

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

УДК 539.123

ОТЧЕТ
ПО ПРЕДДИПЛОМНОЙ ПРАКТИКЕ

**ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ АНТИ- Σ -
ГИПЕРОНОВ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО
КАЛОРИМЕТРА PHOS ЭКСПЕРИМЕНТА ALICE**

Научный руководи-
тель

к.ф.-м.н.

_____ Д.С. Блау

Студент

_____ П.П. Гордеев

Москва 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
1 Общие сведения о Σ-гиперонах	4
2 Экспериментальная установка ALICE	5
2.1 Трековая система ALICE	6
2.2 Электромагнитный калориметр PHOS	7
3 Метод реконструкции импульса по времени пролета частицы	10
4 Отбор кластеров и треков	17
5 Отбор событий	26
6 Результаты анализа данных	28
7 Заключение	36
Список использованных источников	37

ВВЕДЕНИЕ

Эксперимент ALICE разработан и создан для исследований в физике ядро-ядерных столкновений при энергиях Большого адронного коллайдера (БАК) в ЦЕРН, который является уникальным ускорительным комплексом, обеспечивающим самые высокие энергии столкновений, достижимые в земных условиях. Основная научная цель экспериментов — всесторонние исследования природы и свойств нового состояния вещества, характеризующегося экстремально высокой плотностью энергии, — кварк-глюонной плазмы [1].

Одной из задач является изучение гиперонов. Гипероны — вид барионов, имеющих в своем составе так называемый странный кварк. Они отличаются от большинства других барионов коротким временем жизни, которое составляет миллиардные доли секунды. Эта особенность делает изучение взаимодействий таких частиц сложнейшей задачей. Гипероны рождаются в большом количестве в эксперименте ALICE. Изучение параметров взаимодействия гиперонов со стабильными частицами, например, протонами, имеет фундаментальное значение для космологии и может помочь объяснить устройство нейтронных звезд.

В данной работе изучается распад анти- Σ - гиперонов на заряженный пион и антинейтрон, который можно зарегистрировать в электромагнитном калориметре. Это открывает возможности по изучению антинейтронных корреляций, по поиску нейтронных связанных состояний.

Целью данной работы является изучение возможности регистрации антинейтронов с помощью электромагнитного калориметра и проверка возможности регистрации анти- Σ -гиперонов.

1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О Σ -ГИПЕРОНАХ

Сигма-гипероны — элементарные частицы, представляющие собой барионы со странностью -1 и изотопическим спином 1 . Они группируются в мультиплеты по три частицы: сигма-минус-гиперон Σ^- , сигма-ноль-гиперон Σ^0 , сигма-плюс-гиперон Σ^+ . В состав Σ -гиперонов входят верхние, нижние и один странный кварк [2].

Кварковый состав сигма-гиперонов и их массы приведены ниже:

$$\begin{aligned}\Sigma^0 &= uds, & m_{\Sigma^0} &= 1192.642 \pm 0.024 \text{ МэВ}; \\ \Sigma^+ &= uus, & m_{\Sigma^+} &= 1189.37 \pm 0.07 \text{ МэВ}; \\ \Sigma^- &= dds, & m_{\Sigma^-} &= 1197.449 \pm 0.030 \text{ МэВ}.\end{aligned}\tag{1.1}$$

Основные каналы и соответствующие им вероятности распада сигма-гиперонов:

$$\begin{aligned}\Sigma^0 &\rightarrow p\pi^0, (51.57 \pm 0.30)\%; \\ \Sigma^+ &\rightarrow n\pi^+, (48.31 \pm 0.30)\%; \\ \Sigma^- &\rightarrow n\pi^-, (98.848 \pm 0.005)\%.\end{aligned}\tag{1.2}$$

В данной работе исследуются следующие каналы распадов для анти-частиц:

$$\begin{aligned}\bar{\Sigma}^+ &\rightarrow \bar{n}\pi^+; \\ \bar{\Sigma}^- &\rightarrow \bar{n}\pi^-.\end{aligned}\tag{1.3}$$

Таким образом одними из главных задач являются идентификация антинейтрона в калориметре PHOS и заряженных пионов в трековой системе.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ALICE

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) — один из семи экспериментальных детекторов, сооруженных на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН.

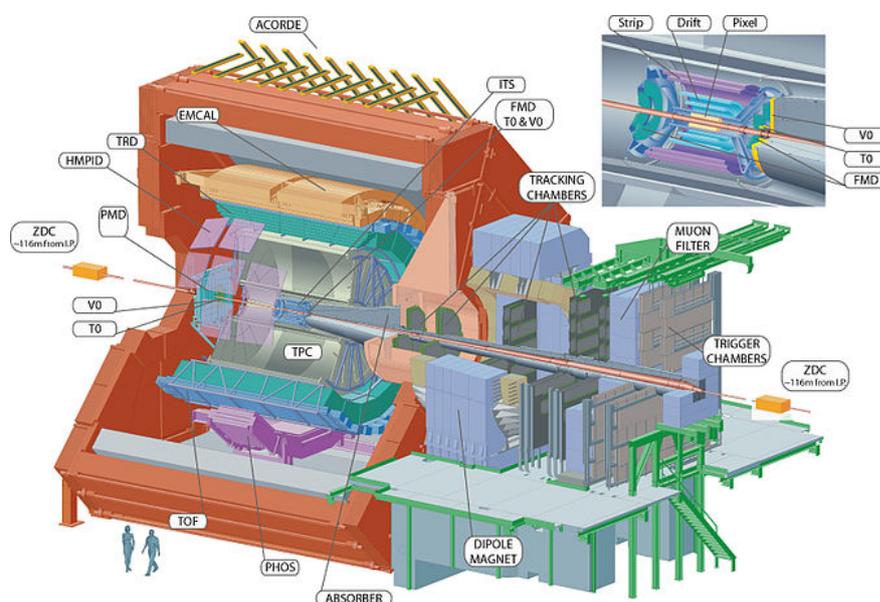


Рисунок 2.1 — Сечение детектора ALICE

Детектор ALICE оптимизирован для изучения столкновений тяжелых ионов ультрарелятивистских энергий. В результате соударения возникают необходимые условия для образования кварк-глюонной плазмы — состояния материи, в котором кварки и глюоны находятся в свободном виде. Похожие условия существовали в первые доли секунды после Большого Взрыва, пока кварки и глюоны не связались вместе, формируя адроны [1; 3].

ALICE фокусируется на физике сильно взаимодействующей материи при экстремально высокой плотности энергии. Существование кварк-глюонной плазмы и изучение её свойств — это ключевой вопрос в квантовой хромодинамике, необходимый для объяснения конфайнмента и восстановления киральной симметрии. Воссоздание этого изначального состояния

материи и понимание того, как она эволюционирует, должно пролить свет на вопросы о механизмах, которые соединяют кварки и глюоны, о природе сильных взаимодействий, и о том, как в результате этих взаимодействий образуется большая часть массы обычного вещества.

Квантовая хромодинамика предсказывает, что при наличии достаточно высокой плотности энергии существует фаза перехода из обычной адронной материи, где кварки закрыты внутри нуклонов, в плазму из кварков и глюонов в состоянии деконфайнмента. Обратный процесс данного перехода имел место, когда возраст Вселенной составлял примерно 10^{-6} секунд. В настоящее время этот процесс может происходить в центрах коллапсирующих нейтронных звезд или других астрофизических объектов.

2.1. ТРЕКОВАЯ СИСТЕМА ALICE

В самом центре детектора несколькими цилиндрическими слоями расположены трековые детекторы. Непосредственно снаружи вакуумной трубы расположен двухслойный вершинный пиксельный детектор (SPD), который позволяет восстановить вершину взаимодействия с точностью более 100 микрон. За ними идут дрейфовый детектор (SDD) и стриповые детекторы (SSD), которые вместе с пиксельным детектором образуют внутреннюю трековую систему (ITS) детектора ALICE. Помимо восстановления вершины взаимодействия, основными задачами ITS являются:

- 1) реконструкция вторичных вершин необходимых для восстановления распадов гиперонов и частиц с очарованным кварком,
- 2) восстановление треков и идентификация частиц с малым значением импульса,
- 3) улучшение импульсного и углового разрешения для частиц реконструирующихся во время-проекционной камере (TPC).

Внутреннюю трековую систему охватывает особый трековый детектор — время-проекционная камера. Акцептанс TPC по азимутальному углу и интервал по псевдобыстроте $|\eta| < 0.9$. Это огромная (90 м^3) и практически пустая цилиндрическая камера, заполненная специальной газовой смесью (неон, углекислый газ и азот в соотношении 90-10-5), в которой создано однородное электрическое поле параллельно оси

напряженностью 400 В/см. Ровно посередине камеры находится катод, поэтому электрическое поле направлено от торцов к середине. Когда заряженные частицы пролетают через объем, они ионизируют газ на своем пути. Свободные электроны начинают дрейфовать к торцам цилиндра, при этом трехмерная форма траектории остается неизменной. Достигнув торца цилиндра, электроны регистрируются считывающими камерами, которые определяют поперечные координаты сигнала и время его прихода [3; 4].

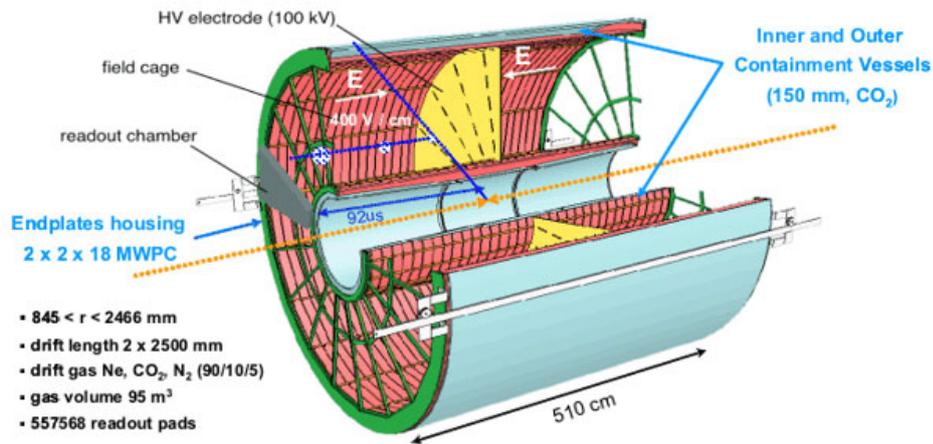


Рисунок 2.2 — Устройство время-проекционной камеры детектора ALICE

2.2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ КАЛОРИМЕТР PHOS

PHOS — это электромагнитный калориметр высокого разрешения, который обеспечивает получение важной информации об излучениях, возникающих при взаимодействии встречных пучков протонов и тяжелых ионов высоких энергий. Основной физической задачей спектрометра является измерение электромагнитного излучения горячей сильновзаимодействующей материи, спектров адронов через их распады. Энергетический интервал детектирования фотонов и нейтральных мезонов составляет от 0.1 ГэВ до 100 ГэВ. PHOS находится на расстоянии 460 см от вершины взаимодействия покрывает интервал по псевдобыстроте $|\eta| < 0.12$ и 70° по азимутальному углу.

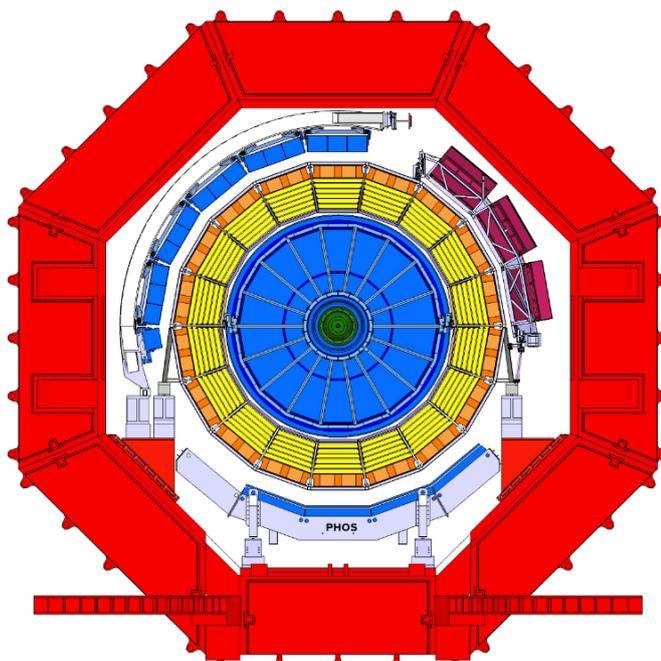


Рисунок 2.3 — Сечение детектора ALICE. Фотонный спектрометр PHOS находится внизу установки

Спектрометр представляет собой сложную сегментированную систему с площадью чувствительной поверхности примерно 6 м^2 и примерно 12500 измерительных каналов на основе сцинтилирующих кристаллов вольфрамата свинца PbWO_4 [3; 5].

Для такого рода исследований необходим материал детектора, у которого был бы минимально возможный радиус Мольера и минимальная радиационная длина, чтобы детектор был компактным. Существенное значение имеет радиус Мольера, который определяет поперечный размер электромагнитного ливня. Когда в материал попадает фотон высокой энергии, он рождает электрон-позитронную пару. Дальше эта пара начинает тормозиться, рождает так называемые тормозные фотоны, и фотоны опять порождают пары — начинается лавинный процесс, электромагнитный ливень. Этот ливень как раз и преобразуется в сцинтилляционных кристаллах во вспышки света.

Большая множественность и высокая энергия продуктов реакции предполагают высокую сегментированность спектрометра и использование очень плотной активной среды. Кроме того, детекторы спектрометра фотонов должны работать в магнитных полях, что накладывает специальные требования на выбор приемника сцинтилляционного излучения. Сцинтилля-

ционное световое излучение регистрируется PIN-диодом, состоящим из фотодетектора, приклеиваемого к торцу кристалла оптически прозрачным клеем, и предусилителя в общем корпусе [3; 5].

Фотонный спектрометр оснащен детектором CPV (Charged Particle Veto), который улучшает идентификацию фотонов путем подавления заряженных частиц и представляет собой набор пропорциональных камер. CPV покрывает большую часть акцептанса PHOS, 60° по азимутальному углу. PHOS также является триггерным детектором и предоставляет триггеры уровней L0 и L1 для отбора событий с высокоэнергетичными фотонами.

3. МЕТОД РЕКОНСТРУКЦИИ ИМПУЛЬСА ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА ЧАСТИЦЫ

Напрямую невозможно измерить импульс частицы породившей кластер. Идентифицировать частицы можно по времени их пролета. Из известных значений расстояния до детектора и времени пролета кластера можно восстановить значение импульса частицы.

В данной работе используются два временных разрешения для фотонного спектрометра PHOS: хорошее разрешение (GoodRes), которое составляет $\sigma_t^{\text{good}} = 0.5$ нс (применяется в Монте-Карло, планируемое разрешение при апгрейде электроники PHOS) и реалистичное разрешение (RealRes), которое зависит от выделенной энергии в калориметре E_{clu} . Реалистичное разрешение было получено для предполагаемых фотонных кластеров в реальных данных.

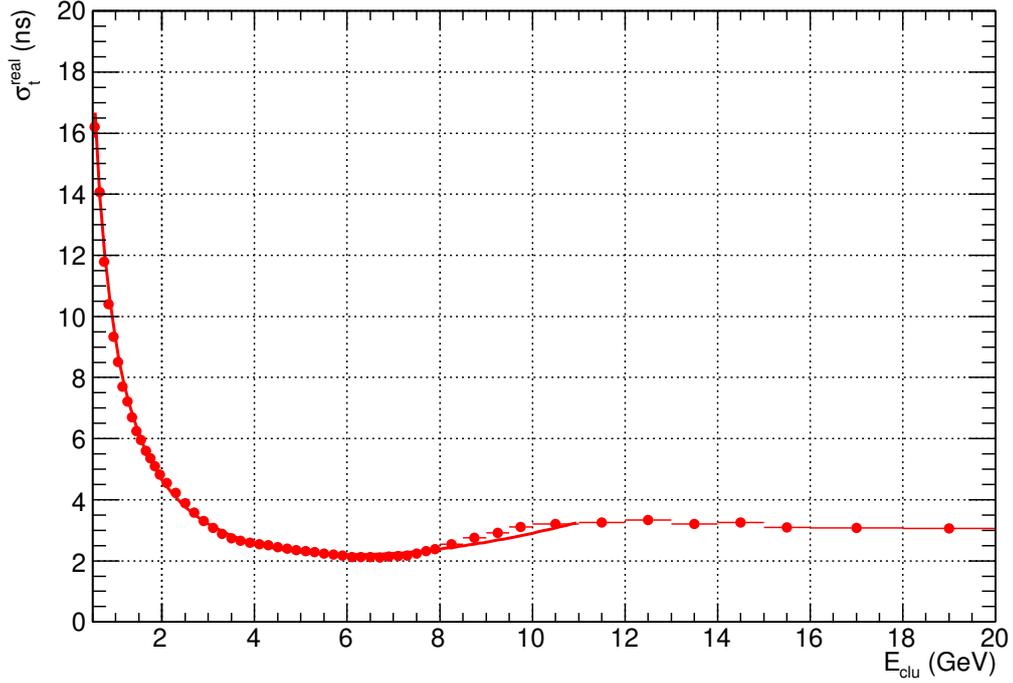


Рисунок 3.1 — Реалистичное временное разрешение детектора

Так как изначально в Монте-Карло данных присутствует только хорошее разрешение, требуется воспроизвести реалистичное. Поэтому в Монте-Карло симуляции используется параметризация для данного разрешения:

$$\sigma_t^{\text{real}} = 9.2177 \cdot \frac{\exp\left(\frac{-E_{\text{clu}}}{3.5756 \cdot 10^{11}}\right)}{E_{\text{clu}}} - 0.0219 \cdot E_{\text{clu}} + 0.0220 \cdot E_{\text{clu}}^2, \quad (3.1)$$

где E_{clu} — энергия оставленная кластером в калориметре PHOS, ГэВ; σ_t^{real} — реалистичное временное разрешение, соответствующее данным, нс.

Процедура получения времени пролета для реалистичного разрешения следующая:

- 1) для данного кластера с определенным временем пролета t_{TOF} и энергией кластера E_{clu} высчитывается разрешение σ_t^{real} по формуле 3.1,
- 2) так как для Монте-Карло данных уже имеем $\sigma_t^{\text{good}} = 0.5$ нс, то итоговое временное разрешение будет считаться по формуле $\sigma_t^{\text{tot}} = \sqrt{(\sigma_t^{\text{real}})^2 - (\sigma_t^{\text{good}})^2}$,
- 3) время пролета t_{TOF} размывается по Гауссу со средним значением t_{TOF}

и среднеквадратичным отклонением σ_t^{tot} .

Импульс частицы породившей кластер в калориметре вычисляется по формуле:

$$p_{\text{rec}} = \frac{m_{\bar{n}}}{\sqrt{\left(\frac{t_{\text{TOF}} \cdot c}{L}\right)^2 - 1}}, \quad (3.2)$$

где L — расстояние от вершины взаимодействия до поверхности калориметра PHOS, м; c — скорость света, 299792458 м/с; $m_{\bar{n}}$ — масса антинейтрона, 0.939485 ГэВ/ c^2 ; t_{TOF} — время пролета кластера, сек.

Энергия находится по следующему выражению:

$$E_{\text{rec}} = \sqrt{m_{\bar{n}}^2 + p_{\text{rec}}^2}, \quad (3.3)$$

где $m_{\bar{n}}$ — масса антинейтрона, 0.939485 ГэВ/ c^2 ; p_{rec} — импульс частицы, ГэВ/ c .

Зависимость разности p_{rec} и p_{MC} от p_{MC} для двух временных разрешений представлена на рисунке 3.2.

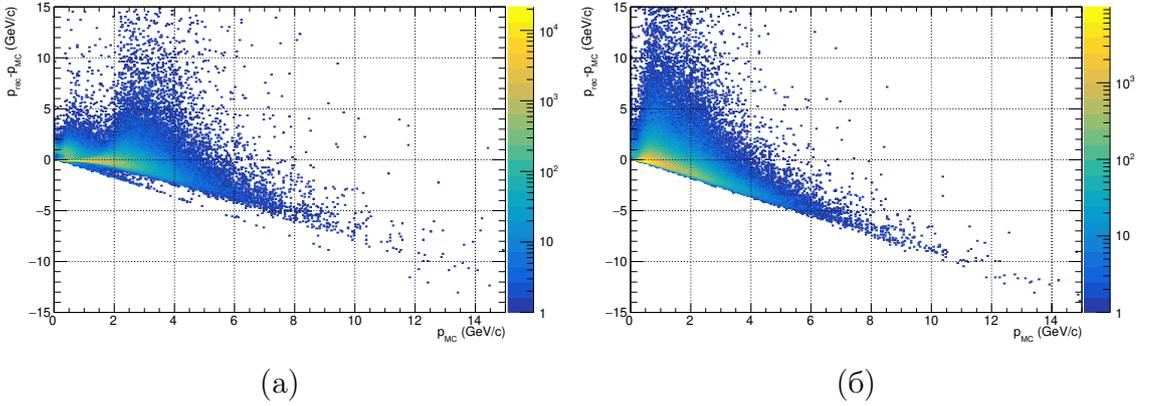


Рисунок 3.2 — Зависимость разности p_{rec} и p_{MC} от p_{MC} для а) хорошего и б) реалистичного временного разрешения

Развитие электромагнитного и адронного ливня отличается, и энерговыделение при аннигиляции антинейтрона с нейтроном происходит глубже в кристаллах калориметра. При расчете реконструированного импульса по формуле (3.2) к расстоянию от вершины взаимодействия до калориметра PHOS L прибавляется сдвиг δ :

$$p_{\text{rec}} = \frac{m_{\bar{n}}}{\sqrt{\left(\frac{t_{\text{TOF}} \cdot c}{L + \delta}\right)^2 - 1}}, \quad (3.4)$$

где L — расстояние от вершины взаимодействия до калориметра PHOS, м; δ — сдвиг, м; c — скорость света, 299792458 м/с; $m_{\bar{n}}$ — масса антинейтрона, 0.939485 ГэВ/ c^2 ; t_{TOF} — время пролета кластера, сек.

Для разных значений сдвигов, δ : без сдвига, 5, 10, 15, 20, 25, 30 см, получим гистограммы аналогичные гистограммам на рисунке 3.2, из которых можно получить импульсное разрешение. Фитирование производилось функцией полученной путем свертки распределения Ландау и Гаусса.

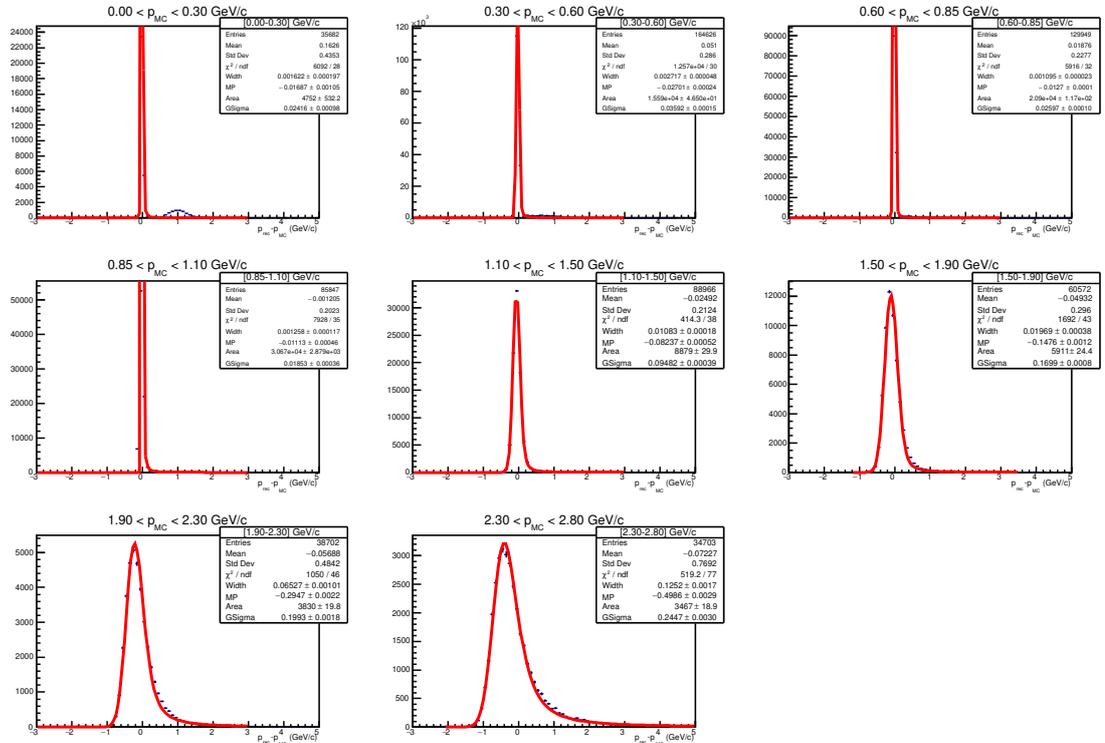


Рисунок 3.3 — Форма импульсного разрешения для $\sigma_t^{\text{good}} = 0.5$ нс

Для полученных функций в каждом интервале по p_{MC} можно получить наиболее вероятное значение разности импульсов (Most Probable Value) и полную ширину на полувисоте (Full Width at Half Maximum) для разных значений сдвигов. С ростом импульса наиболее вероятное значение разности импульсов смещается в отрицательную область и увеличивается полная ширина на полувисоте. Следовательно, точность реконструкции ухудшается с ростом импульса.

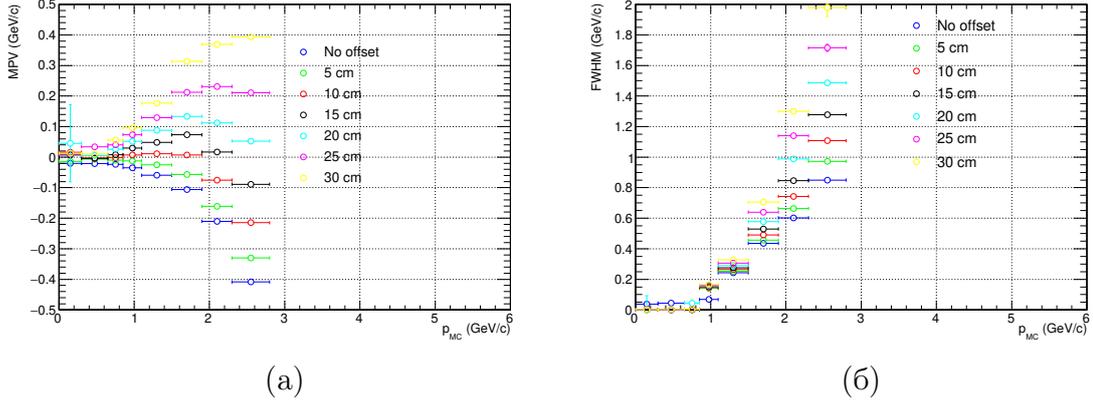


Рисунок 3.4 — а) Наиболее вероятное значение и б) полная ширина на полувысоте разности импульсов p_{res} и p_{MC} для разных значений сдвигов δ , временное разрешение $\sigma_t^{\text{good}} = 0.5$ нс

Таким образом наиболее подходящим значением сдвига δ было выбрано 10 см. Все дальнейшие расчеты, представленные в работе, производятся с данным значением сдвига. Наиболее вероятное значение становится отрицательным при импульсе примерно равном 1.9 ГэВ/с, следовательно, с большей точностью восстановление импульса по времени пролета возможно для частиц с небольшим импульсом.

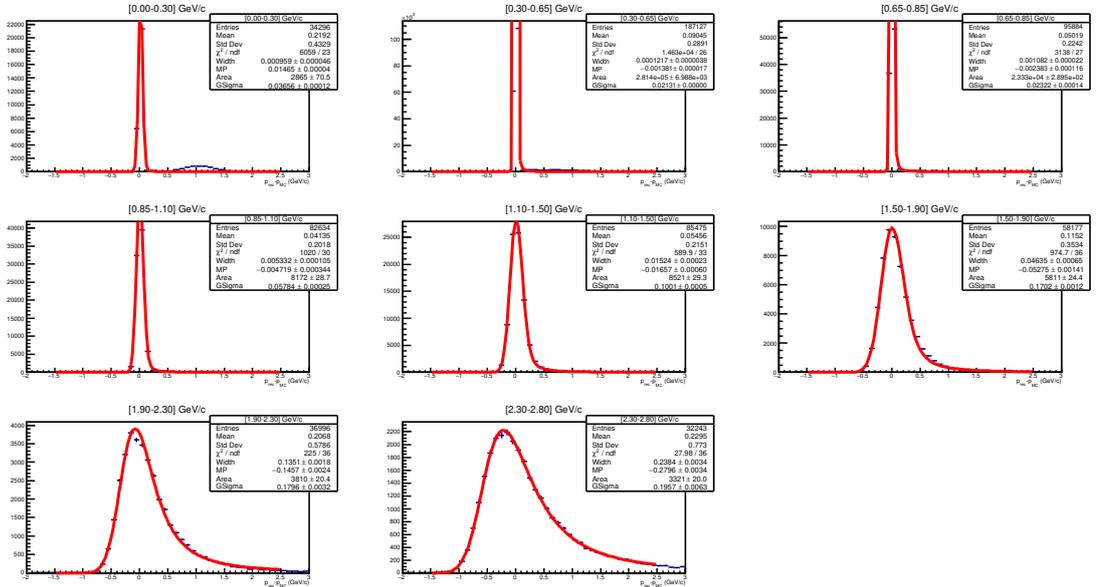


Рисунок 3.5 — Форма импульсного разрешения для сдвига $\delta = 10$ см, $\sigma_t^{\text{good}} = 0.5$ нс

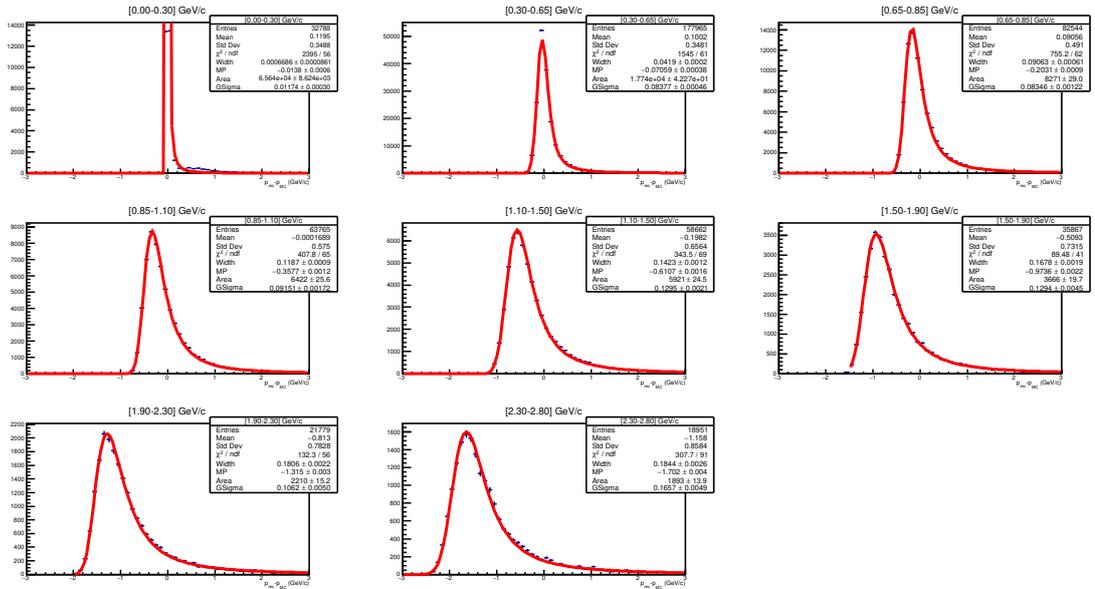


Рисунок 3.6 — Форма импульсного разрешения для сдвига $\delta = 10$ см, реалистичное разрешение

Также при расчете значений импульса по формуле (3.4) возникают случаи, когда значение реконструированного импульса получается мнимым, происходит это из-за конечного временного разрешения детектора. Это означает, что время пролета частицы становится меньше, чем время пролета гамма-кванта (сверхсветовой кластер).

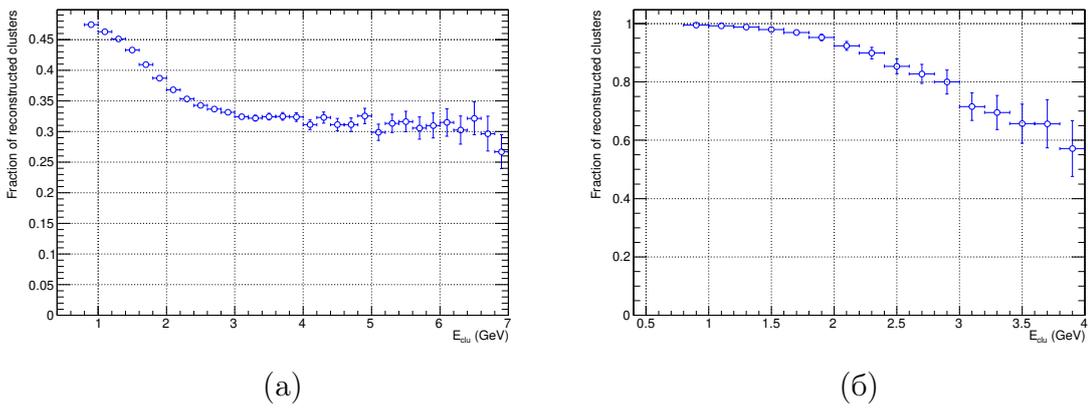
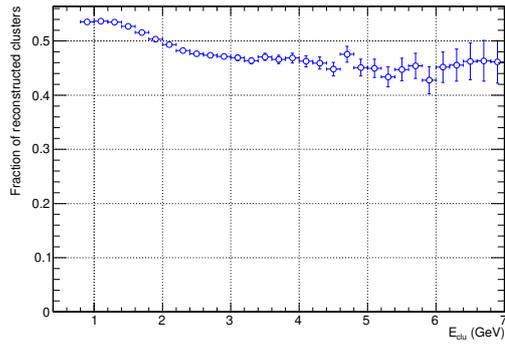
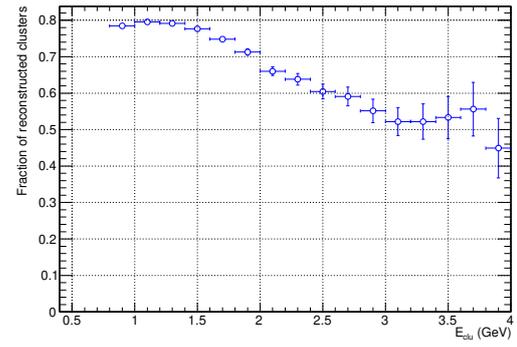


Рисунок 3.7 — Эффективность реконструкции импульса для **а)** всех кластеров и **б)** антинейтронных кластеров для временного разрешения $\sigma_t^{\text{good}} = 0.5$ нс



(a)



(б)

Рисунок 3.8 — Эффективность реконструкции импульса для **a)** всех кластеров и **б)** антинейтронных кластеров для реалистичного временного разрешения

4. ОТБОР КЛАСТЕРОВ И ТРЕКОВ

Из рисунка 4.1 видно, что доля антинейтронов среди всех кластеров мала и достигает своего максимального значения при энергии кластера 1.2 ГэВ. Для выделения антинейтронных кластеров и подавления других требуется ввести отборы.

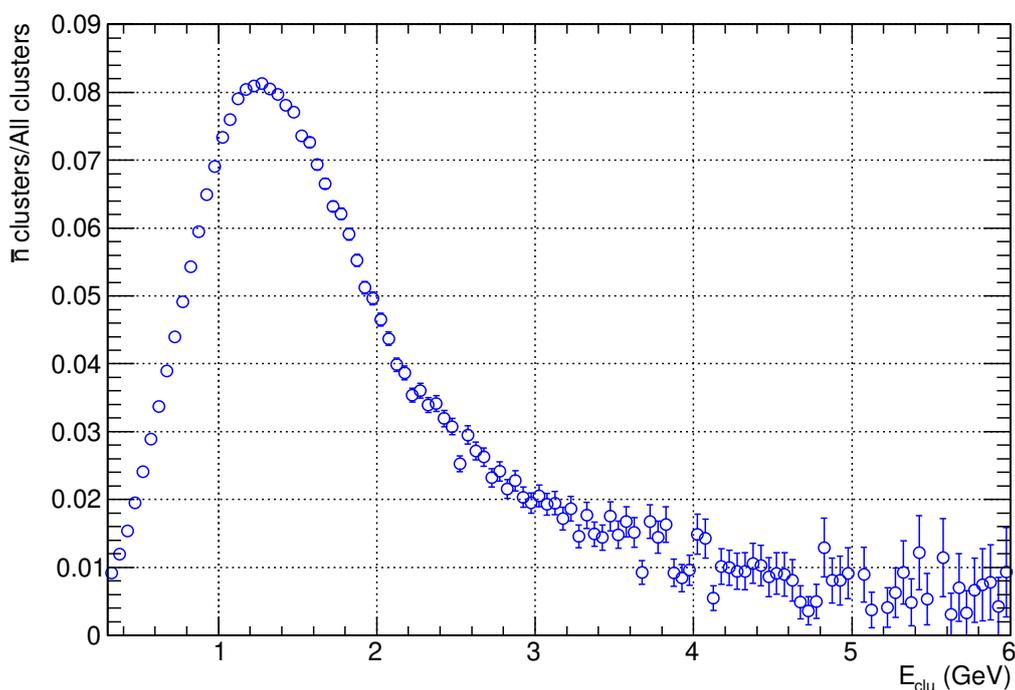


Рисунок 4.1 — Доля антинейтронных кластеров от всех кластеров, $E_{clu} > 0.3$ ГэВ

Идентификация антинейтрона производится по характеристикам кластеров: большому количеству энергии, выделяющейся при аннигиляции, форме ливня, сопоставления с заряженными треками (CPV) и времени пролета.

Параметры для отбора кластеров:

- 1) тип кластера — (AliVCluster::kPHOSNeutral),
- 2) энергия кластера больше 0.8 ГэВ,
- 3) дисперсия по оси M02 больше 0.2 см (исключение экзотических кластеров),

- 4) подавление заряженных частиц, CPV кат больше 4σ ,
- 5) отбор по дисперсии: $M20 > -M02 + 3.5$ + антифотонный кат больше 2σ .

Изначально наибольший вклад в долю всех кластеров составляют фотоны и заряженные частицы.

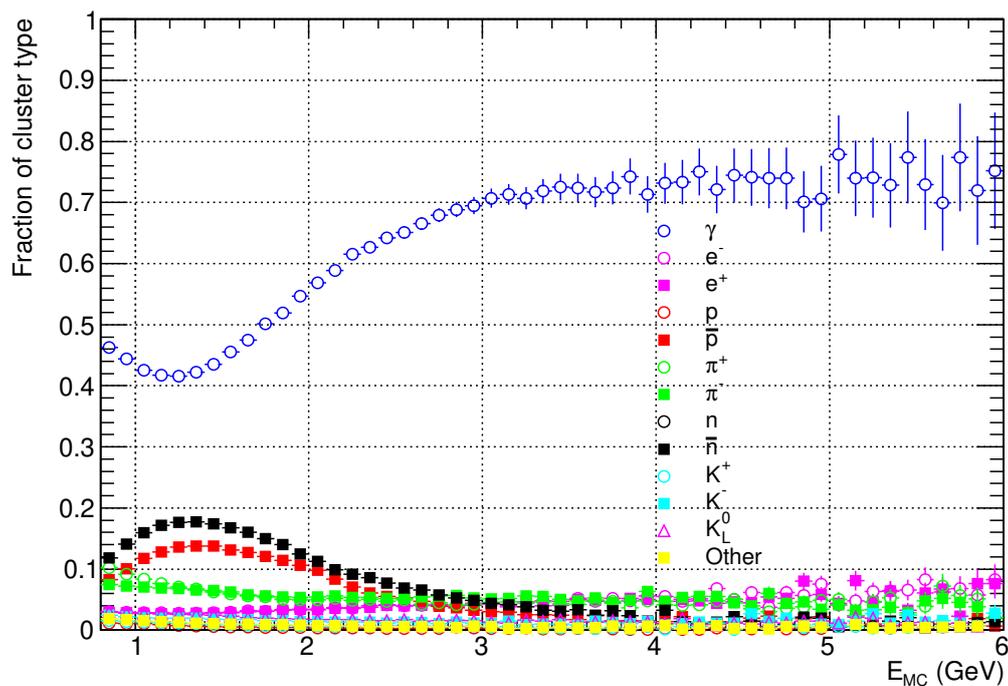


Рисунок 4.2 — Доля кластеров для разных типов частиц, $E_{clu} > 0.8$ ГэВ

Отбор антинейтронных кластеров по дисперсии производился антифотонным катом и прямой. Антифотонный кат — стандартный отбор, который используется для выделения фотонных кластеров и подавления кластеров от других частиц.

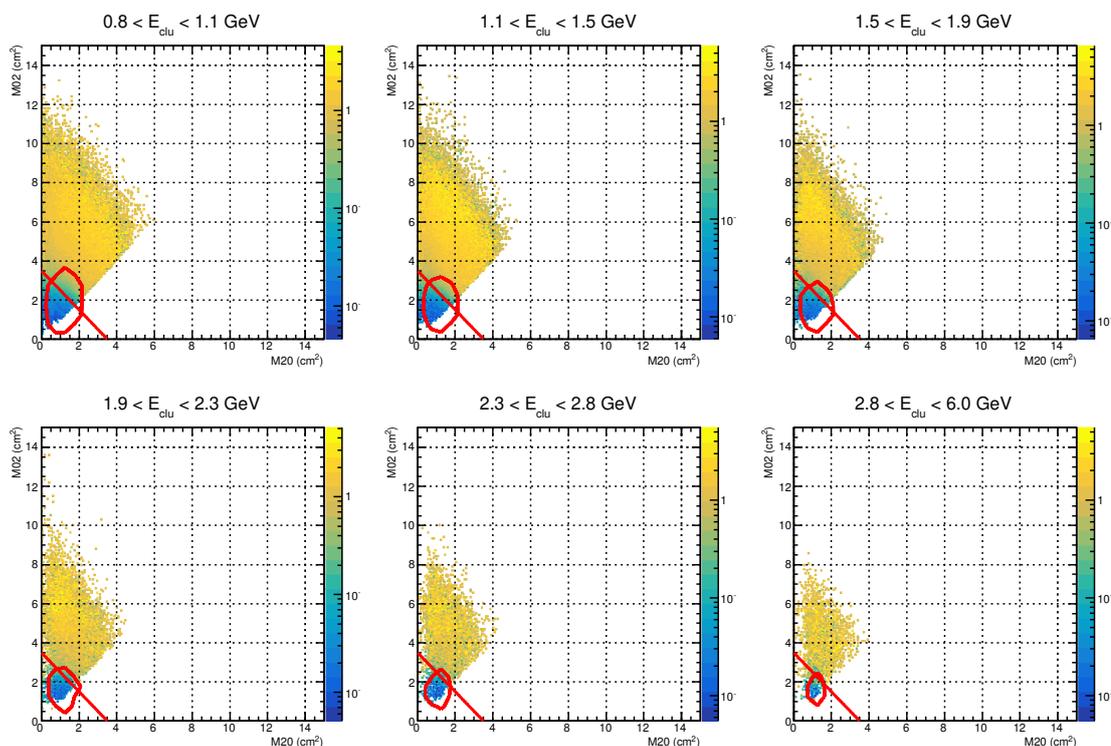


Рисунок 4.3 — Дисперсионное распределение для доли антинейтронных кластеров от всех кластеров, $E_{clu} > 0.8$ ГэВ

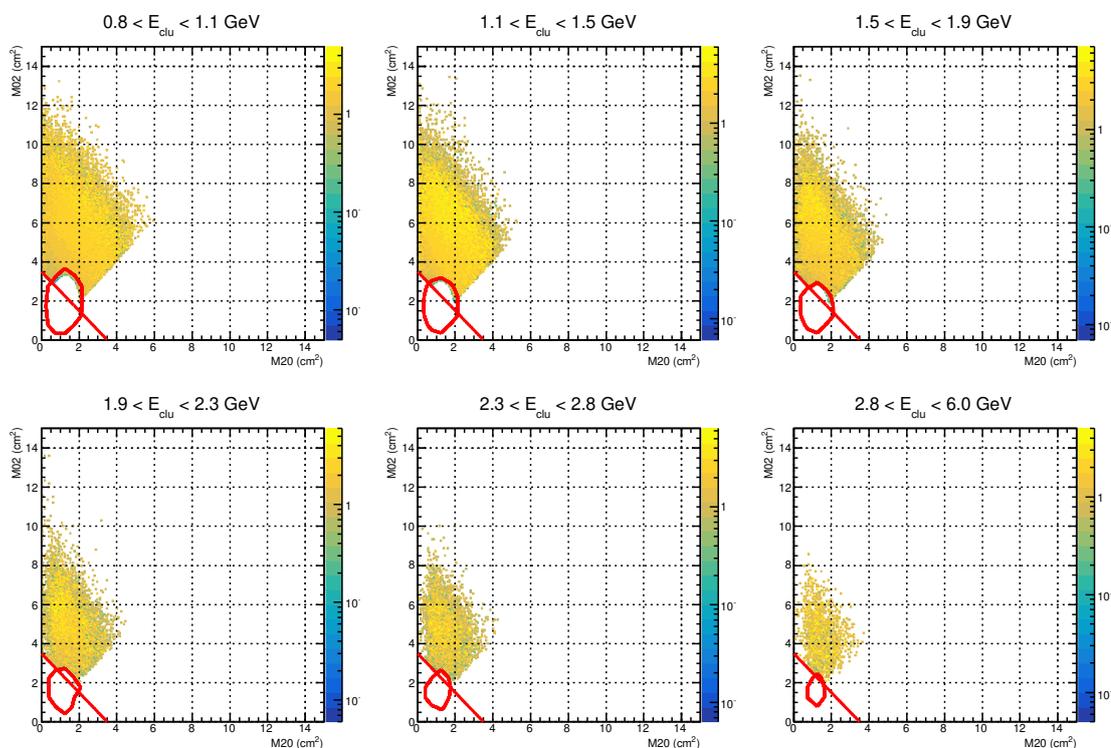


Рисунок 4.4 — Дисперсионное распределение для доли антинейтронных кластеров от всех кластеров с катодом, $E_{clu} > 0.8$ ГэВ

После применения отбора по дисперсии кластера доля фотонных кла-

стеров значительно уменьшается.

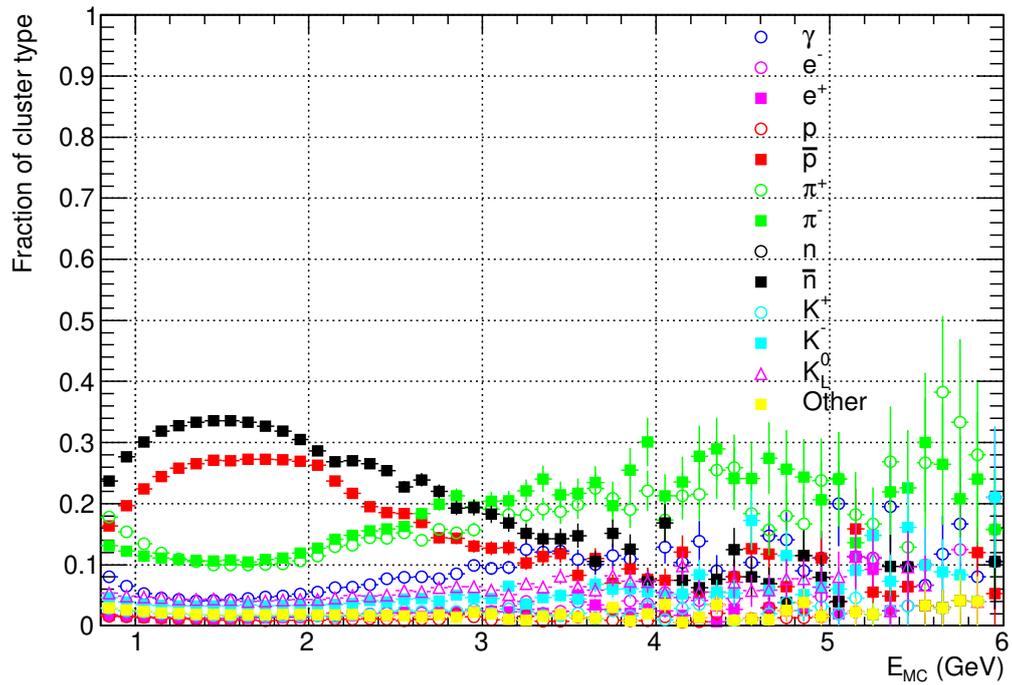


Рисунок 4.5 — Доля кластеров для разных типов частиц с отбором по форме кластера, $E_{clu} > 0.8$ ГэВ

Подавить кластеры от заряженных частиц можно с помощью CPV ката.

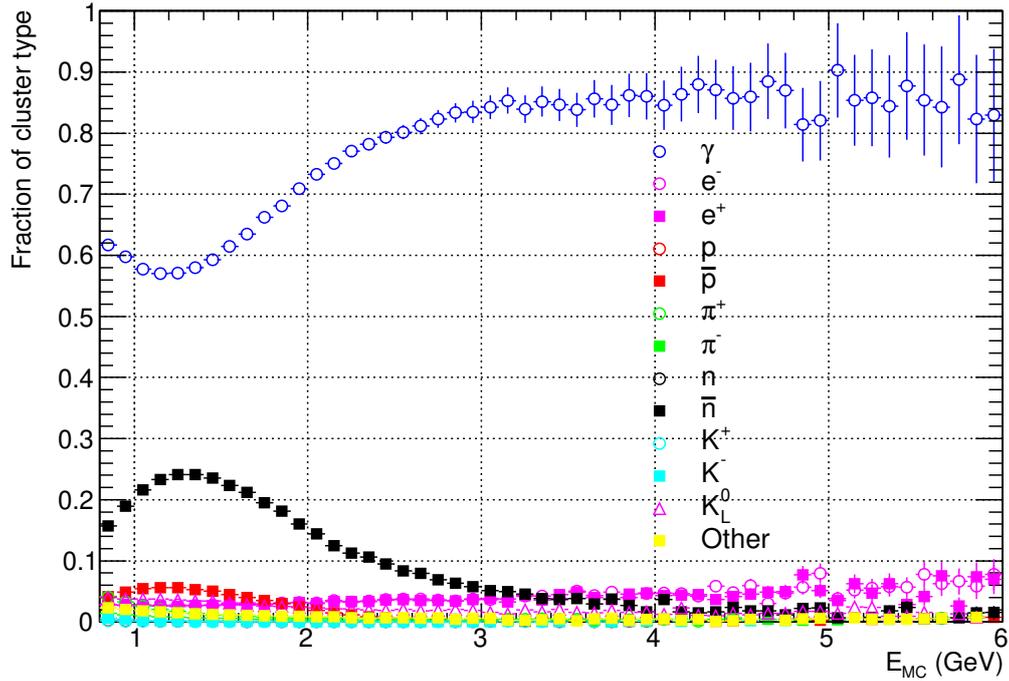


Рисунок 4.6 — Доля кластеров для разных типов частиц с CPV катом 4σ , $E_{clu} > 0.8$ ГэВ

В итоге после применения отбора по дисперсии кластера и CPV ката доля антинейтронных кластеров значительно возрастает.

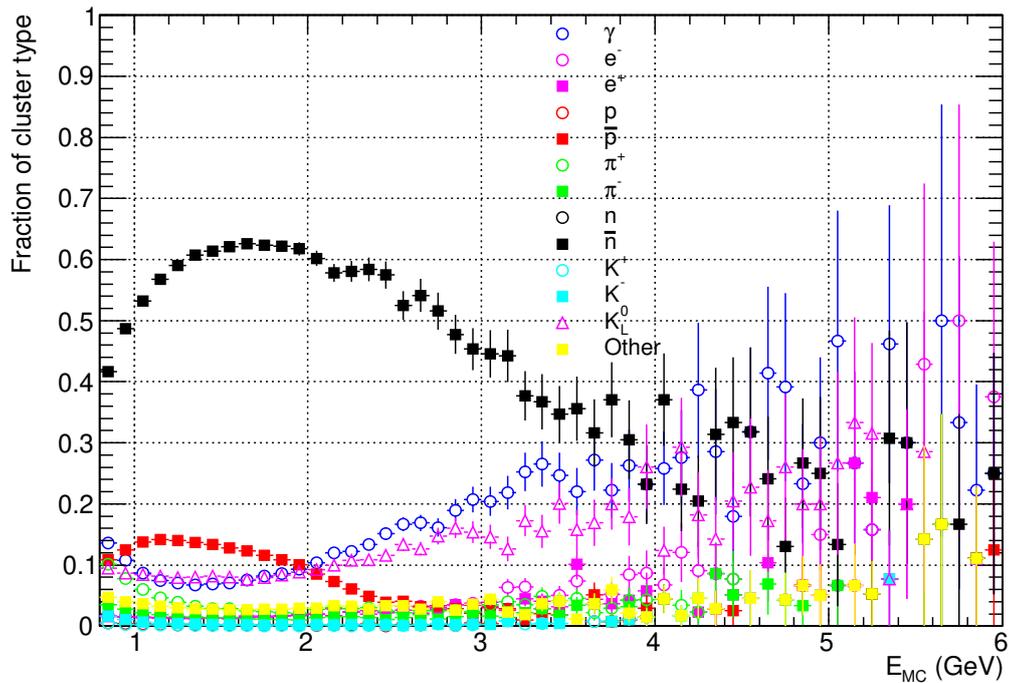


Рисунок 4.7 — Доля кластеров для разных типов частиц с отбором по дисперсии кластера и с CPV катом 4σ , $E_{clu} > 0.8$ ГэВ

Отбор треков производится следующим образом:

- 1) тип трека (AOD Filter Bit) 4 — Standard cuts with very loose DCA,
- 2) псевдобыстрота трека — $|\eta| < 0.8$,
- 3) идентификация пионов по удельной потере энергии с помощью TPC, 3σ ,
- 4) топологические отборы.

Топологические отборы включают в себя несколько переменных:

- 1) кратчайшее расстояние между дочерними частицами (DCA Daughters),
- 2) расстояние между первичной и вторичной вершинами (Distance Between Vertexes, DBV),
- 3) косинус направляющего угла (Cosine of Pointing Angel, CPA),
- 4) расстояние между вершиной взаимодействия и треком в плоскости XY (Distance of Closest Approach in XY-plane, DCA_{XY}),
- 5) расстояние между вершиной взаимодействия и треком по оси Z (Distance of Closest Approach in Z-axis, DCA_Z).

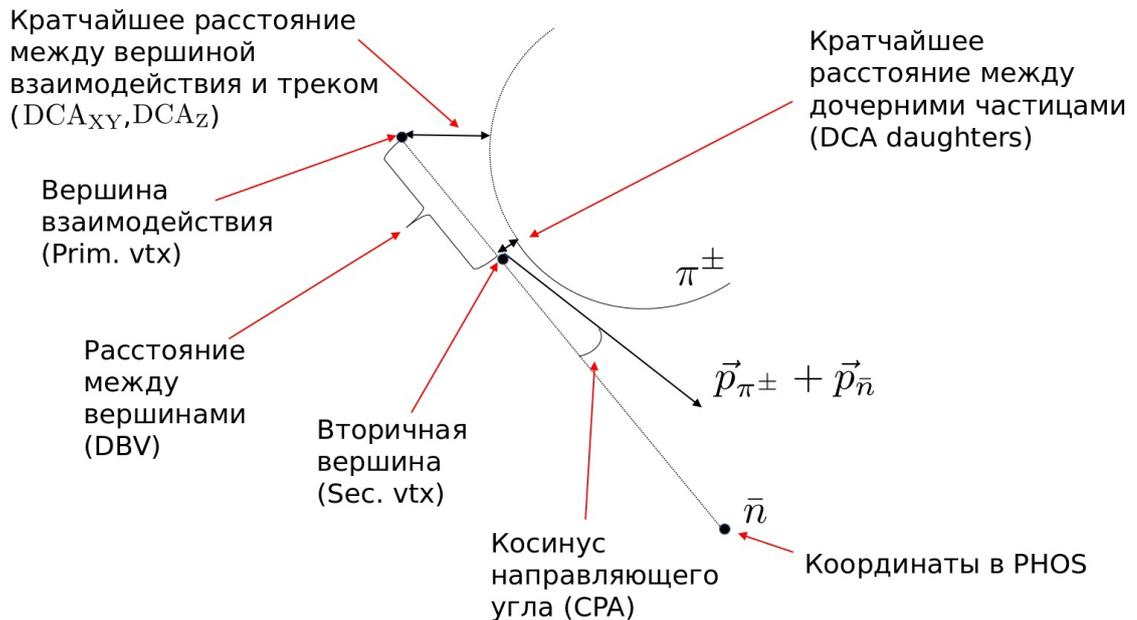
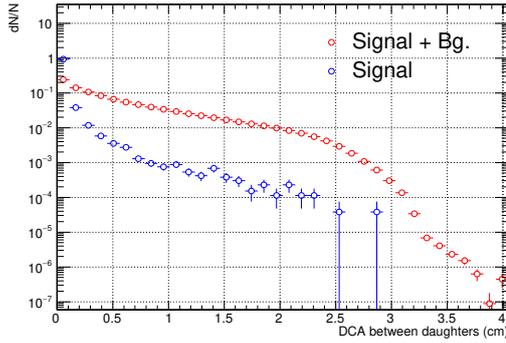
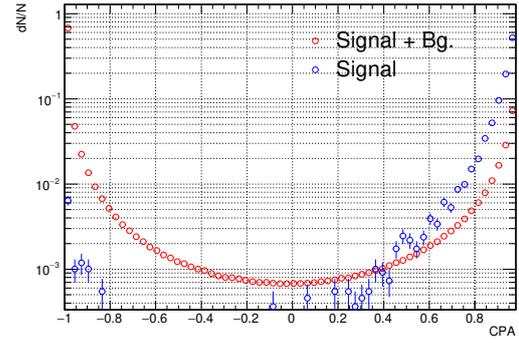


Рисунок 4.8 — Параметры топологических отборов

Косинус направляющего угла считается между вектором, направленным от первичной до вторичной вершины и вектором, который составляет сумма импульсов дочерних частиц. Для критерия DBV значения в случае $\bar{\Sigma}^+$ - и $\bar{\Sigma}^-$ -гиперонов будут отличаться ввиду разного времени жизни. Распределение параметров для сигнала и фона нормированных на интеграл для пар трек-кластер представлены на рисунках 4.9, 4.10, 4.11.

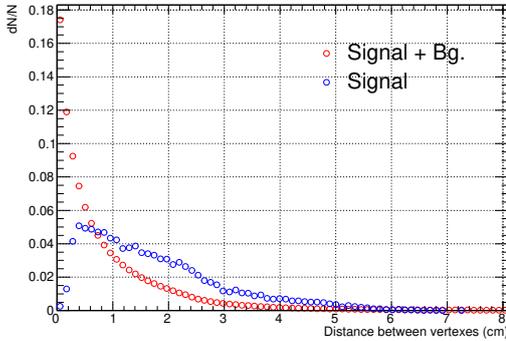


(a)

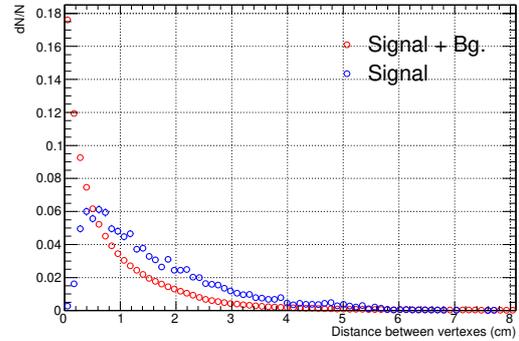


(б)

Рисунок 4.9 — Распределение **а)** кратчайшего расстояния между дочерними частицами и **б)** косинуса направляющего угла для сигнала и фона нормированных на интеграл

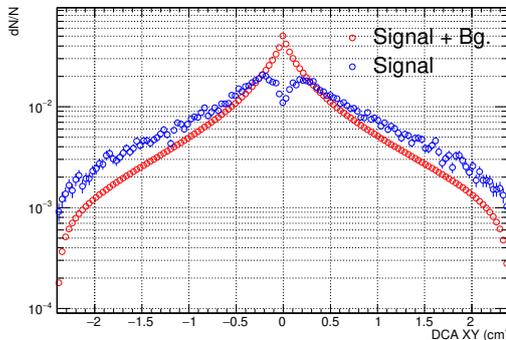


(a)

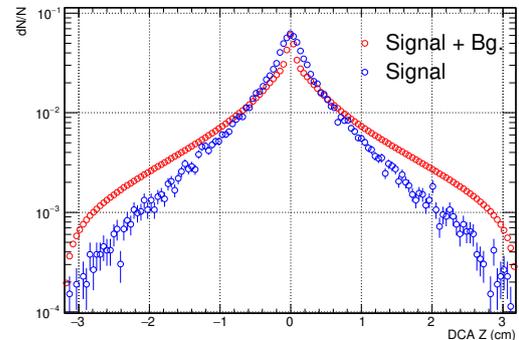


(б)

Рисунок 4.10 — Распределение расстояния между первичной вершиной и вторичной вершинами в случае **а)** $\bar{\Sigma}^+$ и **б)** $\bar{\Sigma}^-$ для сигнала и фона нормированных на интеграл



(a)



(б)

Рисунок 4.11 — Распределение расстояния между первичной вершиной и треком **а)** в плоскости XY и **б)** по оси Z для сигнала и фона нормированных на интеграл

Принятые отборы для каждого параметра, кроме DCA_Z зависят от p_T пиона и выбирались исходя из эффективности сигнала примерно равной 80%. Эффективность сигнала определялась как отношение сигнала с катом к сигналу без ката.

$$DCA_{\text{daug}} < 0.029393 - \frac{0.023081}{p_T - 0.184449} \quad (4.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} p_T > 0.296266 \text{ GeV} \\ CPA > 0.998790 - \frac{3.69242 \cdot 10^{-3}}{(p_T - 0.296266)} \\ CPA > 0 \end{array} \right. \quad (4.2)$$

$$DBV_+ > 4.15714 - \frac{14.5387}{p_T + 3.85203} \quad (4.3)$$

$$DBV_- > 1.43437 - \frac{0.782708}{p_T + 0.634462} \quad (4.4)$$

$$|DCA_{XY}| > -0.11027 - \frac{0.0704179}{p_T + 0.11027} \quad (4.5)$$

$$|DCA_Z| > 0.048 \quad (4.6)$$

Применение топологических отборов увеличивает значимость (significance), которая рассчитывается как отношение сигнала к квадратному корню из фона. Однако применение отбора на кратчайшее расстояние между вершиной взаимодействия и треком в плоскости XY и по оси Z не дает какое либо улучшение значимости. Таким образом все дальнейшие вычисления проводились для случая Cuts1. NoTopCuts — отборы для кластеров и топологические отборы отсутствуют; Cuts1 — отборы для кластеров, DCA Daughters, CPA, DBV; Cuts2 — отборы для кластеров, DCA Daughters, CPA, DBV, DCA_{XY} , DCA_Z

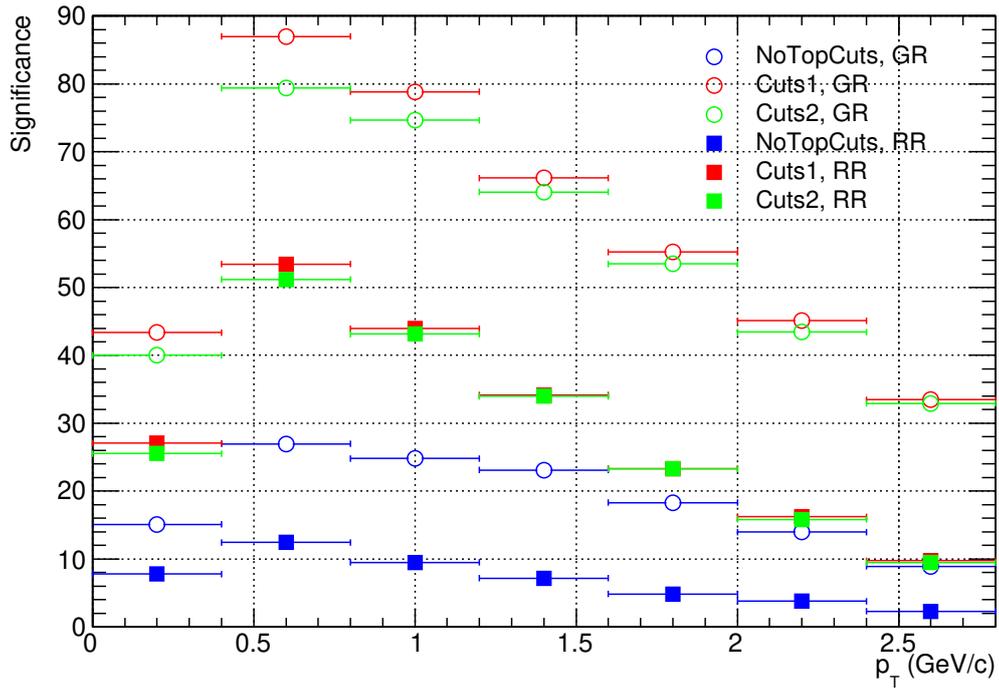


Рисунок 4.12 — Значимость для различных наборов катов и временных разрешений, $\bar{\Sigma}^+$

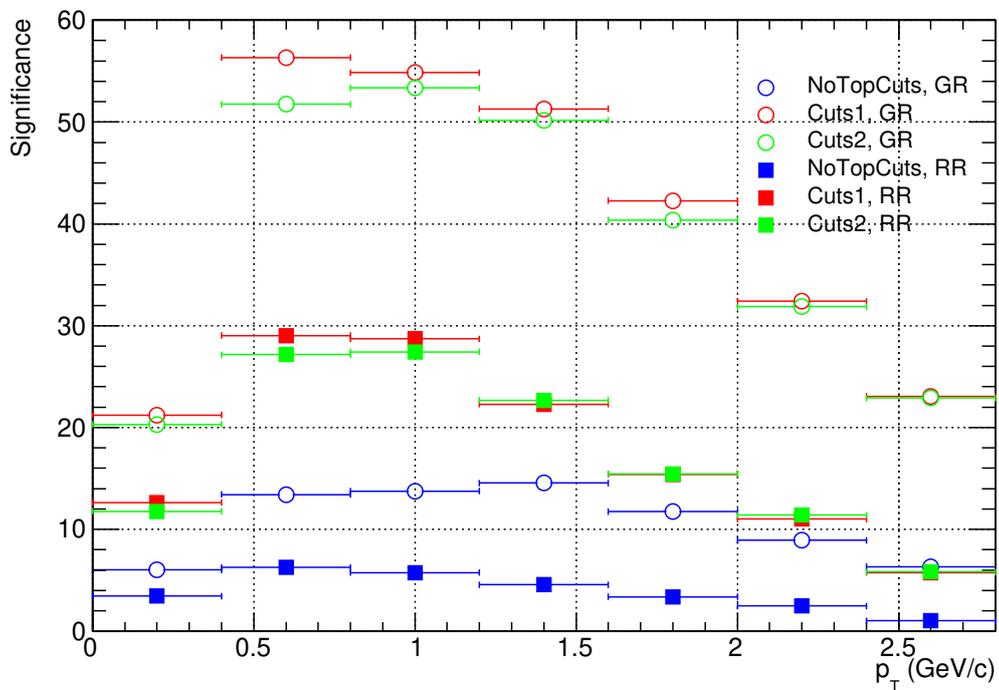


Рисунок 4.13 — Значимость для различных наборов катов и временных разрешений, $\bar{\Sigma}^-$

5. ОТБОР СОБЫТИЙ

В работе рассматриваются протон-свинцовые столкновения с энергией 5.023 ТэВ в системе центра масс. Рассматривается Монте-Карло моделирование в пакете DPMJET (данные ALICE, LHC18f3_cent1 и _cent2). Отбор событий производился по следующим критериям:

- 1) отклонение вершины взаимодействия по оси Z не должно превышать 10 см,
- 2) исключение наложения событий (pile-up).

На рисунке 5.1 первый бин соответствует всем событиям без отборов, второй показывает какое количество событий удалось извлечь, третий — наличие в событии AODInputHandler, четвертый — отбор по отклонению вершины взаимодействия и пятый — pile-up отбор.

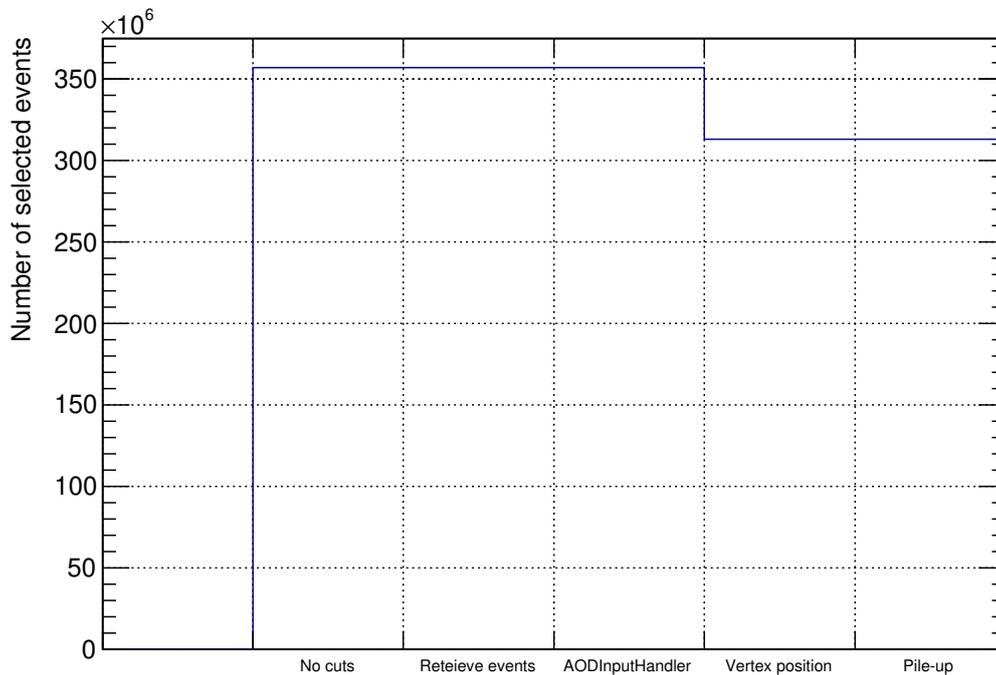


Рисунок 5.1 — Отбор событий Монте-Карло

Общее количество отобранных событий составило $3.12901 \cdot 10^8$.

Также были проанализированы реальные данные с энергией 5.023

ТЭВ в системе центра масс. Следующие периоды вошли в анализ: LHC13b, LHC13c, LHC16q, LHC16t.

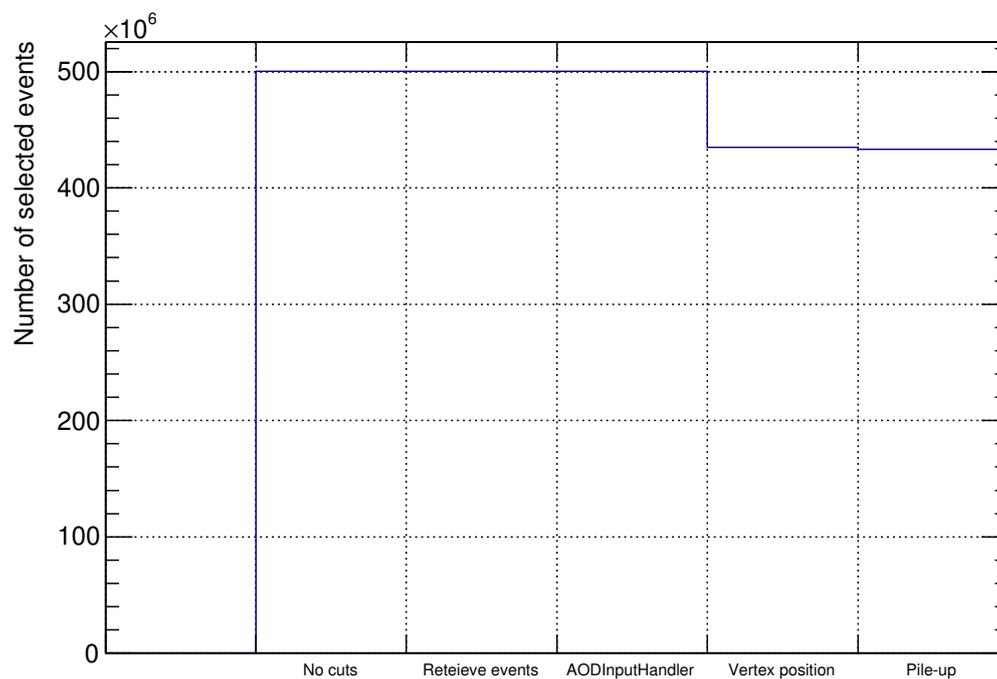


Рисунок 5.2 — Отбор событий реальные данные

Общее количество обработанных событий составляет $4.33153 \cdot 10^8$.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ДАННЫХ

Применив все полученные каты построим распределения инвариантных масс для пар трек (π -мезон) и кластер в калориметре (антинейтрон). Выбраны следующие интервалы поперечного импульса пары p_T : 0.80 (0.85), 1.1, 1.5, 1.9, 2.3, 2.8 ГэВ/ c .

Для лучшего выделения пика применялся метод смешиваний событий. При смешивании событий инвариантная масса составляется из кластера в калориметре из одного события и трека из другого. Данный метод применяется для уменьшения статистических неопределенностей при оценке фона. Все события разбивались по группам с учетом положения вершины взаимодействия по оси Z в диапазоне от -10 до 10 см с шагом в 2 см и затем смешивались.

Сначала конструировалось отношение реальных событий к смешанным (Real/Mixed). Данное отношение исключает зависимость от акцептанса, но остаточный фон все равно присутствует из-за образования струй, резонансных распадов и других процессов. Отношение Real/Mixed фитировалось вне пика полиномом 2-ой степени, затем смешанные события нормировались на полученную функцию и вычитались из реальных событий для исключения фона. Получившийся результат фитировался суммой двух функций Гаусса в интервале 3σ . Функция фитирования обусловлена негауссовой формой импульсного разрешения.

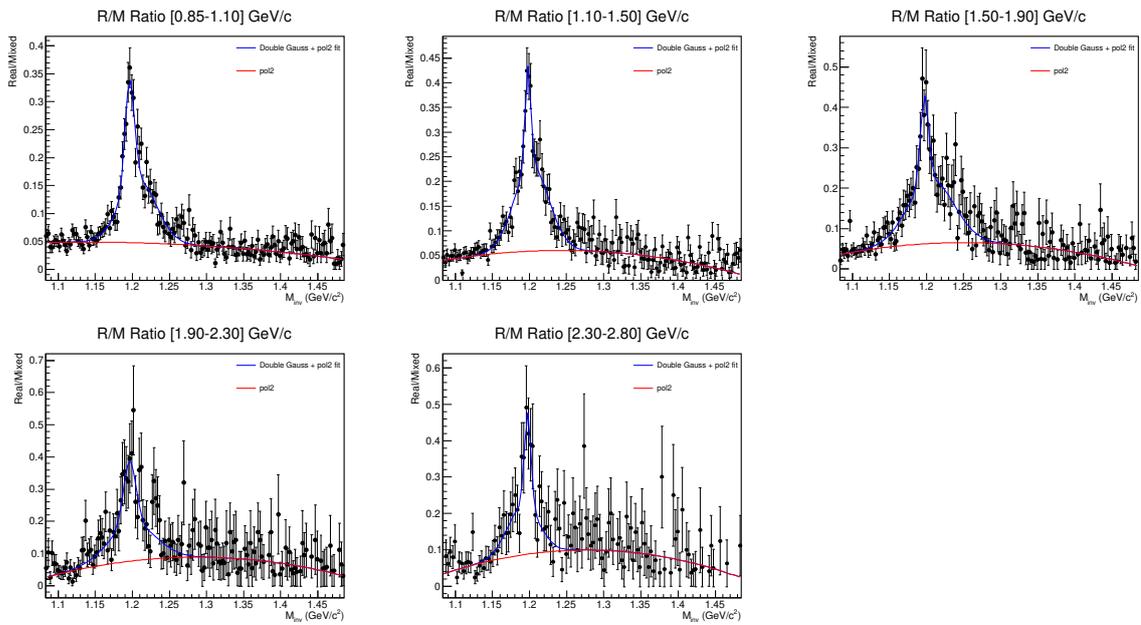


Рисунок 6.1 — Отношение Real к Mixed для реалистичного разрешения, Монте-Карло симуляция, $\bar{\Sigma}^+$

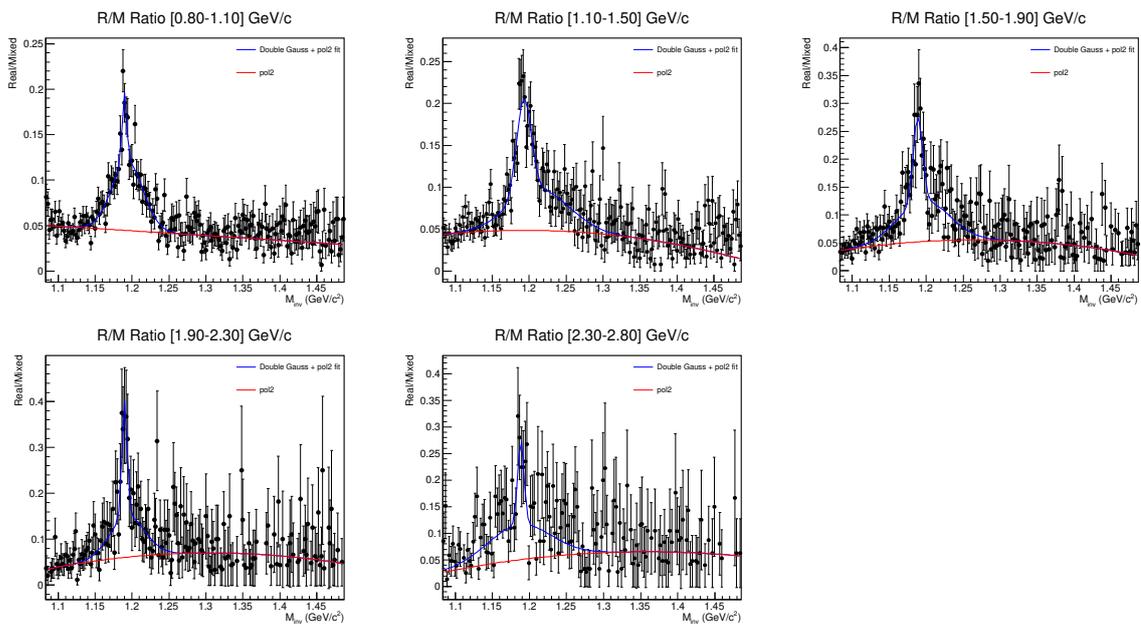


Рисунок 6.2 — Отношение Real к Mixed для реалистичного разрешения, Монте-Карло симуляция, $\bar{\Sigma}^-$

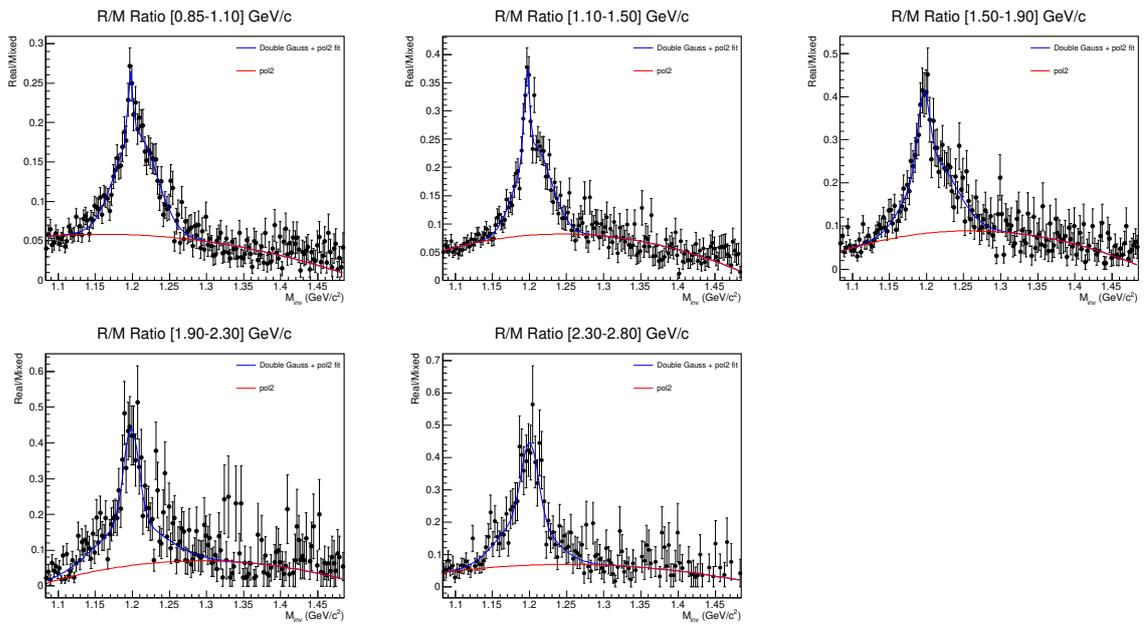


Рисунок 6.3 — Отношение Real к Mixed, реальные данные, $\bar{\Sigma}^+$

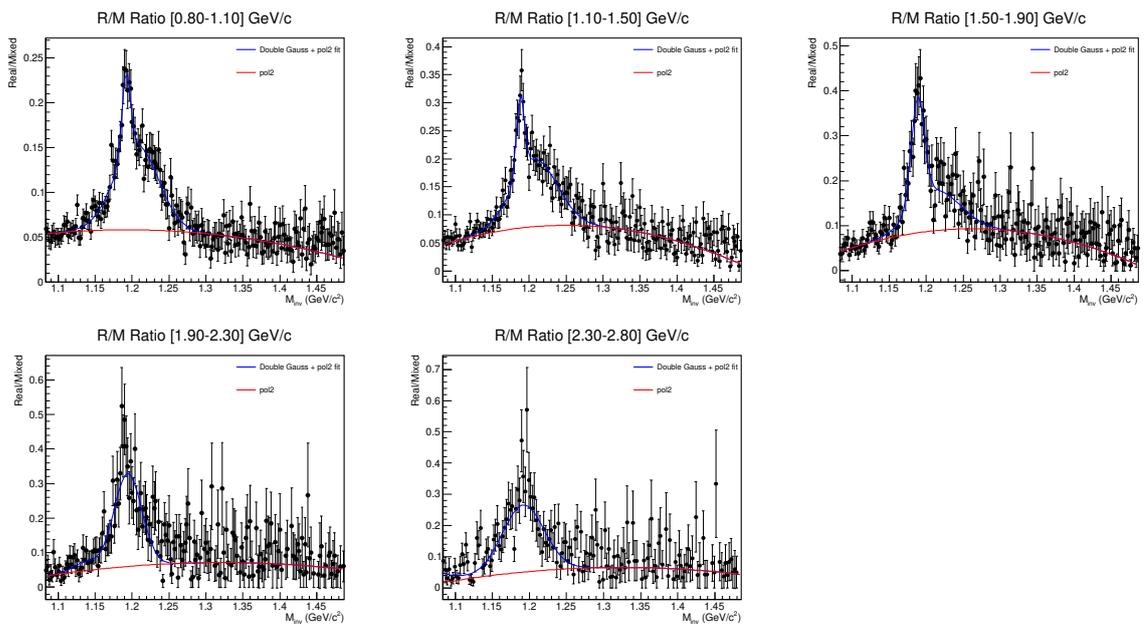


Рисунок 6.4 — Отношение Real к Mixed, реальные данные, $\bar{\Sigma}^-$

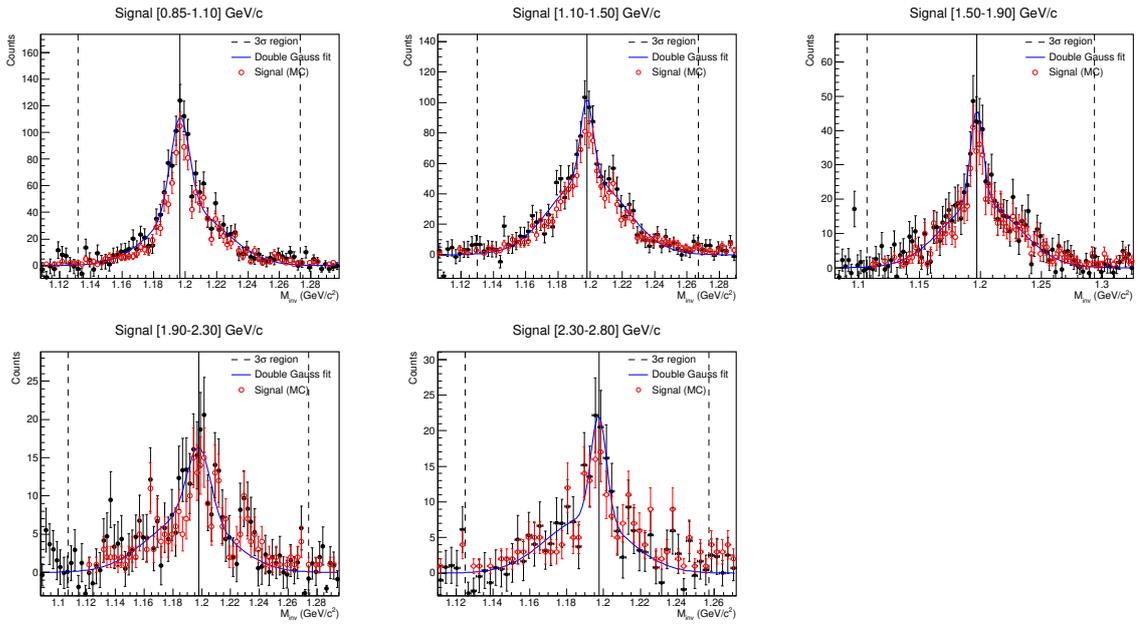


Рисунок 6.5 — Фитирование сигнала после вычитания нормированного Mixed для реалистичного разрешения, Монте-Карло симуляция, $\bar{\Sigma}^+$

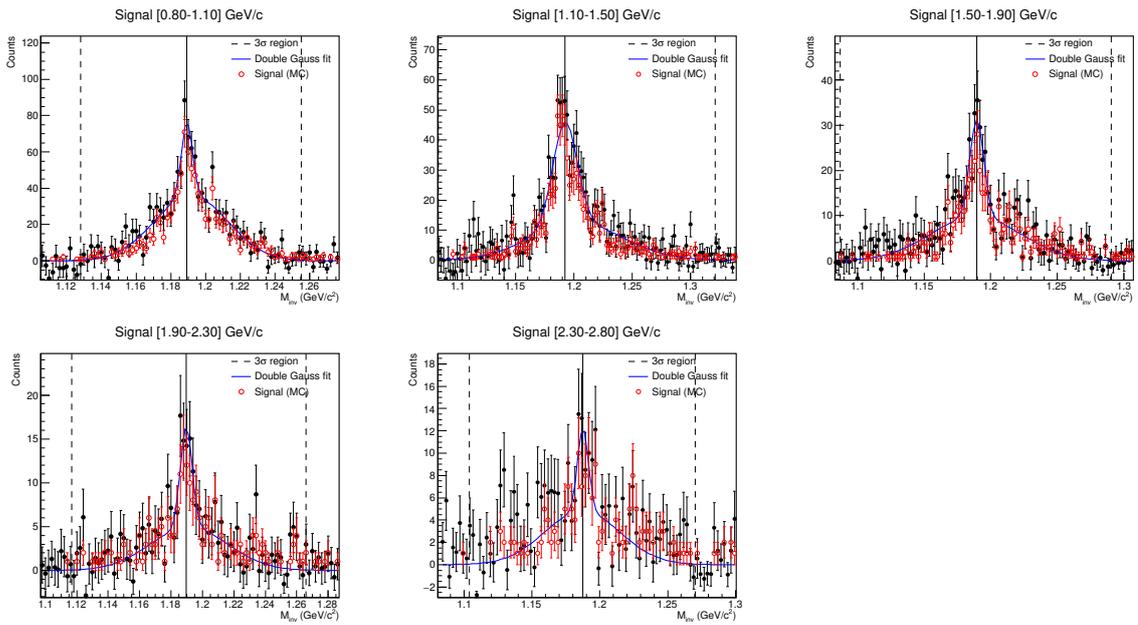


Рисунок 6.6 — Фитирование сигнала после вычитания нормированного Mixed для реалистичного разрешения, Монте-Карло симуляция, $\bar{\Sigma}^-$

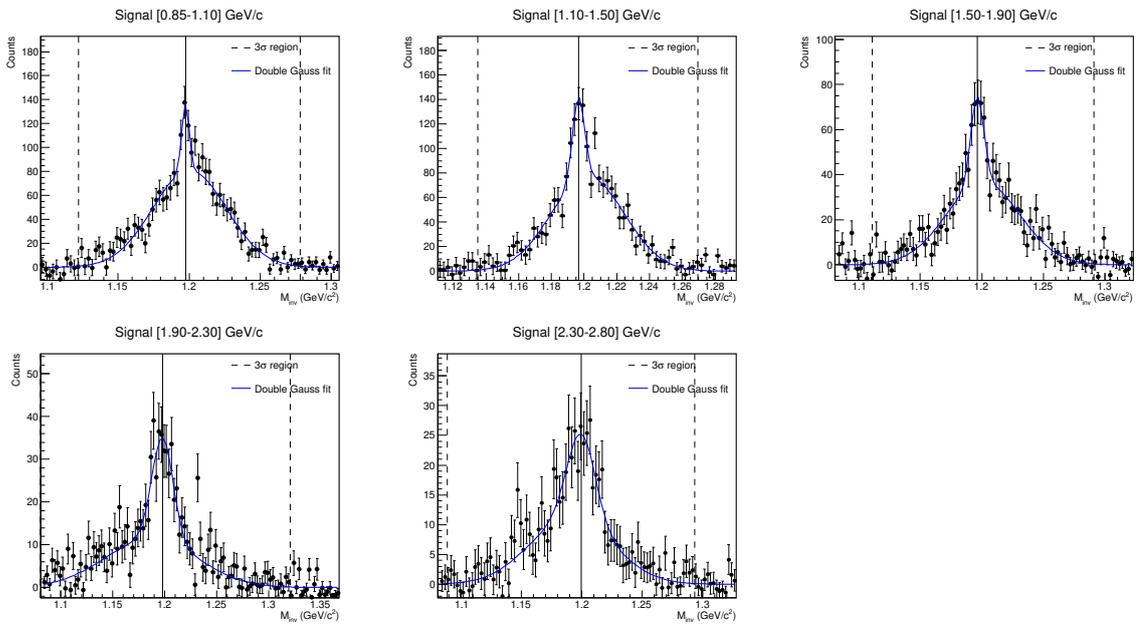


Рисунок 6.7 — Фитирование сигнала после вычитания нормированного Mixed, реальные данные, $\bar{\Sigma}^+$

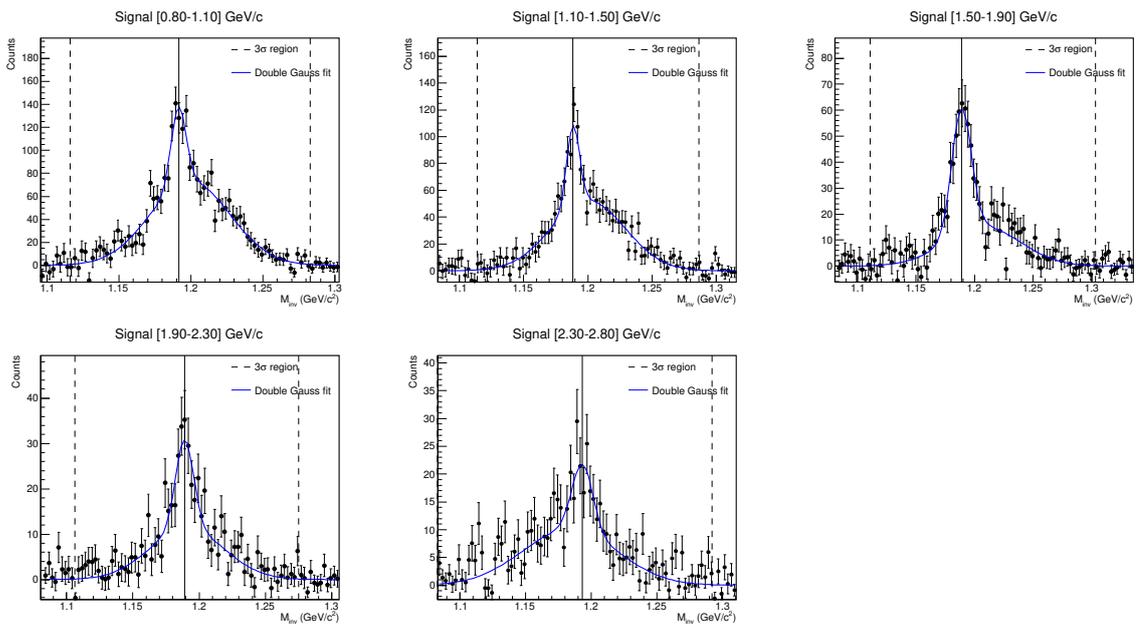
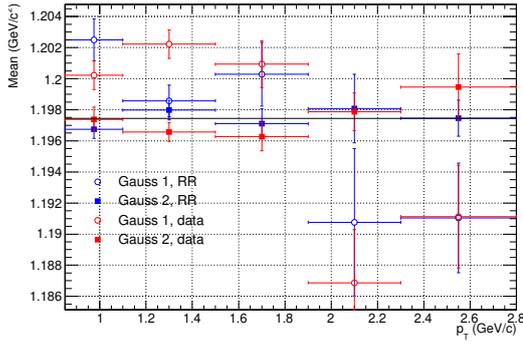
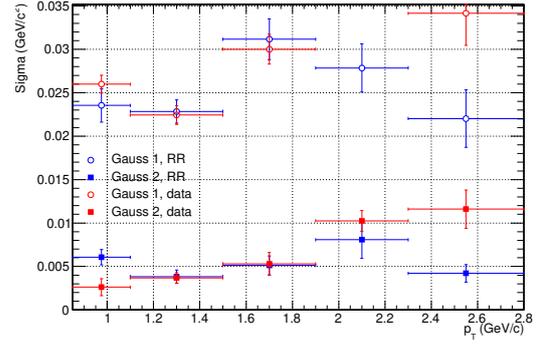


Рисунок 6.8 — Фитирование сигнала после вычитания нормированного Mixed, реальные данные, $\bar{\Sigma}^-$

Полученные положения пиков и стандартные отклонения для Монте-Карло симуляции и реальных данных показывают хорошее согласие.

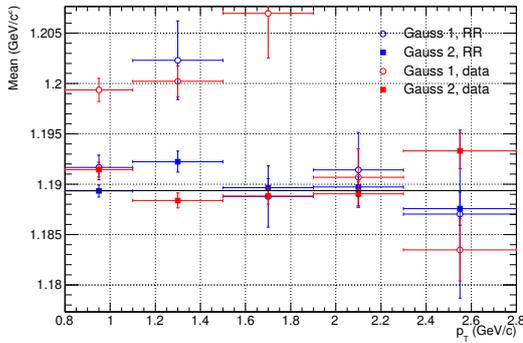


(a)

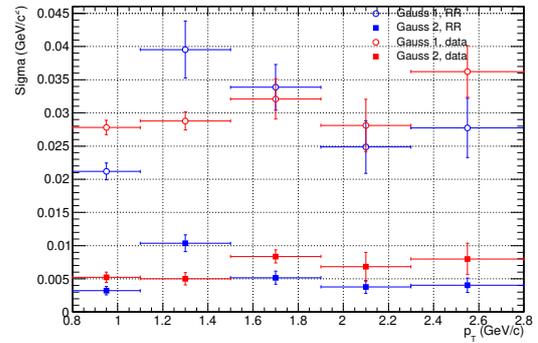


(б)

Рисунок 6.9 — а) Положение пиков и б) стандартные отклонения для Монте-Карло симуляции, реалистичное разрешение и реальных данных, Σ^+



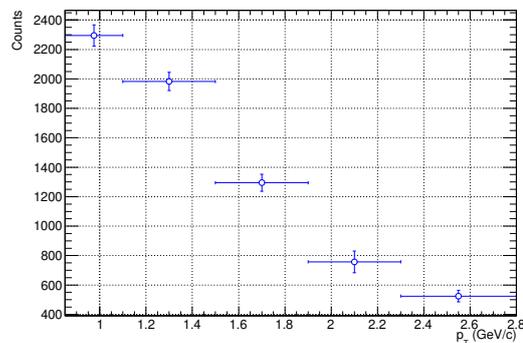
(a)



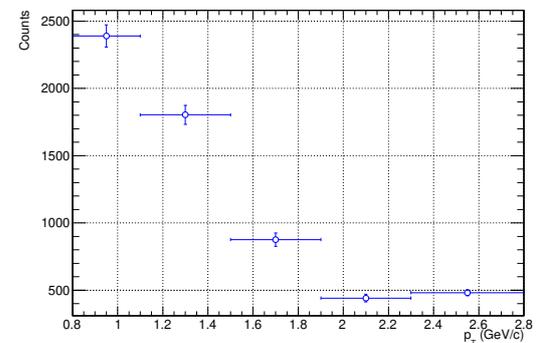
(б)

Рисунок 6.10 — а) Положение пиков и б) стандартные отклонения для Монте-Карло симуляции, реалистичное разрешение и реальных данных, Σ^-

Также был получен сырой выход частиц для Σ^+ и Σ^- .



(a)



(б)

Рисунок 6.11 — Сырой выход частиц для а) Σ^+ и б) Σ^-

Эффективность реконструкции рассчитывалась по формуле:

$$\varepsilon_{rec} = \frac{N_{rec}}{N_{gen;|y|<0.5}}. \quad (6.1)$$

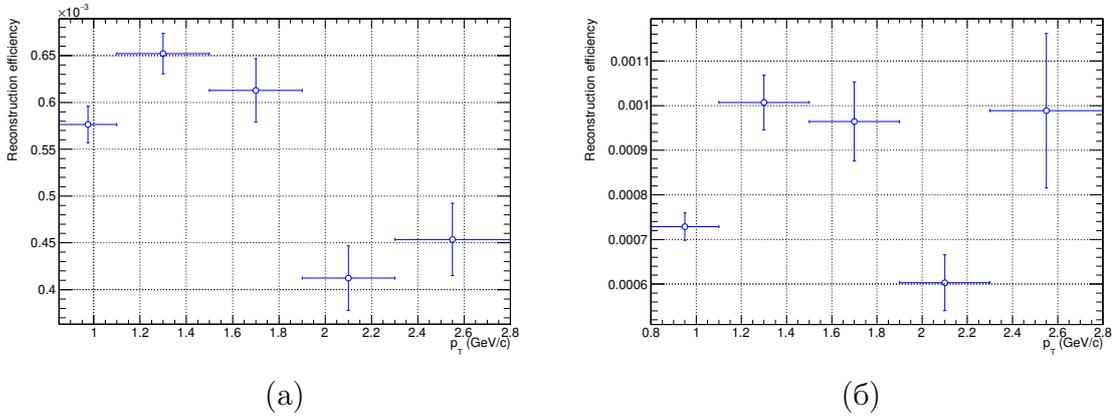


Рисунок 6.12 — Эффективность реконструкции для а) $\bar{\Sigma}^+$ и б) $\bar{\Sigma}^-$

После нормирования сырого выхода на эффективность получим скорректированный выход.

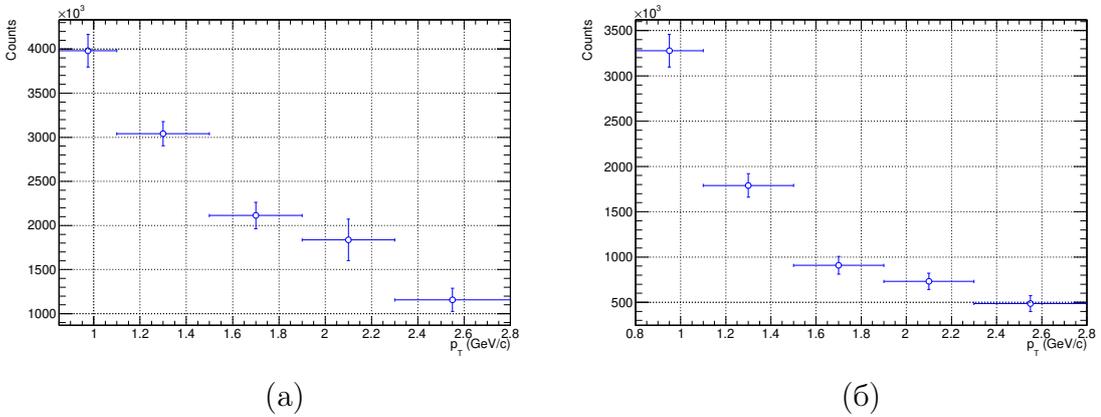
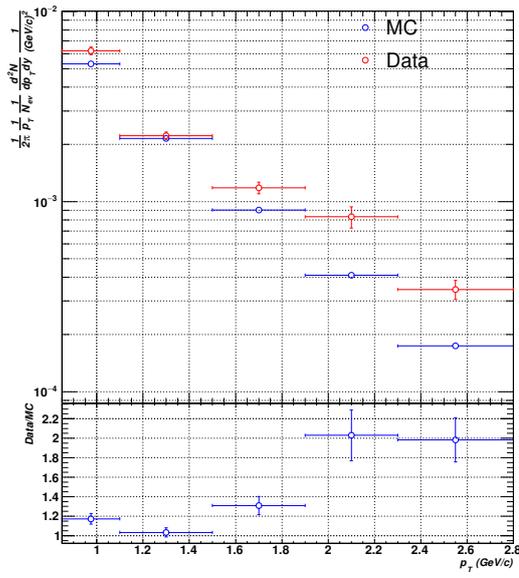
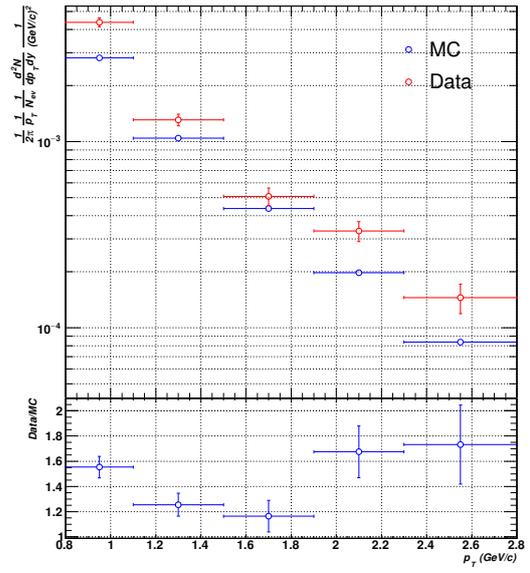


Рисунок 6.13 — Скорректированный выход частиц а) $\bar{\Sigma}^+$ и б) $\bar{\Sigma}^-$

И в итоге получим полностью скорректированные спектры для $\bar{\Sigma}^+$, $\bar{\Sigma}^-$ и отношение спектра из реальных данных к сгенерированному спектру. Отношение больше 1 обусловлено тем, что Монте-Карло плохо описывает выход странных частиц.



(a)



(б)

Рисунок 6.14 — Полностью скорректированный спектр а) $\bar{\Sigma}^+$ и б) $\bar{\Sigma}^-$

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследованы протон-свинцовые столкновения с энергией в центре масс $\sqrt{s} = 5.023$ ТэВ. Впервые предложен и применен метод реконструкции антинейтронов. Метод реконструкции по времени пролета позволяет реконструировать импульс частиц ниже 2 ГэВ/с. Также реконструкция импульса антинейтрона может быть использована для измерения $\bar{\Sigma}^+$, что невозможно по другим каналам распада. Наибольшая эффективность идентификации достигается при поперечных импульсах 0.4 — 2 ГэВ/с. Пики в распределениях инвариантных масс отчетливо видны для $0.8 < p_T < 2.8$ ГэВ/с. Монте-Карло воспроизводит положение пиков и ширины.

В итоге проделанной работы были получены полностью скорректированные спектры.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. The ALICE experiment at the CERN LHC / K. Aamodt [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08002.
2. Review of Particle Physics / P. A. Zyla [et al.] // PTEP. — 2020. — Vol. 2020, no. 8. — P. 083C01.
3. Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC / B. B. Abelev [et al.] // Int. J. Mod. Phys. A. — 2014. — Vol. 29. — P. 1430044. — arXiv: [1402.4476](https://arxiv.org/abs/1402.4476) [nucl-ex].
4. *ALICE*. Time Projection Chamber.
5. *ALICE*. More details on the ALICE Photon Spectrometer.