

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ».

Физический факультет

Кафедра общей физики

Тимофеев Егор Сергеевич

КУРСОВАЯ РАБОТА

**Измерение ионизационных потерь энергии в дрейфовой камере
детектора КЕДР**

Электромагнитный практикум, 2 курс, группа №18312

Научный руководитель:

к. ф.-м. н. Т. А. Харламова

Оценка научного руководителя

«_____» _____ 20__ г.

Преподаватель практикума

к. ф.-м. н. Д. С. Чуркин

Оценка преподавателя практикума

«_____» _____ 20__ г.

Куратор практикума:

к. т. н. В. Т. Астрелин

Итоговая оценка

«_____» _____ 20__ г.

Аннотация

Целью данной работы являлось изучение способов регистрации ионизационных потерь энергии (dE/dx), оставленных космическими мюонами в дрейфовой камере детектора КЕДР. В работе использовались данные, набранные детектором КЕДР в специальных калибровочных заходах с космическими частицами. Для обработки данных была написана программа на языке C++ в среде Root.

В результате были построены распределения ионизационных потерь энергии (dE/dx) на треке, рассчитаны средние и наиболее вероятные потери энергии на треке. В дальнейшем эти данные можно использовать для идентификации мюонов в экспериментах физики высоких энергий.

Ключевые слова: дрейфовая камера, ионизационные потери энергии.

Используемые термины и сокращения

$$\beta = \frac{v}{c};$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}};$$

Хит - набор параметров, несущих информацию о номере сработавшей проволочки, измеренных амплитуде и времени дрейфа;

Трек – линия, соединяющая координаты;

Mean – среднее значение;

Entries – количество событий;

RMS – среднеквадратичное отклонение;

MPV – наиболее вероятное значение;

Sigma – отклонение от наиболее вероятного значения;

Оглавление

1. Введение	5
2. Описание установки	7
2.1. Ускорительный комплекс ВЭПП-4	7
2.2. Детектор КЕДР	8
2.3. Дрейфовая камера детектора КЕДР	9
3. Теоретическая часть	12
3.1. Теория газового разряда	12
3.2. Несамостоятельный разряд в газе	12
3.3. Ионизационные потери	14
4. Метод сбора данных	16
4.1. Системы регистрации частиц в дрейфовой камере	16
4.2. Вычисление средних потерь dE/dx на треке	18
5. Обработка и анализ данных	19
5.1. Распределение по импульсу	20
5.2. Число хитов на треке	20
5.3. Отбор по параметрам трека	21
5.4. Средние потери dE/dx на треке	22
5.5. Метод «усеченного среднего»	24
6. Заключение	25
7. Список литературы	27

1. Введение

При проведении экспериментов по физике элементарных частиц существует необходимость идентификации частиц. При этом желательно охватить различными методами идентификации частиц широкий диапазон импульсов частиц.

Импульс частицы измеряется по радиусу кривизны трека в магнитном поле, а для определения типа частицы существует несколько способов. Первым из них является измерение времени пролёта с помощью сцинтилляционных счётчиков. По времени пролёта определяется скорость частицы, зная импульс и скорость частицы можно найти ее массу. Однако если разница скоростей разделяемых частиц становится слишком малой, то этот метод становится неприменим [1].

Вторым способом является идентификация частиц с помощью пороговых черенковских счётчиков. Принцип их работы основан на регистрации излучения, открытого в 1934 г. П. А. Черенковым и возникающего при движении заряженной частицы в прозрачной среде. Черенковское излучение возникает при скорости частицы $\beta > 1/n$, где n - показатель преломления среды. Например, при использовании аэрогеля с показателем преломления $n=1.05$ идентификация возможна для частиц с импульсом от 700 до 1500 МэВ [1].

Еще одним способом определения типа заряженных частиц является многократное измерение ионизационных потерь в рабочем газе дрейфовой камеры. На рис. 1 приведены средние потери энергии электронов, мюонов, пионов, каонов и протонов. Вид зависимости средних наиболее вероятных потерь энергии dE/dx от импульса отличается для разных видов частиц, но зависимость от $\lg(\beta\gamma)$ одинакова для всех видов частиц, на этом и основан принцип идентификации.

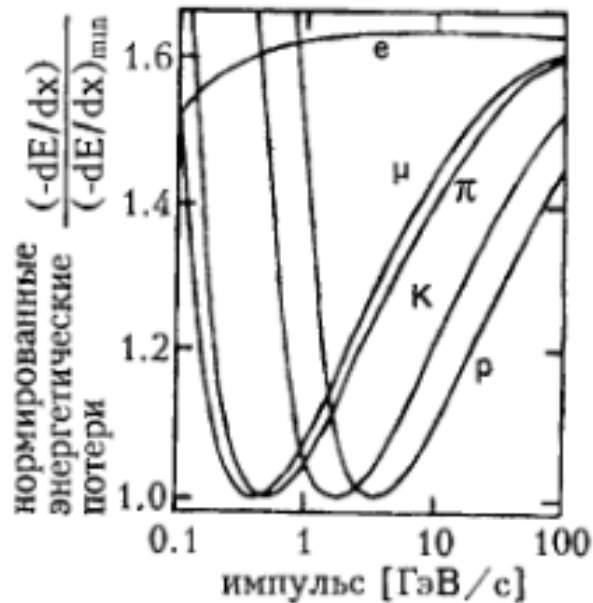


Рис. 1. Средние нормированные потери энергии электронов, мюонов, пионов, каонов и протонов в зависимости от импульса, а аргон-метановой смеси (8:2) толщиной 1 см [2].

Цели работы были следующие:

- 1) Знакомство с экспериментальной установкой - детектором КЕДР и принципами работы дрейфовой камеры.
- 2) Знакомство со средой обработки Root [3], используемой для анализа экспериментальных данных в физике высоких энергий.
- 3) Разработка программы в среде Root для обработки данных по ионизационным потерям энергии dE/dx космическими мюонами в дрейфовой камере детектора КЕДР.
- 4) Построение распределения ионизационных потерь энергии на треке, расчет средних и наиболее вероятных потерь энергии.

2. Описание установки

2.1. Ускорительный комплекс ВЭПП-4

Ускорительный комплекс ВЭПП-4 – установка для проведения экспериментов со встречными электрон-позитронными пучками. ВЭПП-4 состоит из линейного ускорителя электронов до энергии 50 МэВ, синхротрона Б-4, промежуточного накопителя ВЭПП-4, рассчитанного на ускорение частиц от 350 МэВ до 2000 МэВ, и e^+e^- -коллайдера ВЭПП-4М (см. рис. 2) [4, 5].

Ускоритель спроектирован для работы в диапазоне энергий сталкивающихся пучков от 2 до 11 ГэВ в системе центра масс. Основные параметры ускорителя представлены в таблице.

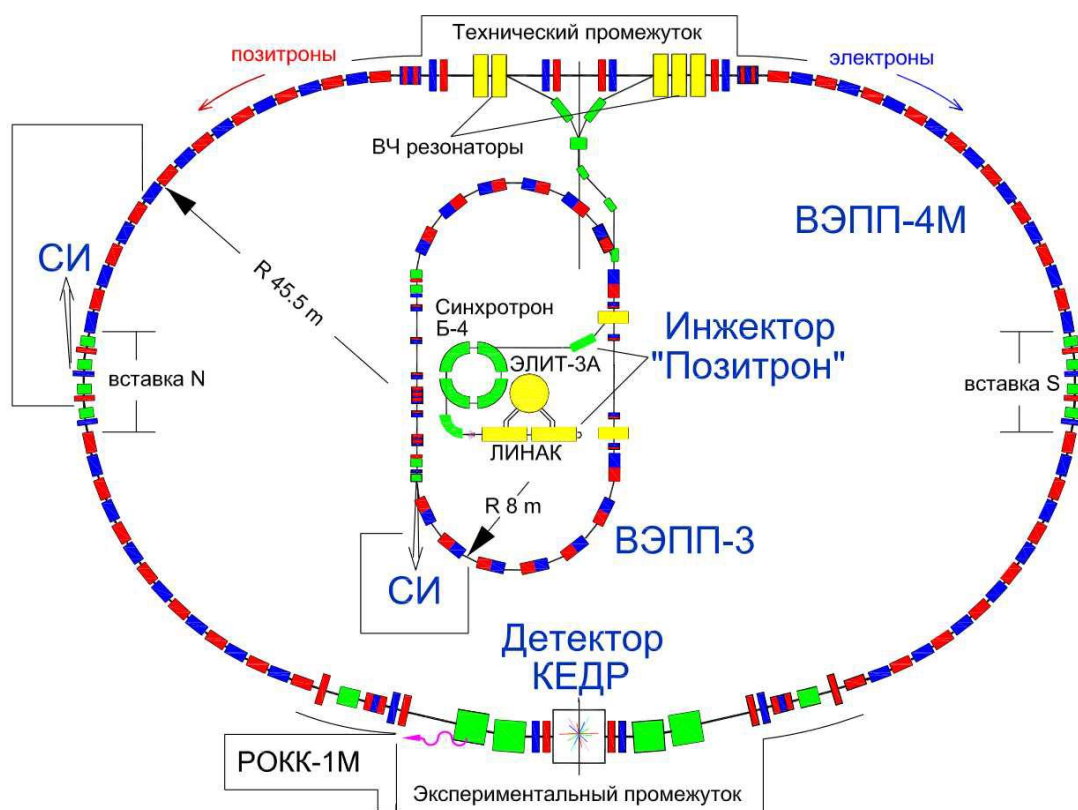


Рис. 2. Схема ускорительного комплекса ВЭПП-4: инжектор, накопитель ВЭПП-3, коллайдер ВЭПП-4М и детектор КЕДР.

Таблица. Основные параметры ВЭПП-4М.

Периметр кольца	366 м
Радиус поворота	34.5 м
Максимальная энергия	5.5 ГэВ
Количество сгустков в пучке	2
Продольный размер сгустка	5 см
Максимальный ток в одном сгустке (E = 1.5 ГэВ)	1.5 мА
Максимальная светимость (E = 1.5 ГэВ)	$10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$

2.2. Детектор КЕДР

Детектор КЕДР [6] является универсальным магнитным детектором для экспериментов на встречных электрон – позитронных пучках при энергии в системе центра масс от 2 до 11 ГэВ. На рис. 3 показаны основные системы детектора КЕДР. Трековая система состоит из вершинного детектора и дрейфовой камеры, так же в детекторе есть два калориметра – баррельный и торцевой, времяпролетная система, аэрогелевые черенковские счетчики и мюонная система.

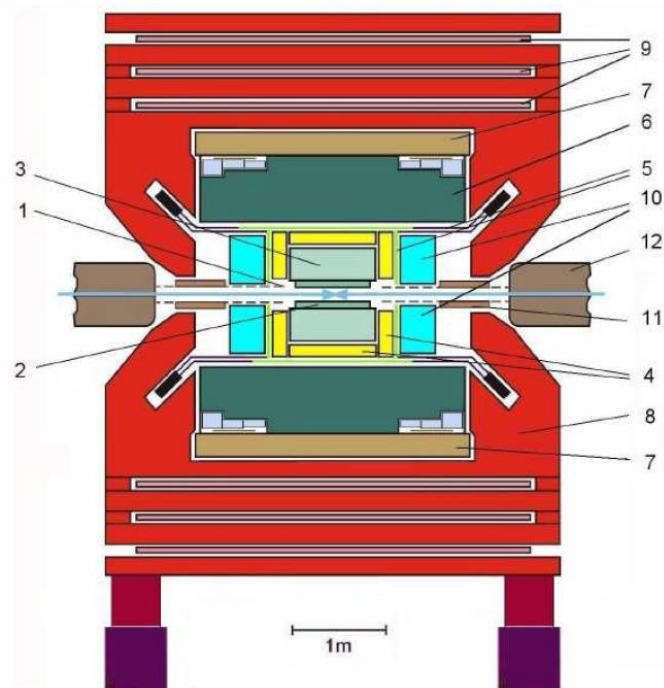


Рис. 3. Детектор КЕДР. Цифрами обозначены: 1 – вакуумная камера, 2 – вершинный детектор, 3 – дрейфовая камера, 4 - аэрогелевые черенковские счетчики, 5 - времяпролетная система, 6 – циклический LKr-калориметр, 7 – обмотка магнита, 8 – ярмо магнита, 9 – мюонная система, 10 – торцевой CsI-калориметр, 11 – компенсирующий соленоид, 12- квадруполь.

2.3. Дрейфовая камера детектора КЕДР

Дрейфовая камера [7] детектора КЕДР является координатным ионизационным детектором. Основной задачей дрейфовой камеры в экспериментах по физике высоких энергий является восстановление треков заряженных частиц, определение их импульса в магнитном поле, а также измерение энергии ионизационных потерь.

В качестве рабочего газа дрейфовой камеры используется «холодный» газ – чистый диметиловый эфир C_2H_6O . «Холодными» называются газы, в которых характерная энергия дрейфующих электронов остается тепловой даже при высоких значениях напряженности электрического поля, что обеспечивает малые коэффициенты диффузии [7].

Весь объем дрейфовой камеры поделен на семь concentрических цилиндрических суперслоев, как показано на рис. 4. Каждый суперслой состоит из ячеек с шестью рабочими анодными проволочками. Всего в камере 1512 анодных проволочек. Частица, пересекающая все суперслои дрейфовой камеры, дает 42 измерения координаты и ионизационных потерь.

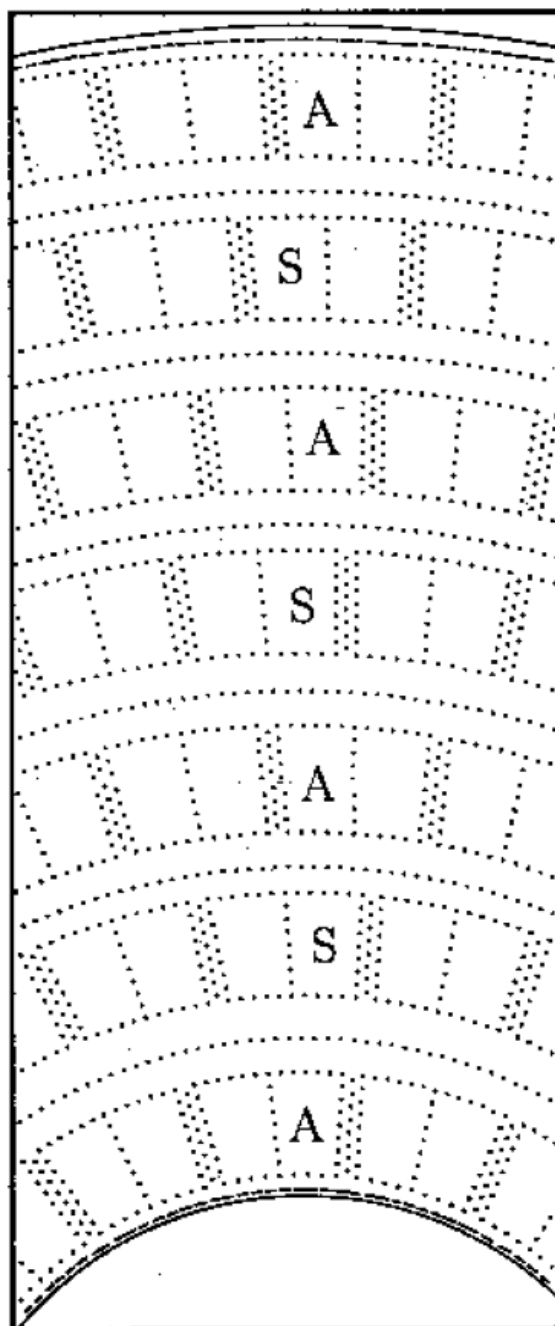


Рис. 4. Схема расположения проволочных суперслоев в дрейфовой камере. Буквами обозначены: А – аксиальные слои, S – стерео слои.

Из семи слоев камеры четыре нечетных являются аксиальными, а три четных – стерео слоями. В аксиальных слоях проволоочки натянуты параллельно оси камеры для точного измерения координат в $(\rho - \varphi)$ – плоскости. В стерео слоях проволоочки натянуты под небольшим углом ± 100 мРад к оси камеры, что позволяет определять продольные координаты частицы. Суперслои отделены друг от друга рядами экранирующих полевых проволоочек, что позволяет уменьшить наводки.

Каждая ячейка дрейфовой камеры содержит ряд из шести сигнальных анодных проволоочек, по краям от них для улучшения однородности полей натянуты две нерабочие анодные проволоочки. Радиальное расстояние между анодными проволоочками составляет 4.5 мм.

Полевые проволоочки формируют границы ячейки, они расположены с шагом около 4.5 мм. На них подается напряжение таким образом, чтобы электрическое поле в дрейфовом промежутке было близко к однородному.

Ячейки дрейфовой камеры описанного типа называют векторным с фокусировкой [8]. Они не только измеряют координату пролета частицы, но и облегчают алгоритм поиска и восстановления треков в дрейфовой камере. Такая конструкция позволяет измерять координаты частицы и определять направление ее полета внутри суперслоя. Комбинация упорядоченной проволоочной структуры внутри одного суперслоя и случайное расположение проволоочек в разных суперслоях позволяет повысить эффективность восстановления близко лежащих треков.

3. Теоретическая часть

3.1. Теория газового разряда

Явление ионизационных потерь в дрейфовой камере связано с электрическим током в газах, в частности, с несамостоятельным газовым разрядом. Газы, в нормальном состоянии, обладают низкой проводимостью, из-за того, что состоят из незаряженных частиц, в то время как в металлах носители тока – свободные электроны существуют независимо от электрического поля. Для того, чтобы газ обладал проводимостью, необходимо создать и поддерживать в нем достаточную концентрацию заряженных частиц. Для отрыва электрона от атома или молекулы требуется передача энергии электрону. Величина этой энергии – энергии ионизации, зависит от строения вещества. Создание и поддержание нужного количества носителя электронов может быть достигнуто несколькими способами:

- Нагрев газа до высоких температур
- Воздействие ионизационным излучением
- Протекание тока через газ

В дрейфовой камере в качестве ионизирующего излучения выступают мюоны с кинетической энергией больше потенциала ионизации. Первичные электроны, дрейфуя в электрическом поле, при достаточной напряженности поля, могут возбуждать и ионизировать молекулы и атомы среды, что приводит к появлению электронов, ионов и фотонов в среде. Ионы, образовавшиеся в объеме, достигают электродов, что вызывает эмиссию вторичных электронов. Это может привести к появлению несамостоятельного или самостоятельного газового разряда.

3.2. Несамостоятельный разряд в газе

Несамостоятельный разряд - разряд, который, возникнув при наличии электрического поля, может существовать только при наличии внешнего ионизатора. В следствии ионизации газа космическими мюонами, в нем

имеются заряженные частицы. Электроны быстро присоединяются к ионам, в результате чего образуется пара «отрицательный ион – положительный ион», до присоединения в течении короткого промежутка времени существует пара «электрон – положительный ион». В достаточно плотном газе частицы постоянно сталкиваются с нейтральными частицами, и они не могут постоянно ускоряться в отличие от движения в вакууме. В электрическом поле каждая частица приобретает постоянную скорость дрейфа. При повышении напряжения электрического поля увеличивается скорость дрейфа электронов и линейный рост тока. При достаточной напряженности поля в промежуток между столкновениями электрона с атомами, он успевает набрать достаточную кинетическую энергию, что приводит к отрыву электрона от атома или молекулы, в следствии чего возникает еще электрон, при этом первый электрон остается все еще свободным. Теперь уже два электрона повторяют вышеописанный процесс. Через N повторений этого процесса мы будем иметь уже 2^N электронов. Этот процесс называется электронной лавиной (см. рис. 5).

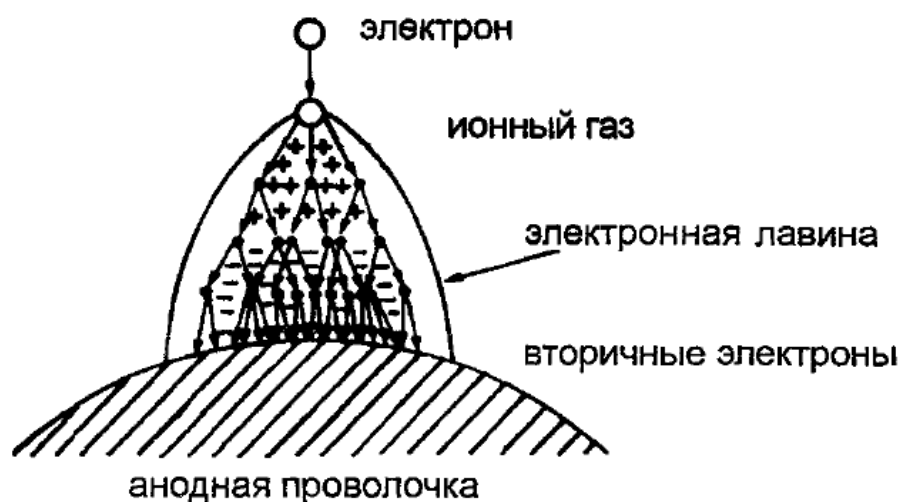


Рис. 5. Электронная лавина в дрейфовой камере.

3.3. Ионизационные потери

Рассмотрим потери энергии для «тяжелых частиц» частиц. Следуя Бете-Блоху, средние потери dE на единицу пути dx даются соотношениями [2]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right], \quad (1)$$

где

z – заряд налетающей частицы в единицах элементарного заряда;

Z, A – атомный номер и атомный вес вещества;

m_e, r_e – масса электрона и его классический радиус ($r_e = 2.818 \cdot 10^{-13}$ см);

N_A – число Авогадро ($N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$);

I – средний потенциал ионизации, характеризующий вещество и приблизительно равный

$$I = 16 Z^{0.9} \text{ эВ для } Z > 1.$$

До определенной степени зависит от молекулярного состояния вещества;

δ – параметр, который характеризует, насколько электрическое поле налетающих релятивистских частиц экранируется плотностью заряда атомных электронов. Из-за этого эффекта потери энергии уменьшаются. Для газов при нормальном давлении и не очень высоких энергиях эффектом можно пренебречь.

Следствия из формулы Бете-Блоха:

1) Потери не зависят от массы частицы, квадратично зависят от заряда и являются функцией скорости (это позволяет производить идентификацию).

2) Функция универсальна для всех видов частиц:

При $\beta \ll 1$, потери пропорциональны $1/\beta^2$;

При $\gamma \sim 3 - 4$ наблюдается минимум функции (минимально ионизирующие частицы);

При росте β потери пропорциональны $\ln(\gamma)$ – логарифмический рост;

3) Зависимость от газа определяется $Z/A \sim 1/2$, для большинства веществ. Поэтому удобнее смотреть зависимость от $x = \rho l$. Зависимость от I слабая, логарифмическая.

Удельные потери энергии $-dE/dx$ принято приводить в единицах МэВ/(г/см²). Уравнение (1) нельзя использовать для медленных частиц (для частиц со скоростями, сравнимыми со скоростями атомных электронов или медленнее).

Энергетические потери в уравнении (1) описывают лишь средние потери энергии заряженных частиц на ионизацию и возбуждение атомов вещества. На рис. 6 приведены средние энергетические потери для различных частиц в воздухе.

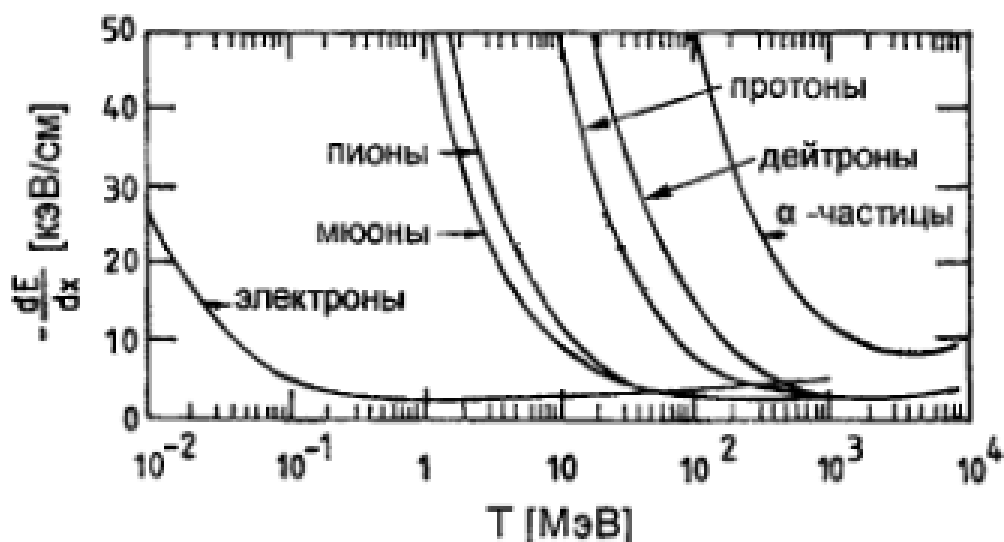


Рис. 6. Средние энергетические потери для различных частиц в воздухе.

Распределение по dE/dx не симметрично, и имеет «хвосты» и не может быть фитировано распределением Гаусса. В связи с этим в физике высоких энергий используют распределение Ландау [2]:

$$L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} (\lambda + e^{-\lambda}) \right\},$$

где λ – отклонение от наиболее вероятных потерь энергии:

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E^W}{\xi}.$$

Здесь ΔE – потери энергии в слое толщиной x , ΔE^W – наиболее вероятные потери энергии и

$$\xi = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 Z^2 \frac{Z}{A\beta^2} \varrho l,$$

где ϱ – плотность в г/см³ и l – толщина поглотителя в см ($x = \varrho l$).

4. Метод сбора данных

4.1. Системы регистрации частиц в дрейфовой камере

В дрейфовой камере используется метод параллельного съема информации, в котором к каждой анодной проволочке подключен отдельный регистрирующий канал. Сигналы с чувствительных проволочек через предусилители передаются на регистрирующие устройства, расположенные в пультовой детектора КЕДР. Регистрирующая электроника состоит из плат ТАМ, предназначенных для измерения времени дрейфа и амплитуды сигнала (см. рис. 7).

Калибровка каналов электроники дрейфовой камеры производится с помощью генератора (см. рис. 7). На вход предусилителя подается прямоугольный сигнал с известным напряжением, имитирующий сигнал с анодной проволочки. Изменяя входное напряжение, можно найти зависимость измеряемой амплитуды в плате ТАМ от заряда на входе предусилителя [9].

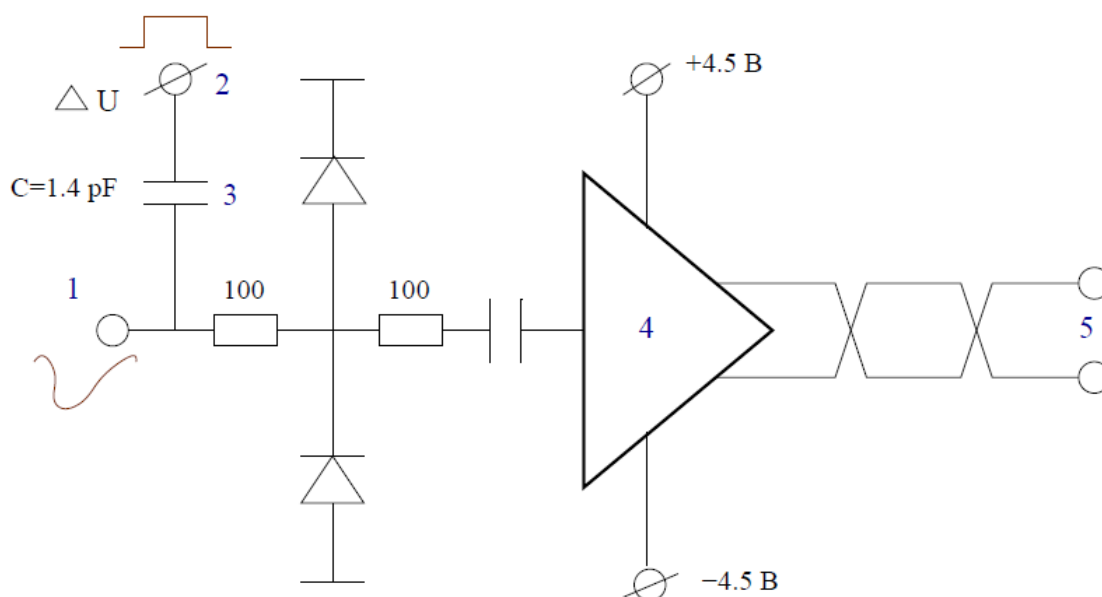


Рис. 7. Схема подключения регистрирующего канала электроники дрейфовой камеры.

Числами обозначены: 1 – сигнал с анодной проволоки, 2 – тестовый сигнал, 3 – калибровочная емкость, 4 – предусилитель, 5 – выходной сигнал, поступающий на плату ТАМ.

В работе использовались данные, набранные детектором КЕДР в специальных калибровочных заходах с космическими частицами. Записанные данные были откалиброваны, вычтены пьедесталы каналов и учтены коэффициенты газового усиления. Для реконструкции событий использовался специальный пакет реконструкции, восстанавливающий треки частиц (см. рис. 8) по измеренным временам дрейфа, считая, что трек космической частицы может пересекать всю камеру насквозь. Полученные данные были записаны в файл в формате для обработки в среде Root. В ходе выполнения данной работы отбирались данные из этого файла.

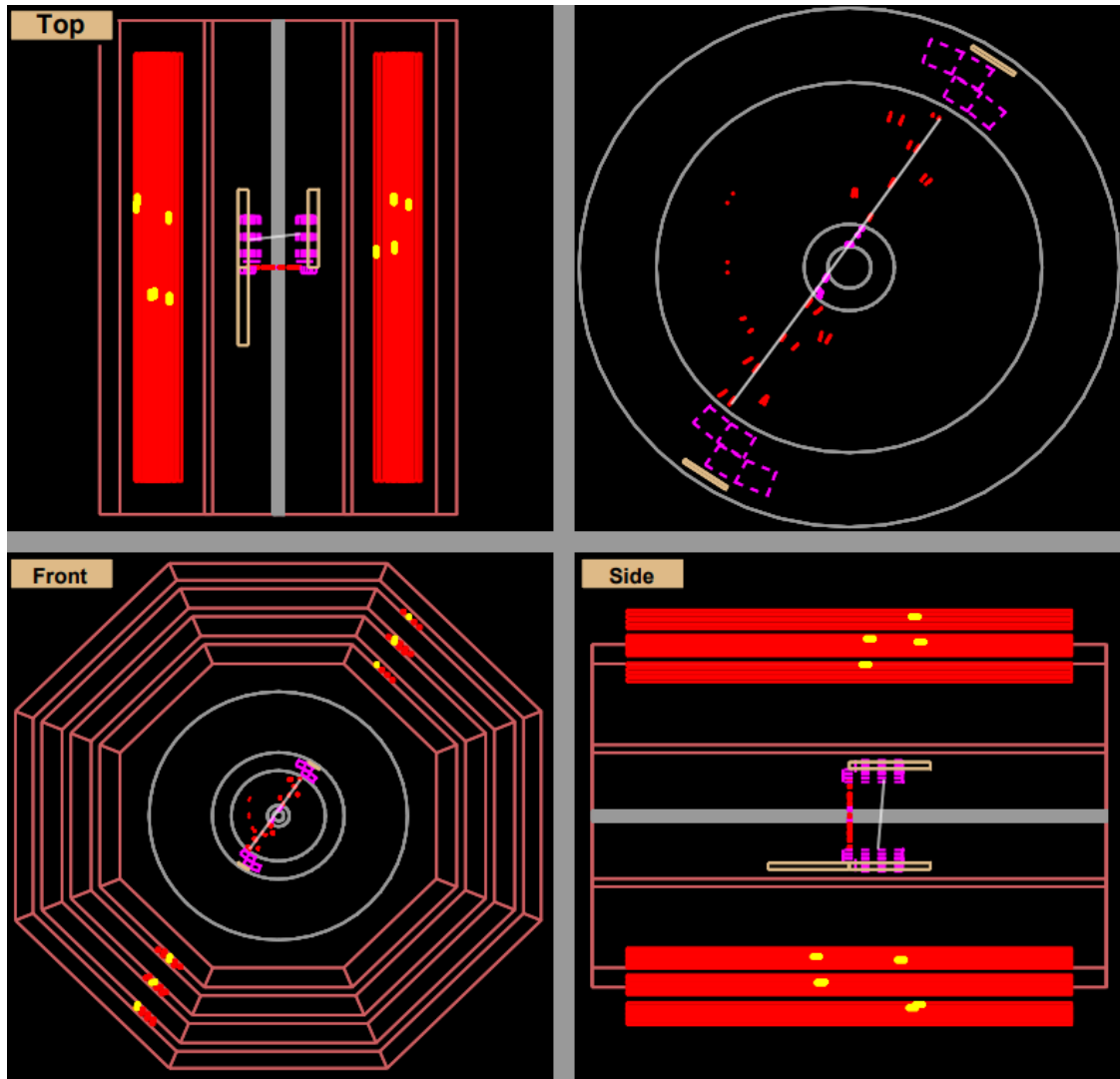


Рис. 8. Космическое событие, зарегистрированное детектором КЕДР.

4.2. Вычисление средних потерь dE/dx на треке

Измеряемые потери энергии dE нормировались на длину сбора ионизации dx . За единичный отрезок длины принимается значение dx для треков, перпендикулярных анодной проволочке и направлению дрейфа ионизации. Нормировка измеренной потери энергии имеет вид (см. рис. 9):

$$dE = dE_{\text{изм}} \cdot \sin \theta \cdot \cos \alpha ,$$

где:

dE – значение потерь энергии, нормированное на единичный отрезок dx ;

$dE_{\text{изм}}$ – измеряемое значение потерю энергии;

θ – угол между векторами $\mathbf{v}$ и $\mathbf{w}$ (см. рис. 9) $\cos \theta = (\mathbf{w} \cdot \mathbf{v})$;

α – угол между вектором, перпендикулярным вектору дрейфа, и отрезком трека (см. рис. 9) $\cos \alpha = (\mathbf{v} \cdot \mathbf{v})$;

$\mathbf{v} = [\mathbf{u} \times \mathbf{w}]$ – вектор, перпендикулярный анодной проволочке и направлению дрейфа ионизации.

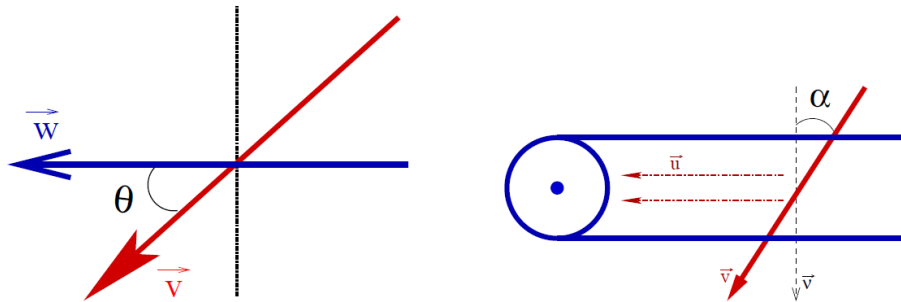


Рис. 9. Углы наклона трека к анодной проволочке. Буквами обозначены: $\mathbf{w}$ – вектор, направленный вдоль проволочки, $\mathbf{v}$ – вектор, направленный вдоль трека частицы, $\mathbf{u}$ – вектор, направленный по дрейфу ионизации, θ – угол между векторами $\mathbf{v}$ и $\mathbf{w}$, α – угол между вектором, перпендикулярным вектору дрейфа, и отрезком трека.

Средние потери энергии на треке вычислялись суммированием измеряемых потерь по хитам, деленных на суммарное количество хитов на треке:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{N_{hits}} \cdot \sum_{hits} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{hits}$$

5. Обработка и анализ данных

Анализ и обработка данных, полученных с детектора, осуществлялись в среде Root. В данной среде была написана программа на языке C++ для обработки и визуализации данных.

5.1. Распределение по импульсу

На рис. 10 приведено распределение частиц по импульсу. P – импульс, измеряемый в МэВ, dN/dP – количество частиц с импульсом P . Частицы с импульсом $P < 50$ МэВ не доходят до дрейфовой камеры, а частицы с импульсом $P > 5000$ МэВ не встречаются в эксперименте с энергией порядка 3 ГэВ, поэтому сформируем первое условие отбора частиц: берем события с импульсом P в промежутке от 50 МэВ до 5000 МэВ.

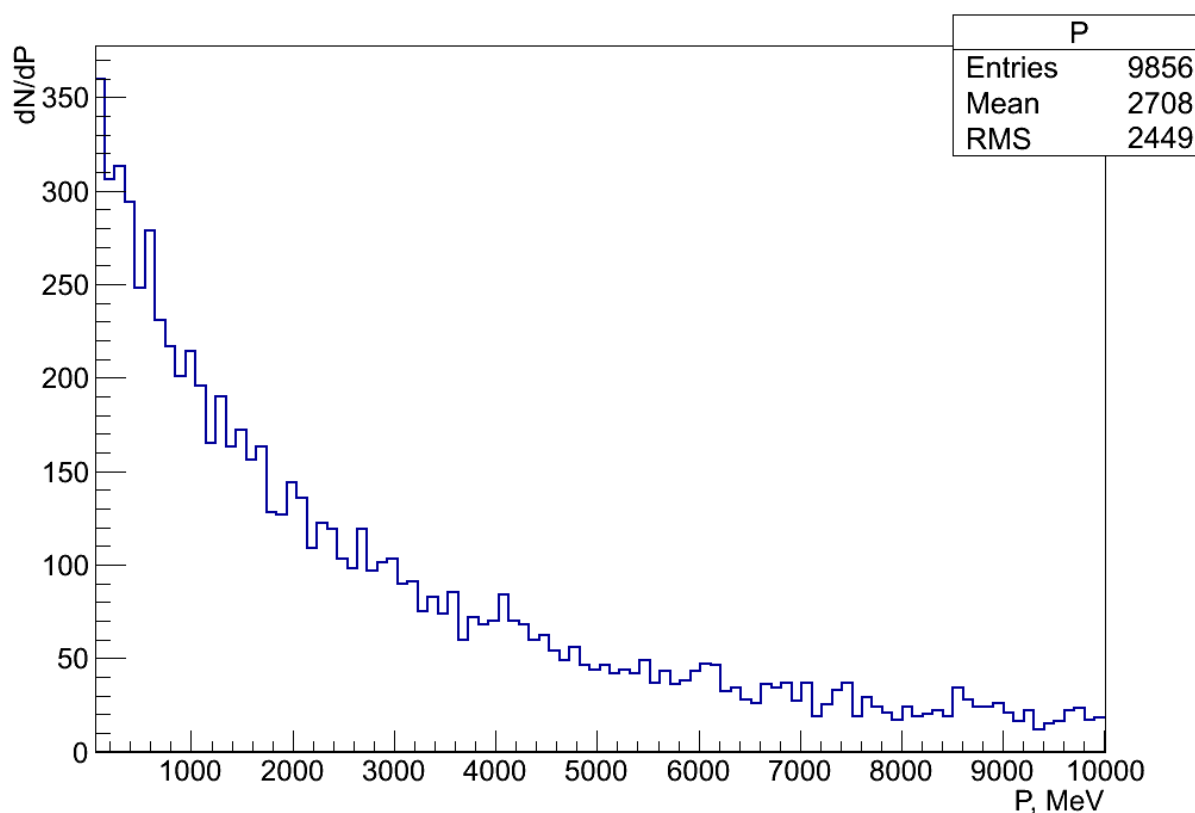


Рис. 10. Распределение по импульсу частиц.

5.2. Число хитов на треке

В однородном магнитном поле трек подгоняется окружностью в плоскости, перпендикулярной оси пучков. На рис. приведено распределение частиц по количеству хитов на треке. N hits – количество хитов, $dN/d(Nhits)$ – количество треков с данным количеством хитов. Для корректной обработки данным нам нужны треки с количеством хитов не менее 10 – чтобы частица пересекала хотя бы 2 суперслоя из 7. Из этого вытекает второе условие

отбора частиц: рассматриваем события с числом хитов больше 10 (см. рис. 11).

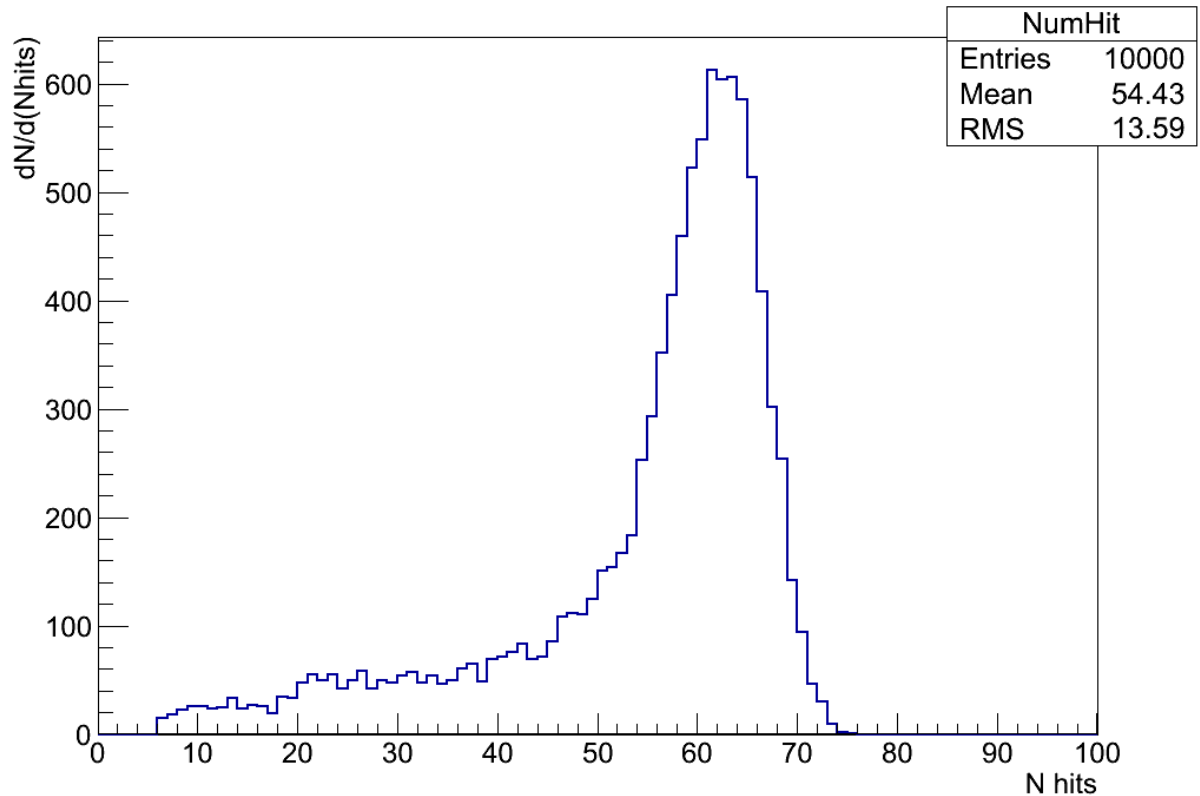


Рис. 11. Распределение по числу хитов на треке.

5.3. Отбор по параметрам трека

Введем критерий отбора частицы по треку χ^2 – среднеквадратичная погрешность измерений:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{d_i^2}{\sigma_{di}^2}$$

где

d_i – расстояние от трека до восстановленной по времени дрейфа координате

σ_{di} – статистическая ошибка, определяемая разбросом времени дрейфа

Так как χ^2 зависит от числа хитов, то нам надо нормировать распределение – поделить χ^2 на число хитов на треке:

$$chi2 = \frac{\chi^2}{Nhits}.$$

Для работы отбирались хорошо подогнанные треки с $chi2 < 2$ (см. рис. 12).

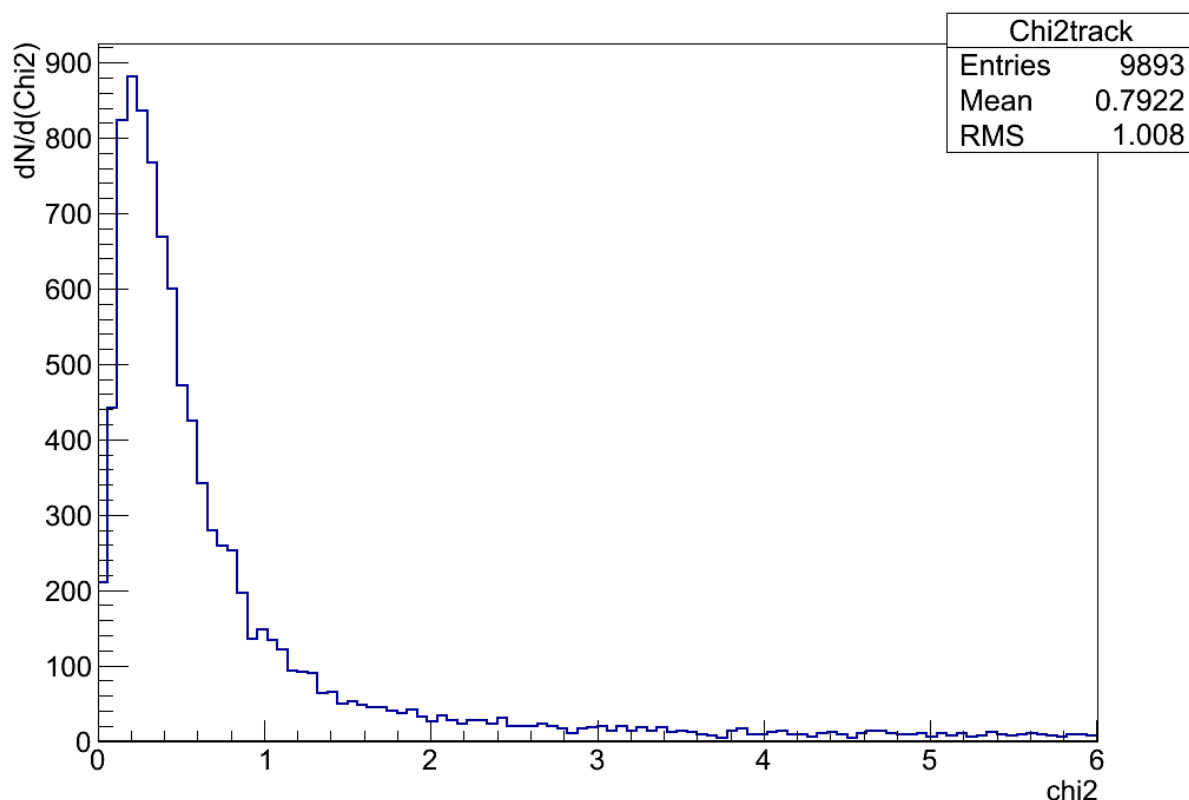


Рис. 12. Распределение по нормированному параметру χ^2 .

5.4. Средние потери dE/dx на треке

После применения всех условий отбора можно нарисовать график средних потерь на треке (см. рис. 13). Для вычисления наиболее вероятных и средних потерь энергии на треке применим функцию Гаусса для фитирования распределения (см. рис. 14). Из рис. 14 легко убедиться, что фитирование функцией Гаусса средних потерь на треке невозможно. Для фитирования средних потерь на треке применяют функцию Ландау, описанную ранее (см. рис. 15). Среднее значение потерь энергии на треке – 121.7 ± 0.72 у. е. (см. рис. 15) и наиболее вероятное значение потерь энергии – 54.85 ± 0.43 у. е., сильно различаются, связано это с тем, что большие амплитуды энергии, так называемые «хвосты», несут мало информации о частице.

Для вычисления наиболее вероятного значения dE/dx усредним значения энергии методом «усеченного среднего». Усеченное среднее – это метод усреднения, в котором мы удаляем определенный процент наибольших амплитуд энергии перед вычислением среднего. Использование метода «усеченного среднего» устраняет влияние «хвостов» на вычисление среднего значения энергии.

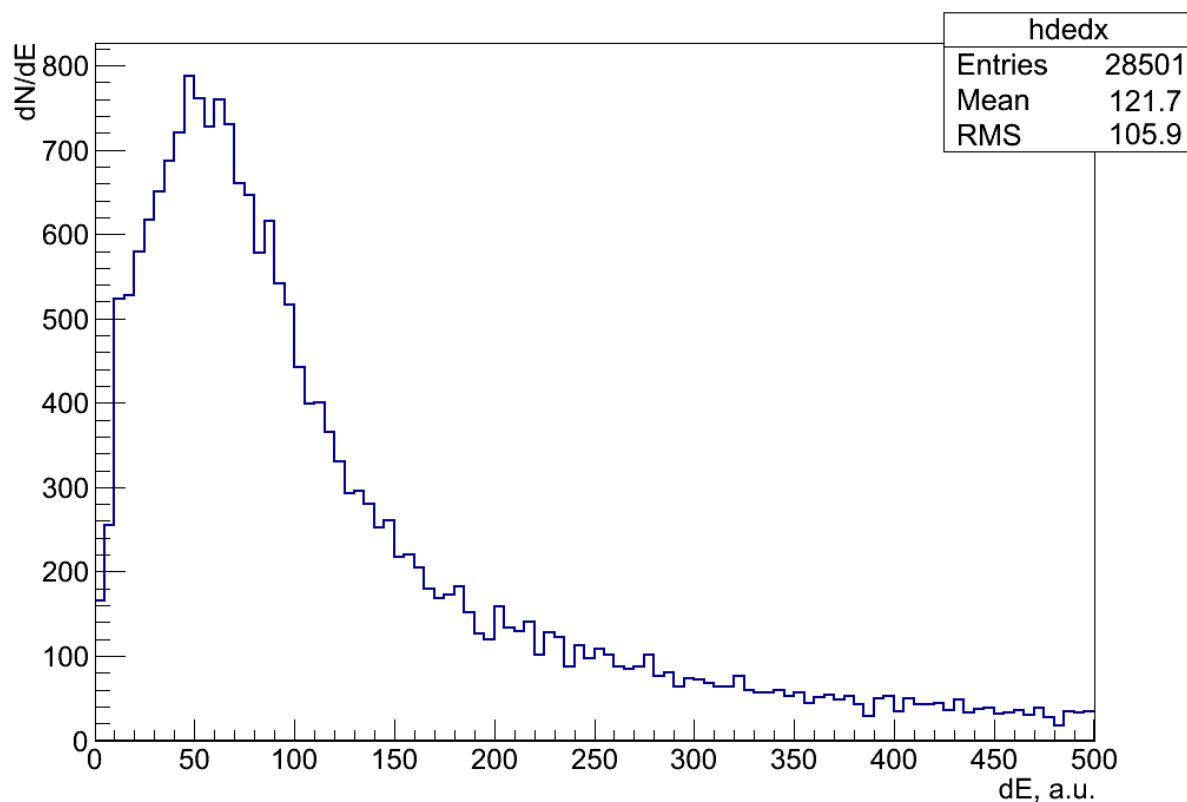


Рис. 13. Средние потери энергии на треке.

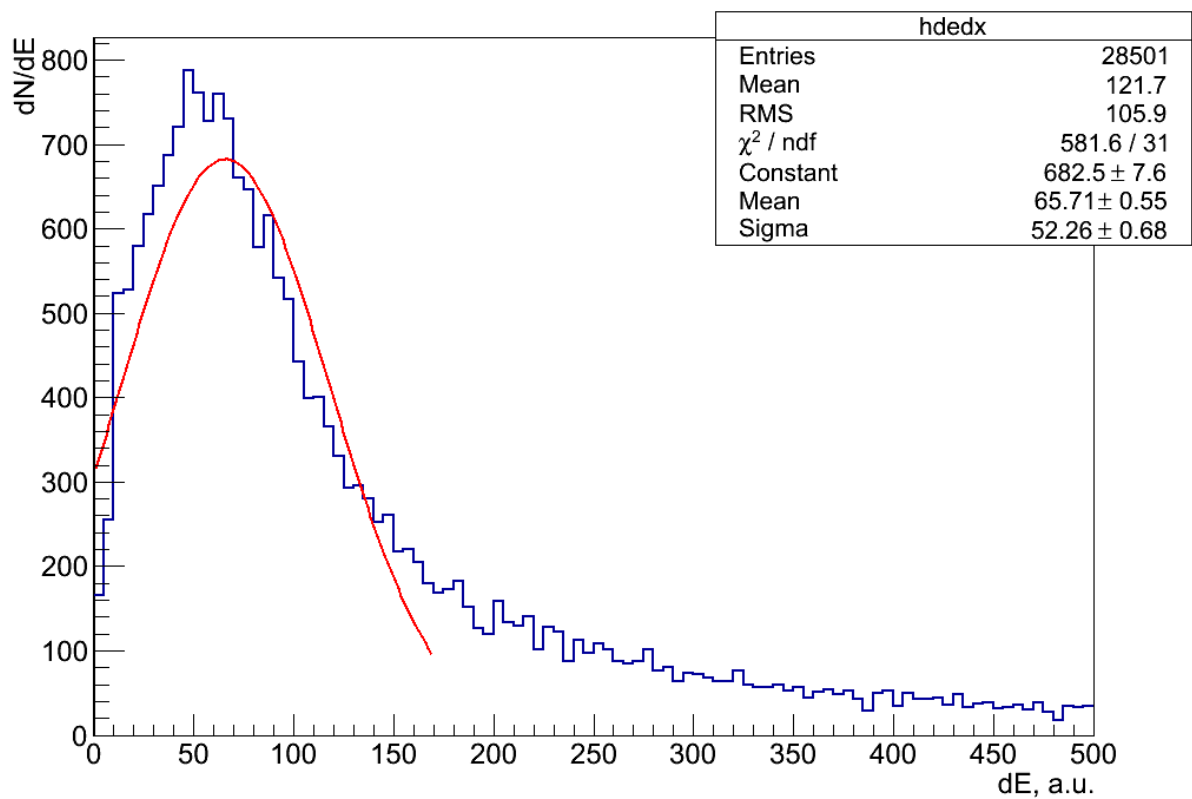


Рис. 14. Аппроксимация распределения функцией Гаусса.

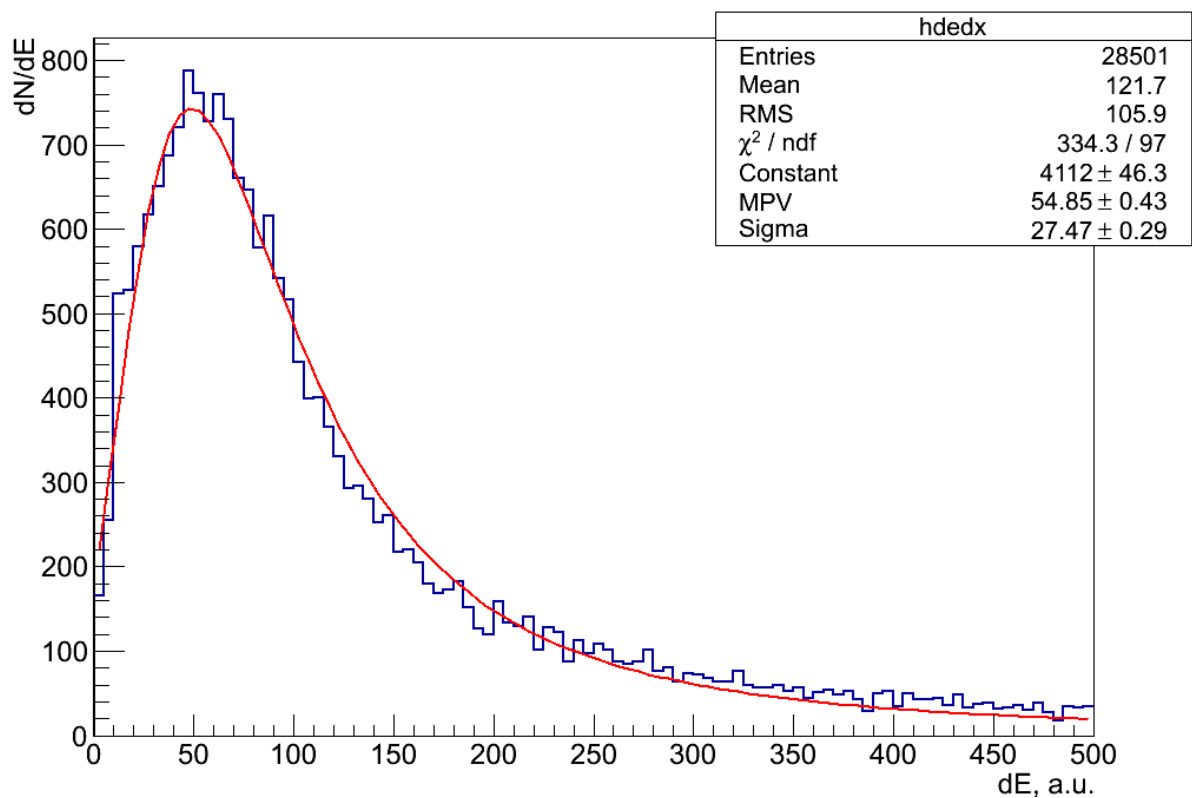


Рис. 15. Аппроксимация распределения функцией Ландау.

5.5. Метод «усеченного среднего»

Для реализации этого метода потребовалась сортировка потерь энергии по возрастанию амплитуды. Для сортировки была написана программа в среде

Root на языке C++. После сортировки для построения гистограммы и дальнейшей ее аппроксимации были отобраны для усреднения только 70% наименьших значений потерь энергии (см. рис. 16). После усреднения распределение легко аппроксимируется функцией гаусса и наиболее вероятные потери энергии – 6.25 ± 0.02 у. е. по порядку величины совпадают со средними потерями энергии – 6.45 ± 0.09 у. е. (см. рис. 16).

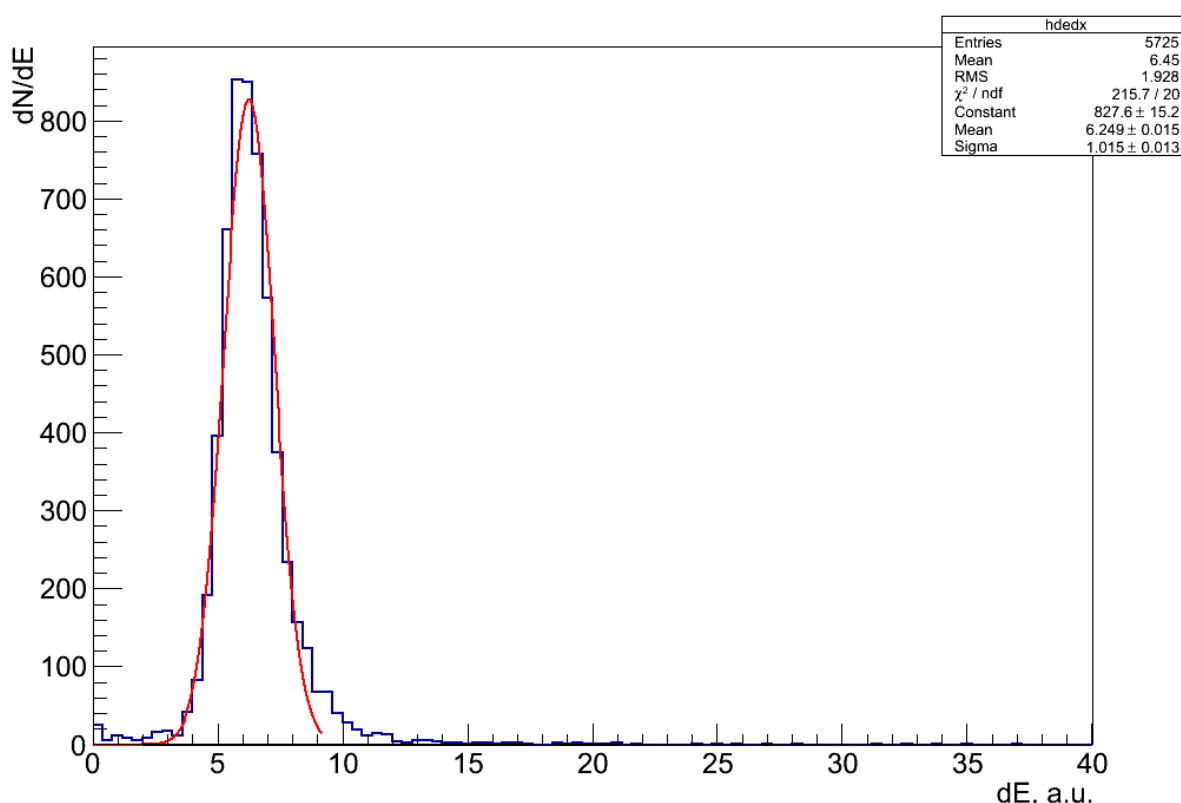


Рис. 16. Распределение после применения метода «усеченного среднего».

6. Заключение

В ходе работы было осуществлено знакомство с принципами работы ускорительного комплекса ВЭПП-4 и дрейфовой камеры детектора КЕДР, используемой для идентификации частиц. Получены базовые навыки обработки экспериментальных данных в физике высоких энергий в среде Root.

В результате проделанной работы было получено распределение потерь энергии мюонов в дрейфовой камере детектора КЕДР (см. рис. 16), которое в

дальнейшем можно использовать для идентификации мюонов в других экспериментах.

На практике было доказано, что для аппроксимации распределений в физике высоких энергий используется функция Ландау, как было предсказано теорией. Для вычисления наиболее вероятных потерь энергии необходимо применить «метод усеченного среднего» что позволяет симметризовать распределение, и затем аппроксимировать функцией Гаусса.

7. Список литературы

1. В. В. Анашин и др. Детектор КЕДР. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2013. - Т. 44, № 4.-С.1263-1345.
2. К. Грүпен. Детекторы элементарных частиц: Справочное издание. 1999 год.
3. <http://root.cern.ch>
4. А. Н. Алешаев и др. Ускорительный комплекс ВЭПП-4. Препринт ИЯФ 2011–20.
5. А. Н. Алешаев и др. Электрон-позитронный коллайдер ВЭПП-4М: состояние и перспективы. Доклады Академии наук высшей школы Российской Федерации. Издательство: Новосибирский государственный технический университет (Новосибирск), ISSN: 1727-2769.
6. В. В. Анашин и др. Детектор КЕДР. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2013. - Т. 44, № 4.-С.657-702.
7. В. Е. Блинов. Дрейфовая камера детектора КЕДР. Квалификационная работа на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. ИЯФ, Новосибирск, 1997.
8. W. B. Atwood et al. Performance of the Sld central drift chamber prototype. Nucl. Inst. and Meth. A 252 (1986) 295.
9. В.М. Аульченко, С. Е. Бару, Г. А. Савинов. Электроника новых детекторов ИЯФ. Препринт ИЯФ 88-29.