем меньше размытие пика инвариантной массы, тем он более узкий и тем длиннее плато, то есть шире доступный для изучения диапазон масс.

Распределение квадрата инвариантной массы было соотнесено с результатами моделирования каонных распадов в установке ОКА, проведенного в рамках более раннего исследования [6]. Разные каналы распада, смоделированные методом Монте-Карло были нормированы на величину, определяемую величиной брэнчинга соответствующего распада [34]. Так, на Рис. 5.5 можно сравнить то же распределение квадрата недостающей массы нейтрино в зависимости от импульса вторичной частицы (мюона). Слева показаны экспериментальные данные, а справа — Монте-Карло моделирование распада $K_{\mu 2}$. Упомянутое выше плато на этом распределении формируется «выбросом», расположенным справа от пика в середине, и именно его анализ представляет наибольший интерес для исследований в области поиска тяжелых нейтрино, как, например, в

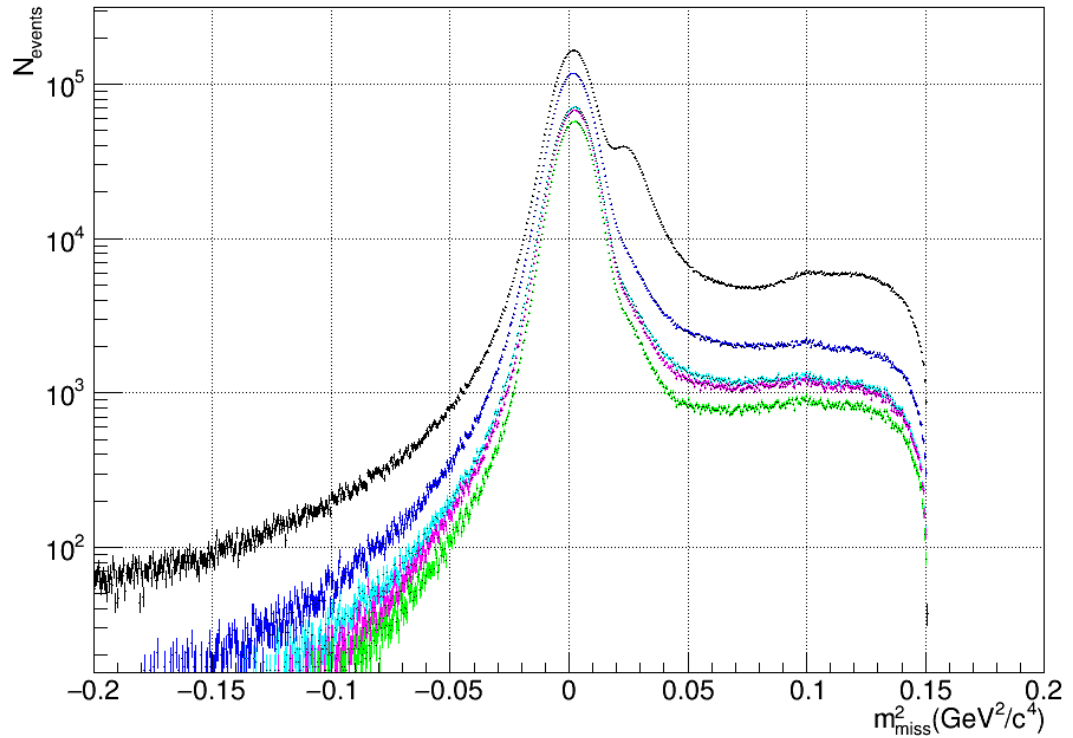


Рисунок 5.4 — Распределение m^2_{miss} при разных критериях отбора. Последовательно (от черного к зеленому) применены следующие ограничения: фильтр на мюоны, на распад внутри DV, на количество восстановленных треков, на χ^2 , на количество сигналов от трековой системы.

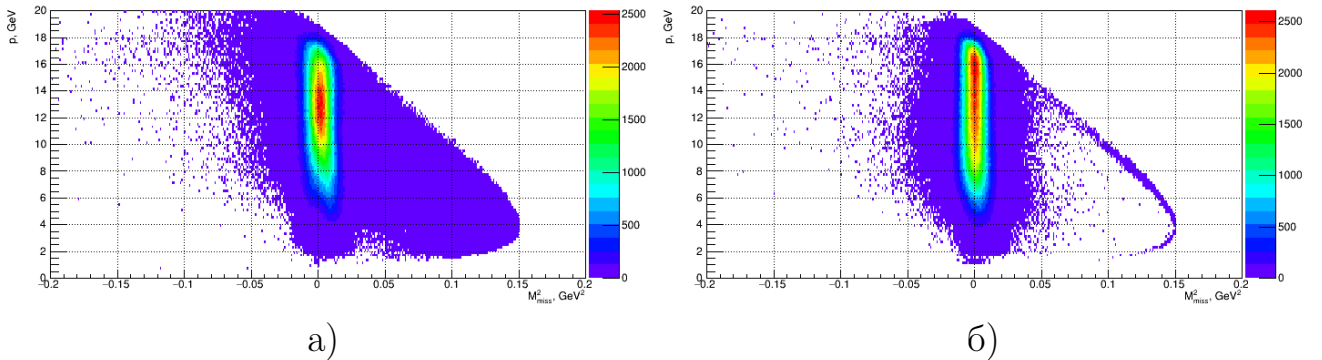


Рисунок 5.5 — Зависимость квадрата недостающей массы нейтрино от импульса мюона в процессе $K^+ \rightarrow \mu\nu$. а) Экспериментальные данные; б) Монте-Карло моделирование.

этом исследовании, выполненном на ОКА ранее [6].

Наложённое сравнение распределений в условиях применения разных наборов критериев можно видеть на Рис. 5.6, где черной линией показано распределение экспериментальных данных, а оранжевой — суммарное распределение по всем каналам распада по данным моделирования. Количество сгенерированных событий для всех процессов было отнормировано на события $K^+ \rightarrow \mu\nu_\mu$ с

коэффициентом

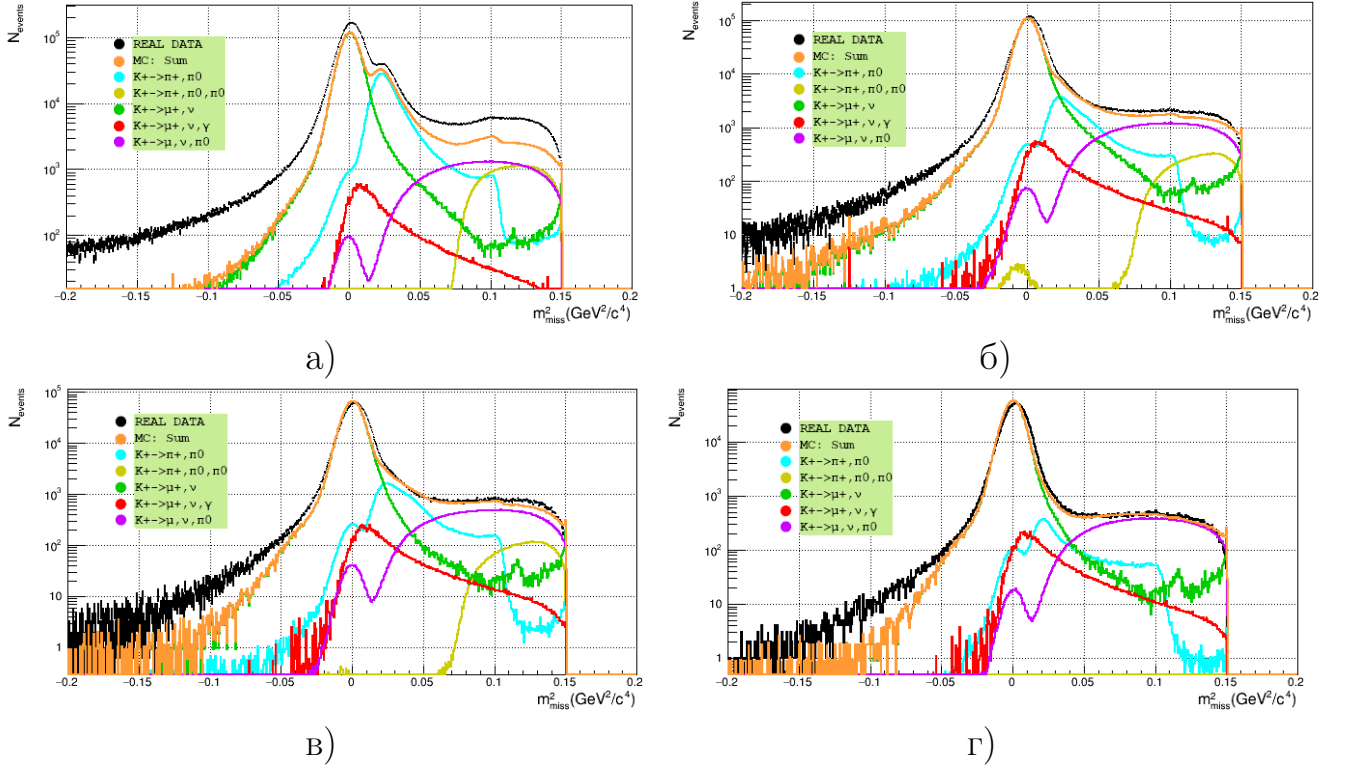


Рисунок 5.6 — Сравнение экспериментальных данных с результатами Монте-Карло моделирования а) Без ограничений. б) С отбором мюонных распадов внутри DV. в) Аналогично б) плюс отбор двухтрековых событий. г) Полный набор критериев.

$$k = BR(K^+ \rightarrow p_1 \dots p_n) / BR(K^+ \rightarrow \mu \nu_\mu), \quad (5.1)$$

зависящим от вероятности распада по данному каналу (см. Таб 1.1). В свою очередь, события $K^+ \rightarrow \mu \nu_\mu$ были нормированы на количество отобранных экспериментальных событий ($N_{ev} \sim 2,4 \cdot 10^9$).

В области масс $m_{miss}^2 \leq 0.03 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^4$ наибольший вклад в данные вносят процессы $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$ и $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$. Последний следует отметить особо, потому что именно он обуславливает наличие небольших пиков в районе $m_{miss}^2 = 0.03 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^4$ и $0.1 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^4$, см. Рис. 5.6 г). В этих областях двухмюонный распад становится одним из доминирующих, и дальнейшее его подавление требует обновления калибровки ГАМСа. Кроме того, это позволит более эффективно отсекал распады $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$ и $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$.

Несмотря на эти недостатки, следует отметить, что применение отбора позволило сузить нейтринный пик с $\sigma = 9,8 \cdot 10^{-3}$ до $7,3 \cdot 10^{-3}$, то есть, на

25,6%. При этом доступная для анализа область плато расширилась до $0.05 \text{ ГэВ}^2/c^4$.

6 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Первая глава содержит общую информацию о газонаполненных детекторах, поясняет причины и предпосылки к проведению данного исследования: модернизация трековой системы установки позволяет испытать ряд новых методов калибровки, ранее не использовавшихся в эксперименте. Также в ней описан в общих чертах ход исследования в хронологическом порядке.

Вторая глава описывает работу по геодезическим измерениям для уточнения взаимного расположения детекторов установки. Эти геометрические данные были необходимы для корректной работы программы реконструкции треков.

Третья глава описывает процесс калибровки пропорциональных камер установки ОКА. Для каждого канала пропорциональных камер были рассчитаны времена прихода сигналов, а также их изменения в ходе сеанса. В конце описан способ, с помощью которого была проведена калибровка всего сеанса 2018 года.

Четвертая глава рассказывает об алгоритме калибровки для детекторов на основе дрейфовых трубок. Помимо времен прихода сигналов, как и для пропорциональных камер, были аналитически заданы зависимости расстояния между анодной проволочкой и точкой ионизации от времени прихода сигнала $r(t)$. Также в главе описан алгоритм, созданный и опробованный автором с целью возможного дальнейшего уточнения калибровки. Он реконструирует треки заряженных частиц по данным, полученным от трех последовательных слоев дрейфовых трубок. Он показал возможность к восстановлению вторичных треков по одной камере, но недостаточную разрешающую способность в сравнении с основным методом.

В пятой главе приводится предварительный анализ процесса $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, сделанный с использованием выполненных калибровок трековых детекторов установки ОКА. Показано хорошее согласие экспериментальных данных с результатом Монте-Карло моделирования.

Подводя итоги проведенного исследования, можно заключить, что поставленная задача была выполнена в полном объеме: созданная и внедренная калибровка позволяет проводить измерения с высокой точностью и будет востребована коллаборацией ОКА при анализе ближайшего и последующих сеансов работы установки.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Агеев, Акименко и др. Предложение по прецизионному измерению каонных распадов на У-70 ИФВЭ (Препринт) [<http://www.oka.ihep.ru/Members/zopeadmin/oka-papers/pred.ps/view>]. 2003.
- [2] Victor Kurshetsov. Status of 'ОКА' experiment. *PoS*, КАОН09:051, 2009.
- [3] Antipov Yu. et al. The SPHINX spectrometer, [arXiv:physics.ins-det/0504035].
- [4] Oleg Yushchenko. Results from ISTRА+ experiment. *PoS*, ICHEP2010:190, 2010.
- [5] O.P. Yushchenko et al. K_{e3} decay studies in ОКА experiment. *JETP Lett.*, 107(3):139–142, 2018.
- [6] A. S. Sadvosky, V. F. Kurshetsov et al. Search for heavy neutrino in $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ decay. *The European Physical Journal C*, 78, 2018.
- [7] LHCb calorimeters: Technical design report, CERN-LHCC-2000-036.
- [8] D. Alde et al. Acquisition System for the Hodoscope Spectrometer Gams-4000. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 240:343, 1985.
- [9] Божко Н.И. и др. Опыт работы с дрейфовыми камерами без постоянного обновления рабочей газовой смеси: Препринт НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ 2019-14.
- [10] Заневский Ю.В. *Проволочные детекторы элементарных частиц*. М.: Атомиздат, 1978.
- [11] V. Obraztsov. Recent results from ОКА setup at U-70 synchrotron. *J. Phys. Conf. Ser.*, 1526(1):012017, 2020.

- [12] A. Yu. Polyarush et al. Study of $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu \gamma$ decay with OKA setup. *Eur. Phys. J. C*, 81(2):161, 2021.
- [13] V. I. Kravtsov et al. Measurement of the $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$ decay form factors in the OKA experiment. *Eur. Phys. J. C*, 79(7):635, 2019.
- [14] Bock et al. *Методы анализа данных в физическом эксперименте (под ред. М. Реглера)*. 1993.
- [15] F. Petrucci. Calibration software for the atlas monitored drift tube chambers. In *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2005*, volume 1, pages 153–157, 2005.
- [16] P. Bagnaia, T. Baroncelli et al. Calibration model for the MDT chambers of the ATLAS Muon Spectrometer. 04 2008.
- [17] S. Baranov, V. Dodonov, and A. Glazov. Autocalibration method for determination of drift time - space relation for HPDT, CERN-ATL-MUON-94-040. 1994.
- [18] C. Lazzeroni et al. Precision measurement of the ratio of the charged kaon leptonic decay rates. *Physics Letters B*, 719(4):326–336, 2013.
- [19] Jonathan L. Rosner and Sheldon Stone. Leptonic Decays of Charged Pseudoscalar Mesons, arXiv 1002.1655 [hep-ex], 2010.
- [20] NA62 Collaboration. NA62 and NA48/2 results on search for Heavy Neutral Leptons. *EPJ Web Conf.*, 179:01009, 2018.
- [21] Marco Drewes, Jan Hajer, Juraj Klarić, and Gaia Lanfranchi. NA62 sensitivity to heavy neutral leptons in the low scale seesaw model. *JHEP*, 07:105, 2018.
- [22] P.A.Zyla et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2020(8).
- [23] Leica DISTO D3a BT. Руководство пользователя. [https://disto-leica.ru/upload/iblock/196/manual_leica_disto_d3a_bt_ru.pdf].
- [24] Штатив телескопический Leica TRI 100, [<https://leica-shop.ru/product/leica-tri-100-shtativ-teleskopicheskiy/>].

- [25] Ada 3D Liner 4V A00133. Инструкция по эксплуатации онлайн. [<https://mcgrp.ru/files/viewer/5082/1>].
- [26] ROOT. An open-source data analysis framework used by high energy physics and others. [<https://root.cern.ch/>].
- [27] Sergey Abovyan et al. Hardware Implementation of a Fast Algorithm for the Reconstruction of Muon Tracks in ATLAS Muon Drift-Tube Chambers for the First-Level Muon Trigger at the HL-LHC. In *2017 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, 10 2017.
- [28] Paolo Branchini, F. Ceradini, S. Luise, Mauro Iodice, and F. Petrucci. Global time fit for tracking in an array of drift cells: The drift tubes of the atlas experiment. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 55:620 – 627, Mar 2008.
- [29] [<https://root.cern.ch/download/minuit.pdf>].
- [30] Максимов Ю. А., Филлиповская Е. А. *Алгоритмы решения задач нелинейного программирования*. МИФИ, 1982.
- [31] S. Abovyan, V. Danielyan, M. Fras, Ph. Gadow, O. Kortner, S. Kortner, H. Kroha, F. Muller, S. Nowak, R. Richter, and K. Schmidt-Sommerfeld. Hardware implementation of a fast algorithm for the reconstruction of muon tracks in atlas muon drift-tube chambers for the first-level muon trigger at the hl-lhc. pages 1–5, 2017.
- [32] Augusto Ceccucci. Rare kaon decays. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 71(1):113–137, 2021.
- [33] Vincenzo Cirigliano, Gerhard Ecker, Helmut Neufeld, Antonio Pich, and Jorge Portolés. Kaon decays in the standard model. *Rev. Mod. Phys.*, 84:399–447, Mar 2012.
- [34] Patrignani et al. Review of particle physics. *Chinese Physics C*, 40(10):100001, oct 2016.

ПРИЛОЖЕНИЕ.

РАБОТА С КАЛИБРОВОЧНОЙ СИСТЕМОЙ

В приложении рассмотрен порядок операций для проведения полной калибровки сеанса ОКА для пропорциональных и для дрейфовых детекторов. Во-первых, необходимо получить выборки событий от всех ранов для их анализа. Для этого необходимо провести реконструкцию событий. Список файлов, содержащих raw-данные, относящиеся к конкретному рану, записывается в *proc.list*, затем запускается существующая программа распаковки на языке FORTRAN+HBOOK. Она может генерировать двумерные гистограммы, содержащие зависимости временных распределений сигналов dN/dt от номера канала — по одной такой гистограмме на слой трубок или камеру. Для пропорциональных камер это делает скрипт *ptscan*, для дрейфовых — *test*. В качестве аргумента скрипты принимают желаемое количество событий, при его отсутствии реконструируют всё. Полученный в результате файл *.hbk* переводится в ROOT-формат командой *h2root*.

Затем для пропорциональных камер необходимо запустить скрипт, создающий калибровочный файл *root fitting.C*. Он выбирает из *.root*-файла двумерные гистограммы, выделяет из них распределения dN/dt и анализирует методом, описанным в работе. На выходе имеем *ptxx.db* — калибровочный файл. Однако на данном этапе интерес представляет файл *output_pc.root* с гистограммами временных распределений сигналов для каждого канала пропорциональных камер.

Для дрейфовых камер необходима гистограмма *h9111* из файла, созданного системой реконструкции — восстановленный пик $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$. Он будет использоваться как характеристика параметров внешней среды.

Эти данные нужно получить для каждого рана. Процесс можно автоматизировать скриптом *calib_all_session.pl*, который в заданной папке создаст пул из требуемых файлов (раскомментировать нужную команду).

Затем требуется определить интервалы стабильной работы, о которых написано в Главах 4.2 и 5.3. *make_group_of_plots.C* (тоже раскомментировать нужную команду в main). Он выдаст графики — линии тренда, ориентируясь на которые можно выделить интервалы. Номера пограничных рангов записать в файлы (по умолчанию — *ranges.txt* и *ranges_pc.txt*). Затем получить калибровочные таблицы, запустив скрипты *make_tables_for_all_pc_periods.pl* для пропорциональных и *make_tables_for_all_periods.pl* для дрейфовых соответственно. Они составят таблицы, которые будут записаны по умолчанию в папку *r22db*. Эти файлы нужно вписать в общий калибровочный файл *ddb.db*. На этом процедура завершена.