

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
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
**ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ АНТИ- Σ -
ГИПЕРОНОВ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО
КАЛОРИМЕТРА**

Научный руководи-
тель

к.ф.-м.н.

_____ Д.С. Блау

Студент

_____ П.П. Гордеев

Москва 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
1 Экспериментальная установка ALICE	4
2 Общие сведения о Σ-гиперонах	8
3 Монте-Карло симуляция эксперимента	9
3.1 Отбор событий	9
3.2 Метод реконструкции импульса по времени пролета частицы	10
3.3 Отбор кластеров и треков	13
4 Результаты анализа данных	21
5 Заключение	31
Список использованных источников	32

ВВЕДЕНИЕ

Эксперимент ALICE специально 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 странных барионов — гиперонов, характеристики которых слабо исследованы из-за их малого времени жизни. Гипероны рождаются в большом количестве в эксперименте ALICE, также они могут существовать в нейтронных звездах.

Целью данной работы является изучение возможности регистрации антинейтронов с помощью электромагнитного калориметра, антинейтронных корреляций. Проверка возможности регистрации анти- Σ -гиперонов.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ALICE

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

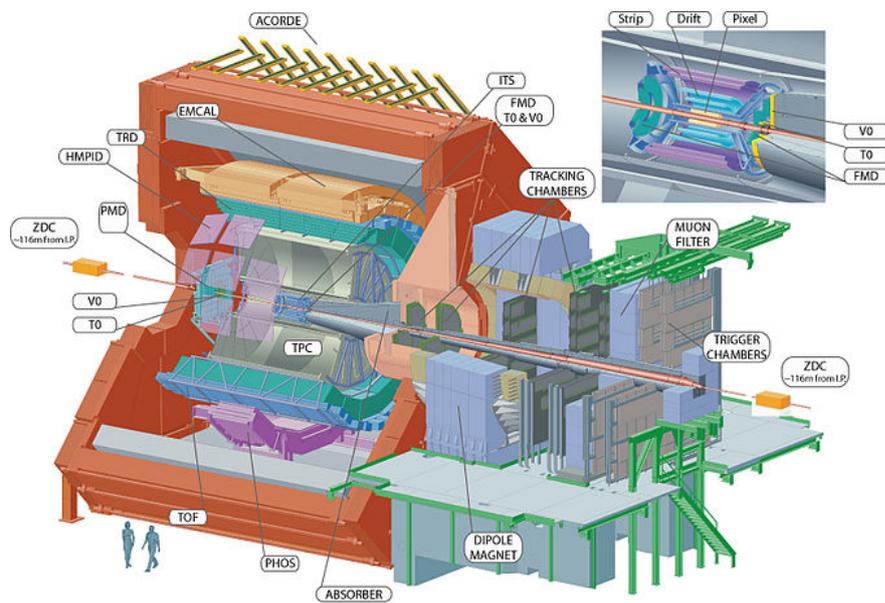


Рисунок 1.1 — Сечение детектора ALICE

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; 2].

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.

В самом центре детектора несколькими цилиндрическими слоями расположены трековые детекторы. Непосредственно снаружи вакуумной трубы расположен двухслойный вершинный пиксельный детектор, который позволяет восстановить траекторию с точностью 50 микрон. За ними идут дрейфовая камера и полосковые детекторы, которые вместе с пиксельным детектором образуют внутреннюю трековую систему детектора ALICE [2; 3].

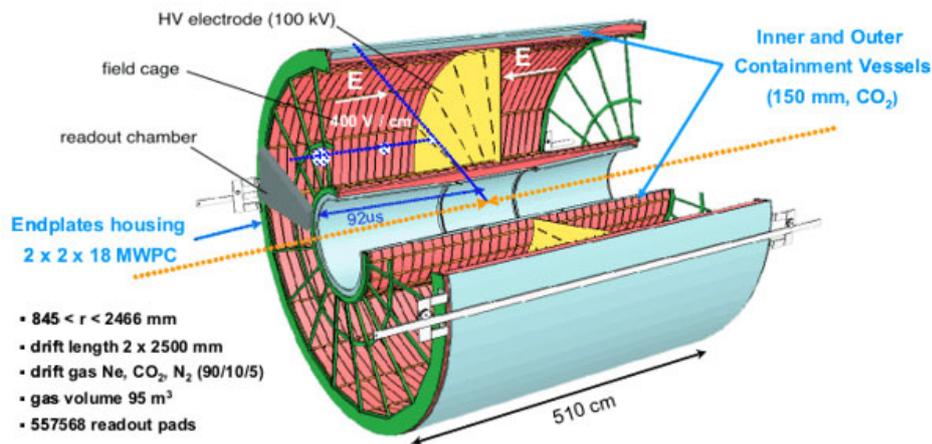


Рисунок 1.2 — Устройство время-проекционной камеры детектора ALICE

Внутреннюю трековую систему охватывает особый трековый детектор — время-проекционная камера. Это огромная (88 м^3) и практически пустая цилиндрическая камера, заполненная специальной газовой смесью (неон и углекислый газ), 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.

Фотонный спектрометр PHOS, обеспечивает получение важной информации об излучениях, возникающих при взаимодействии встречных пучков тяжелых ионов высоких энергий. Основной физической задачей спектрометра является измерение прямых фотонов.

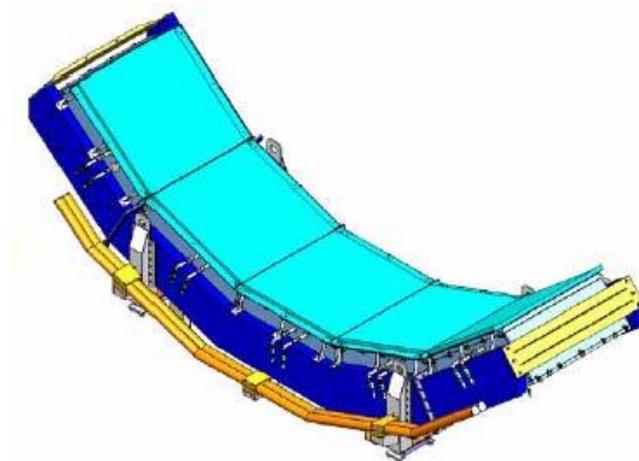


Рисунок 1.3 — Фотонный спектрометр PHOS

Спектрометр представляет собой сложную сегментированную систему с площадью чувствительной поверхности примерно 6 м^2 и примерно 12500 измерительных каналов на основе сцинтиллирующих кристаллов вольфрамата свинца PbWO_4 [2; 4].

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. Если это не сцинтиллятор, то возбуждается черенковское излучение.

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 PIN-диодом, состоящим из фотодетектора, приклеиваемого к торцу кристалла оптически прозрачным клеем, и предусилителя в общем корпусе [2; 4].

2. 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 [5].

Кварковый состав сигма-гиперонов и их массы приведены ниже:

$$\begin{aligned}\Sigma^0 &= uds, & m_{\Sigma^0} &= 1192.642 \pm 0.024 \text{ МэВ}; \\ \Sigma^+ &= uus, & m_{\Sigma^+} &= 1189.37 \pm 0.07 \text{ МэВ}; \\ \Sigma^- &= uus, & m_{\Sigma^-} &= 1197.449 \pm 0.030 \text{ МэВ}.\end{aligned}\tag{2.1}$$

Основные каналы и соответствующие им вероятности распада заряженных сигма-гиперонов:

$$\begin{aligned}\Sigma^0 &\rightarrow p\pi^0, (51.57 \pm 0.30)\%; \\ \Sigma^+ &\rightarrow n\pi^+, (48.31 \pm 0.30)\%; \\ \Sigma^- &\rightarrow n\pi^-, (98.848 \pm 0.005)\%.\end{aligned}\tag{2.2}$$

В данной работе исследуются следующие каналы распадов для античастиц:

$$\begin{aligned}\bar{\Sigma}^+ &\rightarrow \bar{n}\pi^+; \\ \bar{\Sigma}^- &\rightarrow \bar{n}\pi^-.\end{aligned}\tag{2.3}$$

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

3. МОНТЕ-КАРЛО СИМУЛЯЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

3.1. ОТБОР СОБЫТИЙ

В работе рассматриваются протон-свинцовые столкновения с энергией 8.16 ТэВ в системе центра масс. Рассматривается Монте-Карло моделирование в пакете DPMJET (данные ALICE, LHC18f3b cent1 и cent2). Отбор событий производился по следующему критерию: отклонение вершины взаимодействия по оси z не должно превышать 10 см. Первый бин соответствует всем событиям, второй показывает какое количество событий удалось извлечь, третий — количество отобранных событий по соответствующему кату.

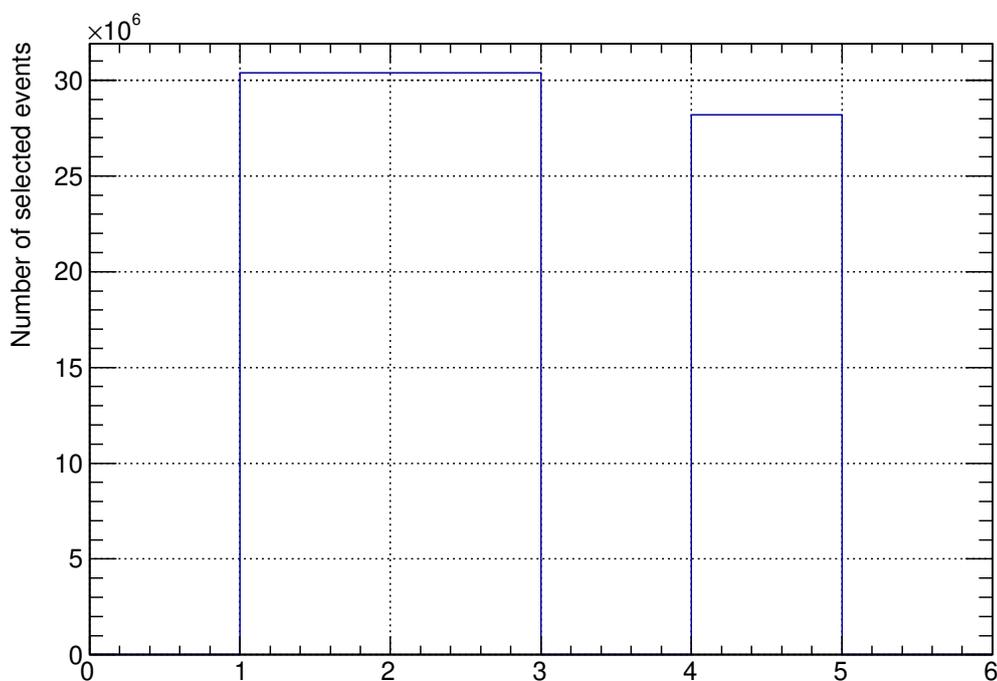


Рисунок 3.1 — Отбор событий

Общее количество обработанных событий составило $2.82057 \cdot 10^7$.

3.2. МЕТОД РЕКОНСТРУКЦИИ ИМПУЛЬСА ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА ЧАСТИЦЫ

Идентифицировать частицы можно по времени их пролета. Из известных значений расстояния до детектора и времени можно восстановить импульс частицы.

В данной работе используются два временных разрешения детектора: хорошее разрешение (GoodRes), которое составляет $\sigma_t = 0.5$ нс и реалистичное разрешение (соответствующее данным, RealRes), которое зависит от выделенной энергии в калориметре E_{clu} .

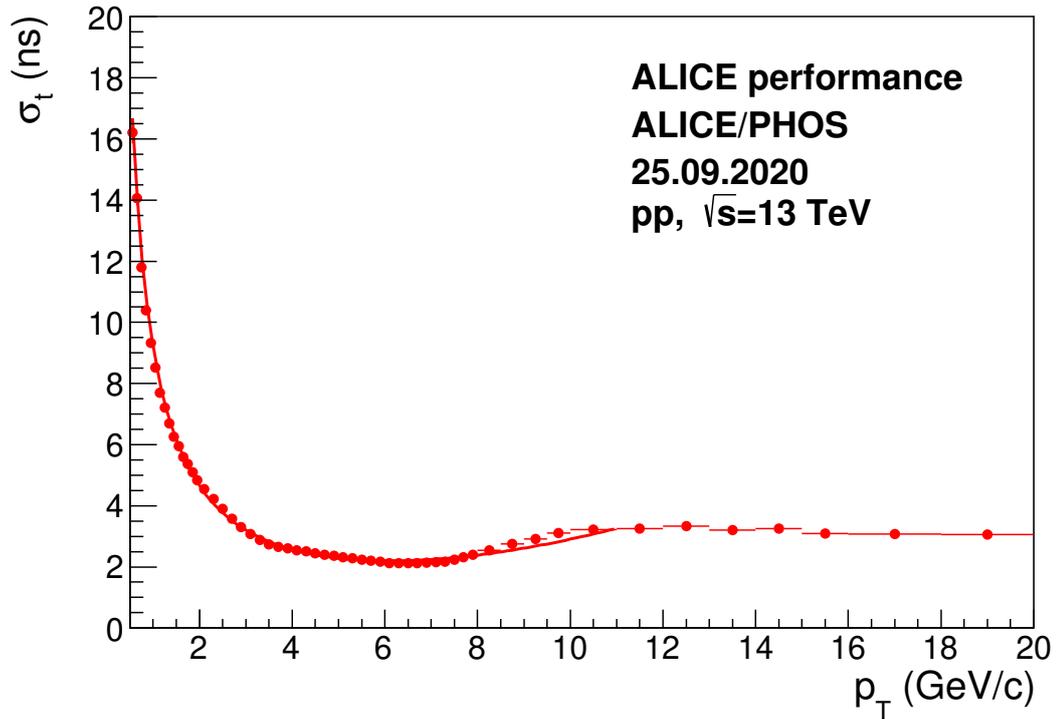


Рисунок 3.2 — Реалистичное временное разрешение детектора

Импульс частицы породившей кластер в калориметре вычисляется по формуле:

$$p_{\text{rec}} = \frac{m_{\bar{n}}}{\sqrt{\left(\frac{t_{\text{TOF}} \cdot c}{L}\right)^2 - 1}}, \quad (3.1)$$

где L — расстояние от вершины взаимодействия до 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:

$$E_{\text{rec}} = \sqrt{m_{\bar{n}}^2 + p_{\text{rec}}^2}, \quad (3.2)$$

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

Энерговыделение при аннигиляции антинейтрона с нейтроном происходит глубже в кристаллах калориметра. Связано это с тем, что адронный и электромагнитный ливни развиваются по-разному. При расчете реконструированного импульса по формуле (3.1) к расстоянию от вершины взаимодействия до калориметра PHOS, L , прибавляется сдвиг δ :

$$p_{\text{rec}} = \frac{m_{\bar{n}}}{\sqrt{\left(\frac{t_{\text{TOF}} \cdot c}{L + \delta}\right)^2 - 1}}, \quad (3.3)$$

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.

Рассмотрим отклонение значения разности квадратов импульсов p_{rec}^2 и p_{MC}^2 в зависимости от p_{MC} для временного разрешения $\sigma_t = 0.5$ нс, которое характеризует точность восстановления импульса. С ростом импульса среднее значение смещается в отрицательную область, т.е. значение реконструированного импульса становится меньше Монте-Карло импульса.

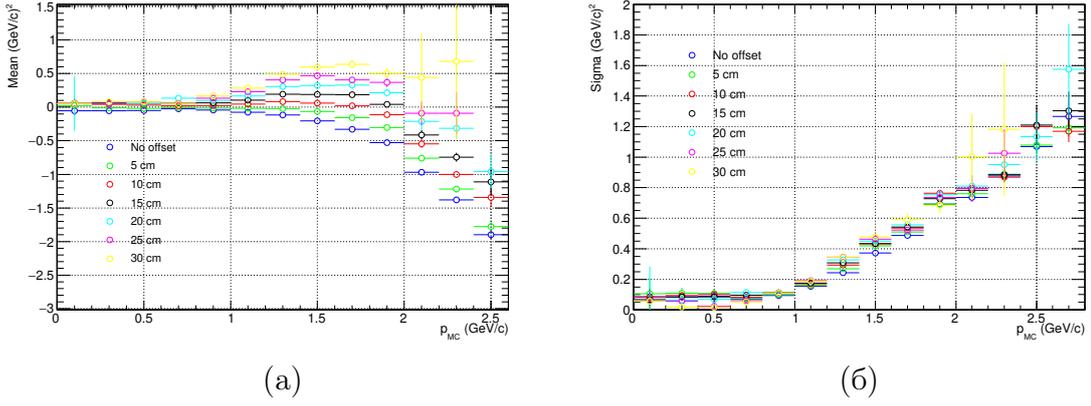


Рисунок 3.3 — а) Среднее значение и б) стандартное отклонение разности квадратов импульсов p_{rec}^2 и p_{MC}^2 для разных значений сдвигов δ , временное разрешение $\sigma_t = 0.5$ нс

Таким образом наиболее подходящим значением сдвига δ было принято 10 см. Все дальнейшие расчеты, представленные в работе, производятся с данным значением сдвига. Среднее значение становится отрицательным при импульсе примерно равном 1.7 ГэВ/с, следовательно, с большей точностью восстановление импульса по времени пролета возможно для частиц с небольшим импульсом.

Также при расчете значений импульса по формуле (3.3) 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. Т.е. разница времени пролета частицы и гамма-кванта становится отрицательной величиной.

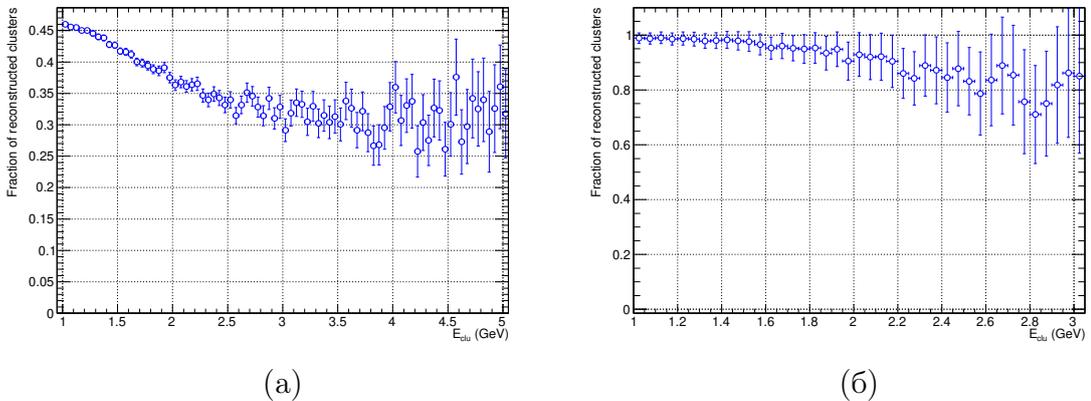
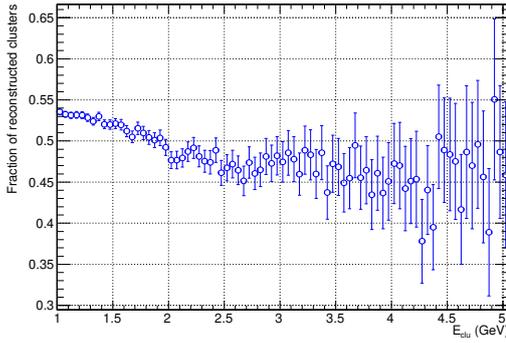
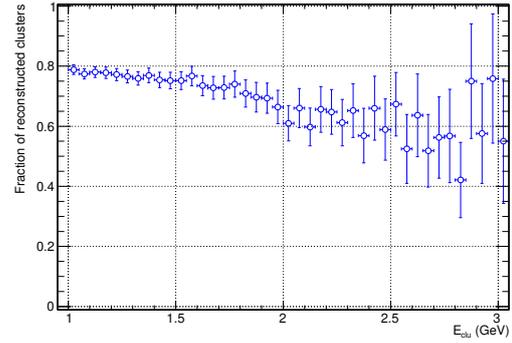


Рисунок 3.4 — Эффективность реконструкции импульса для а) всех кластеров и б) антинейтронных кластеров для временного разрешения $\sigma_t = 0.5$ нс



(a)



(б)

Рисунок 3.5 — Эффективность реконструкции импульса для **а)** всех кластеров и **б)** антинейтронных кластеров для реалистичного временного разрешения

3.3. ОТБОР КЛАСТЕРОВ И ТРЕКОВ

Кандидаты в антинейтроны отбираются исходя из параметров сигнала при аннигиляции с нейтроном в калориметре. Идентификация антинейтрона производится по характеристикам кластеров, большому количеству энергии, выделяющейся при аннигиляции, форме ливня, сопоставления треков и времени пролета.

Минимальные параметры для отбора кластеров:

- 1) Тип кластера — (AliVCluster::kPHOSNeutral),
- 2) Энергия кластера больше 0.4 ГэВ,
- 3) Дисперсия по оси M02 больше 0.2 см,
- 4) CPV больше 4σ ,
- 5) Отбор по дисперсии $M20 > -M02 + 3.5$.

Отношение антинейтронных кластеров ко всем достигает максимального значения примерно при 1.2 ГэВ.

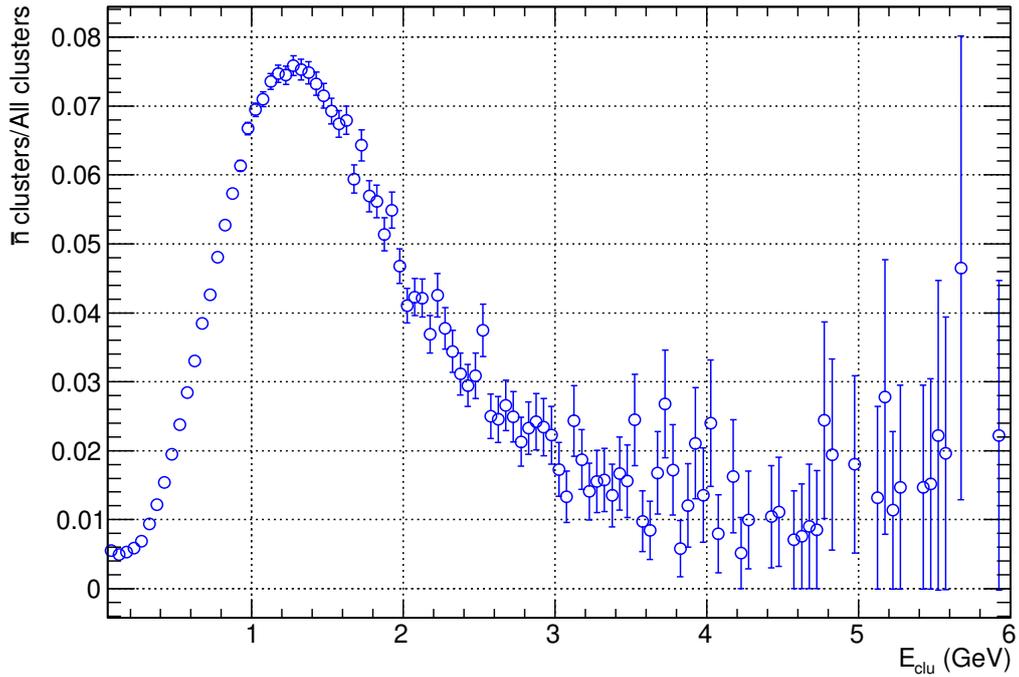


Рисунок 3.6 — Доля антинейтронных кластеров от всех кластеров
 Наибольшую долю среди всех кластеров занимают фотоны.

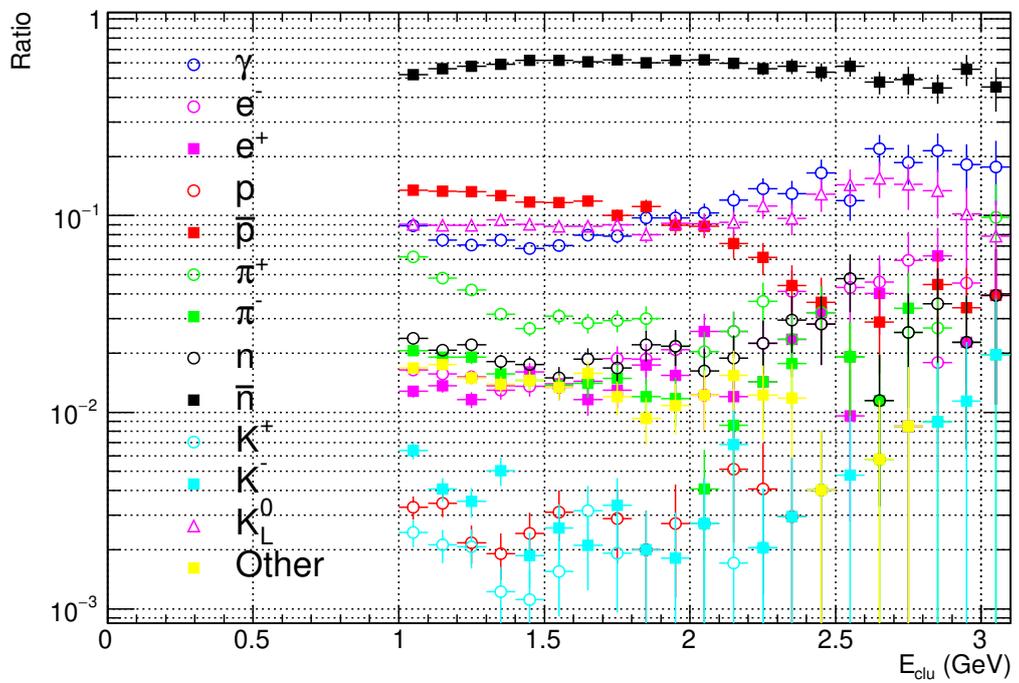


Рисунок 3.7 — Доля кластеров для разных типов частиц

Отбор антинейтронных кластеров по дисперсии производился анти-фотонным катом в сочетании с прямой.

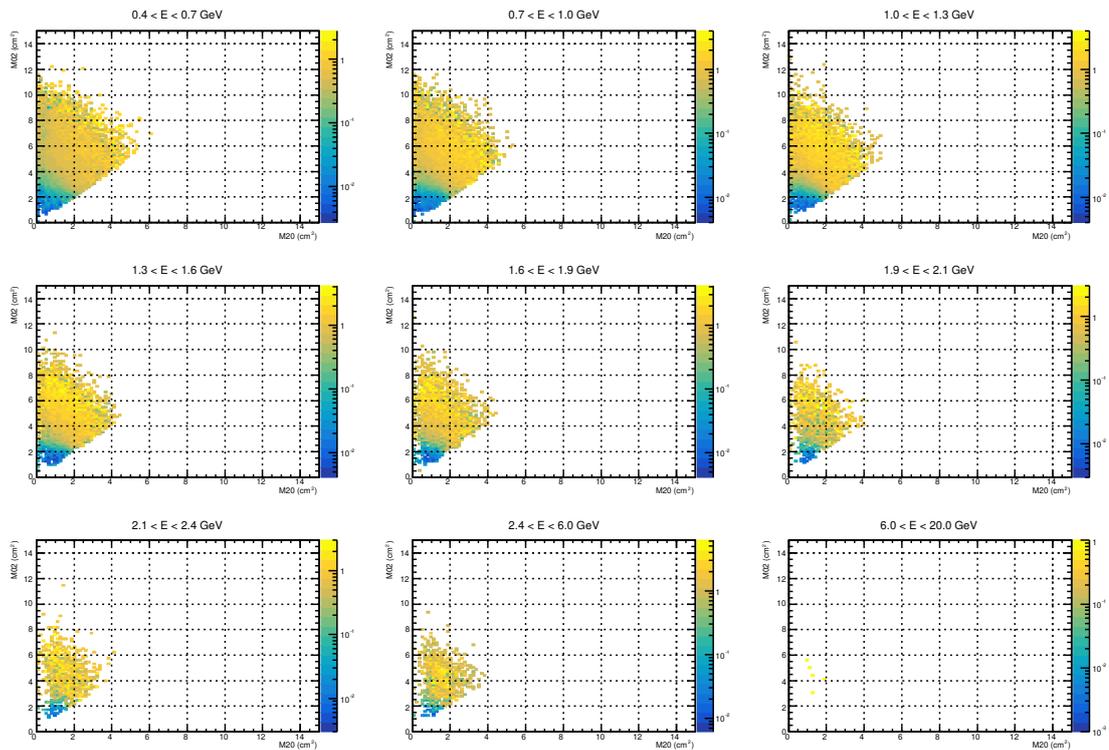


Рисунок 3.8 — Дисперсионное распределение для доли антинейтронных кластеров от всех кластеров

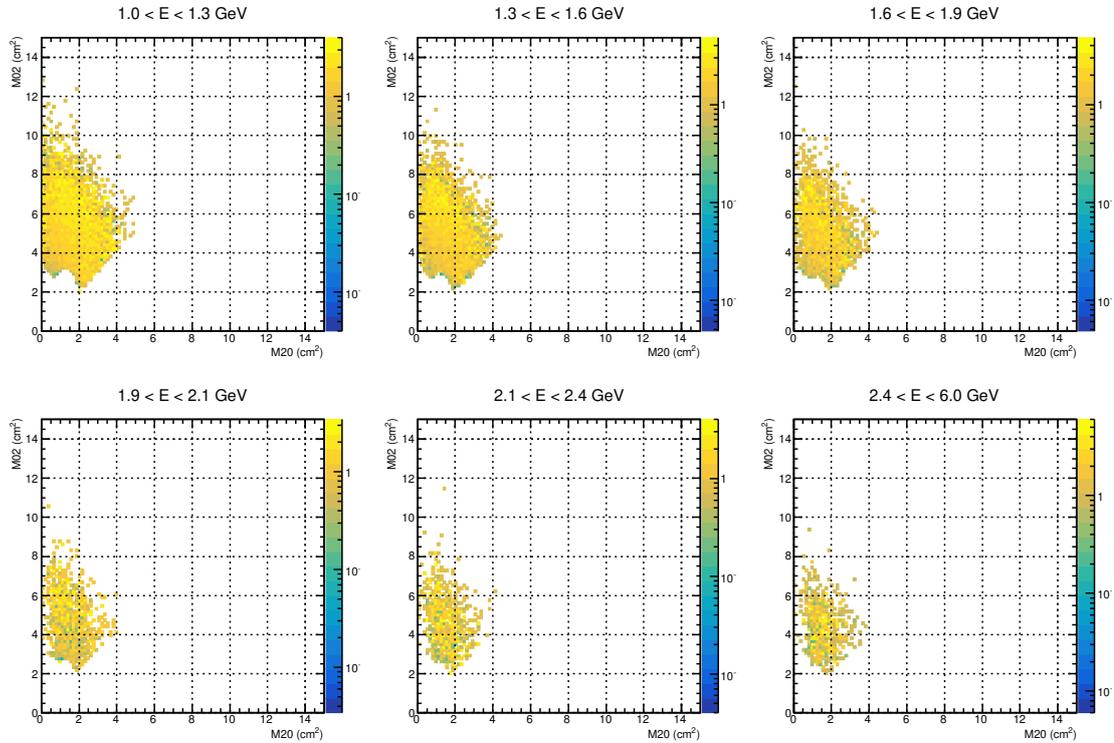


Рисунок 3.9 — Дисперсионное распределение для доли антинейтронных кластеров от всех кластеров с отборами

После применения отбора на форму кластера доля фотонных класте-

ров значительно уменьшается.

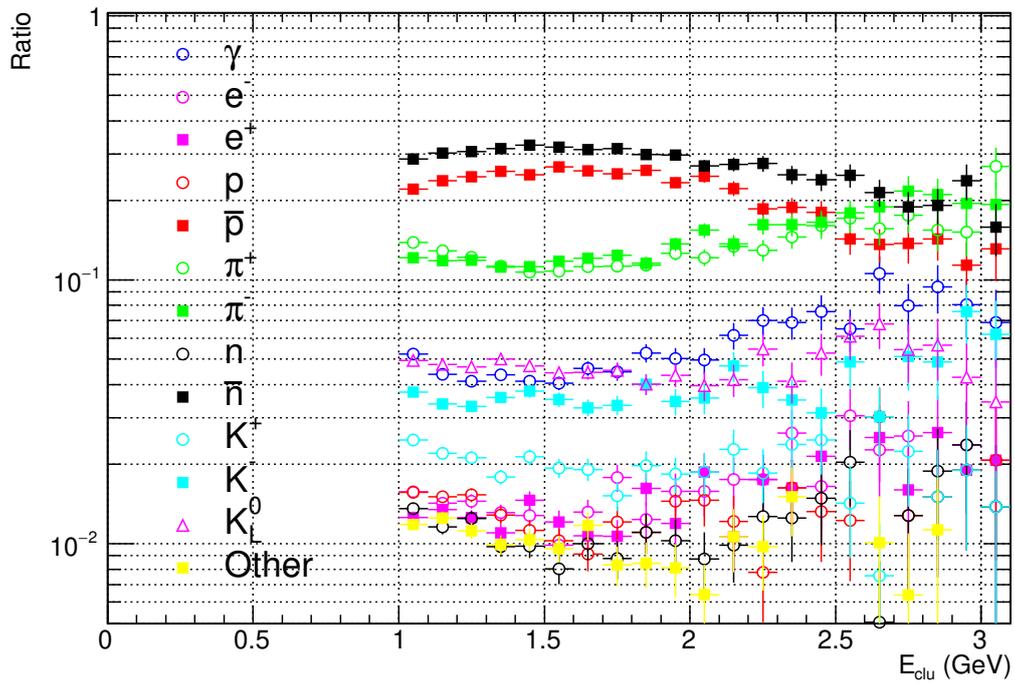


Рисунок 3.10 — Доля кластеров для разных типов частиц с отбором по форме кластера

Подавить кластеры от заряженных частиц можно с помощью CPV ката.

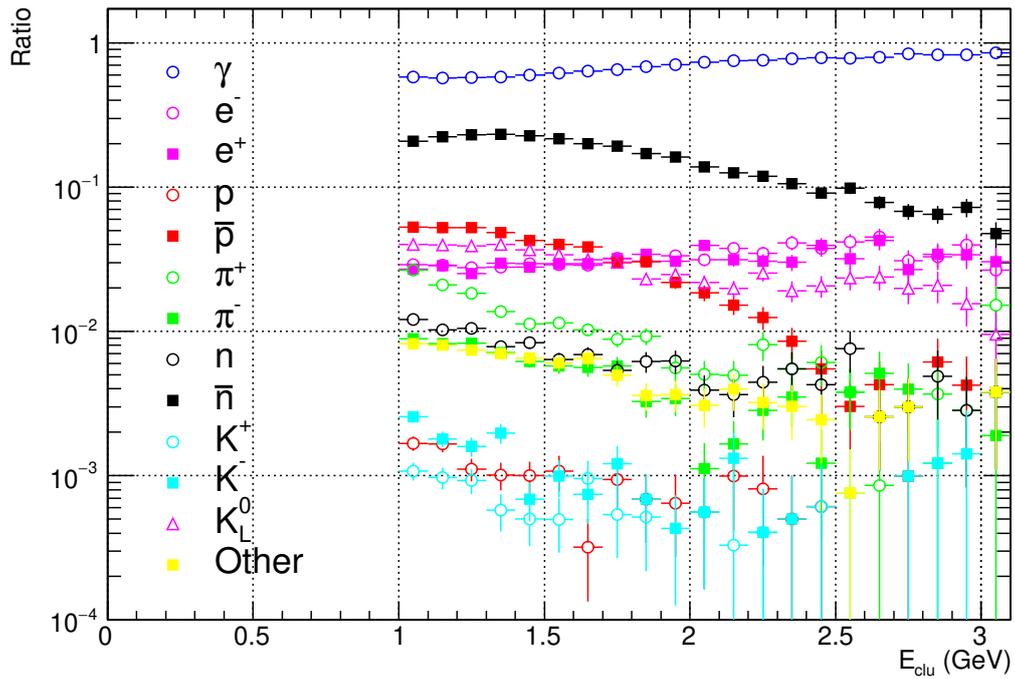


Рисунок 3.11 — Доля кластеров для разных типов частиц с CPV катом 4σ

В итоге после применения отбора на форму кластера и CPV ката доля антинейтронных кластеров значительно возрастает и составляет приблизительно 50-60 %.

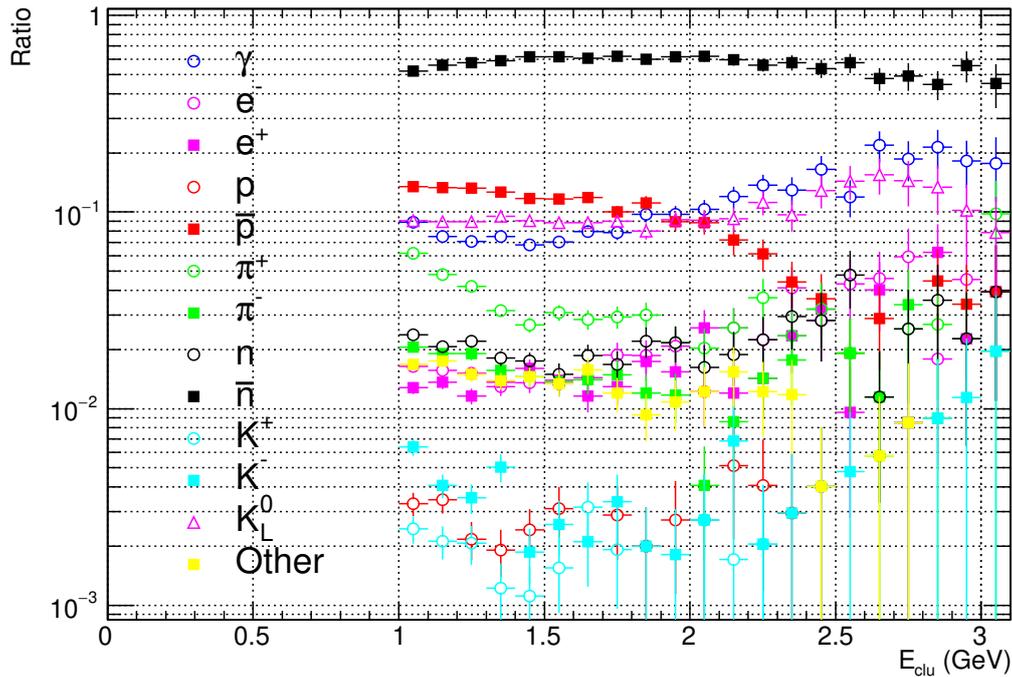


Рисунок 3.12 — Доля кластеров для разных типов частиц с отбором на форму кластера и с CPV катом 4σ

Таким образом для отбора антинейтронных кластеров используются следующие каты:

- 1) Минимальная энергия кластера больше 1 ГэВ,
- 2) Антифотонный кат больше 2σ и прямая $M20 > -M02 + 3.5$
- 3) CPV больше 4σ .

Все вычисления так же проводились при минимальной энергии кластера 1.2, 1.5, 1.8 ГэВ.

Треки отбираются 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: кратчайшее расстояние между дочерними частицами, расстояние между первичной и вторичной вершинами, кратчайшее расстояние между пионам и первичной вершины, косинус направляющего угла.

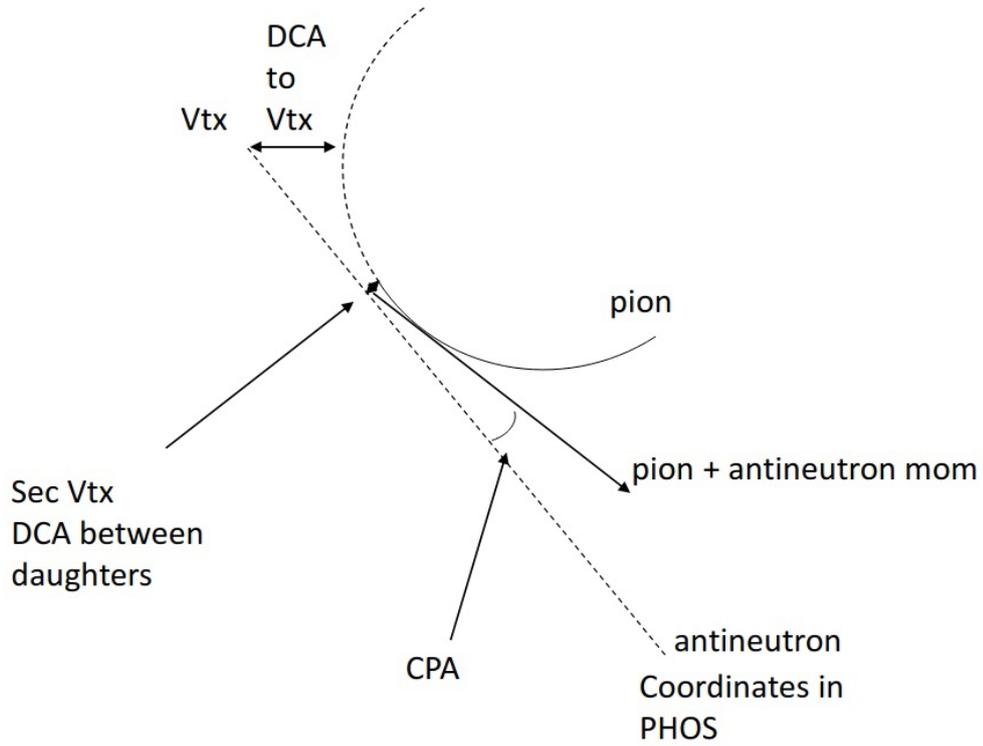


Рисунок 3.13 — Критерии топологических отборов

Рассмотрим кратчайшее расстояние пиона до первичной вершины. Получим следующие ограничения на DCA по поперечной и продольной компонентам:

1) По поперечной компоненте:

$$\begin{cases} p_T \leq 0.5 \text{ МэВ}, \\ |DCA_{XY}| \geq -5.4367 \cdot 10^{-2} + 3.14319 \cdot 10^{-2}/p_T \text{ см.} \end{cases} \quad (3.4)$$

2) По продольной компоненте:

$$\begin{cases} p_T \leq 0.5 \text{ МэВ}, \\ |DCA_Z| \geq -3.65702 \cdot 10^{-2} + 5.38728 \cdot 10^{-2}/p_T \text{ см.} \end{cases} \quad (3.5)$$

Косинус направляющего угла считается между вектором, который определяется первичной и вторичной вершиной и вектором, который составляет сумма импульсов дочерних частиц. В данной работе ограничение на косинус определяется таким образом: $|CPA| > 0.9$.

Рассмотрим кратчайшее расстояние между дочерними частицами (DCA) и расстояние между первичной и вторичной вершиной (RAD). Для крите-

рия RAD значения в случае $\bar{\Sigma}^+$ - и $\bar{\Sigma}^-$ -гиперонов будут отличаться ввиду разного времени жизни.

1) Для $\bar{\Sigma}^+$:

$$\left\{ \begin{array}{l} p_T \geq 0.25 \text{ МэВ}, \\ |DCA| \geq 0.2 \text{ см.} \\ \text{RAD} > 0.2 \text{ см} \end{array} \right. \quad (3.6)$$

2) Для $\bar{\Sigma}^-$:

$$\left\{ \begin{array}{l} p_T \geq 0.25 \text{ МэВ}, \\ |DCA| \geq 0.1 \text{ см.} \\ \text{RAD} > 0.1 \text{ см} \end{array} \right. \quad (3.7)$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ДАНЫХ

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, 0.4, 0.8, 1.2, 1.6, 2.0, 2.4, 2.8, 4.0, 10 ГэВ/с.

Определив значимость как отношение сигнала к квадратному корню из фона, сделаем заключения о эффективности топологических отборов и минимальной энергии кластера.

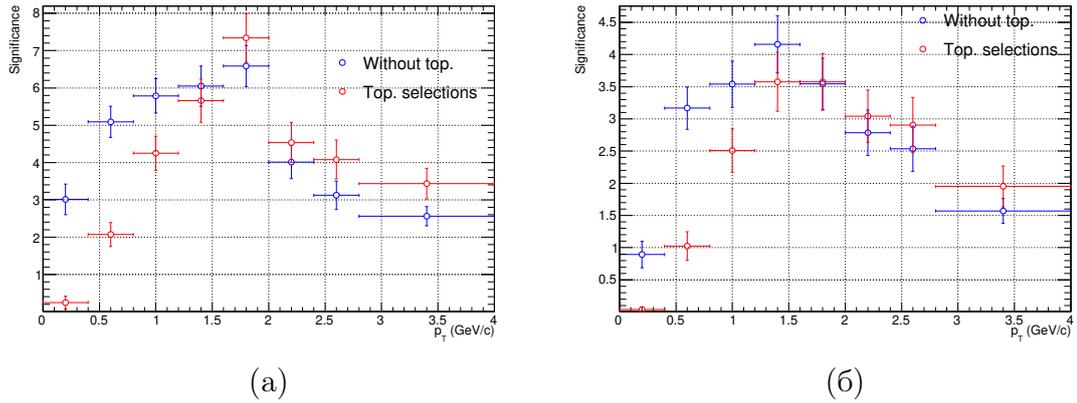


Рисунок 4.1 — Значимость для а) $\bar{\Sigma}^+$ - и б) $\bar{\Sigma}^-$ -гиперонов для временного разрешения $\sigma_t = 0.5$ нс, минимальной энергией кластера 1.0 ГэВ. Синие маркеры - без топологического отбора, красные маркеры - с топологическим отбором

Из рисунка 4.1 видно, что при использовании топологических отборов значимость для малых поперечных импульсов падает, следовательно, применение данных отборов неэффективно.

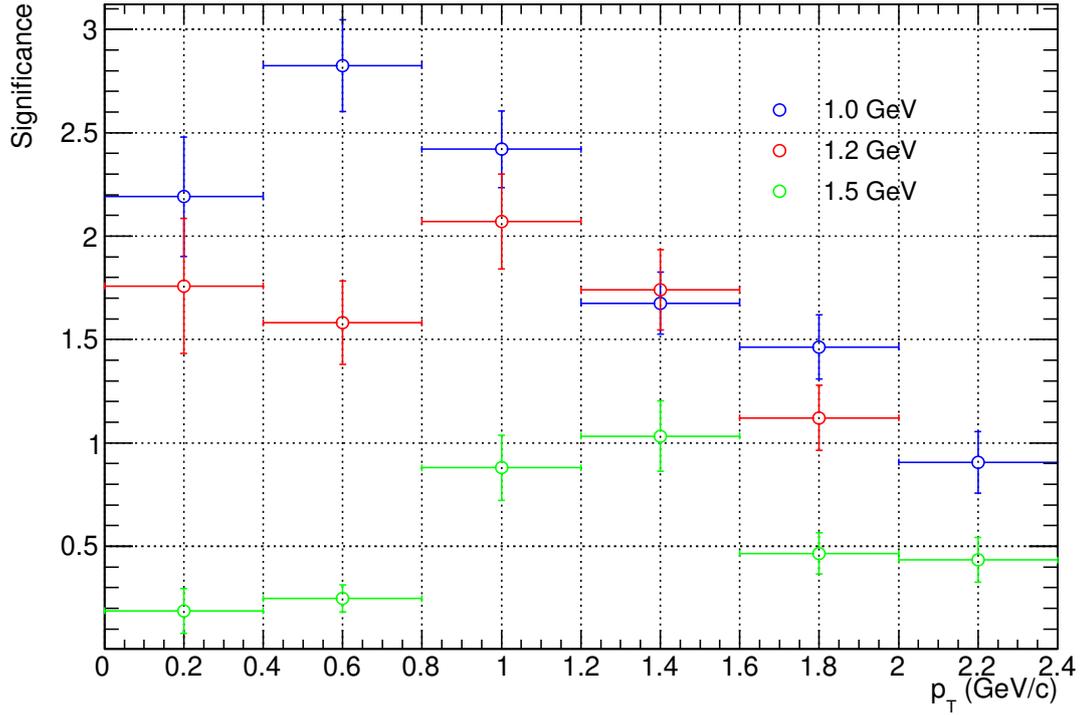


Рисунок 4.2 — Значимость для $\bar{\Sigma}^+$ -гиперона при различных минимальных энергиях кластера, реалистичное временное разрешение

С ростом минимальной энергии кластера значимость начинает падать, таким образом, дальнейшие распределения инвариантной массы представлены для случая с минимальной энергией равной 1.0 ГэВ.

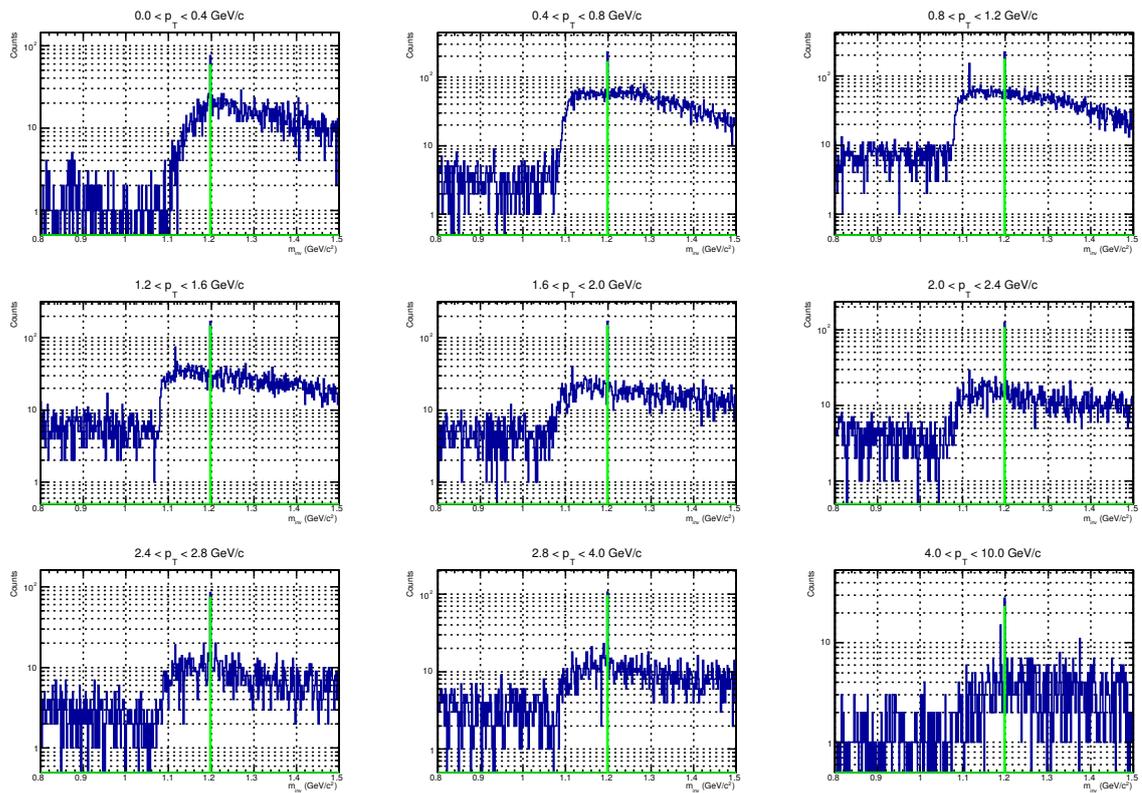


Рисунок 4.3 — Распределение инвариантной массы и чистый сигнал для $\bar{\Sigma}^+$ -гиперона, Монте-Карло импульсы

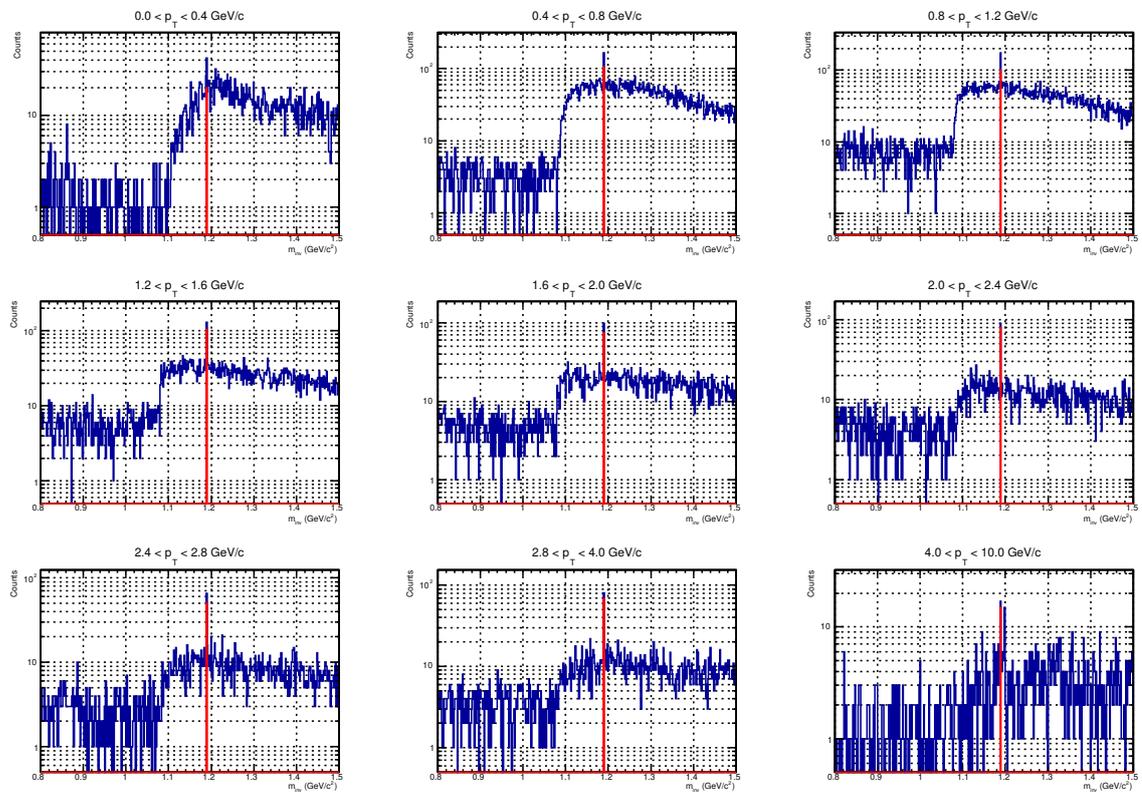


Рисунок 4.4 — Распределение инвариантной массы и чистый сигнал для $\bar{\Sigma}^-$ -гиперона, Монте-Карло импульсы

Распределение инвариантных масс для реконструированных импульсов кластеров и треков представлены на рисунках 4.5, 4.6, 4.7 и 4.8.

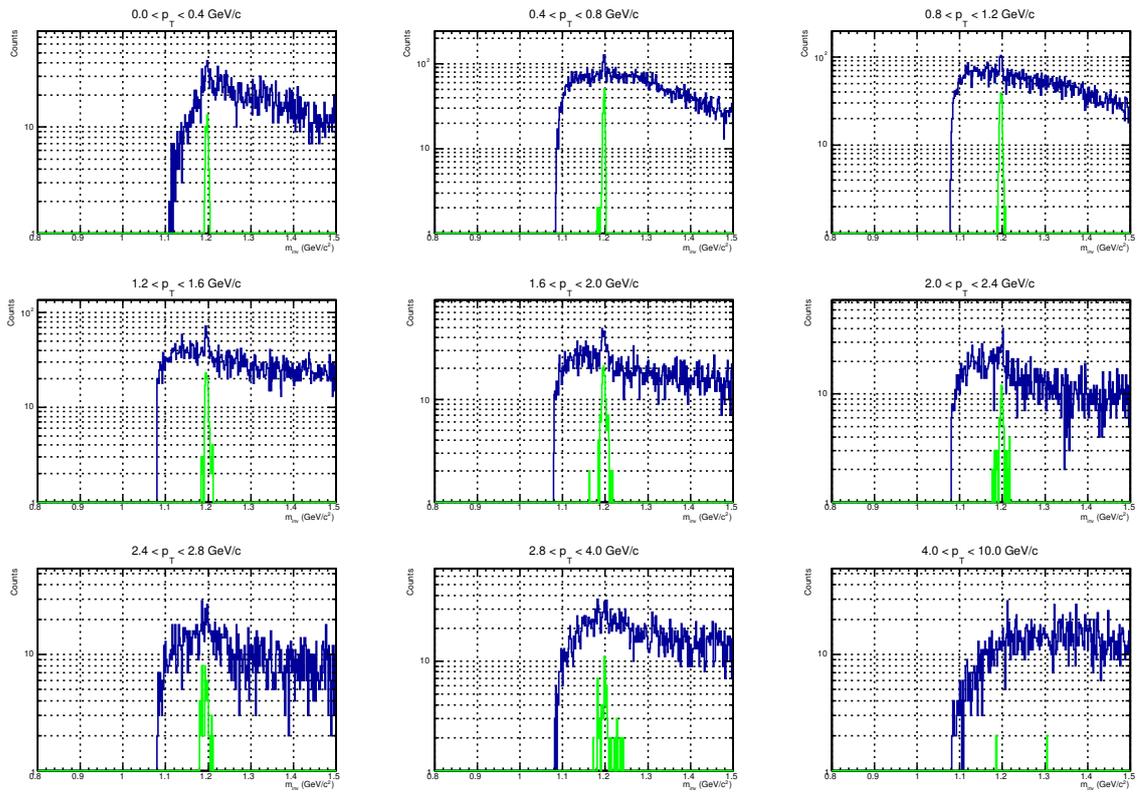


Рисунок 4.5 — Распределение инвариантной массы и чистый сигнал для $\bar{\Sigma}^+$ -гиперона, временное разрешение $\sigma_t = 0.5$ нс

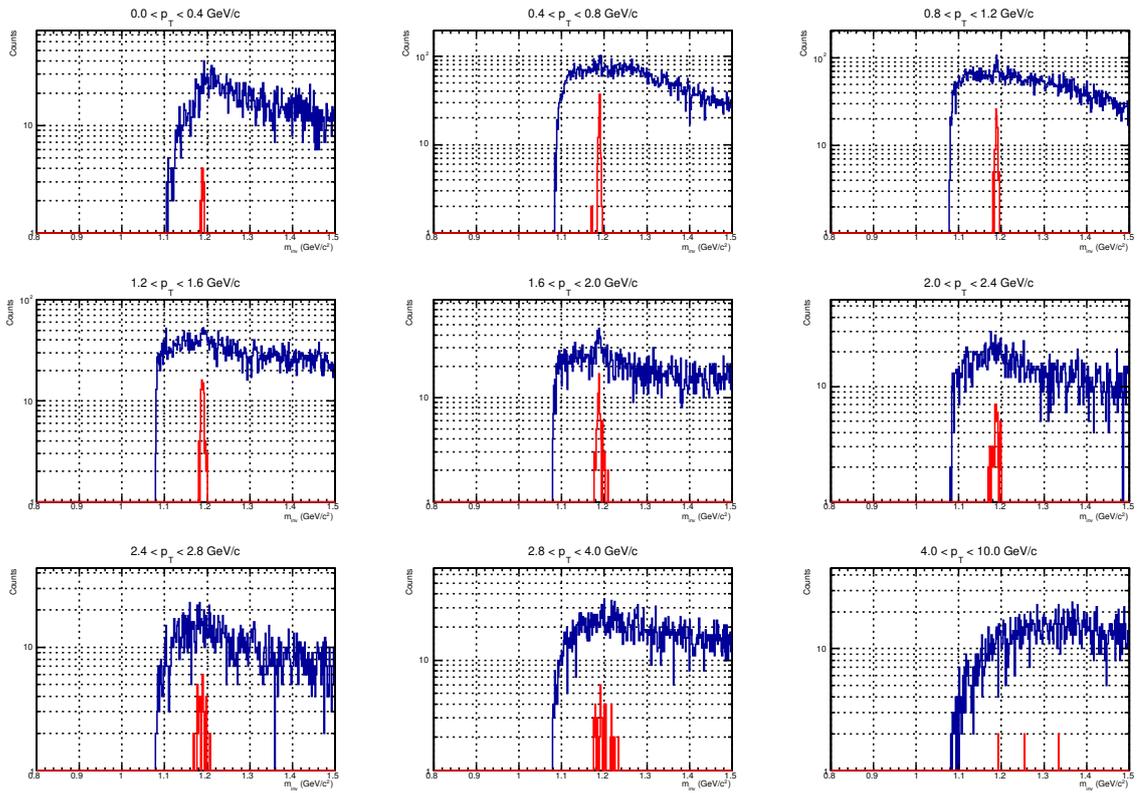


Рисунок 4.6 — Распределение инвариантной массы и чистый сигнал для $\bar{\Sigma}^-$ -гиперона, временное разрешение $\sigma_t = 0.5$ нс

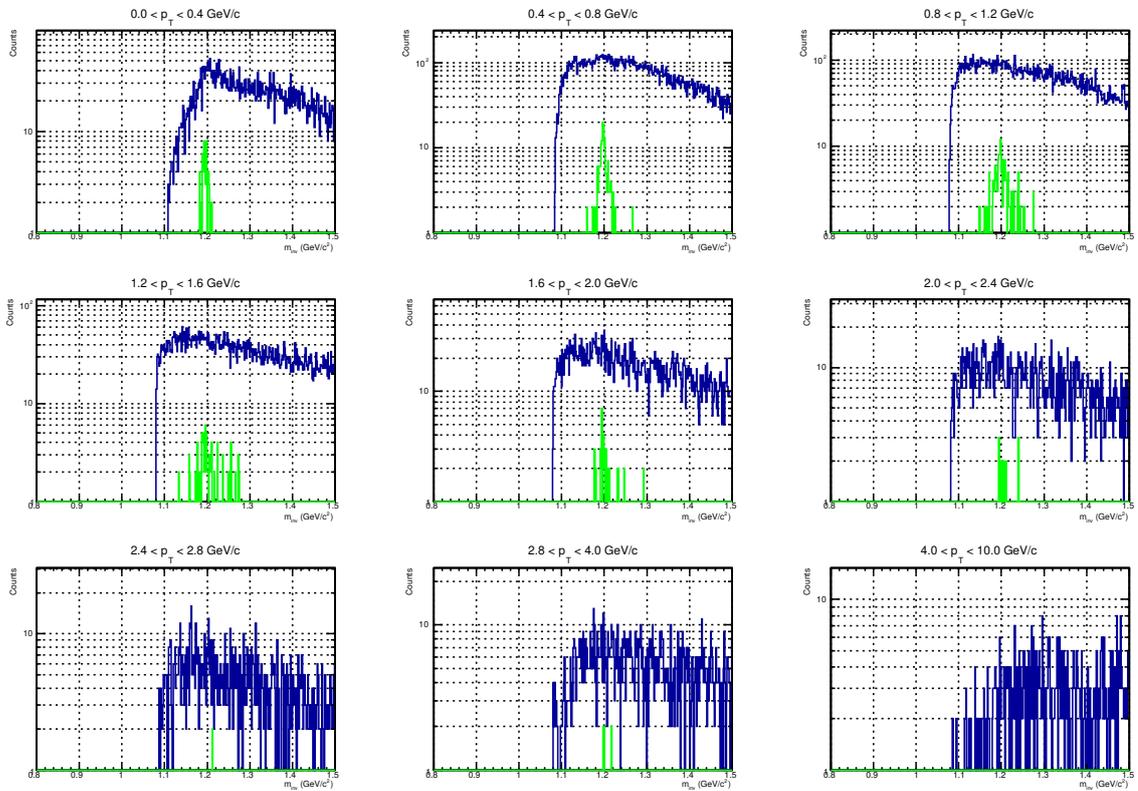


Рисунок 4.7 — Распределение инвариантной массы и чистый сигнал для $\bar{\Sigma}^+$ -гиперона, реалистичное временное разрешение

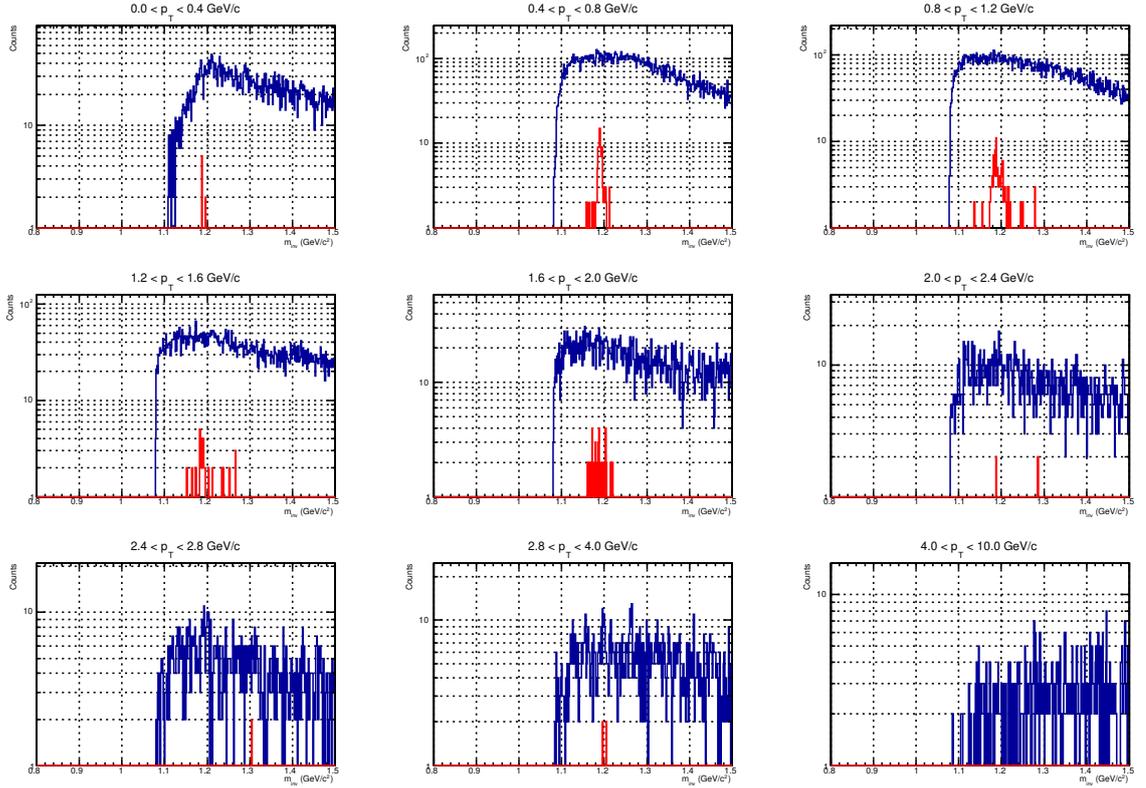


Рисунок 4.8 — Распределение инвариантной массы и чистый сигнал для $\bar{\Sigma}^-$ -гиперона, реалистичное временное разрешение

Для лучшего выделения пика применялся метод смешиваний событий. При смешивании 100 событий получаются следующие результаты, представленные на рисунках 4.9, 4.10, 4.11 и 4.12. На рисунках представлено отношение распределения инвариантной массы из одного события (Real) к смешанным событиям (Mixed).

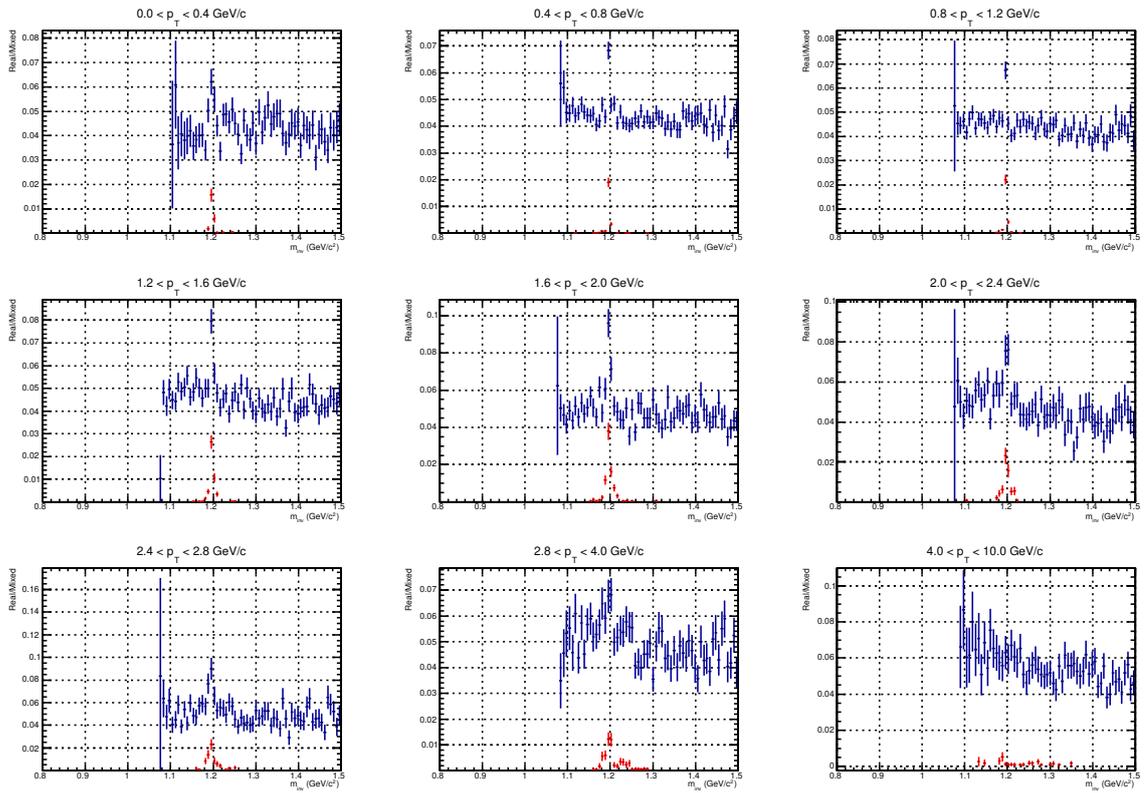


Рисунок 4.9 — Распределение инвариантной массы со смешиванием и чистый сигнал для $\bar{\Sigma}^+$ -гиперона, временное разрешение $\sigma_t = 0.5$ нс

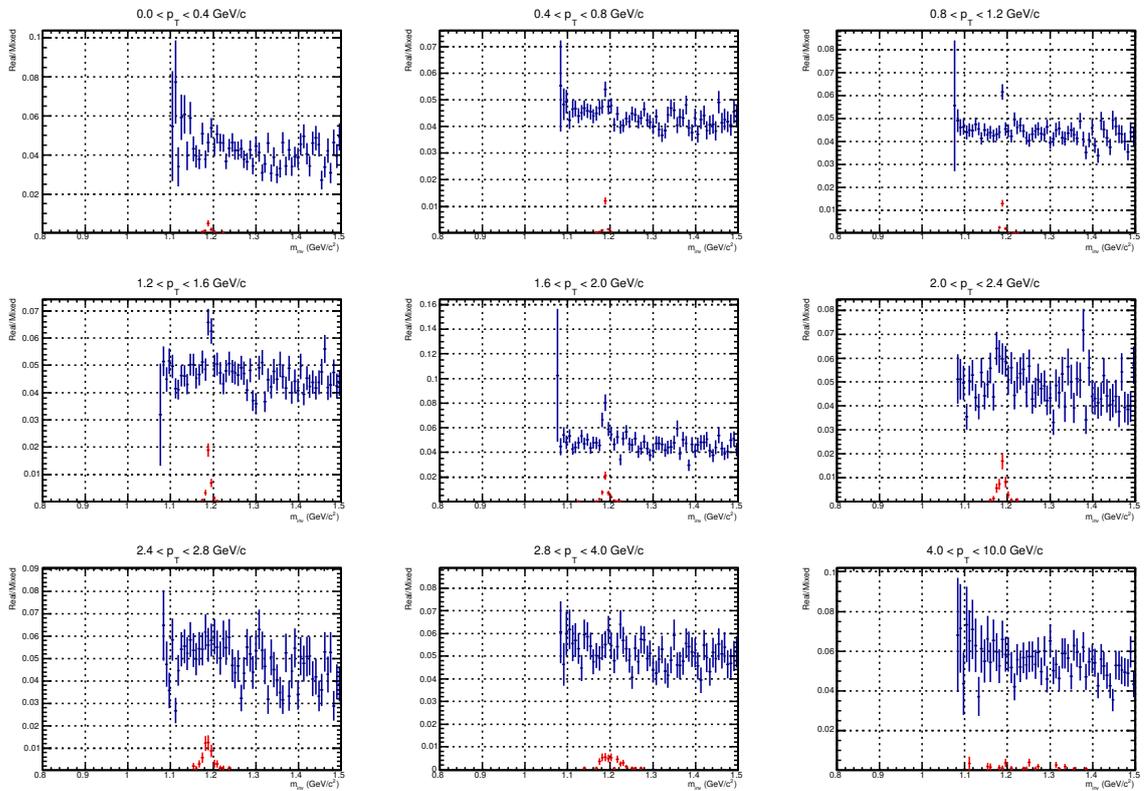


Рисунок 4.10 — Распределение инвариантной массы со смешиванием и чистый сигнал для $\bar{\Sigma}^-$ -гиперона, временное разрешение $\sigma_t = 0.5$ нс

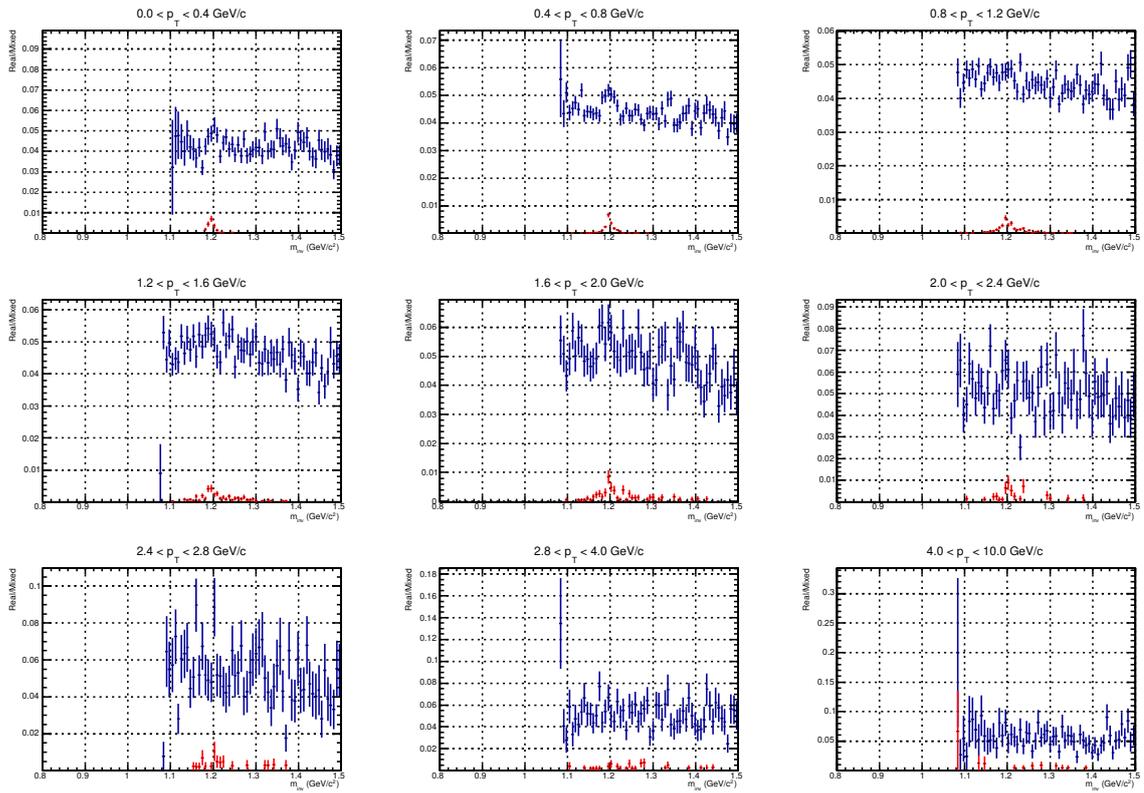


Рисунок 4.11 — Распределение инвариантной массы со смешиванием и чистый сигнал для $\bar{\Sigma}^+$ -гиперона, реалистичное временное разрешение

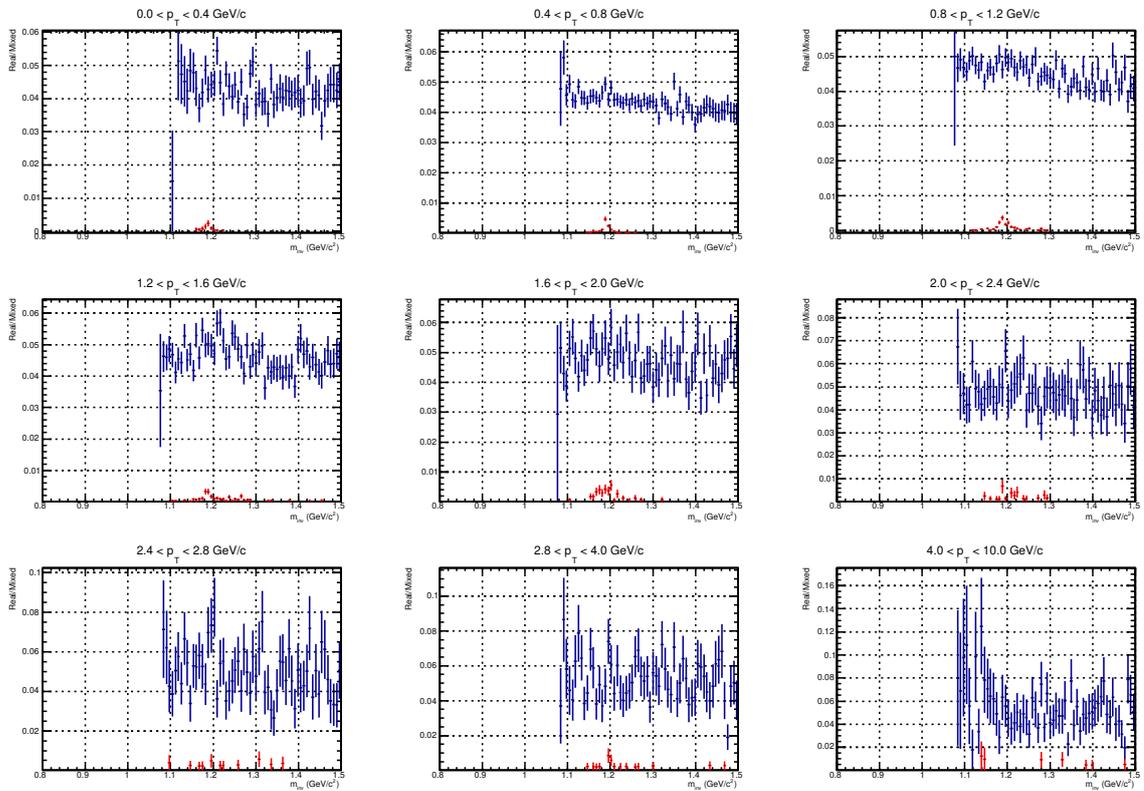


Рисунок 4.12 — Распределение инвариантной массы со смешиванием и чистый сигнал для $\bar{\Sigma}^-$ -гиперона, реалистичное временное разрешение

Также были проанализированы реальные данные. Следующие периоды вошли в анализ: LHC16r — $5.82955 \cdot 10^7$ событий, LHC16s — $2.48766 \cdot 10^7$ событий. Для увеличения статистики были добавлены данные протон-свинцовых столкновений с энергией в центре масс $\sqrt{s} = 5.02$ ТэВ: LHC13b — $3.01977 \cdot 10^7$ событий, LHC13c — $5.8201 \cdot 10^7$ событий, LHC16q — $2.63246 \cdot 10^8$ событий, LHC16t — $4.41444 \cdot 10^7$ событий. Общее количество обработанных событий составляет $4.78962 \cdot 10^8$.

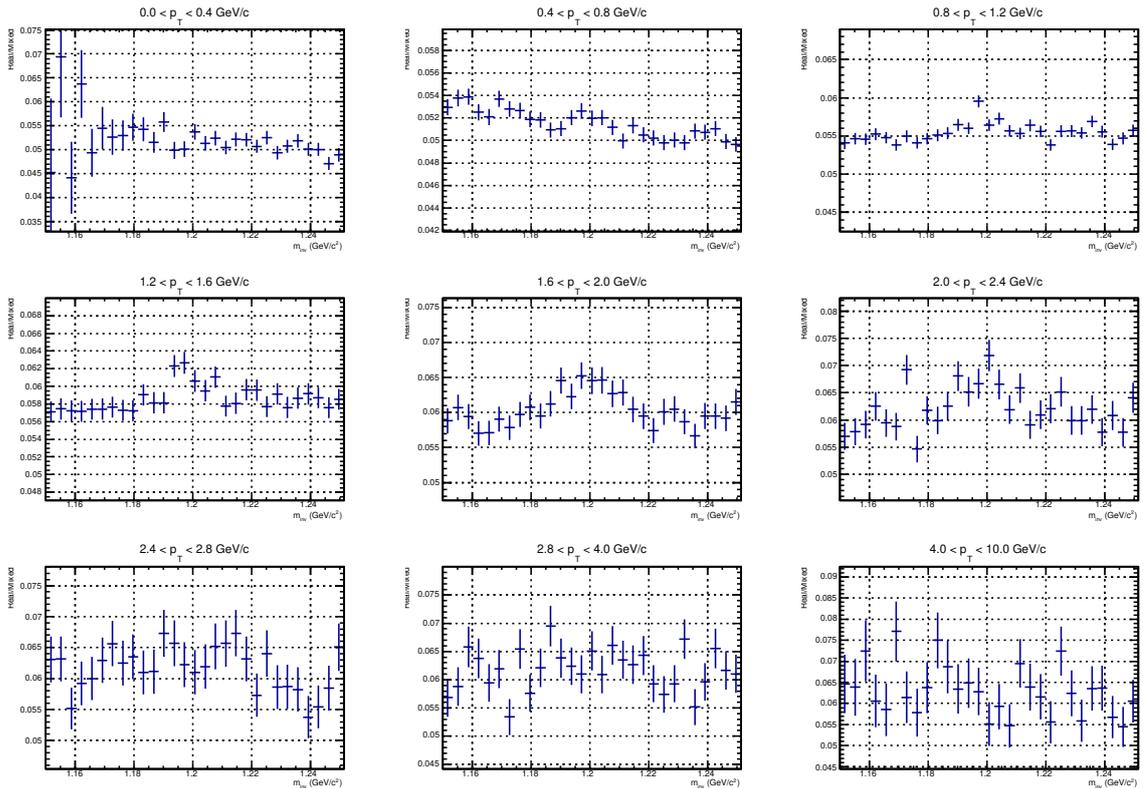


Рисунок 4.13 — Распределение инвариантной массы со смешиванием для $\bar{\Sigma}^+$ -гиперона

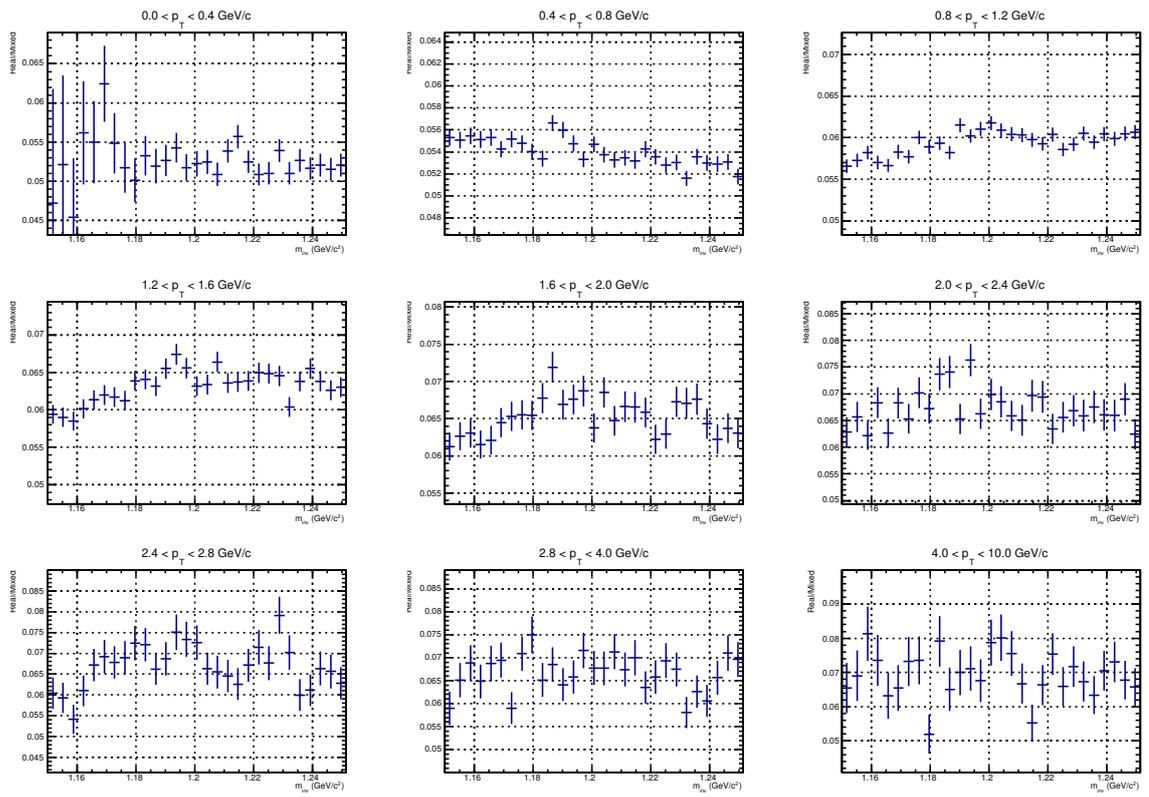


Рисунок 4.14 — Распределение инвариантной массы со смешиванием для $\bar{\Sigma}^-$ -гиперона

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследованы протон-свинцовые столкновения с энергией в центре масс $\sqrt{s} = 8.16$ ТэВ. Применен метод реконструкции импульса частицы по времени ее пролета, можно сделать вывод, что наибольшая эффективность будет достигаться при малых поперечных импульсах. Для улучшения реконструкции импульса по времени пролета был введен сдвиг, δ , и принят равным 10 см. Получены распределения инвариантных масс $\bar{\Sigma}^+$ - и $\bar{\Sigma}^-$ -гиперонов с использованием Монте-Карло и реконструированных импульсов частиц для двух временных разрешений. Были проанализированы данные и в распределениях инвариантной массы наблюдаются пики в диапазоне поперечного импульса от 0.4 до 2.0 ГэВ/с.

В дальнейшем планируется анализ протон-протонных столкновений с энергией в центре масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. The ALICE experiment at the CERN LHC / K. Aamodt [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08002.
2. 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].
3. *ALICE*. Time Projection Chamber.
4. *ALICE*. More details on the ALICE Photon Spectrometer.
5. Review of Particle Physics / P. A. Zyla [et al.] // PTEP. — 2020. — Vol. 2020, no. 8. — P. 083C01.