

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

ГОРДЕЕВ ПАВЕЛ ПЕТРОВИЧ

**ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ АНТИ- $\Sigma^{\pm}$ -  
ГИПЕРОНОВ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО  
КАЛОРИМЕТРА PHOS ЭКСПЕРИМЕНТА ALICE**

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

Научный руководитель,  
к.ф.-м.н.

\_\_\_\_\_ Д. С. Блау

Москва 2022

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ АНТИ- $\Sigma^{\pm}$ -  
ГИПЕРОНОВ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО  
КАЛОРИМЕТРА PHOS ЭКСПЕРИМЕНТА ALICE**

Студент	_____ П. П. Гордеев
Научный руководитель, к.ф.-м.н.	_____ Д. С. Блау
Рецензент, к.ф.-м.н.	_____ Д. Ю. Пересунько
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ 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

<b>Введение</b>	<b>4</b>
<b>1 Общие сведения о <math>\Sigma</math>-гиперонах</b>	<b>6</b>
<b>2 Экспериментальная установка ALICE</b>	<b>7</b>
2.1 Трековая система ALICE . . . . .	8
2.2 Электромагнитный калориметр PHOS . . . . .	9
<b>3 Метод реконструкции импульса по времени пролета</b>	<b>12</b>
<b>4 Отбор кластеров и треков</b>	<b>19</b>
<b>5 Отбор событий</b>	<b>29</b>
<b>6 Результаты анализа данных</b>	<b>31</b>
<b>7 Заключение</b>	<b>39</b>
<b>Список использованных источников</b>	<b>41</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Эксперимент ALICE на Большом адронном коллайдере [1] создан для изучения столкновений тяжелых ионов, протон-свинцовых и протон-протонных столкновений при различных энергиях.

Квантовая хромодинамика (КХД) [2] предсказывает, что при достаточно высоких плотностях энергии происходит фазовый переход от обычной адронной материи, где кварки заперты внутри частиц, к плазме из свободных кварков и глюонов. Считается, что обратный переход произошел, когда возраст Вселенной составлял всего  $10^{-6}$  с, и может играть роль и сегодня в процессах коллапса нейтронных звезд или других астрофизических объектов.

Выход странных частиц считается одним из важных инструментов в изучении КГП [3–5]. Рафлески и Мюллер [5] впервые обнаружили, что увеличение выхода относительной странности может быть одним из признаков фазового перехода от адронной материи к кварк-глюонной плазме (КГП). Усиление выхода странности наблюдалось впервые на SPS [6], затем на RHIC [7] и позже на LHC [8] при возрастающих энергиях столкновений.

Поэтому одной из задач эксперимента ALICE является изучение гиперонов. Гипероны — вид барионов, имеющих в своем составе 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 столкновениях, которые изучаются на 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- $\Sigma^\pm$ -гиперонов на заряженный пион и антинейтрон, который можно зарегистрировать в электромагнитном калориметре.

Антинейтроны — неизученная область физики высоких энергий. Возмож-

но существование гипотетических короткоживущих частиц, состоящих из нескольких нейтронов (антинейтронов), например, динейтрон и тетранейтрон [9; 10]. Также возможность реконструкции антинейтронов открывает пути для изучения различных корреляций с другими частицами.

Целью данной работы является изучение возможности регистрации антинейтронов с помощью электромагнитного калориметра PHOS и проверка возможности регистрации анти- $\Sigma^\pm$ -гиперонов.

Основные задачи работы — реконструкция импульса антинейтрона по времени пролета частицы до образования кластера и получение полностью реконструированного спектра анти- $\Sigma^\pm$ -гиперонов.

# 1 ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О $\Sigma$ -ГИПЕРОНАХ

Сигма-гипероны — элементарные частицы, представляющие собой барионы со странностью  $-1$  и изотопическим спином  $1$ . Они группируются в мультиплет из трех частиц: сигма-минус-гиперон  $\Sigma^-$ , сигма-ноль-гиперон  $\Sigma^0$ , сигма-плюс-гиперон  $\Sigma^+$ . В состав  $\Sigma$ -гиперонов входят верхние, нижние и один странный кварк [11].

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  $\Sigma$ -гиперонов:

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

В данной работе исследуются следующие каналы распадов для античастиц:

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

В случае  $\bar{\Sigma}^+$ , канал распада на антинейтрон и заряженный пион является единственным возможным для регистрации. Таким образом, одними из главных задач являются: идентификация антинейтрона в калориметре PHOS и заряженных пионов в трековой системе эксперимента ALICE.

## 2 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ALICE

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) — один из семи экспериментальных детекторов, сооруженных на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН, который фокусируется на изучении КХД, секторе сильного взаимодействия Стандартной модели. Он предназначен для исследования физики сильновзаимодействующей материи и кварк-глюонной плазмы при экстремальных значениях плотности энергии и температуры в ядро-ядерных столкновениях. Он позволяет всесторонне изучить адроны, электроны, мюоны и фотоны, образующиеся при протон-протонных, протон-свинцовых столкновениях, а также столкновениях тяжелых ядер, вплоть до самых высоких множественностей на БАК.

Детектор ALICE построен совместными усилиями 105 институтов из 30 стран. Его габаритные размеры составляют  $16 \times 16 \times 26 \text{ м}^3$  при общей массе около 10 000 тонн. ALICE состоит из центральной баррельной части, которая регистрирует адроны, электроны и фотоны, и переднего мюонного спектрометра. Центральная часть охватывает полярные углы от  $45^\circ$  до  $135^\circ$  и встроена в большой соленоидный магнит, использовавшийся в эксперименте L3 на LEP. Изнутри баррель содержит внутреннюю трековую систему (ITS), состоящую из шести слоев кремниевых пиксельных (SPD), дрейфовых (SDD) и стриповых (SSD) детекторов высокого разрешения, цилиндрическую время-проекционную камеру (TPC), трех видов детекторов идентификации частиц по времени пролета (TOF), кольцевого черенковского (HMPID) и переходного радиационного (TRD) детекторов, а также двух электромагнитных калориметров (PHOS и EMCal). Все детекторы, кроме HMPID, PHOS и EMCal, охватывают всю область по азимутальному углу. Переднее мюонное плечо состоит из сложноорганизованных поглотителей, большого дипольного магнита и четырнадцати плоскостей трековых и триггерных камер. Несколько небольших детекторов (ZDC, PMD, FMD, T0, V0) для определения глобальных характеристик событий и триггеров расположены под небольшими углами. Система сцинтилляторов (ACORDE) на вершине магнита L3 используется для триггера космических

лучей. На рисунке 2.1 приведена информация о расположении различных систем детекторов [1].

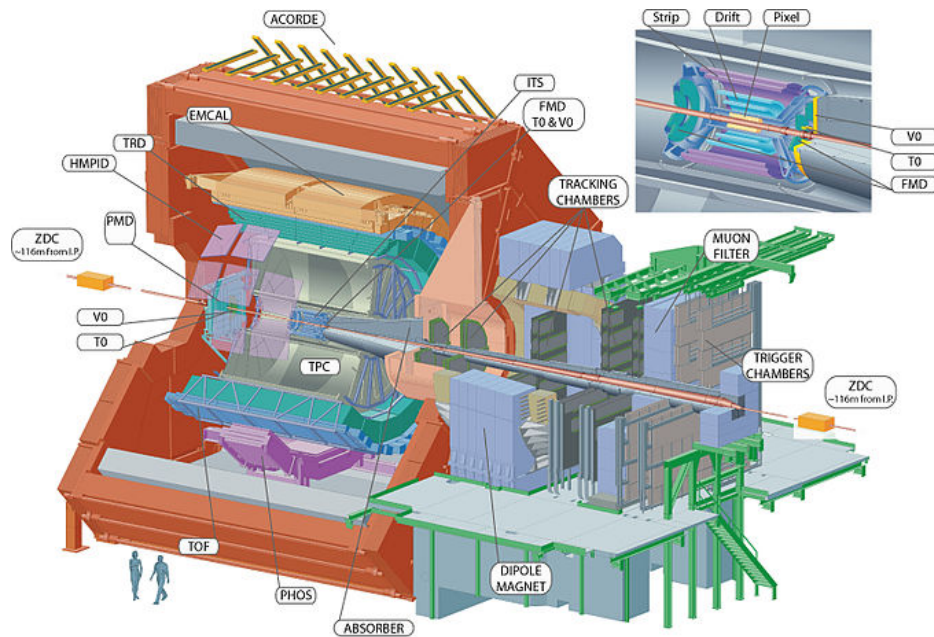


Рисунок 2.1 — Сечение экспериментальной установки ALICE

## 2.1 ТРЕКОВАЯ СИСТЕМА ALICE

В самом центре установки несколькими цилиндрическими слоями расположены трековые детекторы. Непосредственно снаружи вакуумной трубы расположен двухслойный вершинный пиксельный детектор (SPD), который позволяет восстановить вершину взаимодействия с точностью до десятых долей миллиметра. За ними идут дрейфовый детектор (SDD) и стриповые детекторы (SSD), которые вместе с пиксельным детектором образуют внутреннюю трековую систему (ITS) экспериментальной установки ALICE. Помимо восстановления вершины взаимодействия основными задачами ITS являются [1]:

- 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 покрывает  $2\pi$  по азимутальному



углу и интервал по псевдобыстроте  $|\eta| < 0.9$ . Это огромная ( $90 \text{ м}^3$ ) цилиндрическая камера, заполненная специальной газовой смесью (неон, углекислый газ и азот в соотношении 85.5-9.5-5 %), в которой создано однородное электрическое поле параллельно оси, напряженностью  $400 \text{ В/см}$ . 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 [12; 13].

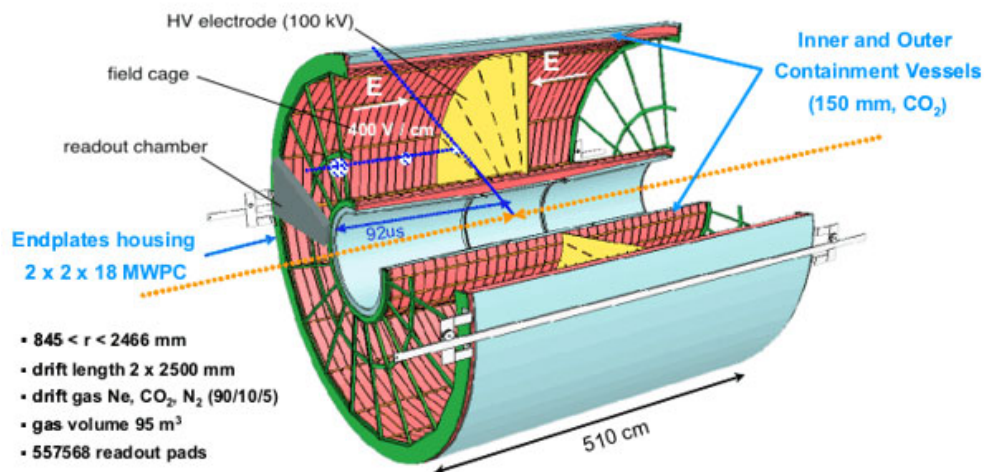


Рисунок 2.2 — Устройство время-проекционной камеры установки ALICE

## 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, а также спектров нейтральных мезонов через их фотонные распады. Энергетический интервал детектирования фотонов и нейтральных мезонов составляет от  $\sim 0.1 \text{ ГэВ}$  до  $100 \text{ ГэВ}$ . PHOS находится на расстоянии  $460 \text{ см}$  от вершины взаимодействия и покрывает интервал по псевдобыстроте  $|\eta| < 0.12$  и  $70^\circ$  по азимутальному углу [14].

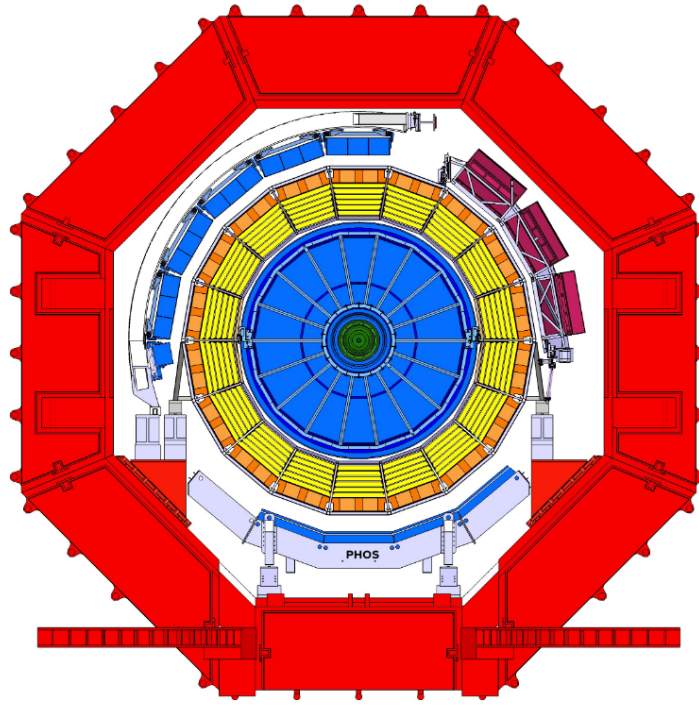


Рисунок 2.3 — Сечение экспериментальной установки ALICE. Фотонный спектрометр PHOS находится внизу установки

Спектрометр представляет собой сложную сегментированную систему с площадью чувствительной поверхности примерно  $6 \text{ м}^2$  и примерно 12500 измерительных каналов на основе сцинтилирующих кристаллов вольфрамата свинца  $\text{PbWO}_4$  размером  $22 \times 22 \times 180 \text{ мм}^3$ .

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 тормозные фотоны, и фотоны опять порождают пары — начинается лавинный процесс, электромагнитный ливень. Этот ливень как раз и преобразуется в сцинтилляционных кристаллах во вспышки света [13; 14].

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. Сцинтилляционное световое излучение регистрируется лавинным фотодиодом (APD) размером  $5 \times 5 \text{ мм}^2$ ,

состоящим из фотодетектора, приклеиваемого к торцу кристалла оптически прозрачным клеем, и предусилителя в общем корпусе. APD и предусилитель вмонтированы в торец ячейки, ячейки собраны в линейку по 16 кристаллов. Чтобы увеличить световыход кристаллов, модули находятся при рабочей температуре  $-25^\circ\text{C}$  [13; 14].

Энергетическое разрешение PHOS [1]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.0130 \pm 0.0007}{E}\right)^2 + \left(\frac{0.036 \pm 0.002}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0.011 \pm 0.003)^2}, \quad (2.1)$$

где  $E$  — энергия фотона, ГэВ.

Высокое разрешение по пространственным координатам достигается поперечным размером ячеек порядка одного радиуса Мольтера, энергетическая зависимость пространственного разрешения для фотона (в мм):

$$\sigma_{xy} = \sqrt{\left(\frac{3.26}{\sqrt{E}}\right)^2 + 0.44^2}, \quad (2.2)$$

где  $E$  — энергия фотона, ГэВ.

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,  $60^\circ$  по азимутальному углу. PHOS также является триггерным детектором и предоставляет триггеры уровней L0 и L1 для отбора событий с высокоэнергетичными фотонами [1].

## 3 МЕТОД РЕКОНСТРУКЦИИ ИМПУЛЬСА ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

Частица, попавшая в калориметр, образует кластер — набор ячеек, имеющих общую сторону или ребро, в которых произошло энерговыделение от этой частицы. Измерить импульс частицы, породившей кластер, напрямую невозможно. 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, GR), которое составляет  $\sigma_t^{\text{good}} = 0.5$  нс (применяется в Монте-Карло, планируемое разрешение при апгрейде электроники PHOS [15]) и реалистичное разрешение (RealRes, RR), которое зависит от выделенной энергии в калориметре  $E_{\text{clu}}$ . Реалистичное разрешение было получено для предполагаемых фотонных кластеров в реальных данных.

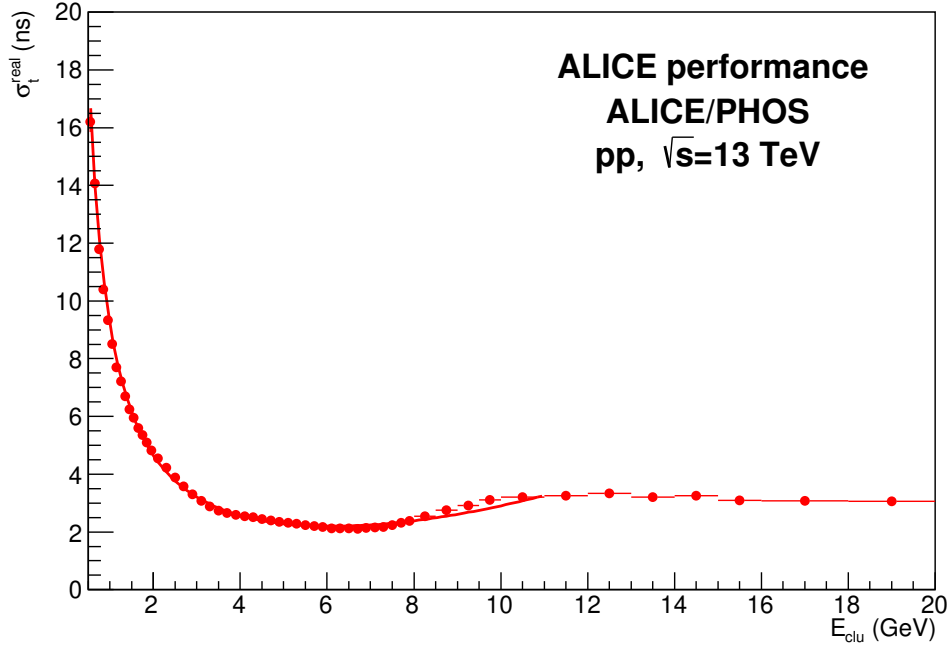


Рисунок 3.1 — Реалистичное временное разрешение детектора и аппроксимация функцией 3.1

Временное разрешение уменьшается с увеличением энергии кластера и имеет ступеньку при  $E_{\text{clu}} \sim 6$  ГэВ, где каналы с высоким коэффициентом усиления насыщаются, а каналы с низким коэффициентом усиления становятся эффективными.

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  $E_{\text{clu}}$  — энергия, оставленная фотоном в калориметре PHOS, ГэВ;  $\sigma_t^{\text{real}}$  — реалистичное временное разрешение, соответствующее данным, нс.

Процедура получения времени пролета для реалистичного разрешения следующая:

- 1) для данного кластера с определенным временем пролета  $t_{\text{TOF}}$  и энергией  $E_{\text{clu}}$  рассчитывается разрешение  $\sigma_t^{\text{real}}$  по формуле 3.1,

- 2) так как для Монте-Карло данных уже имеем хорошее разрешение  $\sigma_t^{\text{good}} = 0.5$  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  $t_{\text{TOF}}$  размывается по Гауссу со средним значением  $t_{\text{TOF}}$  и среднеквадратичным отклонением  $\sigma_t^{\text{tot}}$ .

Из предположения, что антинейтрон летит из вершины взаимодействия, 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/ $c^2$ ;  $t_{\text{TOF}}$  — время пролета частицы, с.

Энергия частицы 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/ $c^2$ ;  $p_{\text{rec}}$  — импульс частицы, ГэВ/ $c$ .

Зависимость разности  $p_{\text{rec}}$  и  $p_{\text{MC}}$  от  $p_{\text{MC}}$  для двух временных разрешений представлена на рисунке 3.2, где  $p_{\text{MC}}$  — импульс частицы из Монте-Карло симуляции.

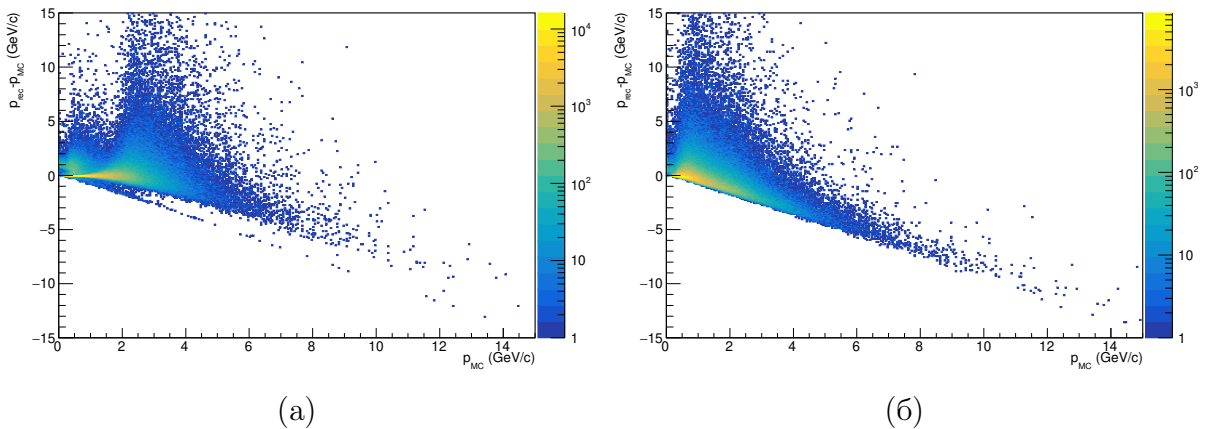


Рисунок 3.2 — Зависимость разности  $p_{\text{rec}}$  и  $p_{\text{MC}}$  от  $p_{\text{MC}}$  для а) хорошего и б) реалистичного временного разрешения

Развитие электромагнитного и адронного ливня отличается, и энерговыделение при аннигиляции антинейтрона с нейтроном происходит глубже в кристаллах calorimetра, чем энерговыделение от гамма-кванта. При расчете реконструированного импульса по формуле (3.2) к расстоянию от вершины взаимодействия до calorimetра PHOS  $L$  прибавляется сдвиг  $\delta$ :

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

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

Для разных значений сдвигов,  $\delta$ : 0, 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.

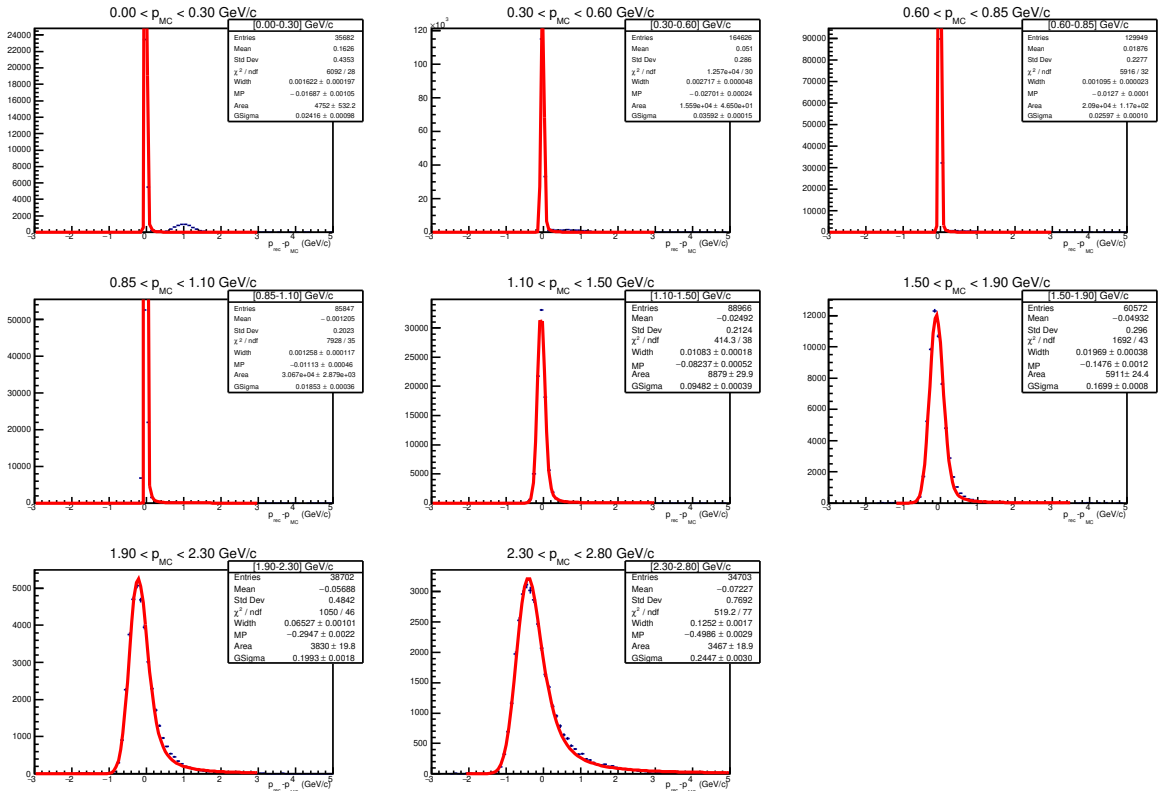


Рисунок 3.3 — Форма импульсного разрешения для сдвига  $\delta = 0$  см,  $\sigma_t^{\text{good}} = 0.5$  нс



Для полученных функций в каждом интервале по  $p_{MC}$  можно получить наиболее вероятное значение разности импульсов (Most Probable Value) и полную ширину на полувысоте (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 полувысоте. Следовательно, точность реконструкции ухудшается с ростом импульса. Смещение разности импульсов в отрицательную область можно объяснить двумя факторами: неправильное измерение расстояния от точки рождения антинейтрона до поверхности электромагнитного калориметра PHOS; не учитывается расстояние, пройденное антинейтроном в калориметре. Таким образом, наиболее точно будут реконструироваться импульсы для антинейтронов, летящих из вершины взаимодействия. Хвост на импульсном разрешении обуславливается наличием антинейтронов, которые летят не из вершины взаимодействия.

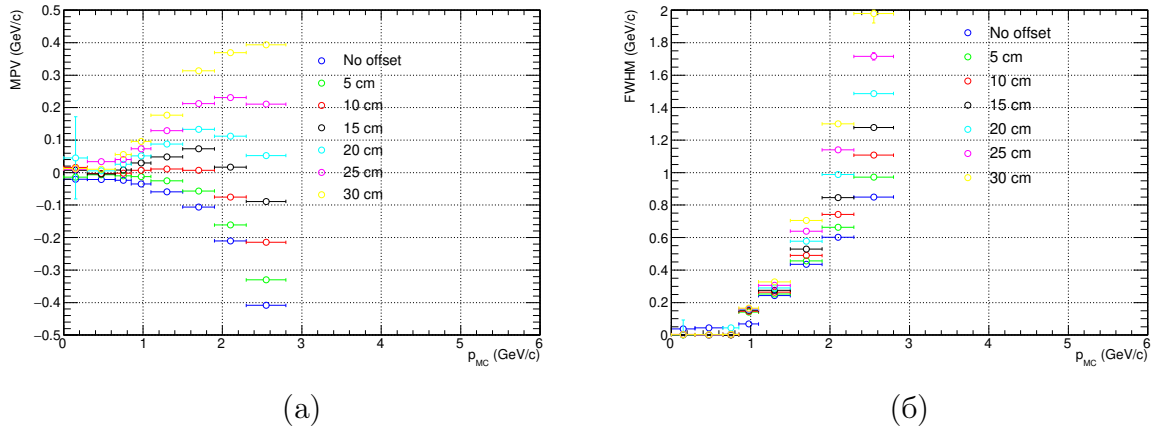


Рисунок 3.4 — а) Наиболее вероятное значение и б) полная ширина на полувысоте разности импульсов  $p_{rec}$  и  $p_{MC}$  для разных значений сдвигов  $\delta$ , временное разрешение  $\sigma_t^{good} = 0.5$  нс

С увеличением сдвига зависимость выпрямляется и наиболее вероятное значение смещается в 0, таким образом, наиболее подходящим значением сдвига  $\delta$  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 по времени пролета восстанавливаются частицы с небольшим импульсом. На рисунках 3.5 и 3.6 представлены импульсные разрешения для хорошего и реалистичного временного разрешения для сдвига 10 см.



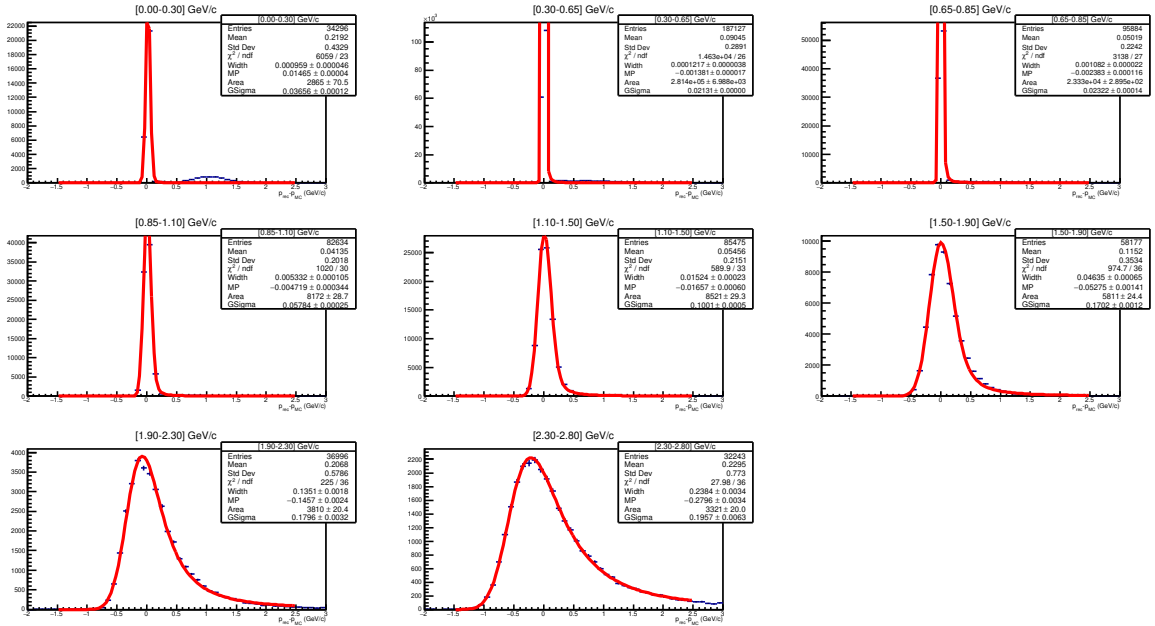


Рисунок 3.5 — Форма импульсного разрешения для сдвига  $\delta = 10$  см,  $\sigma_t^{\text{good}} = 0.5$  нс

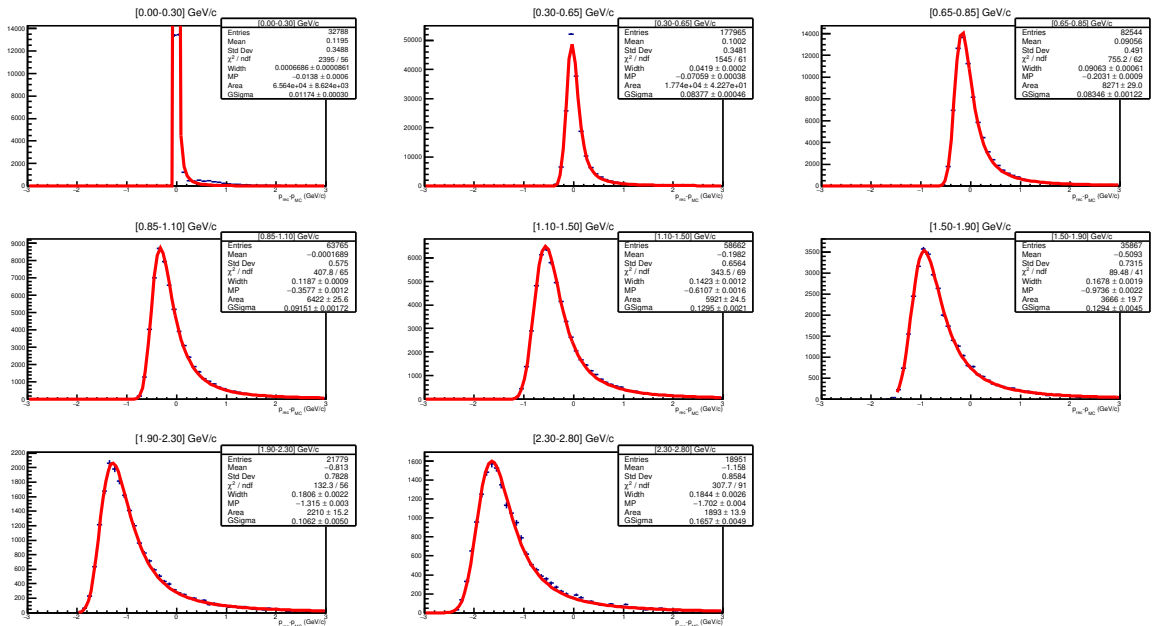
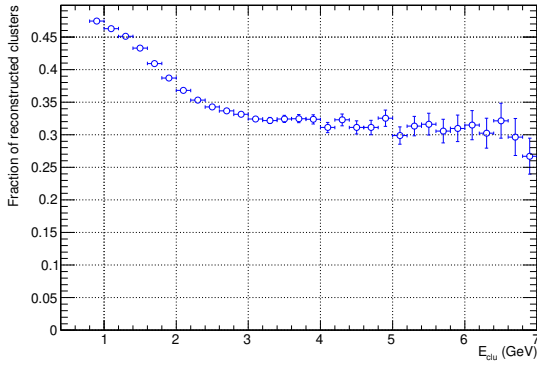


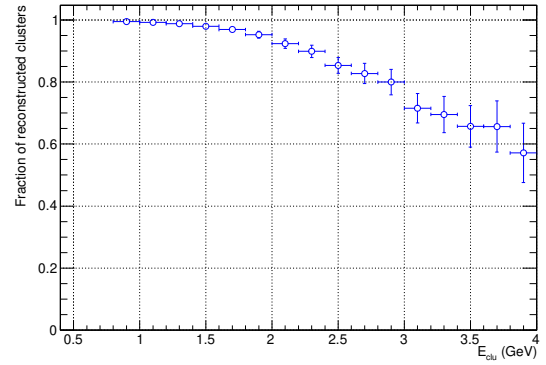
Рисунок 3.6 — Форма импульсного разрешения для сдвига  $\delta = 10$  см, реалистичное разрешение

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 и неправильного определения вершины рождения антинейтрона. Это означает, что время пролета частицы становится меньше, чем время пролета гамма-кванта (сверхсветовой

кластер). Доля реконструированных кластеров для двух временных разрешений представлена на рисунках 3.7 и 3.8. Из-за введения сдвига граница времени пролета, при которой кластеры становятся сверхсветовыми, смещается в большую сторону и доля реконструированных кластеров уменьшается, что более заметно для хорошего временного разрешения.

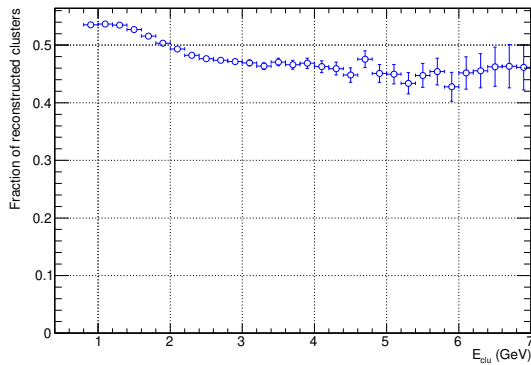


(a)

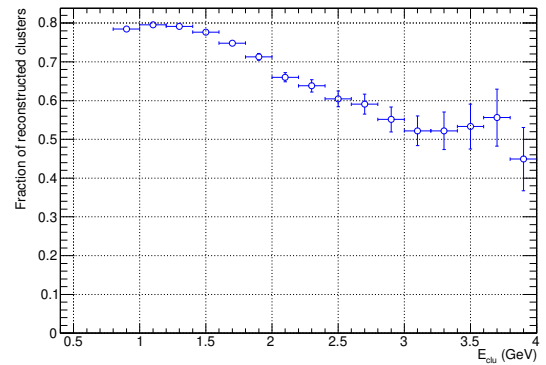


(б)

Рисунок 3.7 — Эффективность реконструкции импульса для а) всех кластеров и б) антинейтронных кластеров для временного разрешения  $\sigma_t^{\text{good}} = 0.5$  нс, сдвиг  $\delta = 10$  см



(a)



(б)

Рисунок 3.8 — Эффективность реконструкции импульса для а) всех кластеров и б) антинейтронных кластеров для реалистичного временного разрешения, сдвиг  $\delta = 10$  см

## 4 ОТБОР КЛАСТЕРОВ И ТРЕКОВ

Электромагнитный калориметр PHOS предназначен для измерения фотонов. Для определения фотонных кластеров применяется отбор, который использует информацию о форме ливня.

Критерий выбора формы ливня основан на двумерной дисперсии кластеров в PHOS. Параметры дисперсии M02 (короткая дисперсия) и M20 (длинная дисперсия) являются меньшим и большим собственным значением матрицы дисперсии  $D_{ij}$ , соответственно:

$$D_{ij} = \frac{1}{\sum \omega_k} \sum_k \omega_k (x_i^k - \bar{x}_i)(x_j^k - \bar{x}_j), \quad (4.1)$$

где суммирование производится по ячейкам, вносящим вклад в кластер, а оптимизированный вес составляет  $\omega_k = 4.5 + \log(E_k/E_{clu})$ . Электромагнитные кластеры более компактны по сравнению с адронными из-за большого числа частиц в ЭМ ливне. Распределение фотонов параметризовано двумерным Гауссом, и отбор для принятия фотона соответствует кластерам, для которых пара (M02, M20) находится внутри эллипса радиусом  $2\sigma$  от максимума в этом распределении (фотонный кат).

Также для исключения «экзотических кластеров» применяется стандартный отбор —  $M02 > 0.2 \text{ см}^2$ .

Из рисунка 4.1 видно, что доля антинейтронов, прошедших стандартный отбор по M02, среди всех кластеров мала и достигает своего максимального значения при энергии кластера 1.2 ГэВ. Выделенная энергия отличается от удвоенной массы антинейтрона, так как при аннигиляции часть энергии может пойти на образование частиц, энергия которых не будет зарегистрирована в калориметре. Для выделения антинейтронных кластеров и подавления других требуется ввести отборы.

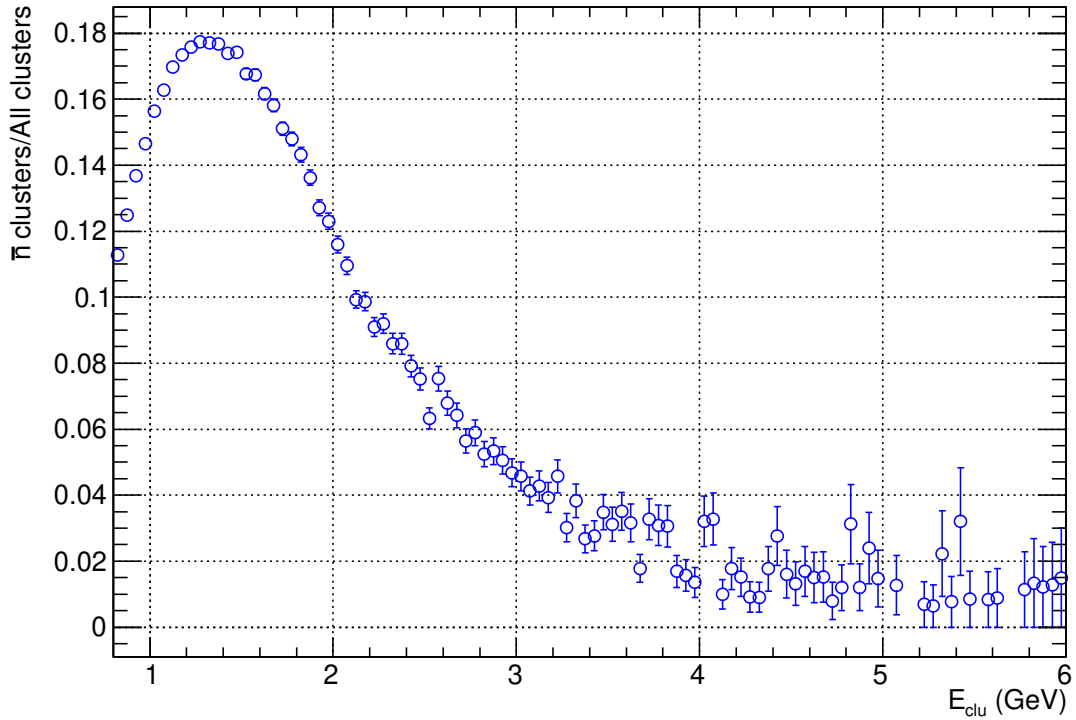


Рисунок 4.1 — Доля антинейтронных кластеров от всех кластеров

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

Параметры для отбора кластеров от антинейтронов:

- 1) тип кластера — (AliVCluster::kPHOSNeutral),
- 2) энергия кластера больше 0.8 ГэВ,
- 3) дисперсия по оси M02 больше 0.2 см<sup>2</sup> (исключение экзотических кластеров),
- 4) подавление заряженных частиц, CPV кат больше  $4\sigma$ , где  $\sigma$  — стандартное отклонение в распределении расстояний от ближайших экстраполированных треков центральной трековой системы (ITS + TPC) до кластера,
- 5) отбор по дисперсии:  $M20 > -M02 + 3.5$  + антифотонный кат больше  $2\sigma$ .

На рисунках 4.2 и 4.3 представлены двумерные распределения для отношения дисперсии антинейтронных и всех кластеров до и после отбора. Красными линиями показаны контуры прямой и антифотонного ката.

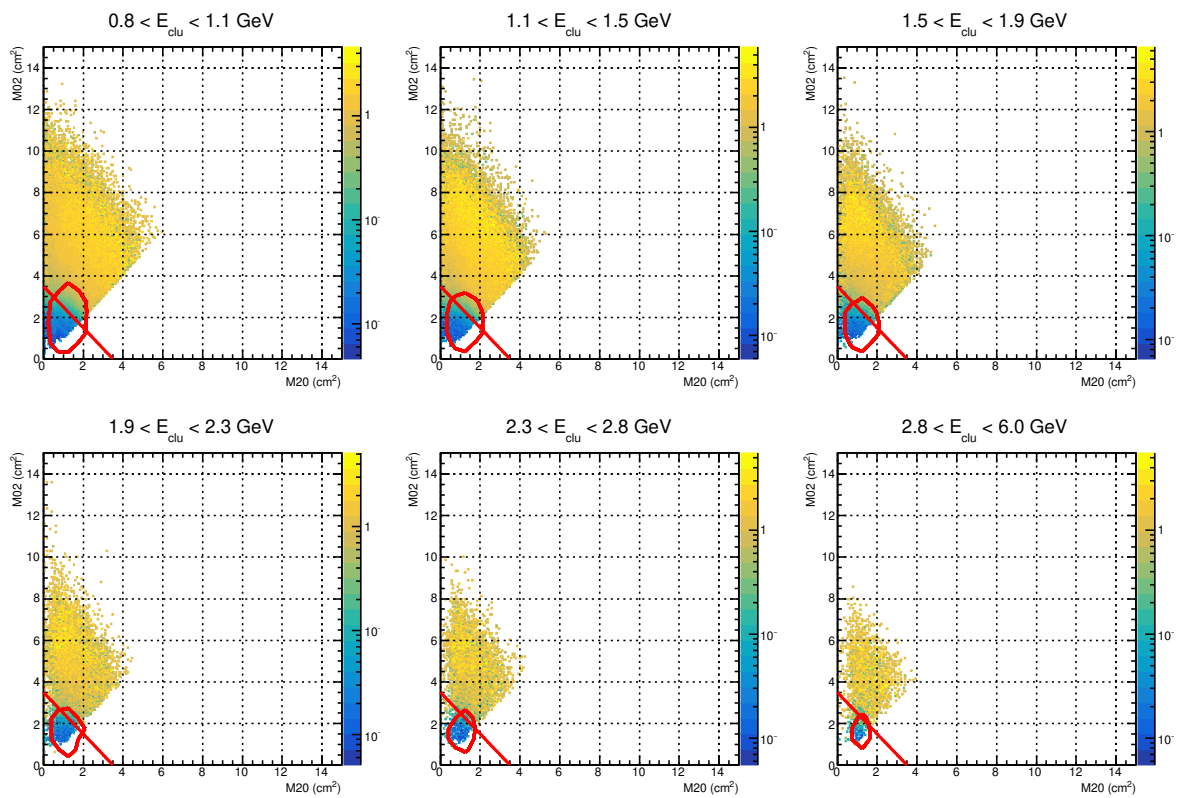


Рисунок 4.2 — Дисперсионное распределение для доли антинейтронных кластеров от всех кластеров для различных диапазонов энергии

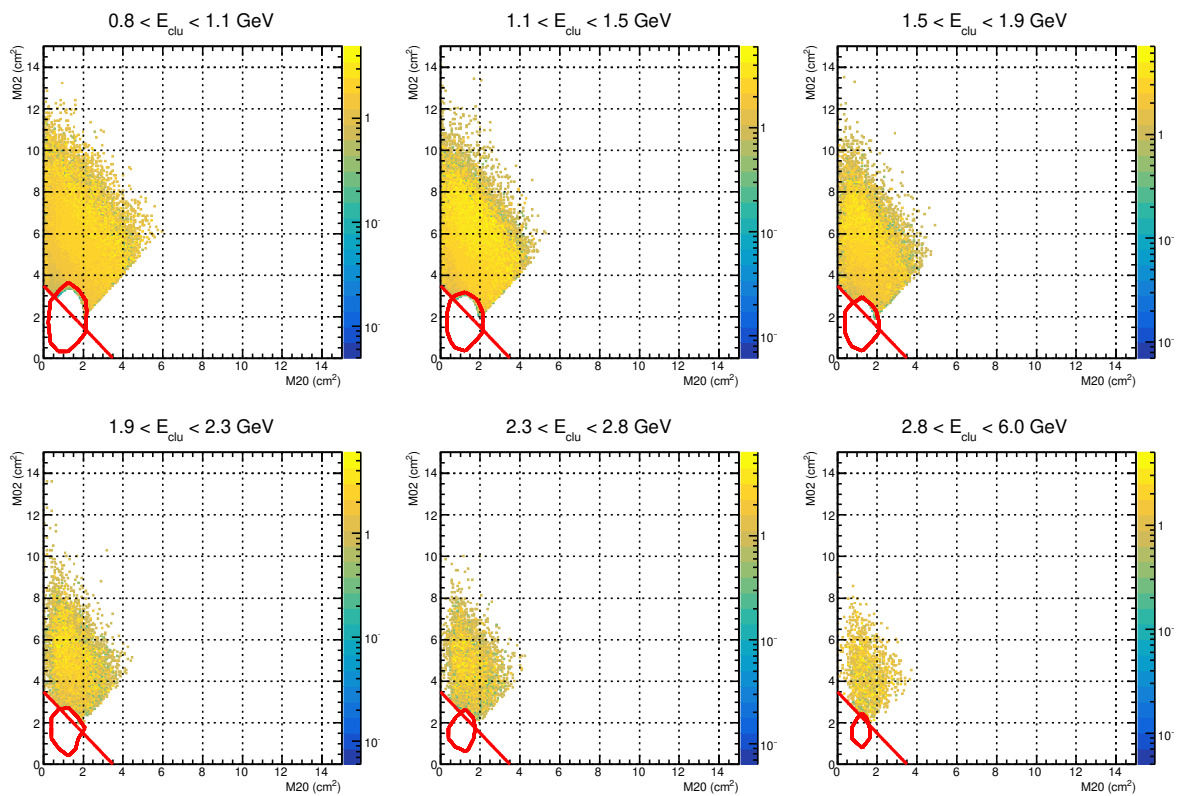


Рисунок 4.3 — Дисперсионное распределение для доли антинейтронных кластеров от всех кластеров с катом для различных диапазонов энергии

Изначально наибольший вклад в долю всех кластеров дают фотоны (см. рисунок 4.4).

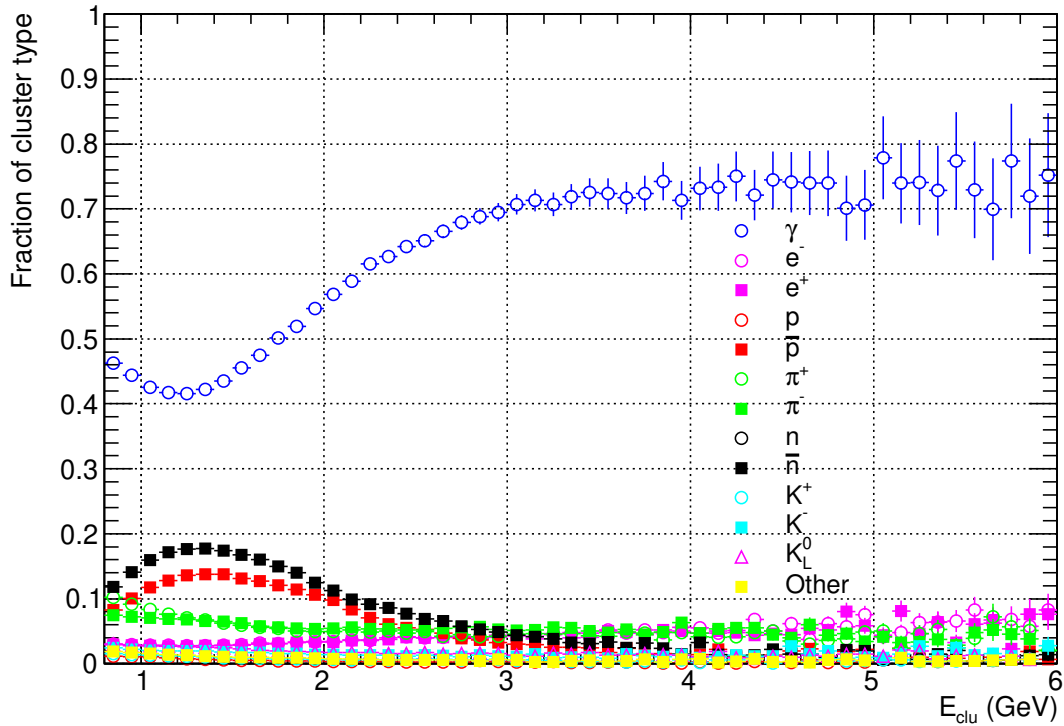


Рисунок 4.4 — Доля кластеров для разных типов частиц

Рассмотрим, как влияют дисперсионный и CPV отбор на доли различных типов кластеров. После применения отбора по дисперсии доля фотонных кластеров значительно уменьшается, а доля антинейтронных и антипротонных кластеров увеличивается (рисунок 4.5). На рисунке 4.6 можно наблюдать, как CPV кат подавляет кластеры от заряженных частиц.

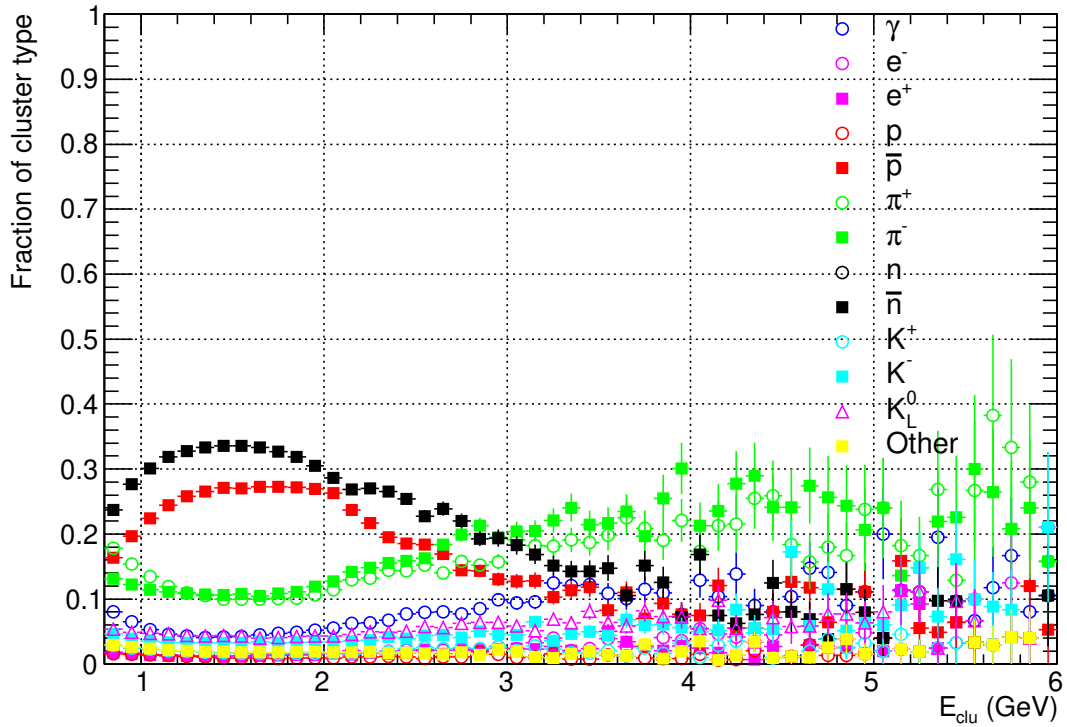


Рисунок 4.5 — Доля кластеров для разных типов частиц с отбором по форме кластера

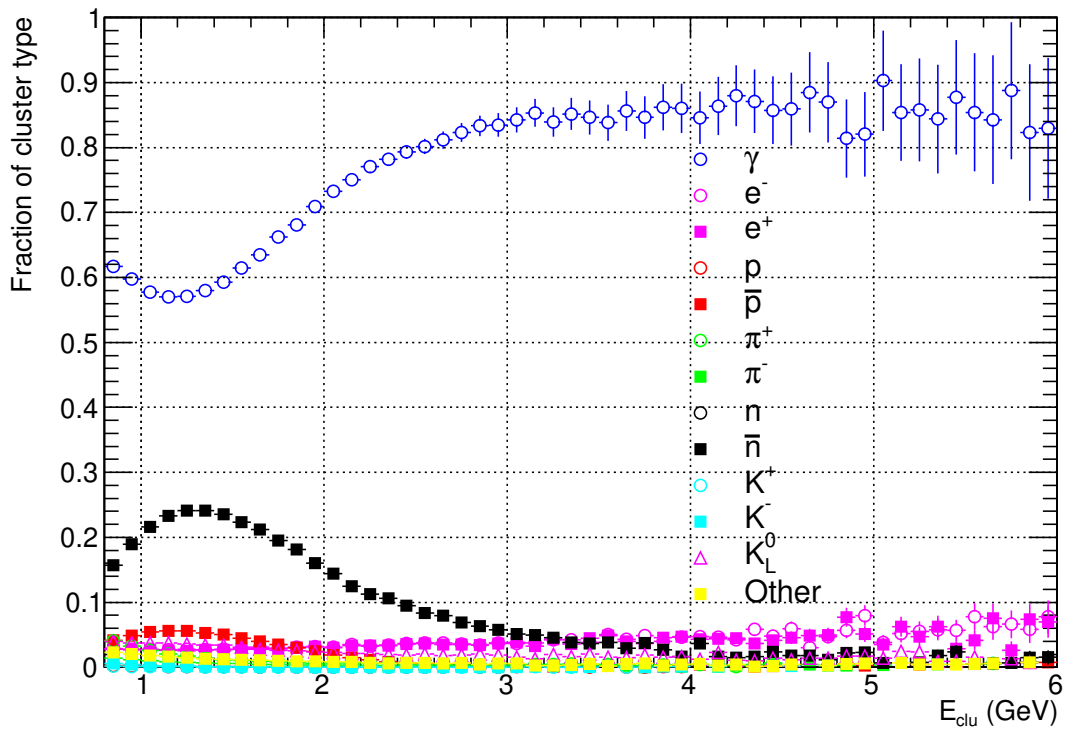


Рисунок 4.6 — Доля кластеров для разных типов частиц с CPV катом  $4\sigma$

В итоге, после применения отбора по дисперсии кластера и CPV ката доля антинейтронных кластеров значительно возрастает. Таким образом, мы подавляем большое число фотонных кластеров и кластеров от заряженных частиц и можем отбирать антинейтроны.

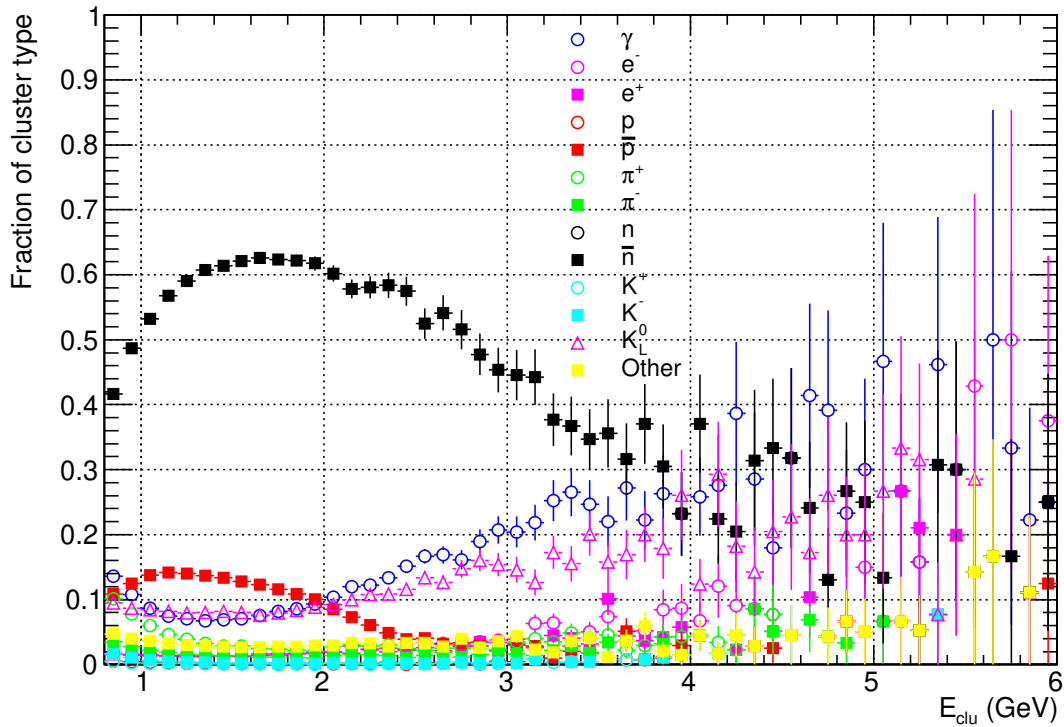


Рисунок 4.7 — Доля кластеров для разных типов частиц с отбором по дисперсии кластера и с CPV катом  $4\sigma$

Отбор треков производится следующим образом:

- 1) тип трека (AOD Filter Bit) 4 — стандартные отборы для треков с большим значением DCA (Distance of Closest Approach),
- 2) псевдобыстрота трека —  $|\eta| < 0.8$ ,
- 3) идентификация пионов по удельной потере энергии с помощью TPC,  $3\sigma$ ,
- 4) топологические отборы.

Топологические отборы (см. рисунок 4.8) 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,  $DCA_Z$ ).

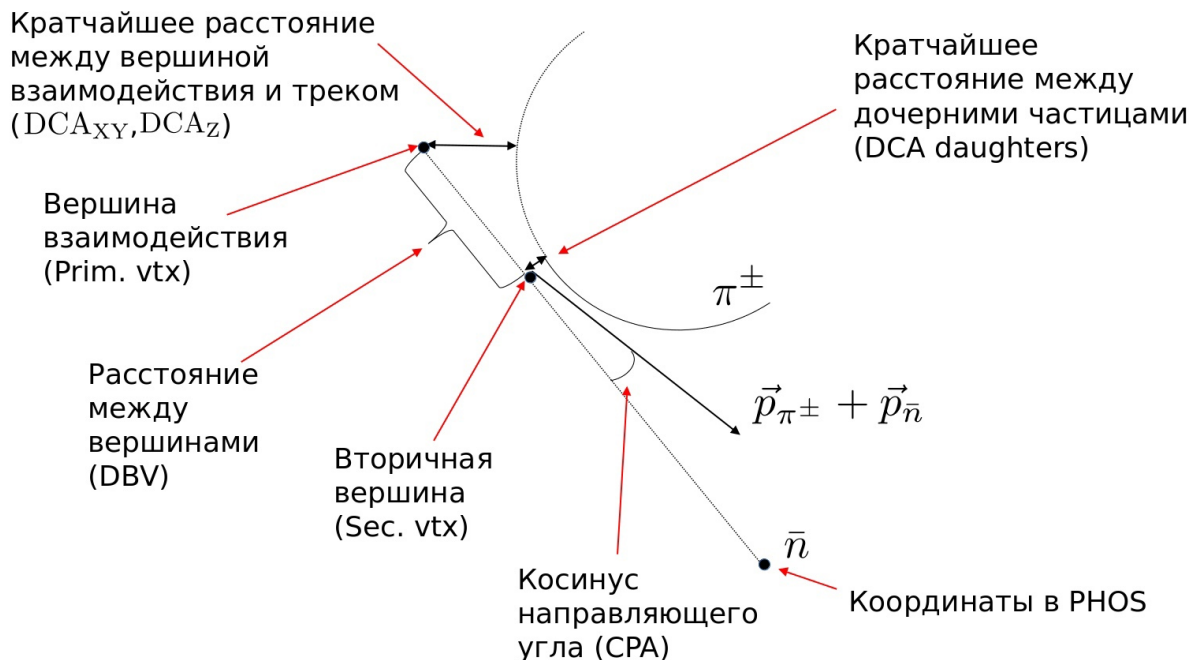
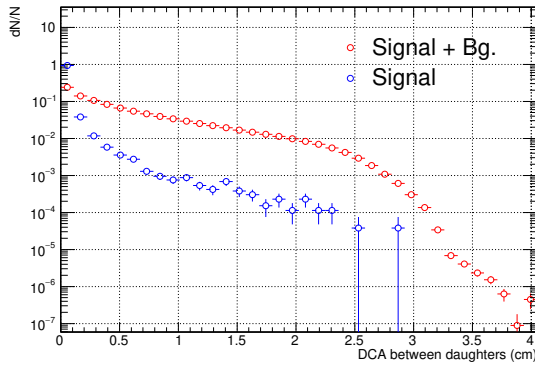
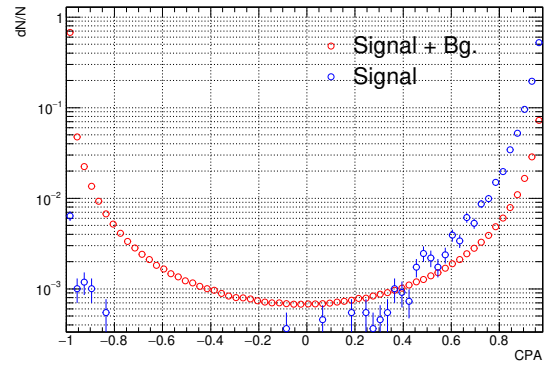


Рисунок 4.8 — Параметры топологических отборов

Для каждой пары трек-кластер реконструировалась вторичная вершина: трек и кластер экстраполировались до кратчайшего расстояния между ними. В данной вершине рассчитывались импульсы частиц с учетом магнитного поля, которое влияет на заряженные частицы. 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 ( $(1.479 \pm 0.011) \cdot 10^{-10}$  с для  $\bar{\Sigma}^+$  и  $(8.018 \pm 0.026) \cdot 10^{-11}$  с для  $\bar{\Sigma}^-$ ). Распределение параметров для сигнала и фона, нормированных на интеграл, для пар трек-кластер представлены на рисунках [4.9](#), [4.10](#), [4.11](#).

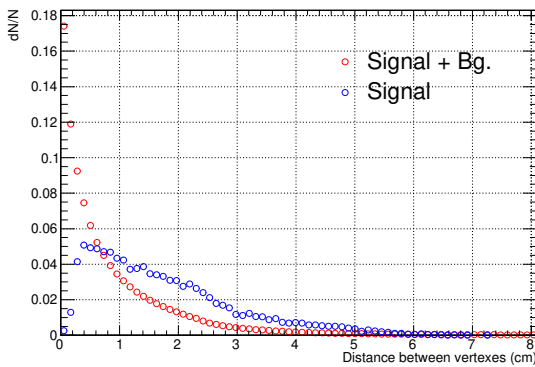


(a)

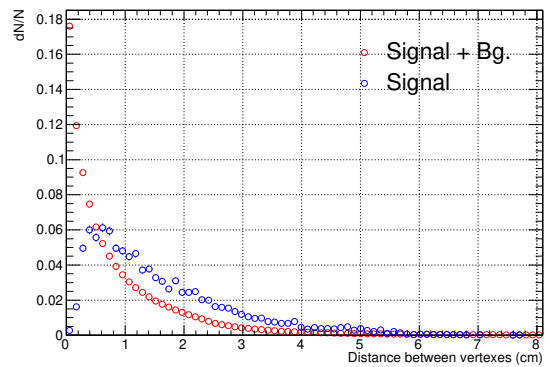


(б)

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



(a)



(б)

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

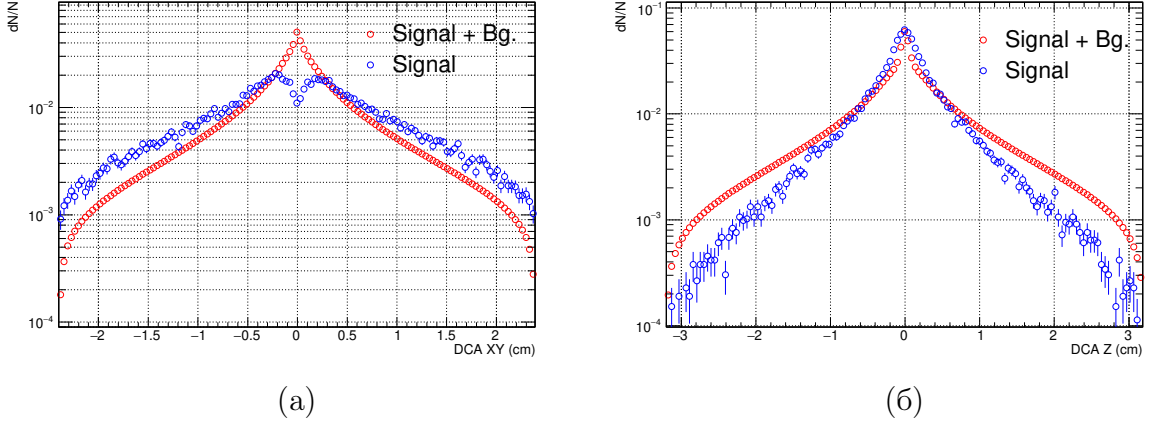


Рисунок 4.11 — Распределение для сигнала и фона, нормированных на интеграл, расстояния между первичной вершиной и треком **а)** в плоскости XY и **б)** по оси Z

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.

$$DCA_{\text{daug}} < 0.029393 - \frac{0.023081}{p_T - 0.184449}. \quad (4.2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} p_T > 0.296266 \text{ GeV}, \\ CPA > 0.998790 - \frac{3.69242 \cdot 10^{-3}}{(p_T - 0.296266)}, \\ CPA > 0. \end{array} \right. \quad (4.3)$$

$$DBV_+ > 4.15714 - \frac{14.5387}{p_T + 3.85203}. \quad (4.4)$$

$$DBV_- > 1.43437 - \frac{0.782708}{p_T + 0.634462}. \quad (4.5)$$

$$|DCA_{XY}| > -0.11027 - \frac{0.0704179}{p_T + 0.11027}. \quad (4.6)$$

$$|DCA_Z| > 0.048. \quad (4.7)$$

Применение топологических отборов увеличивает значимость (significance), которая рассчитывается как отношение сигнала к квадратному корню из фона (см. рисунок 4.12):

$$\text{Significance} = \frac{S}{\sqrt{B}}, \quad (4.8)$$

где  $S$  — значение сигнала,  $B$  — значение фона.

Однако, применение отбора на кратчайшее расстояние между вершиной взаимодействия и треком в плоскости  $XY$  ( $DCA_{XY}$ ) и по оси  $Z$  ( $DCA_Z$ ) не дает какое-либо улучшение значимости. Таким образом, все дальнейшие вычисления проводились для случая Cuts1.

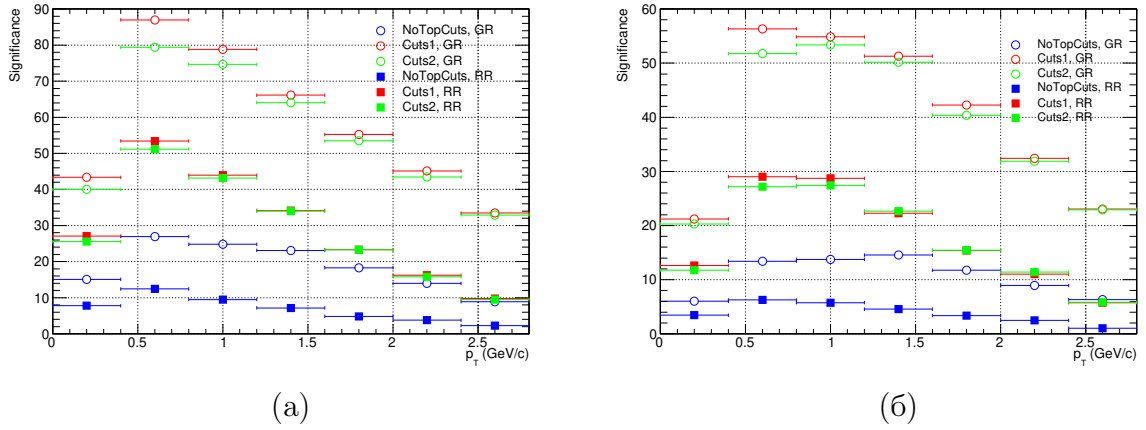


Рисунок 4.12 — Значимость для различных наборов катов и временных разрешений для а)  $\Sigma^+$  и б)  $\Sigma^-$ . NoTopCuts — отборы для кластеров и топологические отборы отсутствуют; Cuts1 — отборы для кластеров, DCA Daughters, CPA, DBV; Cuts2 — отборы для кластеров, DCA Daughters, CPA, DBV,  $DCA_{XY}$ ,  $DCA_Z$

## 5 ОТБОР СОБЫТИЙ

В работе рассматриваются протон-свинцовые столкновения с энергией 5.023 ТэВ в системе центра масс. Используется 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.

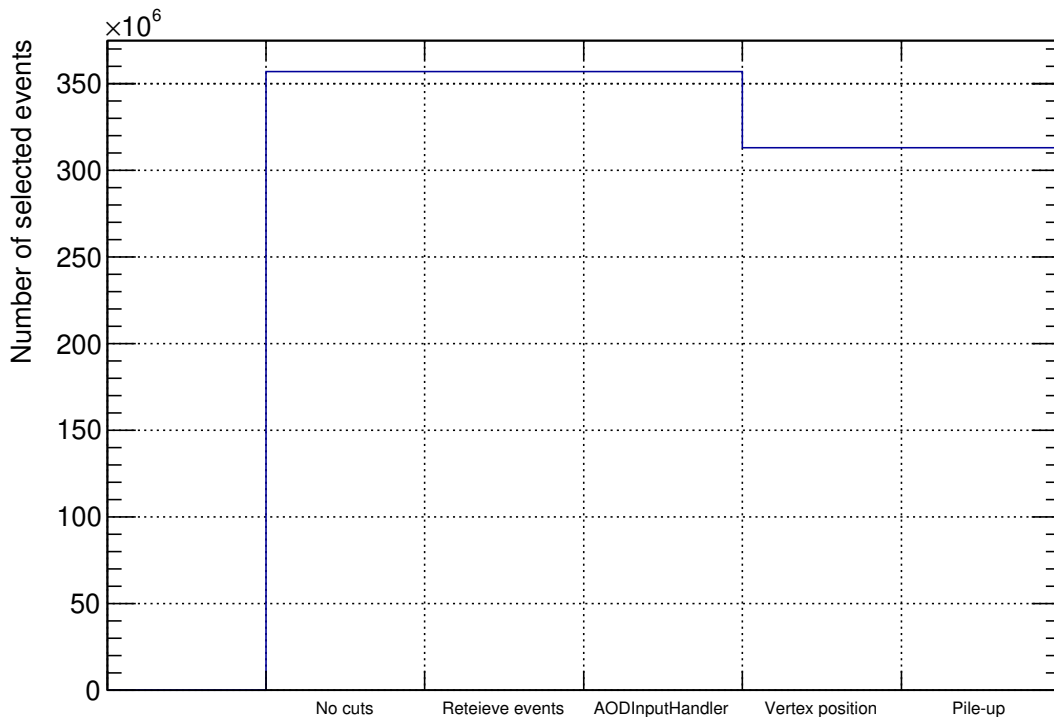


Рисунок 5.1 — Отбор событий, Монте-Карло

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.

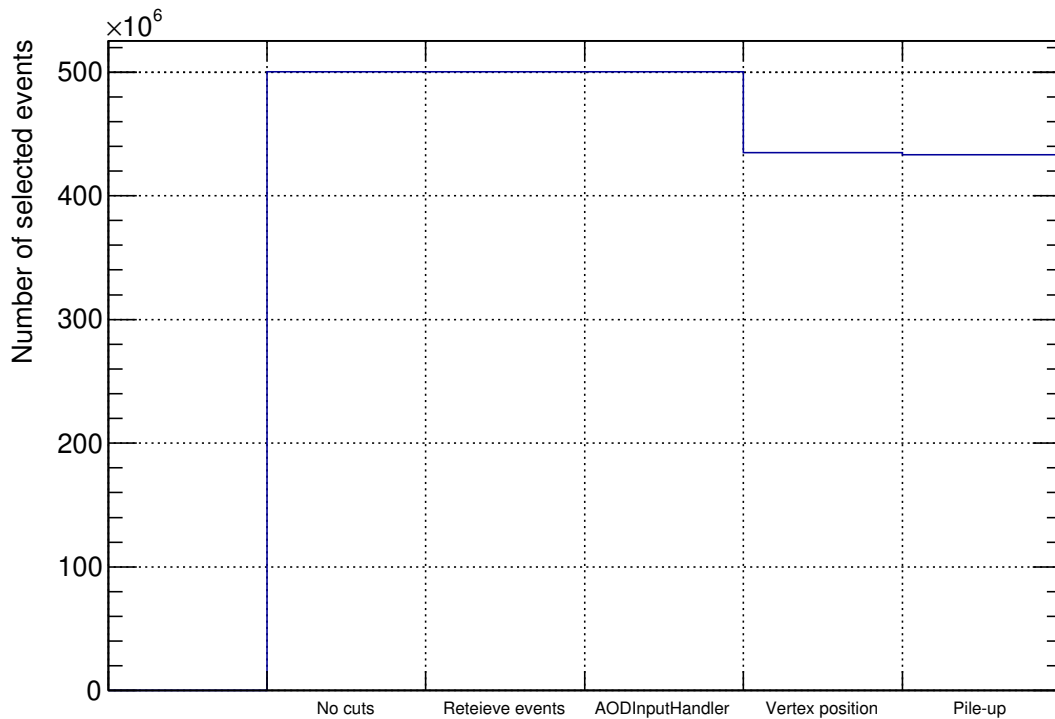


Рисунок 5.2 — Отбор событий, реальные данные

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 ( $\pi$ -мезон) и кластер в калориметре (антинейтрон). Выбраны следующие интервалы поперечного импульса пары  $p_T$ : 0.85, 1.1, 1.5, 1.9, 2.3, 2.8 ГэВ/ $c$  для  $\bar{\Sigma}^+$  и 0.80, 1.1, 1.5, 1.9, 2.3, 2.8 ГэВ/ $c$  для  $\bar{\Sigma}^-$ .

Для лучшего выделения пика применялся метод смешивания 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.

Процедура извлечения сигнала включала в себя несколько шагов. Сначала конструировалось отношение распределения инвариантных масс 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  $3\sigma$ . Выбор функции фитирования сигнала обусловлен формой импульсного разрешения. На рисунках 6.1, 6.2, 6.3 и 6.4 представлены отношения распределений инвариантных масс Real к Mixed для реалистичного временного разрешения в Монте-Карло симуляции и реальных данных.

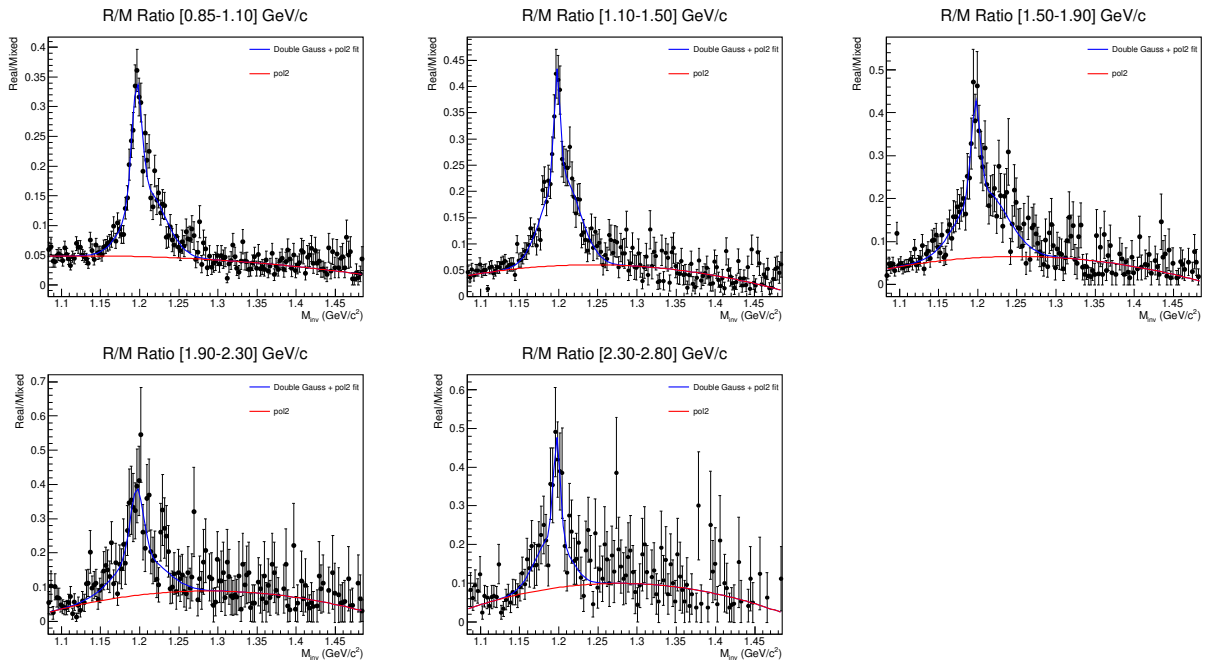


Рисунок 6.1 — Отношение Real к Mixed для реалистичного разрешения, Монте-Карло симуляция,  $\bar{\Sigma}^+$

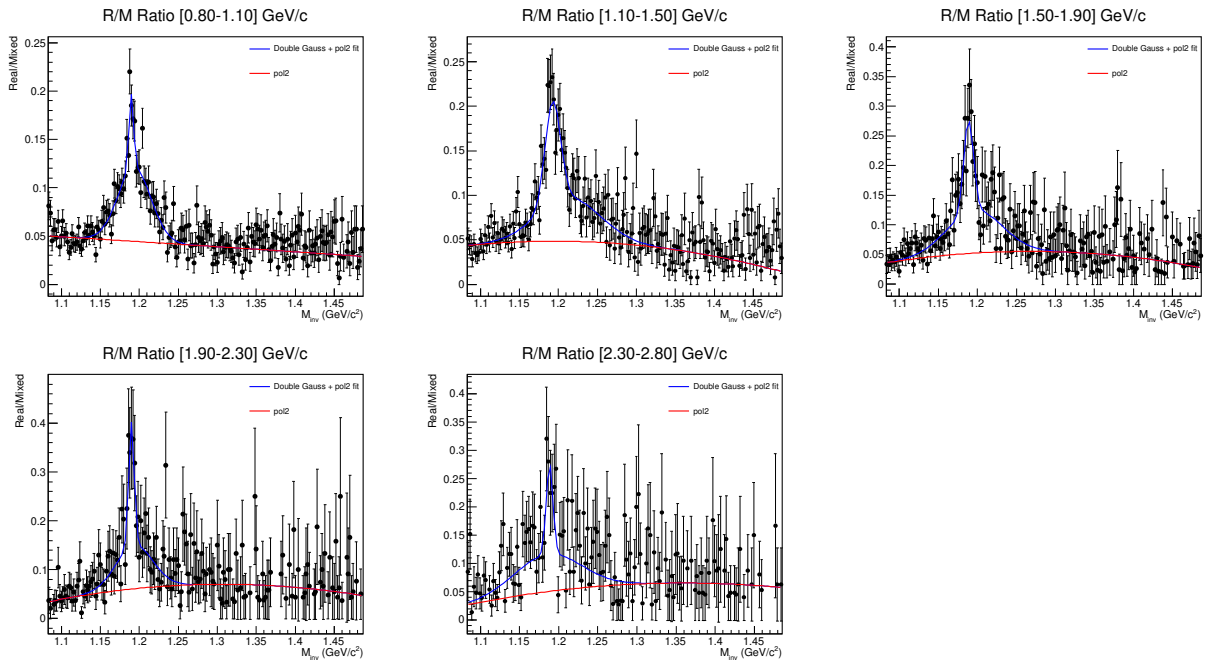


Рисунок 6.2 — Отношение Real к Mixed для реалистичного разрешения, Монте-Карло симуляция,  $\bar{\Sigma}^-$



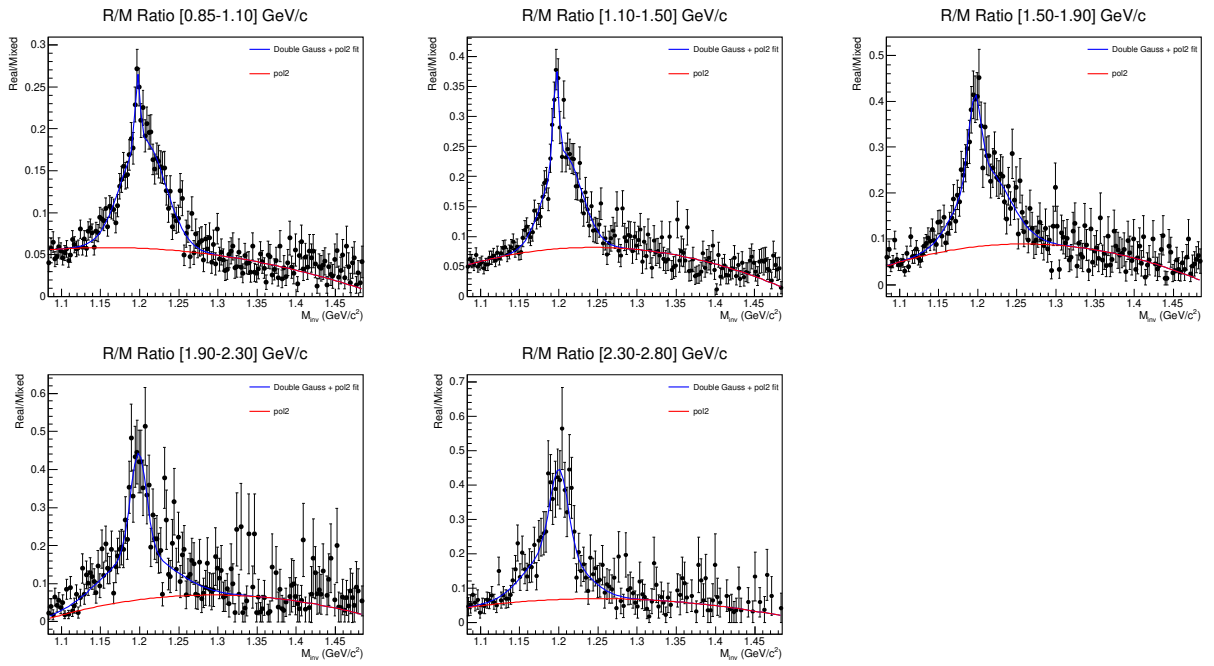


Рисунок 6.3 — Отношение Real к Mixed, реальные данные,  $\bar{\Sigma}^+$

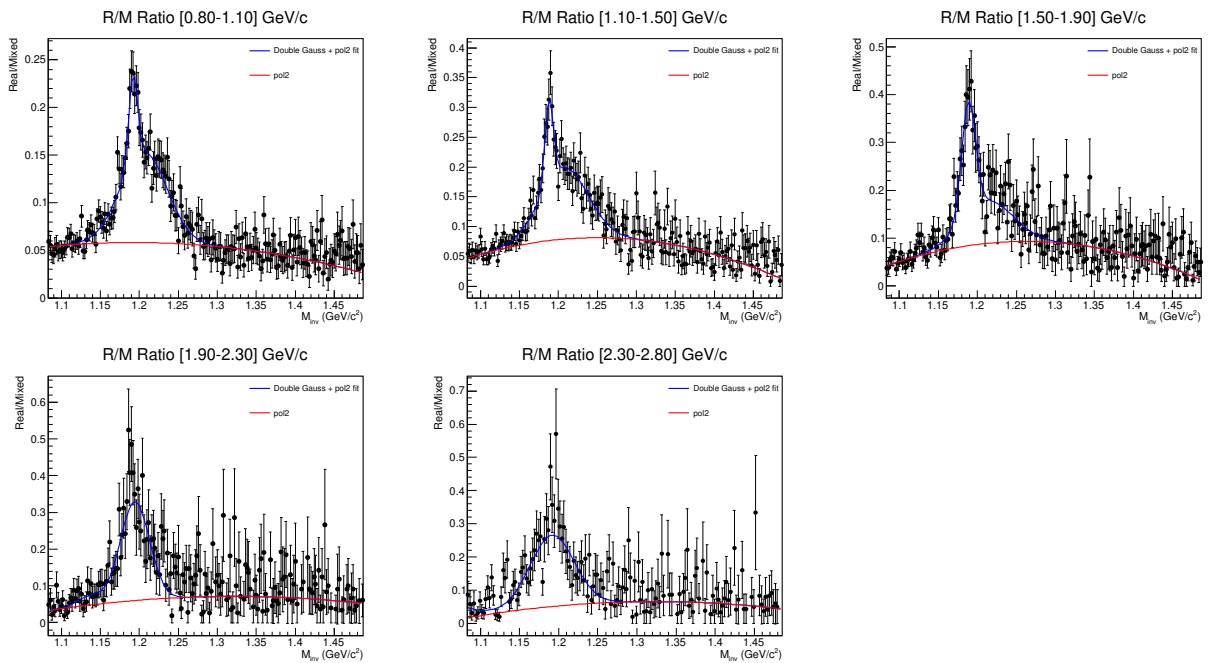


Рисунок 6.4 — Отношение Real к Mixed, реальные данные,  $\bar{\Sigma}^-$

После нормирования Mixed на полином второй степени и вычитания из Real получается распределение сигнала, представленное на рисунках 6.5, 6.6, 6.7 и 6.8. Красными маркерами показан сигнал из Монте-Карло симуляции.

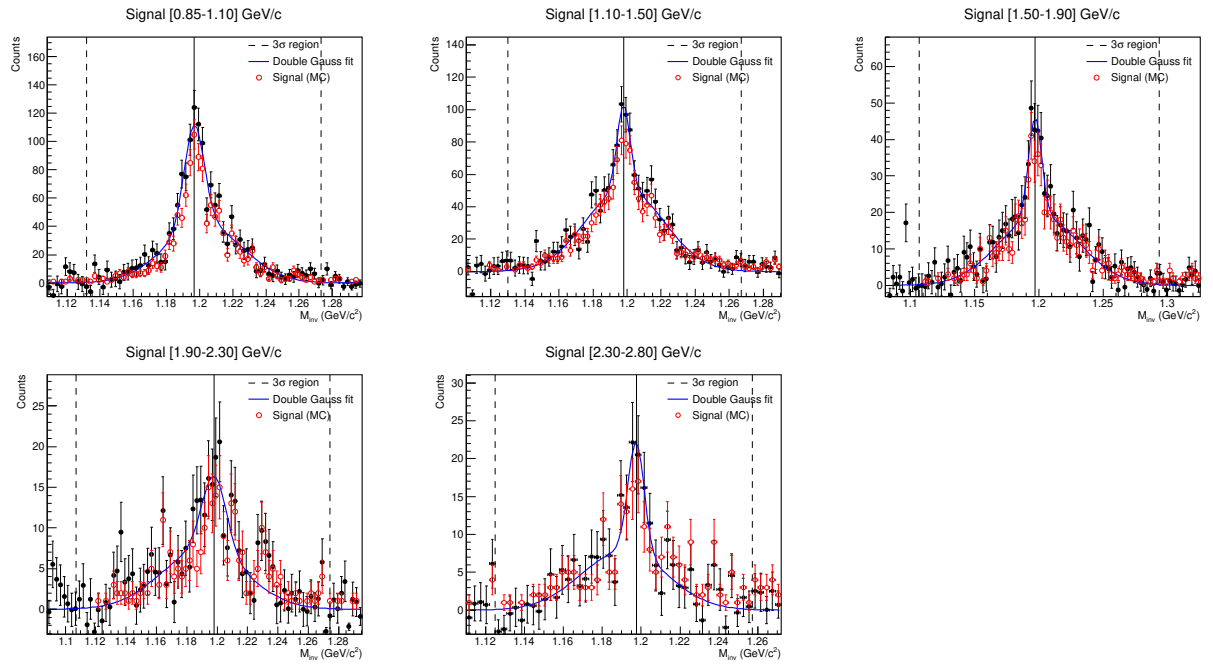


Рисунок 6.5 — Фитирование распределения сигнала после вычитания нормированного Mixed для реалистичного разрешения, Монте-Карло симуляция,  $\Sigma^+$

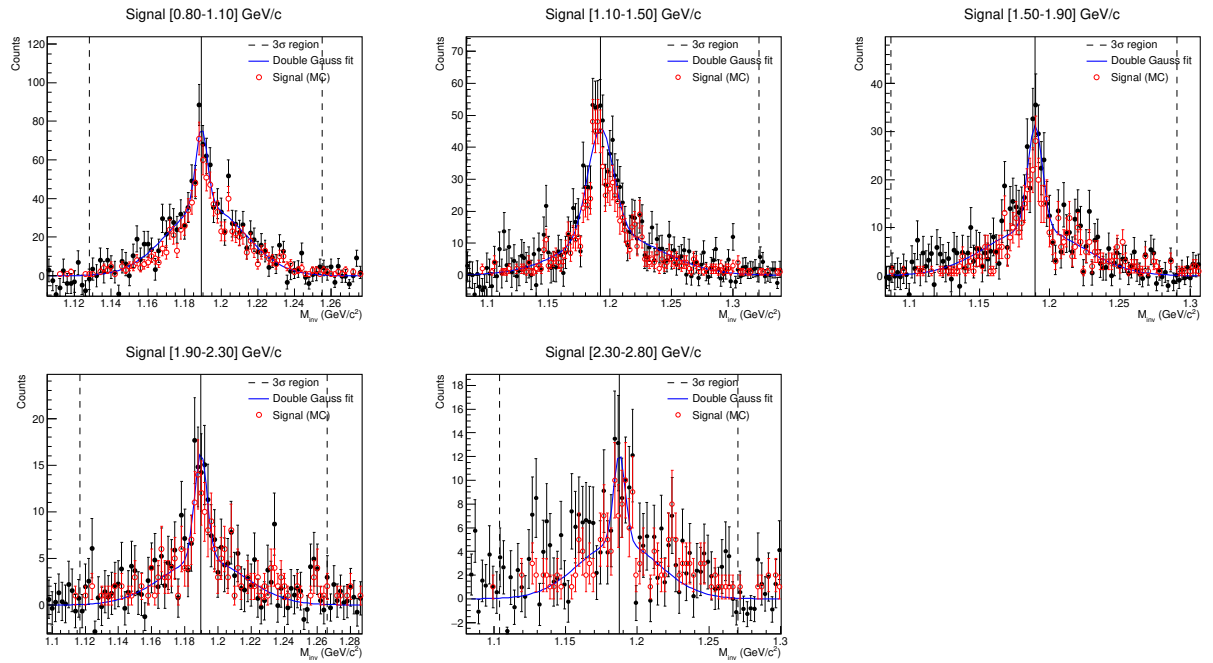


Рисунок 6.6 — Фитирование распределения сигнала после вычитания нормированного Mixed для реалистичного разрешения, Монте-Карло симуляция,  $\Sigma^-$

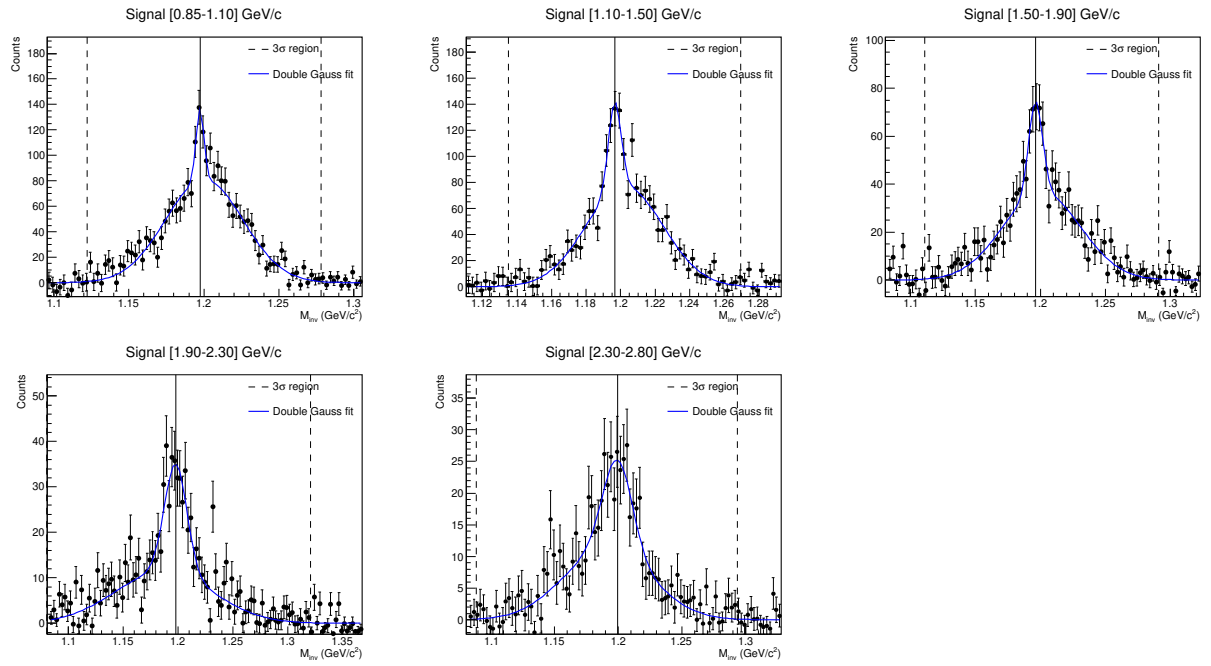


Рисунок 6.7 — Фитирование распределения сигнала после вычитания нормированного Mixed, реальные данные,  $\bar{\Sigma}^+$

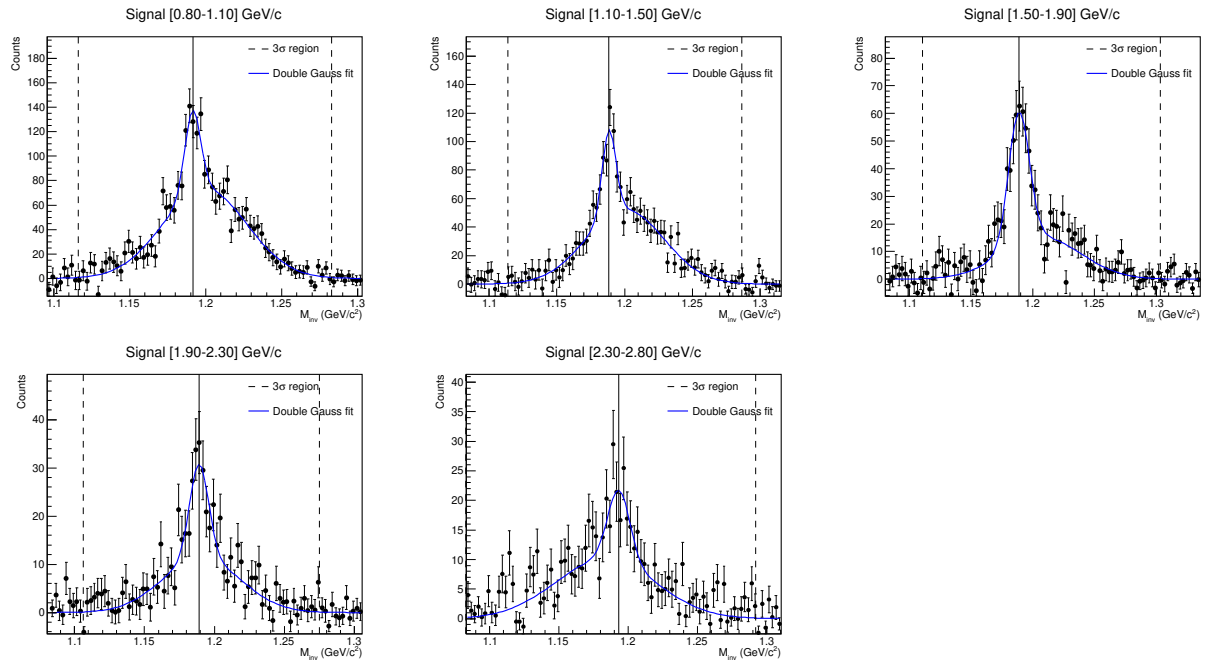
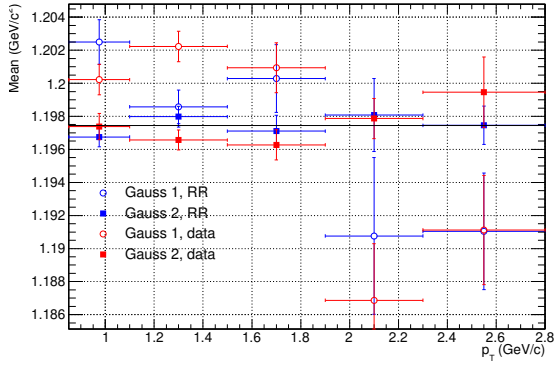
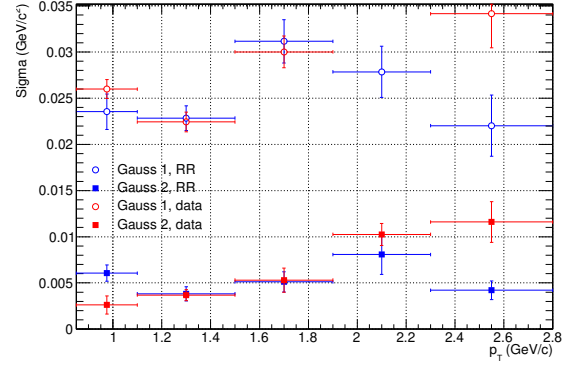


Рисунок 6.8 — Фитирование распределения сигнала после вычитания нормированного Mixed, реальные данные,  $\bar{\Sigma}^-$

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

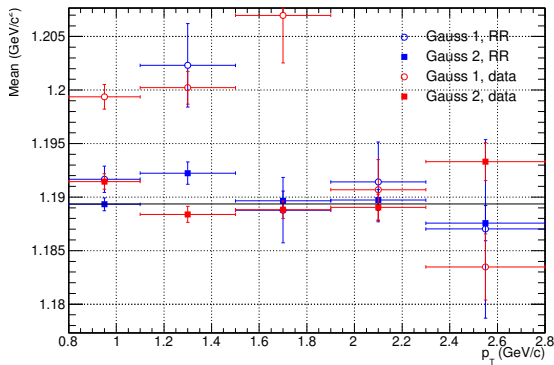


(a)

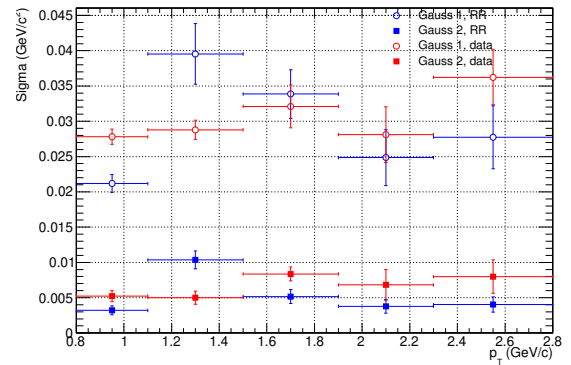


(б)

Рисунок 6.9 — а) Положение пиков и б) стандартные отклонения для Монте-Карло симуляции (реалистичное разрешение) и реальных данных,  $\bar{\Sigma}^+$



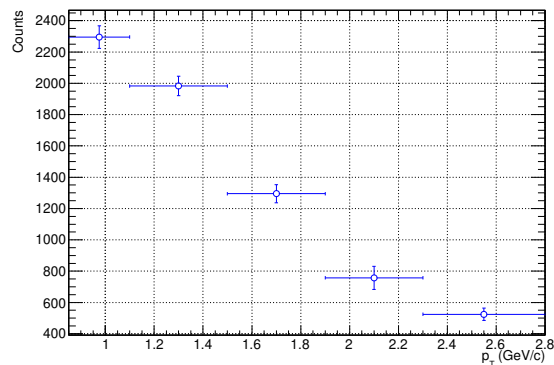
(a)



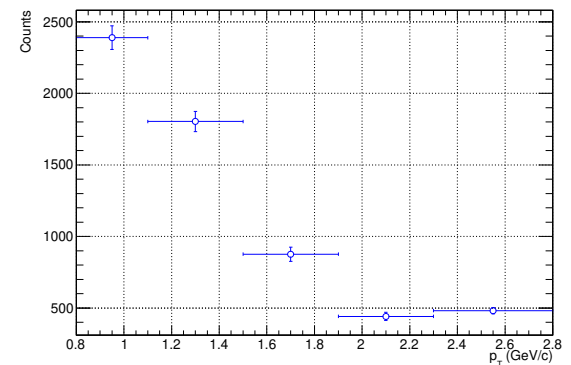
(б)

Рисунок 6.10 — а) Положение пиков и б) стандартные отклонения для Монте-Карло симуляции (реалистичное разрешение) и реальных данных,  $\bar{\Sigma}^-$

Также был подсчитан «сырой» выход частиц путем интегрирования полученной функции фитирования для  $\bar{\Sigma}^+$  и  $\bar{\Sigma}^-$  в диапазоне  $3\sigma$ .



(a)



(б)

Рисунок 6.11 — «Сырой» выход частиц (реальные данные) для а)  $\bar{\Sigma}^+$  и б)  $\bar{\Sigma}^-$

Эффективность реконструкции рассчитывалась по формуле:

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

где  $N_{rec}$  — выход реконструированных частиц;  $N_{gen;|y|<0.5}$  — выход сгенерированных частиц,  $|y| < 0.5$ .

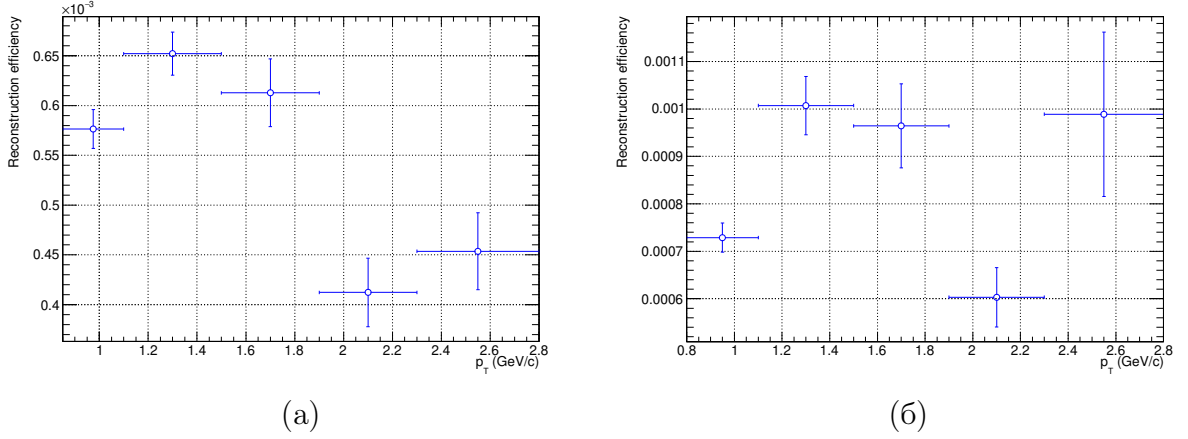


Рисунок 6.12 — Эффективность реконструкции для а)  $\Sigma^+$  и б)  $\Sigma^-$

После нормирования «сырого» выхода на эффективность реконструкции получим скорректированный выход частиц, представленный на рисунке 6.13.

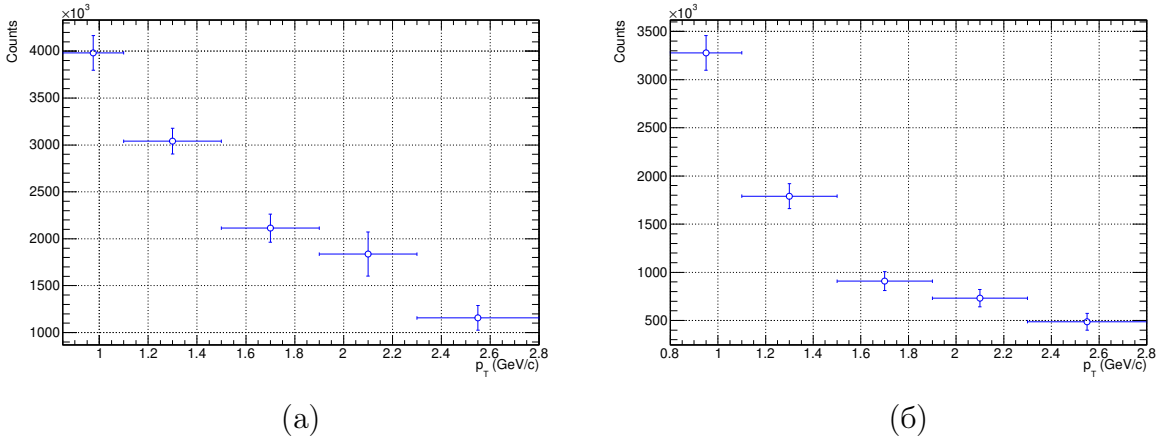


Рисунок 6.13 — Скорректированный на эффективность реконструкции выход частиц а)  $\Sigma^+$  и б)  $\Sigma^-$

В итоге, полностью скорректированные спектры получаются следующим образом:

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{1}{N_{ev}} \frac{1}{\varepsilon_{rec}} \frac{d^2 N}{dp_T dy} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{1}{N_{ev}} \frac{N_{corr}}{\Delta p_T \Delta y}, \quad (6.2)$$

где  $N_{ev}$  — количество событий;  $N_{corr} = \frac{N_{rec}}{\varepsilon_{rec}}$  — скорректированный на эффективность реконструкции «сырой» выход;  $\Delta p_T$  — диапазон по поперечному импульсу, ГэВ/с;  $\Delta y$  — диапазон по быстроте. На рисунке 6.14 представлены спектры для  $\bar{\Sigma}^+$ ,  $\bar{\Sigma}^-$  и отношение сгенерированного спектра к спектру из реальных данных. Отношение меньше 1 обусловлено тем, что Монте-Карло плохо описывает выход странных частиц.

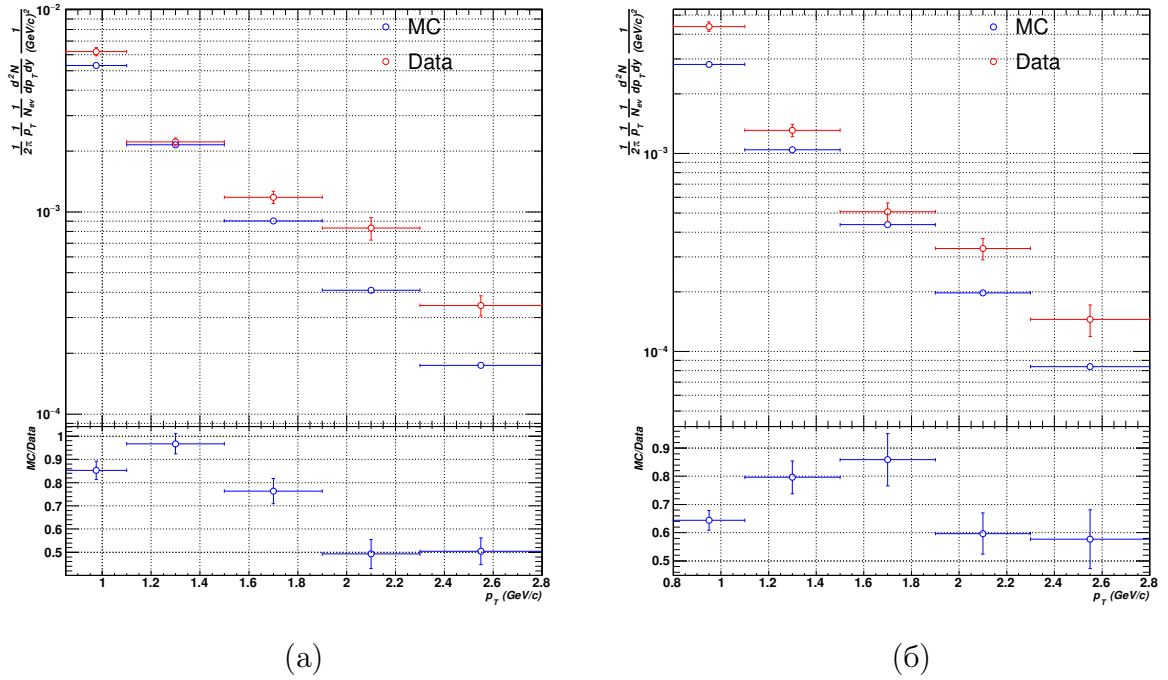


Рисунок 6.14 — Полностью скорректированный спектр а)  $\bar{\Sigma}^+$  и б)  $\bar{\Sigma}^-$  в Монте-Карло и реальных данных. Рисунок снизу показывает отношение Монте-Карло спектра к спектру из реальных данных

## 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. Полученные отборы для формы ливня, выделенной энергии в калориметре и вето заряженных частиц позволяют подавить фотонные кластеры и кластеры от заряженных частиц, увеличивая долю антинейтронных кластеров до  $\sim 50-60$  %. 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.

Введены топологические отборы для пар трек-кластер, которые включают в себя различные параметры распада, такие как: кратчайшее расстояние между дочерними частицами (DCA Daughters), расстояние между первичной и вторичной вершинами (Distance Between Vertices, DBV), косинус направляющего угла (Cosine of Pointing Angle, CPA). Применение данных отборов в совокупности с отборами кластеров позволяет увеличить значимость (significance) в 3-4 раза.

Смешивание событий применялось для лучшего выделения пика и для уменьшения статистических неопределенностей при оценке фона. Полученные распределения сигнала фитировались суммой двух Гауссов. Пики в распределениях инвариантных масс отчетливо видны в диапазоне  $0.85 < p_T < 2.8$  ГэВ/с для  $\bar{\Sigma}^+$  и  $0.8 < p_T < 2.8$  ГэВ/с для  $\bar{\Sigma}^-$ . Монте-Карло симуляция воспроизводит положение пиков и ширины полученные в реальных данных, однако, отношение выхода анти- $\bar{\Sigma}^\pm$ -гиперонов в Монте-Карло оказывается заниженным.

В статье [16] были получены отношения выходов барионов, в том числе и странных, в протон-протонных столкновениях при энергиях  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ и  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ (рисунок 7.1). Монте-Карло, а именно, PYTHIA 8, PYTHIA 6 и EPOS в меньшей степени, занижает выход странных частиц, что было также

обнаружено в данной работе.

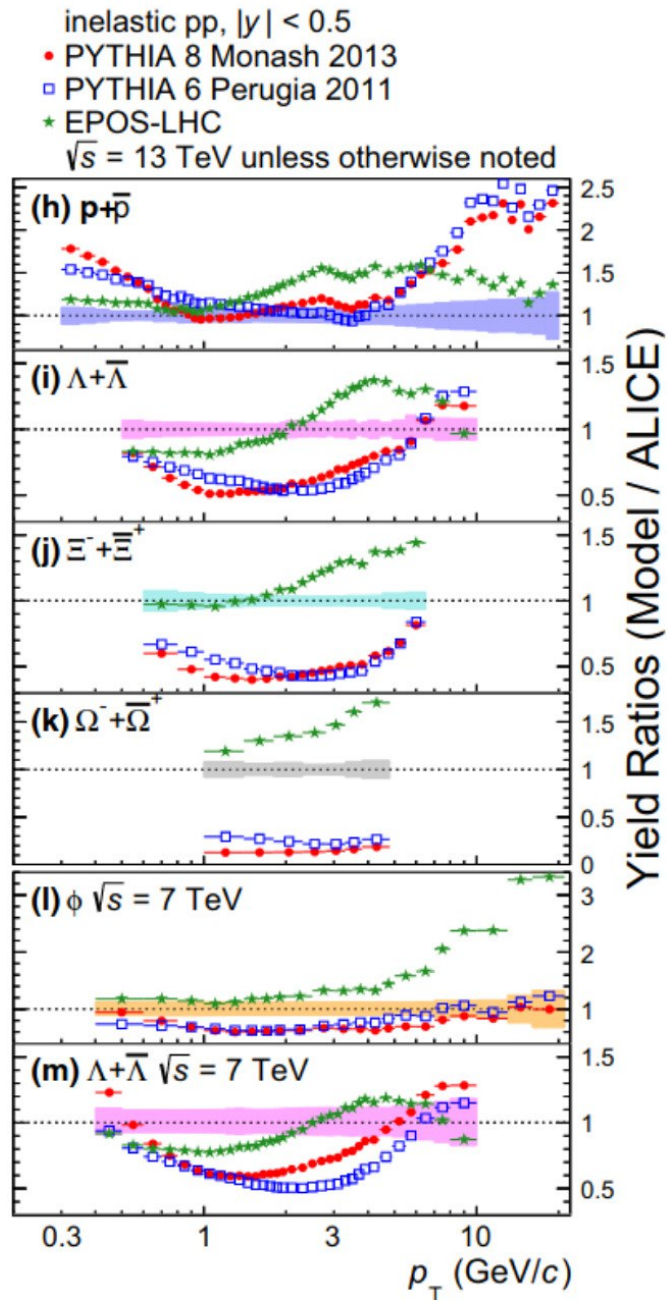


Рисунок 7.1 — Отношение выхода барионов в Монте-Карло и реальных данных в  $pp$ -столкновениях с энергиями  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ и  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ

В итоге проделанной работы был предложен и опробован метод реконструкции антинейтронов, а также получены полностью скорректированные спектры для  $\bar{\Sigma}^+$ - и  $\bar{\Sigma}^-$ -гиперонов.



## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. The ALICE experiment at the CERN LHC / К. Aamodt [и др.] // JINST. — 2008. — Т. 3. — S08002.
2. *Gross D. J., Wilczek F.* Asymptotically Free Gauge Theories. I // Phys. Rev. D. — 1973. — Т. 8, вып. 10. — С. 3633–3652.
3. *Rafelski J., Müller B.* Strangeness Production in the Quark-Gluon Plasma // Phys. Rev. Lett. — 1982. — Т. 48, вып. 16. — С. 1066–1069.
4. *Koch P., Rafelski J., Greiner W.* Strange hadrons in hot nuclear matter // Physics Letters B. — 1983. — Т. 123, № 3. — С. 151–154. — ISSN 0370-2693.
5. *Koch P., Müller B., Rafelski J.* Strangeness in relativistic heavy ion collisions // Physics Reports. — 1986. — Т. 142, № 4. — С. 167–262. — ISSN 0370-1573.
6. Strangeness enhancement at mid-rapidity in Pb Pb collisions at 158-A-GeV/c / E. Andersen [и др.] // Phys. Lett. B. — 1999. — Т. 449. — С. 401–406.
7. Enhanced strange baryon production in Au+Au collisions compared to  $p + p$  at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV / В. I. Abelev [и др.] // Phys. Rev. C. — 2008. — Т. 77, вып. 4. — С. 044908.
8. Multi-strange baryon production at mid-rapidity in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV / В. Abelev [и др.] // Physics Letters B. — 2014. — Т. 728. — С. 216–227. — ISSN 0370-2693.
9. *Bertulani C. A., Zelevinsky V.* Is the tetra-neutron a bound dineutron–dineutron molecule? // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. — 2003. — Т. 29, № 10. — С. 2431–2437.
10. Prediction for a Four-Neutron Resonance / А. Shirokov [и др.] // Physical Review Letters. — 2016. — Т. 117, № 18.
11. Review of Particle Physics / Р. А. Zyla [и др.] // PTEP. — 2020. — Т. 2020, № 8. — С. 083C01.

12. *Lippmann C.* Performance of the ALICE Time Projection Chamber // *Physics Procedia*. — 2012. — Т. 37. — С. 434–441. — ISSN 1875-3892. — Proceedings of the 2nd International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics (TIPP 2011).
13. Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC / B. B. Abelev [и др.] // *Int. J. Mod. Phys. A*. — 2014. — Т. 29. — С. 1430044. — arXiv: [1402.4476 \[nucl-ex\]](#).
14. ALICE technical design report of the photon spectrometer (PHOS) / G. Dellacasa [и др.]. — 1999.
15. *Blau D.* Performance of the ALICE electromagnetic calorimeters in LHC Runs 1 and 2 and upgrade projects // *Journal of Instrumentation*. — 2020. — Т. 15, № 03. — С. C03025–C03025.
16. Production of light-flavor hadrons in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and  $\sqrt{s} = 13$  TeV / S. Acharya [и др.] // *Eur. Phys. J. C*. — 2021. — Т. 81, № 3. — С. 256. — arXiv: [2005.11120 \[nucl-ex\]](#).