

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

УДК 53.072

ОТЧЕТ

ПО ПРЕДДИПЛОМНОЙ ПРАКТИКЕ ПО ТЕМЕ

Разработка программ реконструкции нейтральных π -мезонов для
электромагнитного калориметра эксперимента MPD/NICA

Руководитель НИР,

к.ф.-м.н.

СНС НИЦ Курчатовский институт

Студент

_____ Д.С. Блау

_____ А.А. Каюков

Москва 2022

СОДЕРЖАНИЕ

1	Введение	2
2	Техническое описание эксперимента.	5
2.1	Устройство комплекса «NICA»	5
2.2	Дизайн установки MPD.	7
2.3	Конструкция калориметра ECal.	8
2.4	Конструкция время-проекционной камеры	10
3	Программное обеспечение	13
3.1	UrQMD	13
3.2	MPDRoot	13
3.3	Начальные данные	14
4	Реконструкция и кластеризация событий	15
4.1	Реконструкция треков	15
4.2	Кластеризация событий в калориметре	16
5	Критерии отбора нейтральных кластеров	17
5.1	Разбиение на классы центральности.	17
5.2	Вето на заряженные треки	20
5.3	Критерий на дисперсию кластера	30
5.4	Критерий на время пролета частицы	36
6	Наложение критериев. Эффективности.	43
6.1	Построение распределений двухфотонных инвариантных масс пар кластеров.	43
6.2	Метод смешанных событий.	49
6.3	Эффективности	52
7	Заключение	56
	Список использованных источников	57

1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена разработке критериев идентификации фотонов на калориметре ECal эксперимента MPD в рамках проекта «Комплекс NICA». Целью проекта «Комплекс NICA»[1] является создание экспериментальной базы мирового уровня для проведения фундаментальных исследований по ряду наиболее значимых вопросов современной физики высоких энергий и выполнения актуальных прикладных исследовательских работ.

Изучение экстремально горячей и плотной ядерной материи является актуальной задачей современной физики. Особый интерес к таким средам связан с возможностью обнаружить новое и пока слабо изученное состояние материи – так называемую кварк-глюонную плазму (КГП), существование которой предсказано современной теорией сильного взаимодействия – квантовой хромодинамикой (КХД). Согласно предсказаниям КХД, при сверхвысоких температурах ($T > 130$ МэВ) и/или плотностях ($\rho > 5\rho_0$, ρ_0 – обычная ядерная плотность) в адронной среде возможен фазовый переход, т.н. деконфаймент при котором материя существует в виде свободных кварков и глюонов (кварк-глюонная плазма). Общий вид фазовой диаграммы сильно взаимодействующей адронной материи представлен на рис. 1.

Изучая свойства кварк-глюонной плазмы можно исследовать наиболее фундаментальные проблемы современной физики: уравнение состояния ядерной материи при высоких плотностях, проявление и свойства фазового перехода в состояние деконфаймента, свойства вакуума КХД и восстановление киральной симметрии, свойства кварк-адронной смешанной фазы и наличие критической точки на фазовой диаграмме, а также пролить свет на эволюцию Вселенной и механизмы образования нейтронных звезд.

Исследования на комплексе NICA охватывают широкий круг явлений, связанных со структурой сильновзаимодействующей материи и проявляющихся в реакциях с участием тяжелых ионов, поляризованных адронов и легких ядер. Основным направлением программы исследований является поиск и экспериментальное исследование фазовых переходов и критических явлений в сильновзаимодействующей ядерной материи при

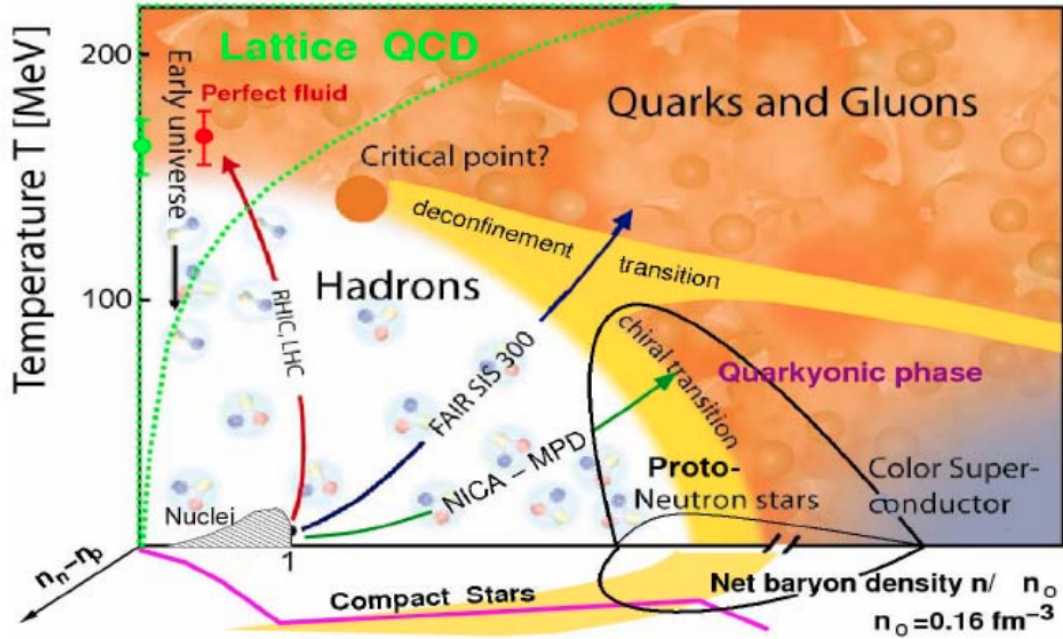


Рисунок 1 — Фазовая диаграмма сильно взаимодействующей КХД материи экстремальных барионных плотностях. Достигаемая барионная плотность существует в ядрах нейтронных звезд. Энергетический диапазон комплекса позволяет изучать образование кварк-глюонной плазмы и вести поиск критической точки, возле которой, предположительно, возможны аномальные эффекты.

Экспериментальная установка MPD [2] предназначена для проведения экспериментов на встречных пучках тяжелых ионов коллайдера NICA по детальному исследованию фазовой диаграммы КХД в области высоких плотностей и температур, включая поиск основных состояний адронной материи и фазовые переходы. С этой целью планируется изучать [3]:

- выход странных частиц, барионов и антибарионов;
- пособытийную флуктуацию множественности рождения частиц, поперечного импульса, отношения выходов частиц;
- анизотропные и коллективные потоки;
- импульсные корреляции;
- рождение лептонных пар и мягких фотонов;
- поляризационные явления.

Калориметр ECal является одним из детекторов эксперимента MPD.

Его главное назначение – измерение координаты и энергии электронов и фотонов, рожденных в столкновениях тяжелых ионов. Благодаря высокому временному разрешению калориметр играет важную роль в идентификации частиц. Кроме того, детектор будет использоваться для измерения полного потока энергии, который, в немалой степени, отражает начальные условия, достижимые в столкновениях тяжелых ионов на установке NICA [2]. Таким образом, цель ECal заключается в измерении пространственного положения и энергии фотонов и электронов для того, чтобы:

- исследовать фемтоскопические корреляционные эффекты в двух- и четырех- фотонных распределениях;
- получить новые экспериментальные данные о выходе нейтральных мезонов в Au+Au и Вi+Вi столкновениях по фотонным инвариантным массам;
- изучить как спектры, так и потоки прямых фотонов в столкновениях Au+Au и Вi+Вi;

Идентификация нейтральных кластеров позволит уменьшить фон и улучшить систематические ошибки при вычислении числа π^0 , тем самым улучшив сигнал от прямых фотонов.

2. ТЕХНИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА.

2.1. УСТРОЙСТВО КОМПЛЕКСА «NICA».

Ускорительная часть проекта NICA предполагает создание на базе модернизированного ускорителя Нуклотрон уникального комплекса, позволяющего проводить исследования[4]:

- На встречных высокоинтенсивных пучках ионов в широком диапазоне атомных масс, вплоть до золота при энергиях вплоть до $\sqrt{s} = 11$ ГэВ;
- На встречных пучках поляризованных протонов и дейтронов при энергиях до $\sqrt{s} = 12.6$ ГэВ;
- На выведенных пучках тяжелых ионов и поляризованных частиц для энергий от 2 до 6 ГэВ;

Ускоритель обладает очень высокой светимостью: $L = 10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ – для пучков тяжелых ионов; $L = 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ – для протонных пучков.

Ускорительный комплекс NICA состоит из двух инжекционных цепочек лёгких и тяжёлых ионов, синхротронов Бустера и Нуклотрона, двух накопительных колец Коллайдера и каналов транспортировки между этими элементами[1].

Инжекционная цепочка легких ионов создает, ускоряет и транспортирует ионы в Нуклотрон; инжекционная цепочка тяжелых ионов также обеспечивает ими Бустер, из которого они после ускорения транспортируются в Нуклотрон. Нуклотрон обеспечивает пучками ионов широкого спектра (от протонов до золота) установки для прикладных исследований, эксперимент BM@N и коллайдер через соответствующие каналы транспортировки частиц. Основной установкой комплекса, обеспечивающей проведение экспериментов на установках MPD и SPD, является коллайдер. Он представляет собой два расположенных друг над другом накопительных кольца с двумя точками столкновения пучков. Столкновения пучков проводятся под нулевым углом.

Инжекционная цепочка лёгких ионов предназначена для инъекции



Рисунок 2 — Схема комплекса NICA

в нуклотрон пучков различных ионов – от протонов до магния, поляризованных пучков протонов с энергией до 12 МэВ и дейтронов с энергией до 6 МэВ/н. Инжекционная цепочка тяжелых ионов предназначена для инъекции в бустер пучков ионов вплоть до золота с энергией до 3.24 МэВ/н.

Синхротрон «Бустер» является основным инжектором тяжелых ионов в нуклотрон. Его основными задачами являются:

- накопление ионов при энергии инъекции (до $2 \cdot 10^9$ ионов $^{197}\text{Au}^{31+}$);
- эффективное ускорение не полностью ободранных ионов благодаря достижению ультравысокого вакуума в пучковой камере;
- формирование требуемого фазового объема пучка с использованием системы электронного охлаждения;
- ускорение тяжёлых ионов до энергии, требуемой для их эффективной обдирки;
- быстрый (однооборотный) вывод ускоренного пучка для его инъекции в Нуклотрон.

Сверхпроводящий синхротрон Нуклотрон является основным ускорителем комплекса NICA и работает в одном из трех режимов:

- 1) ускорение тяжелых ионов для накопления в коллайдере;
- 2) ускорение поляризованных пучков протонов или дейтронов для накопления в коллайдере;
- 3) ускорение различных типов ионов для проведения экспериментов на

внутренней мишени и фиксированных мишенях в экспериментальном зале.

Коллайдер комплекса NICA обеспечивает проведение экспериментов в режиме сталкивающихся пучков. Кольца коллайдера имеют форму стадиона с периметром 500 м и располагаются одно над другим на расстоянии 0.3 м. В прямолинейных секциях коллайдера располагаются детекторы MPD и SPD.

2.2. ДИЗАЙН УСТАНОВКИ MPD.

Детекторы установки должны обеспечить эффективную идентификацию продуктов соударения ядер и измерение их параметров при высоких нагрузках в широком диапазоне фазового пространства. В связи с этим установка включает [2]:

- систему измерения импульса частиц в диапазоне $p = 0.1 - 2.0$ ГэВ/с;
- систему идентификации частиц для разделения протонов, π -мезонов, К-мезонов и электронов в диапазоне импульсов $0.1 - 3$ ГэВ/с;
- систему восстановления первичной вершины взаимодействия с точностью 100–200 мкм и вторичных вершин распада с точностью 10–20 мкм;
- возможность регистрации гамма-квантов в диапазоне энергий 50–2000 МэВ, для чего создан специальный детектор.

Детектор состоит из цилиндрической и торцевой частей. Все они расположены в магнитном поле. Цилиндрическая часть состоит из различных типов детекторов, расположенных вокруг области столкновения пучков, которые включают трековую систему, времяпролетную систему и электромагнитный калориметр.

Время-проекционная дрейфовая камера (TRP) является основной трековой системой детектора, её дополняет внутренняя трековая система на основе кремниевых полупроводниковых детекторов (ITS), окружающих область соударения пучков. Оба детектора обеспечивают точное восстановление треков частиц и их импульсов, которые нужны для определения вершины распада частиц.

Времяпролетная система (TOF) обеспечивает идентификацию заря-

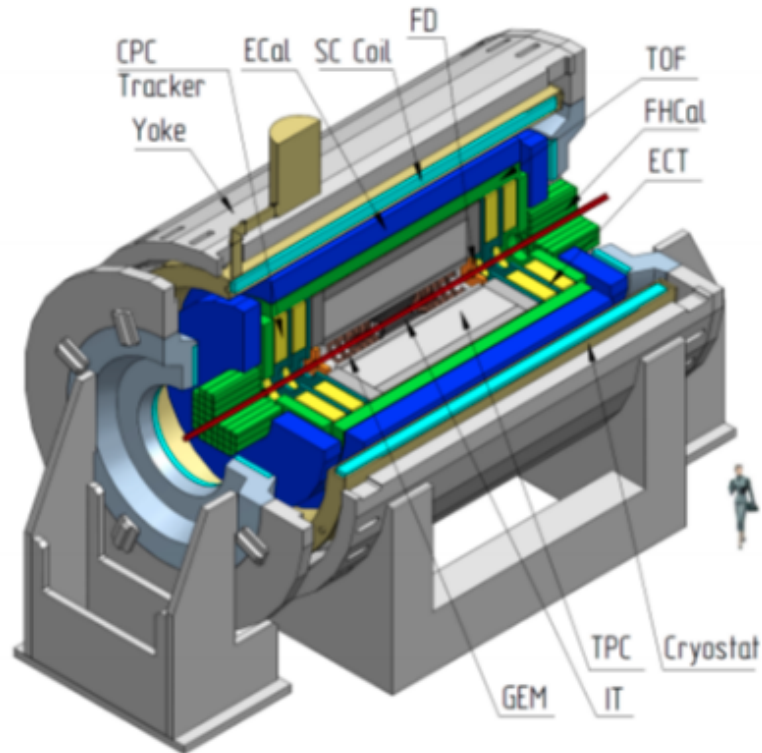


Рисунок 3 — Схема установки MPD

женных частиц с импульсами до 2 ГэВ/с в широкой области псевдобыстрот. Быстрый передний детектор (FD) обеспечивает стартовый сигнал для времяпролетной системы и временное разрешение не хуже 30 пс.

Для идентификации электронов и фотонов, а также измерения их энергии используется электромагнитный калориметр (EMC).

2.3. КОНСТРУКЦИЯ КАЛОРИМЕТРА ECal.

В детекторе MPD будет использоваться слоистый сцинтилляционный электромагнитный калориметр типа «шашлык» со свинцовым поглотителем. Калориметр будет иметь цилиндрическую структуру и расположен в MPD на радиусе $R = 1.78$ м, баррельная часть ECal покрывает интервал псевдобыстрот $-2.5 < \eta < 2.5$. Основой калориметра будут модули (рис. 4), состоящие из 16-ти оптически изолированных башен (рис. 5), которые считываются электроникой индивидуально.

Свет от каждой башни проходит через 16 продольно проникающих волокон, сдвигающих длину волны. Продольный размер модуля ограничен конструкцией MPD. Выделенное пространство составляет 400 мм для

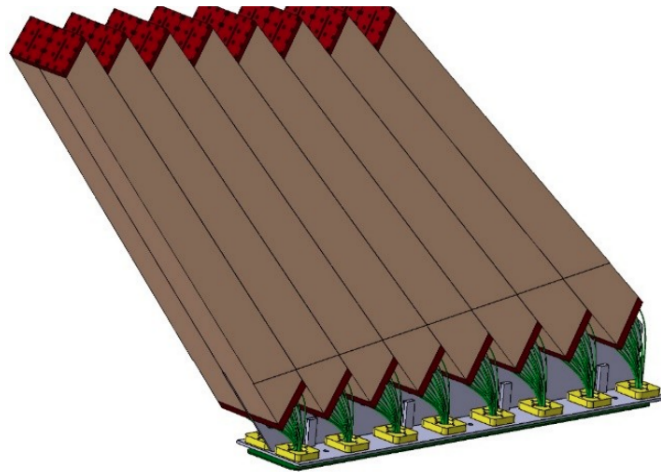


Рисунок 4 — Один модуль калориметра ECal.

активной среды и 150 мм для фотодетекторов. [5]

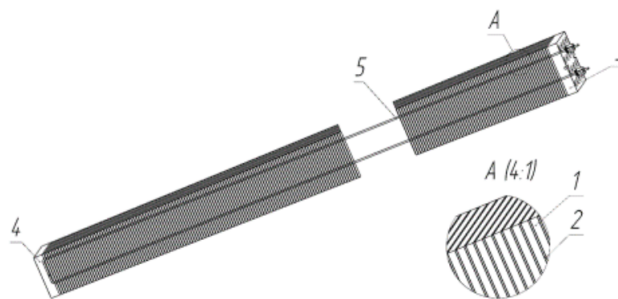


Рисунок 5 — Схематическое изображение башни калориметра ECal, где 1 – сцинтилляционная пластина, 2 – свинцовая пластина, 3 и 4 – сдавливающие пластины, 5 – натягивающая струна.

Каждый модуль имеет наклон в зависимости от положения относительно оси пучка – Z. Наклон выбран таким образом, чтобы отклонение точки прицеливания от центра MPD было минимальным (рис 5). [6]

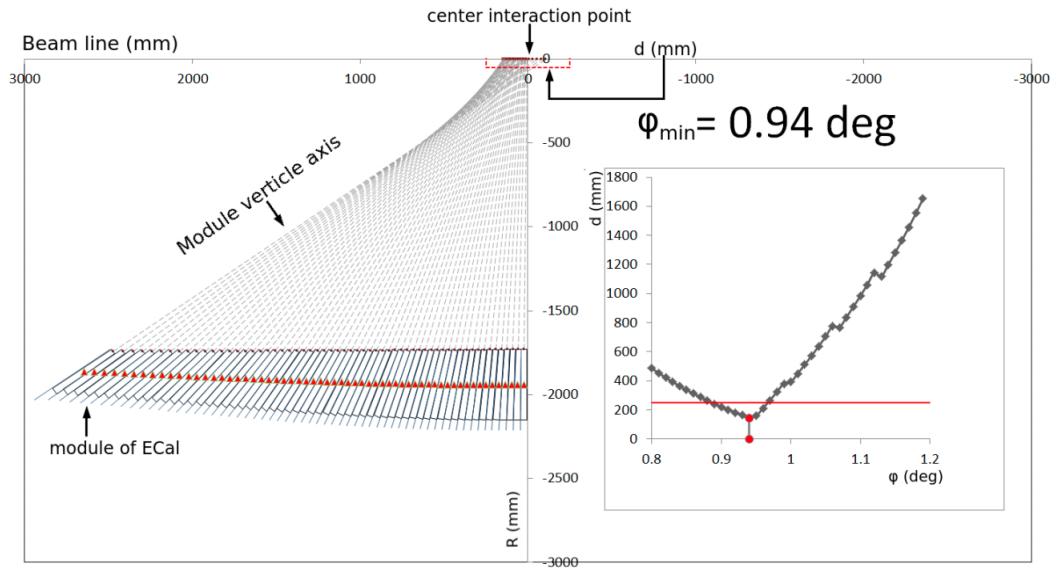


Рисунок 6 — Расстояние от центральной точки взаимодействия (d) до пересечения вертикальных осей модуля с линией луча в зависимости от полярного угла резки каждого модуля.

2.4. КОНСТРУКЦИЯ ВРЕМЯ-ПРОЕКЦИОННОЙ КАМЕРЫ

Время-проекционная камера (ТРС) является основным трековым детектором МРД в центральной области быстрот. Совместно с внутренней трековой системой, системой времени пролета и электромагнитным калориметром, ТРС обеспечивает точное измерение импульса заряженных частиц, их идентификацию и определение вершины взаимодействия, а также разделение двух треков и измерение потерь энергии dE/dx для заряженных адронов и лептонов в интервале псевдобыстрот $|\eta| < 1.2$ и поперечных импульсов $p_t > 100 \text{ MeV}/c$.

Схематично ТРС представлена на рис. 7. Длина ТРС составляет 3 м, а диаметр – 2.2 м. Активный газовый объем ТРС образуется двумя коаксиальными цилиндрическими поверхностями со вставленными в них с обоих торцов падовыми плоскостями. Однородное электрическое поле в активном объеме, необходимое для дрейфа электронов, формируется с помощью тонкого центрального электрода, концентрических полевых цилиндров и торцевых считывающих плоскостей. Однородность электрического поля является важным фактором, поскольку точность реконструкции трека составляет менее 1 мм, а длина дрейфа электронов достигает 1.5 м.

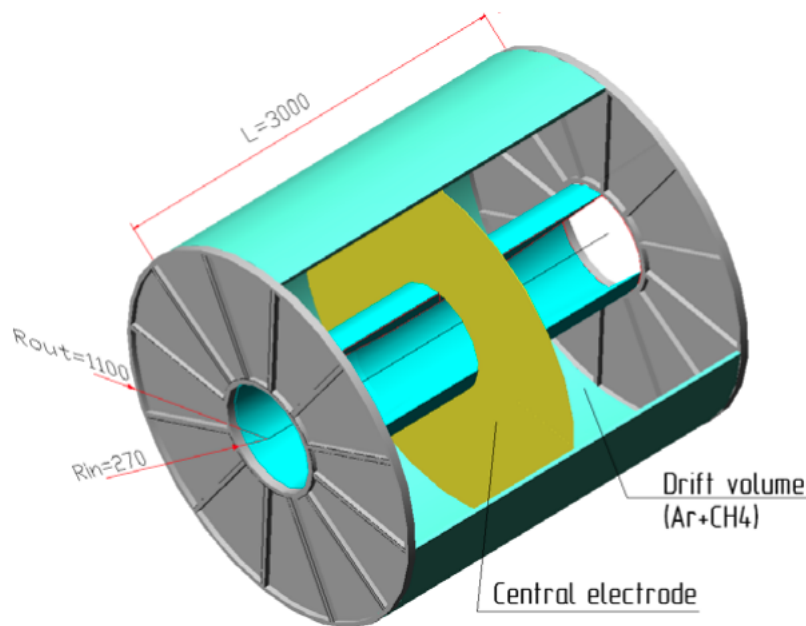


Рисунок 7 — Схема MPD TPC.

Для регистрации информации о треках заряженных частиц в TPC используются могопроволочные пропорциональные камеры (MWPC) с катодным считыванием. Заряд наводится на падах и его величина измеряется в зависимости от времени. Величина заряда измеряется с помощью предусилителя-формирователя с последующей оцифровкой. Для каждого сегмента трека измерение времени дрейфа обеспечивает определение координаты вдоль оси камеры, а сигналы падов – в плоскости MWPC. Наведенный заряд распределяется между несколькими соседними падами, что позволяет восстанавливать точки трека с точностью до малых долей ширины пада.

Каждый торец камеры оборудован 12 секторами MWPC (всего 24 сектора на обоих сторонах). Покрываемая площадь составляет около 8.0 м^2 . Камеры выполнены в виде одинаковых модулей, закрепляемых на алюминиевых торцевых плоскостях и специализированном поддерживающем колесе, сопряженным с торцевыми плоскостями. Для того, чтобы иметь разумную величину загрузки и обеспечить требуемые точность dE/dx и пространственное разрешение сигналы будут считываться с 80000 падов разных размеров. Пады группируются в два сектора. Внутренний сектор падов покрывает область с наивысшей плотностью треков вблизи внутреннего радиуса TPC и должен быть оптимизирован для достижения высокого

двухтрекового разрешения. Внешний сектор оптимизирован для измерений dE/dx для надежной идентификации частиц.

3. ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

3.1. URQMD

Для моделирования использовался программный генератор UrQMD. UrQMD (Ultra relativistic Quantum Molecular Dynamics) [7] - это генератор адрон-ядерных и ядерно-ядерных взаимодействий, основанный на ультра-релятивистской квантовой молекулярной динамике в рамках теории цветных струн. Он предназначен для моделирования взаимодействий тяжелых ионов. В рамках этого генератора изучается широкий круг эффектов, связанных с тяжелыми ионами: от мультифрагментации и коллективного движения до образования конечных частиц и корреляций между ними.

Модель UrQMD позволяет моделировать столкновения частиц в диапазоне энергий \sqrt{s} от 2 ГэВ до 100 ГэВ. Для низких и промежуточных энергий адрон-адронные и ядро-ядерные столкновения описываются в терминах взаимодействий между адронами и их возбужденными состояниями. При высоких энергиях учитываются кварковая и глюонная степени свободы и вводится понятие возбуждения цветных струн с последующей их фрагментацией в адроны.

3.2. MPDROOT

Целями экспериментальных вычислительных сред проекта «NICA» являются моделирование столкновений с реалистичным откликом детектора, а также реконструкция и анализ данных, поступающих от имитированных и реальных взаимодействий. Программные среды для каждого эксперимента проекта NICA – MPD, BM@N и SPD соответственно, называются MPDRoot, BMNRoot и SPDRoot и отличаются только описанием различных наборов детекторов [8]. Эти среды наследуются от структуры CBMRoot, имеют такую же структуру и используют ROOT, FAIRRoot, FAIRsoft как внешние пакеты. Пакет FAIRsoft включает в себя внешние пакеты для разработки программного обеспечения, такие как BOOST, GSL, GEANT4(3), Millepede и ZeroMQ.

Одной из особенностей оболочки MPDRoot является метод описа-

ния геометрии детектора. Ввод информации в этом методе осуществляется в формате геометрии Root. Введенные данные о геометрии детектора, его материалах и параметрах сохраняются затем в базе данных внутри MPDRoot.

Для реалистичного моделирования физических процессов в оболочке обеспечен ввод данных от различных Монте-Карло генераторов событий ядро-ядерных столкновений, таких как UrQMD и FastMC и др. Также в оболочке предусмотрен механизм, моделирующий наложение фоновых событий на исследуемое распределение.

3.3. НАЧАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В работе использовались данные о столкновении ядер $Bi_{83}^{209} + Bi_{83}^{209}$ при нормально распределенном прицельном параметре в диапазоне от 0 до 14 фм и $\sqrt{s} = 9.2$ ГэВ. Всего было обработано $15 \cdot 10^6$ событий.

4. РЕКОНСТРУКЦИЯ И КЛАСТЕРИЗАЦИЯ СОБЫТИЙ

4.1. РЕКОНСТРУКЦИЯ ТРЕКОВ

Реконструкция событий – это процесс интерпретации электронных сигналов, генерируемых детектором, для определения исходных частиц, которые прошли через них, их импульсов, направлений и первичной вершины события. Реконструкция событий в трековом детекторе состоит из следующих основных этапов:

- Реконструкция хитов в субдетекторах
- Реконструкция трека
- Поиск вершин
- Идентификация частиц

Общий подход к проблеме реконструкции трека частицы основан на методике фильтрации Калмана[9]. Фильтр Калмана представляет собой набор математических уравнений, которые обеспечивают эффективное вычислительное (рекурсивное) решение методом наименьших квадратов.

Алгоритм начинается с отслеживания кандидатов в треки, для которых оцениваются вектора исходных параметров и ковариационные матрицы. Затем, каждый трек распространяется на некоторую поверхность (детектор или промежуточную точку). Новая ковариационная матрица может быть получена с использованием матрицы преобразования Якоби, то есть матрицы производных параметров распространяемого трека по текущим параметрам.

Первичная вершина находится путем экстраполяции всех первичных треков обратно в начало координат, и её разрешение определяется как среднеквадратическое значение распределения экстраполяции первичных треков в начале координат. Среднее значение этого распределения – позиция вершины.

4.2. КЛАСТЕРИЗАЦИЯ СОБЫТИЙ В КАЛОРИМЕТРЕ

Кластер - это группа соседних ячеек, значения энергии в которых превышают пороговое значение шума, считая смежными любые два модуля, которые имеют общую сторону или угол.

Процесс кластеризации состоит из нескольких частей. Во-первых, все ячейки с амплитудами сигнала выше порога шума (0.0015 ГэВ) располагаются в соответствии с их энергиями в порядке убывания, и вокруг первой ячейки формируется кластер, значение энергии которого должно быть больше, чем 0.010 ГэВ. Затем, в качестве кластерного центра берется следующая неиспользуемая ячейка, вокруг которой формируется кластер и так далее. Если одна из ячеек, принадлежащих кластеру, имеет значение энергии больше, чем 0.010 ГэВ, и в то же время ее сигнал выше, чем сигналы всех соседних ячеек, по крайней мере, на определенное значение 0.0015 ГэВ, то эта ячейка помечается как локальный максимум.

Дальнейший анализ зависит от количества локальных максимумов в кластере. Если в кластере есть только один максимум, он считается кластером от одной частицы. Если в кластере несколько максимумов, то он принимается за кластер от нескольких перекрывающихся частиц, и проводится процедура развертывания кластера [10].

5. КРИТЕРИИ ОТБОРА НЕЙТРАЛЬНЫХ КЛАСТЕРОВ

В работе были использованы следующие критерии идентификации кластеров от γ - квантов:

- Вето на заряженные треки;
- Критерий на большую дисперсию кластера;
- Критерий на время пролета частицы от точки взаимодействия до калориметра.

По каждому из обозначенных критериев строились распределения инвариантных масс пар кластеров для различных классов центральности и поперечных импульсов.

5.1. РАЗБИЕНИЕ НА КЛАССЫ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ.

Упрощенная схема геометрии столкновения тяжелых ионов представлена на рисунке 8.

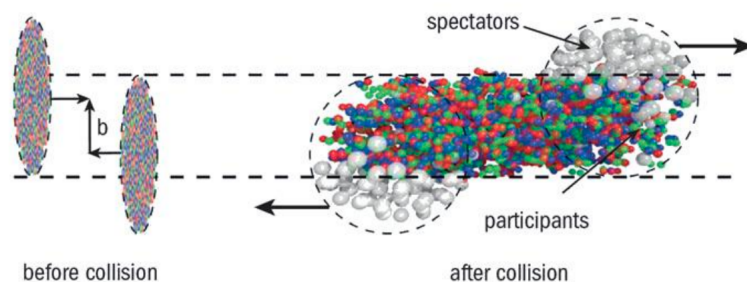


Рисунок 8 — Упрощенная геометрия столкновения двух тяжелых ионов.

Ось пучков направлена вдоль оси z , а плоскость, образованная данной осью и прицельным параметром (вектор, соединяющий центры сталкивающихся ядер в момент их столкновения), называется плоскостью реакции. Нуклоны, не провзаимодействовавшие с нуклонами другого ядра, называются наблюдателями («spectators»), а провзаимодействовавшие — участниками столкновения («participants»). Область взаимодействия нуклонов напрямую зависит от прицельного параметра b и в нулевом приближении

её можно описать эллиптической формой (рис. 9).

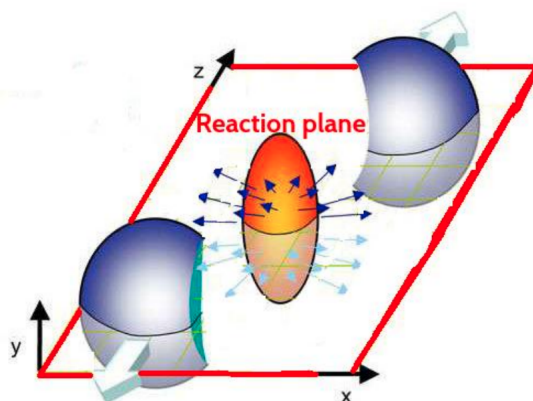


Рисунок 9 — Качественная форма столкновения двух ядер.

В зависимости от величины прицельного параметра b столкновению присваивают определенное значение центральности.

Центральностью столкновения называют параметр, описывающий степень перекрытия ядер при столкновении. Событие с центральностью $X\%$ означает, что среди всех возможных событий только $X\%$ из них могут иметь больше взаимодействующих нуклонов, чем данное событие.

Центральности 0% соответствуют столкновения с прицельным параметром равным нулю (центральные столкновения), а 100% – столкновения, в которых ядра лишь касаются друг друга, не образуя области пересечения (периферические столкновения).

В работе центральность измерялась от зависимости числа заряженных частиц, измеренных в трековой системе (рис. 10). События разбивались на диапазоны центральностей от 0 до 100% с шагом в 5% . Разбиение проводилось таким образом, чтобы в каждом диапазоне находилось соответствующее число событий. Далее каждый диапазон рассматривался отдельно. На рис. 11 показано распределение прицельного параметра для каждого класса центральности, а на рис. 12 – зависимость прицельного параметра от класса центральности.

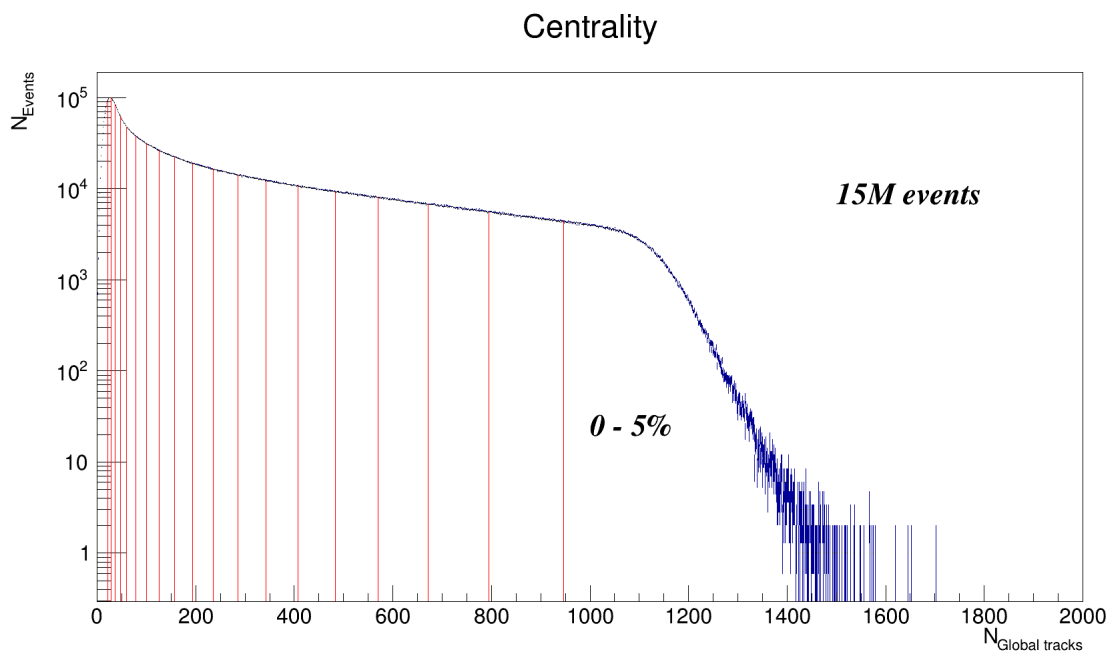


Рисунок 10 — Зависимость числа событий от числа заряженных частиц. Разбиение на классы центральностей

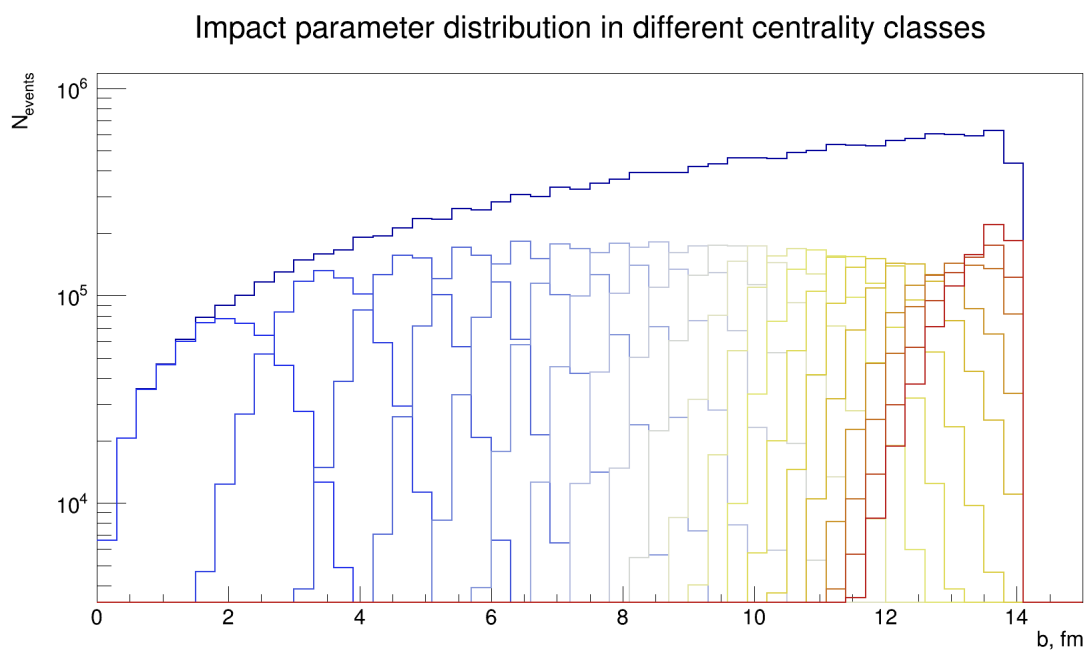


Рисунок 11 — Распределение по прицельному параметру

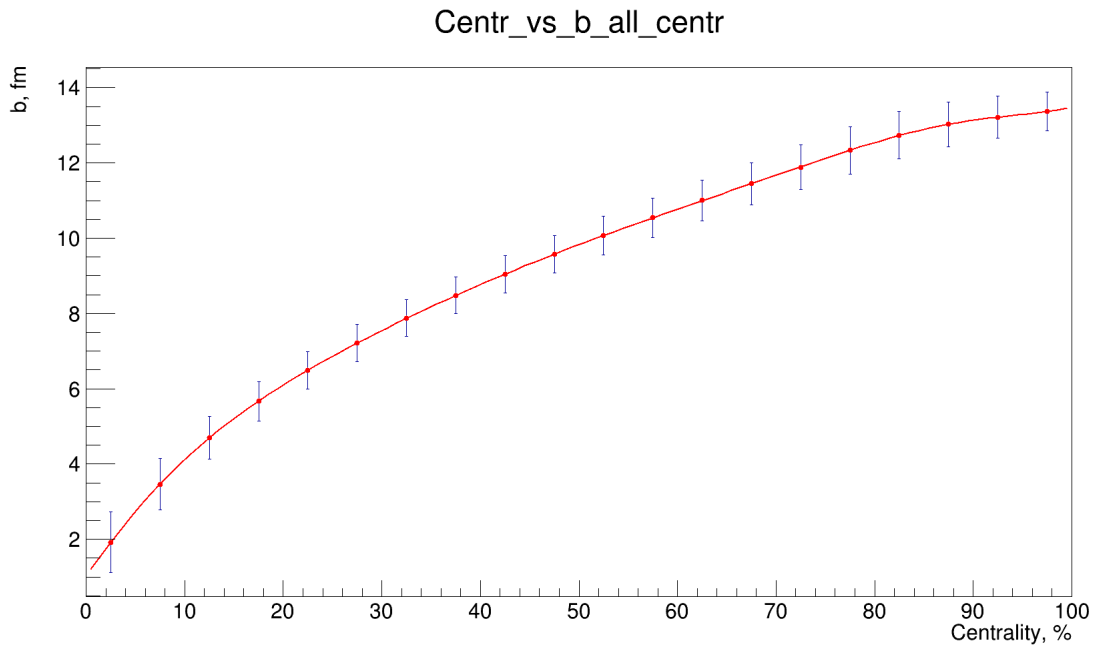


Рисунок 12 — Зависимость прицельного параметра от центральности

5.2. ВЕТО НА ЗАРЯЖЕННЫЕ ТРЕКИ

Основная идея критерия состоит в том, чтобы по экстраполированным трекам заряженных частиц отличить заряженные кластеры от нейтральных: кластеры от заряженных частиц будут находиться на продолжениях соответствующих им, реконструированных ранее, треков. Для этого строились распределения расстояний от центра кластера до ближайшего к нему реконструированного трека. Работа проводилась в φ -ой и z -ой координатах, где φ является расстоянием между проекциями на плоскость, перпендикулярную оси калориметра, точек пересечения экстраполированного трека на поверхность калориметра и проекции центра кластера на поверхность калориметра. На рис. 13 - 16 показаны полученные распределения для кластеров, порожденных γ -квантами и кластеров, порожденных e^- , прилетевших из вершины взаимодействия. На графиках показано, что распределения по расстоянию от центра кластера до ближайшего к нему трека для нейтральных частиц будут шире, чем аналогичные распределения для заряженных частиц. Данная закономерность применима ко всем рассматриваемым в работе диапазонам центральностей и энергий, т.к. она связана с тем, что ближайший к незаряженному кластеру трек не соответствует этому кластеру.

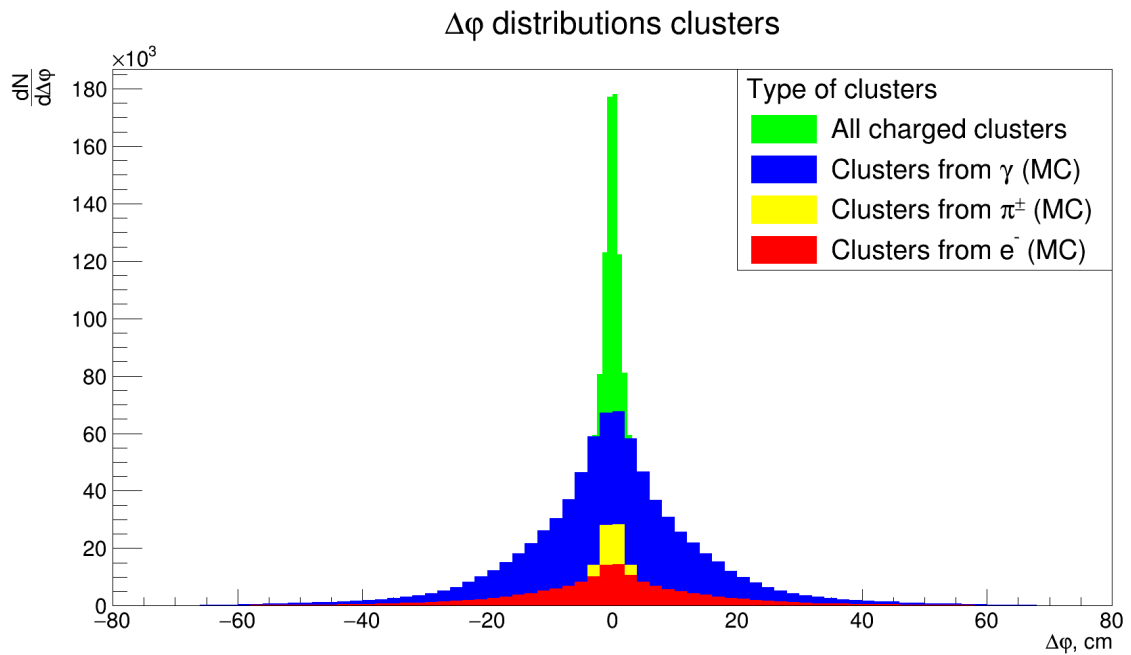
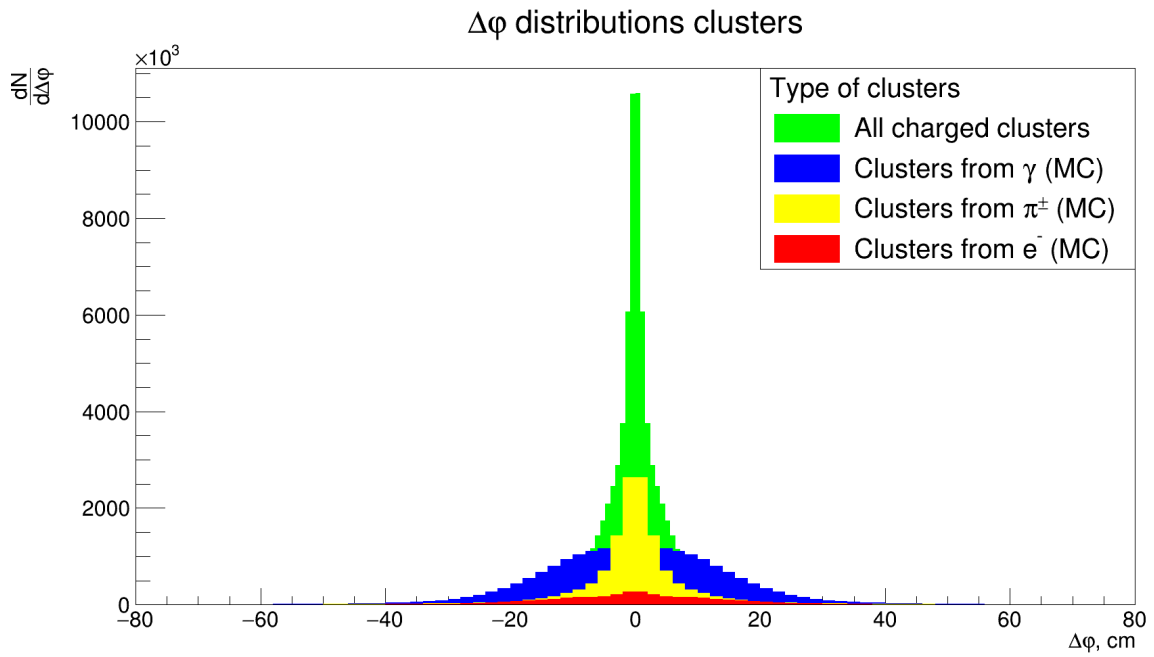


Рисунок 13 — Распределения кластеров по величине разности φ -координаты между центром кластера и ближайшим к нему экстраполированным треком для центральностей 0-5% и энергий 0.3 - 0.4 ГэВ (а) и 1.4 - 1.6 ГэВ (б)

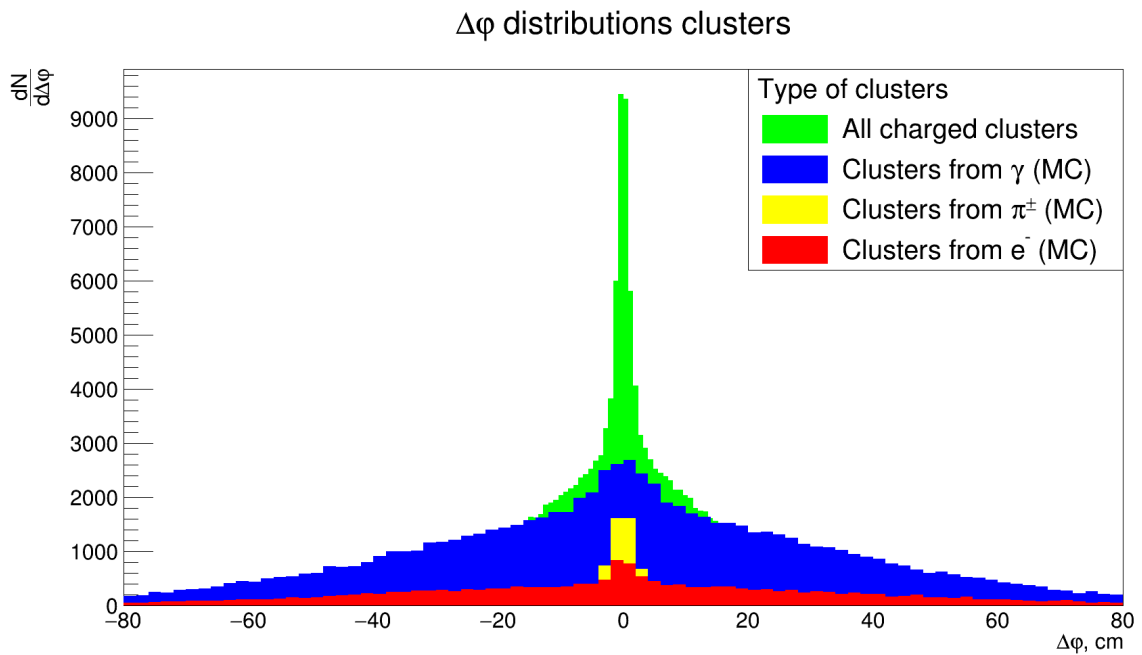
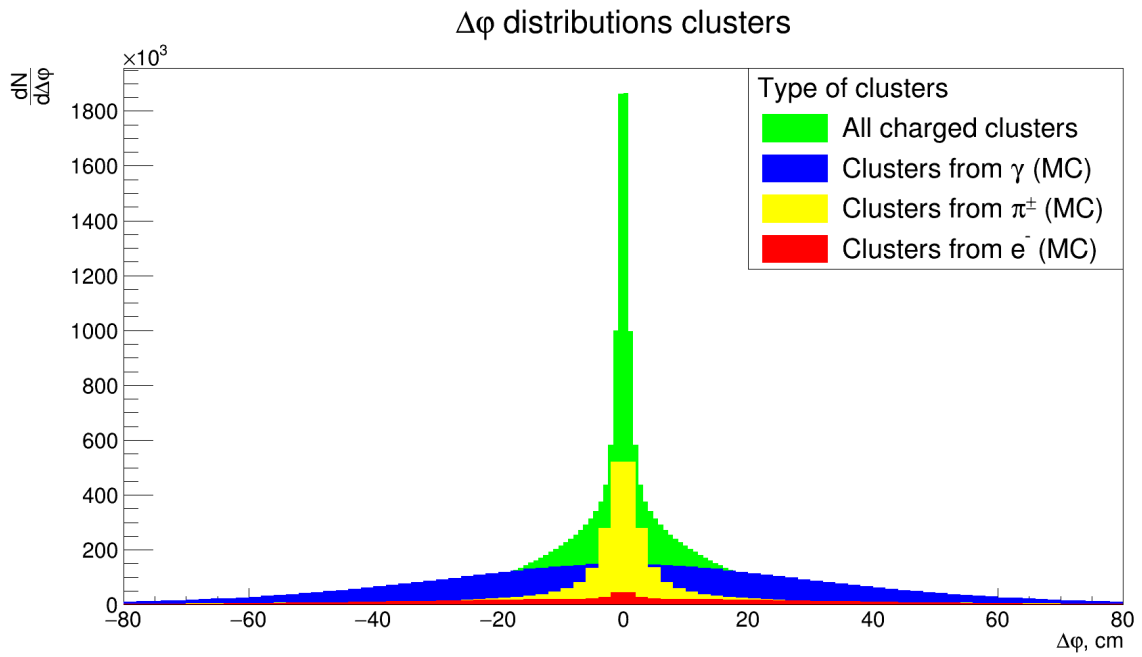


Рисунок 14 — Распределения кластеров по величине разности φ -координаты между центром кластера и ближайшим к нему экстраполированным треком для центральностей 50-55% и энергий 0.3 - 0.4 ГэВ (а) и 1.4 - 1.6 ГэВ (б)

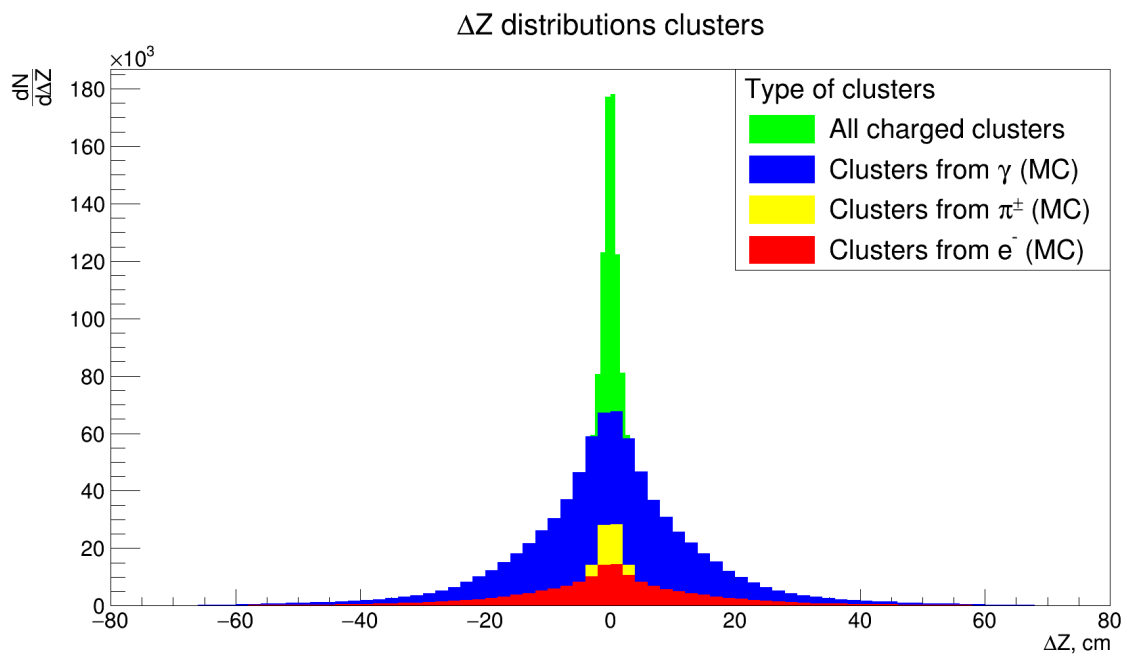
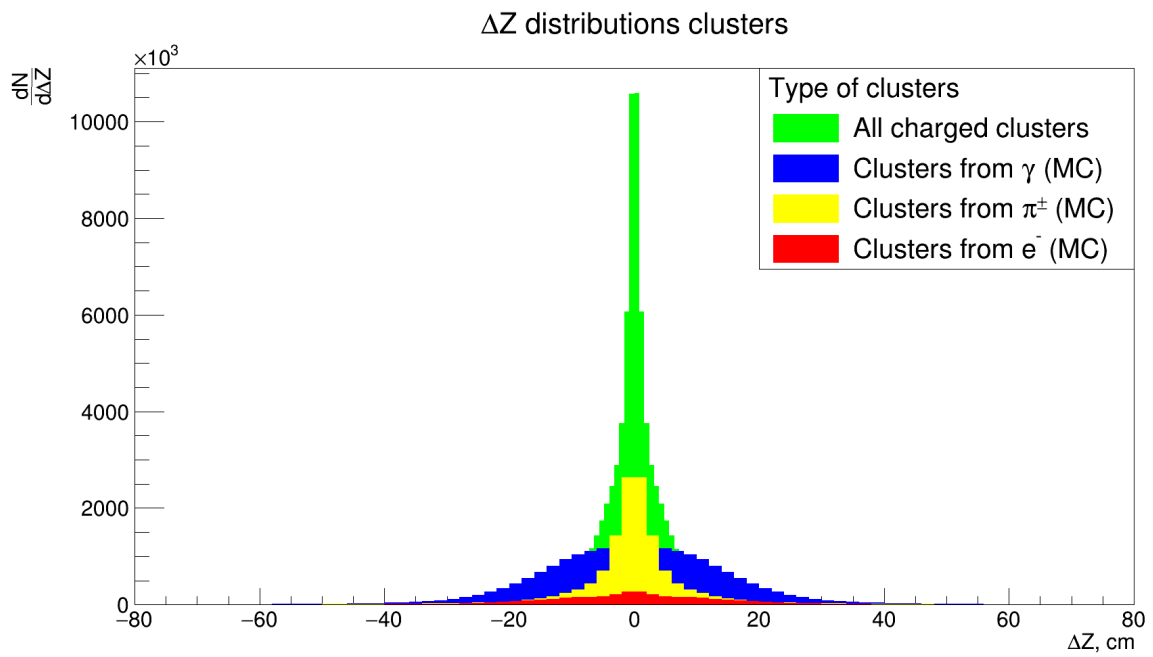


Рисунок 15 — Распределения кластеров по величине разности Z -координаты между центром кластера и ближайшим к нему экстраполированным треком для центральных треков 0-5% и энергий 0.3 - 0.4 ГэВ (а) и 1.4 - 1.6 ГэВ (б)

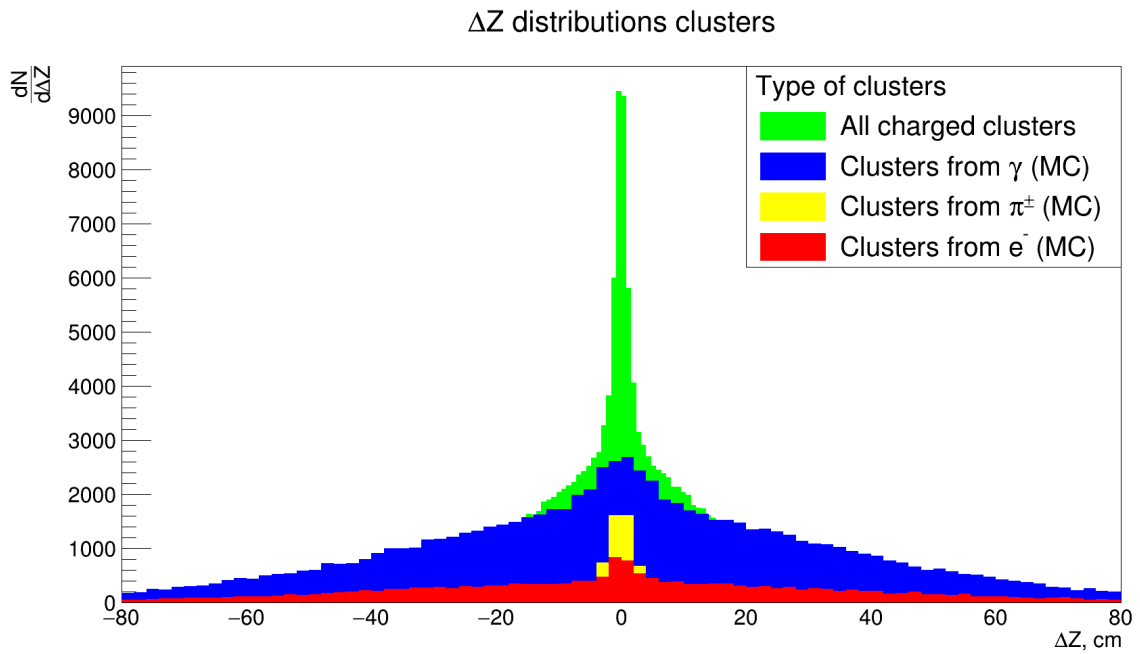
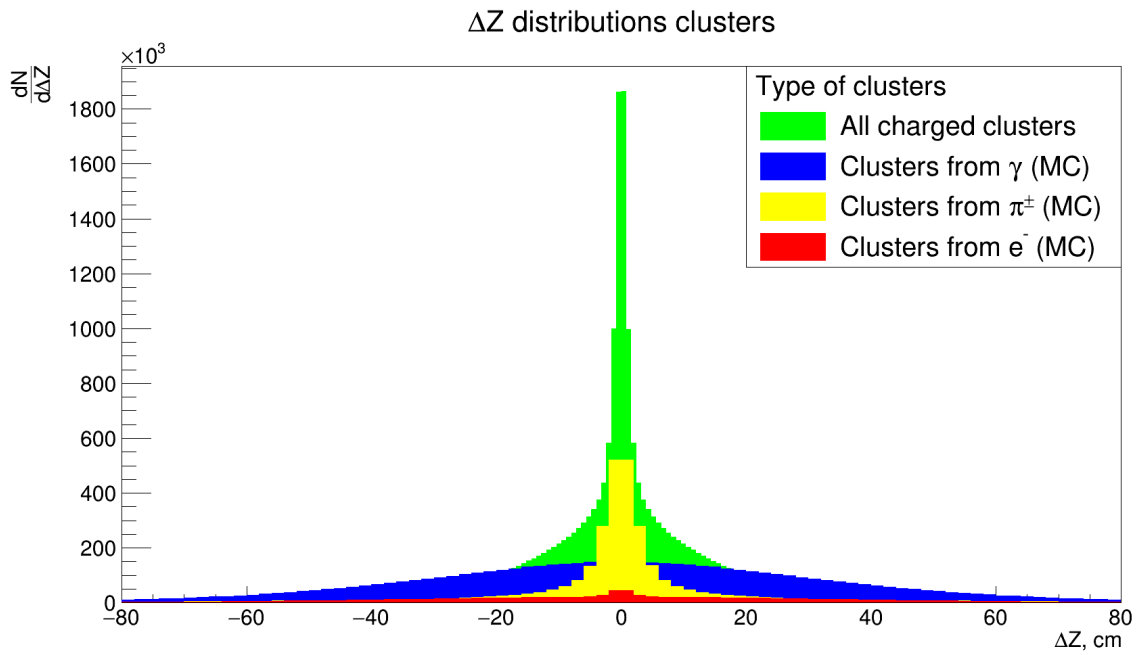


Рисунок 16 — Распределения кластеров по величине разности Z -координаты между центром кластера и ближайшим к нему экстраполированным треком для центральностей 50-55% и энергий 0.3 - 0.4 ГэВ (а) и 1.4 - 1.6 ГэВ (б)

В качестве опорной точки критерия брались распределения по ΔZ и $\Delta\varphi$ для e^- , которые попали в калориметр из точки столкновения ядер. Данные распределения были профитированы функцией Гаусса для всего диапазона центральностей с шагом 5% и для диапазона энергий от 0.0 до 1.0 ГэВ с шагом 0.1 ГэВ. Из полученных функций брались средние значения и дисперсии полученных функций. На рис. 17 и 18 показаны распределения по ΔZ и $\Delta\varphi$ для всего диапазона центральности и различных диапазонов энергий.

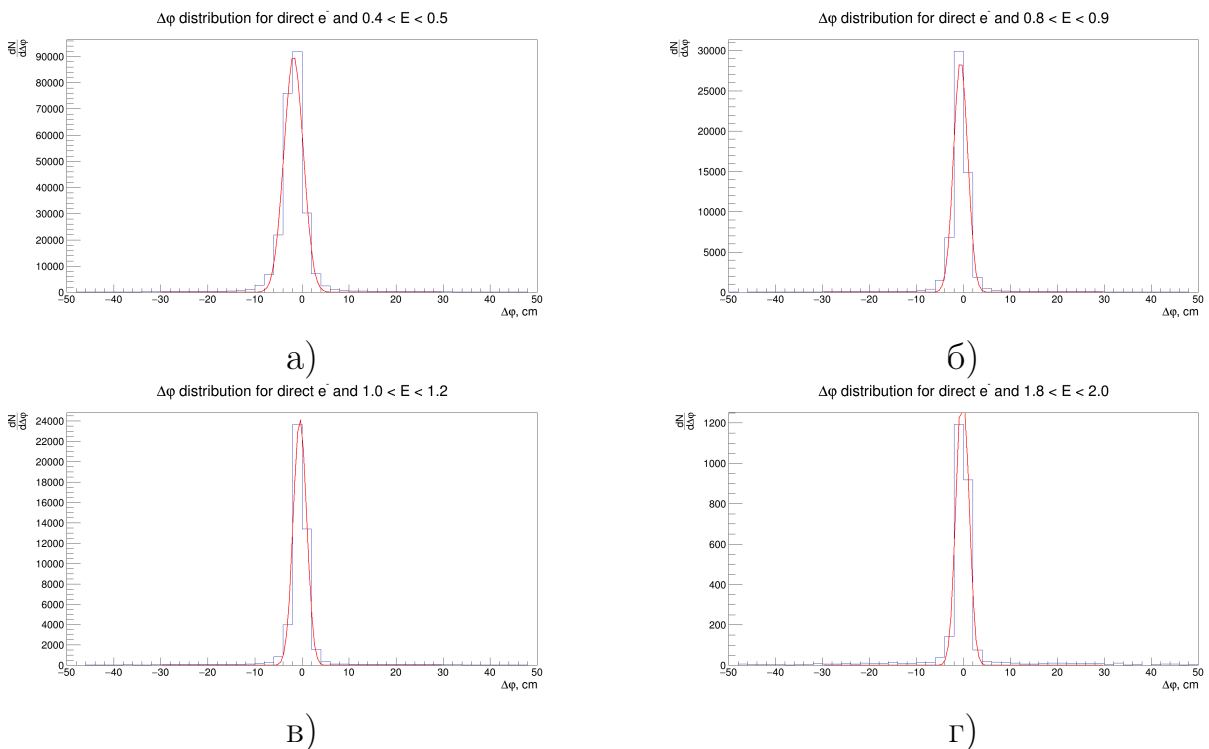


Рисунок 17 — Распределения кластеров по величине разности φ -координаты между центром кластера и ближайшим к нему экстраполированным треком для всех диапазонов центральностей и энергий 0.4 - 0.5 ГэВ (а), 0.8 - 0.9 ГэВ (б), 1.0 - 1.2 ГэВ (в), 1.8 - 2.0 ГэВ (г) для e^- , родившихся в вершине столкновения.

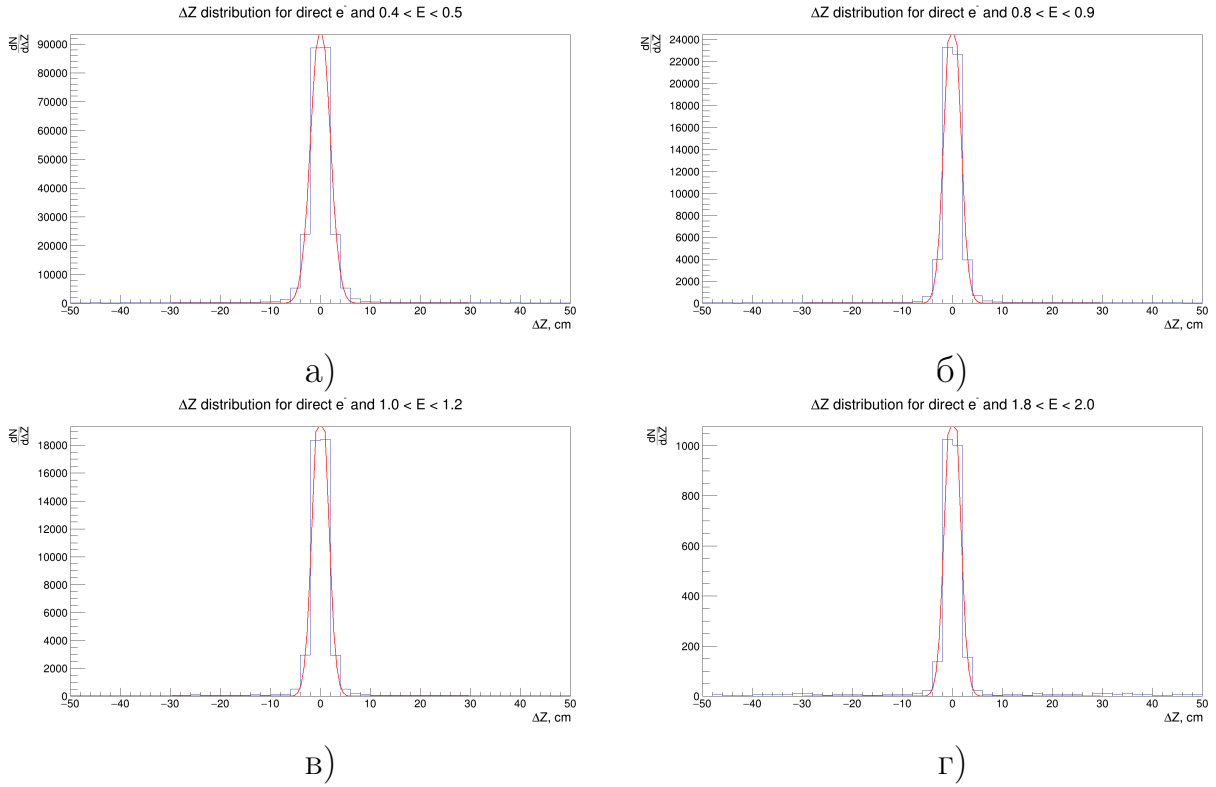


Рисунок 18 — Распределения кластеров по величине разности Z -координаты между центром кластера и ближайшим к нему экстраполированным треком для всех диапазонов центральныхностей и энергий 0.4 - 0.5 ГэВ (а), 0.8 - 0.9 ГэВ (б), 1.0 - 1.2 ГэВ (в), 1.8 - 2.0 ГэВ (г) для e^- , родившихся в вершине столкновения.

На рис. 19, 20, 21 и 22 представлены полученные зависимости средних и среднеквадратичных отклонений для ΔZ и $\Delta\varphi$. Из графиков можно заключить, что с ростом энергии среднеквадратичные отклонения уменьшаются для всех диапазонов центральныхностей. Связано это с тем, что чем больше энергия у частицы, тем меньше она отклоняется в магнитном поле детектора между время-пролетной камерой и калориметром и тем ближе истинная траектория частицы к экстраполированной.

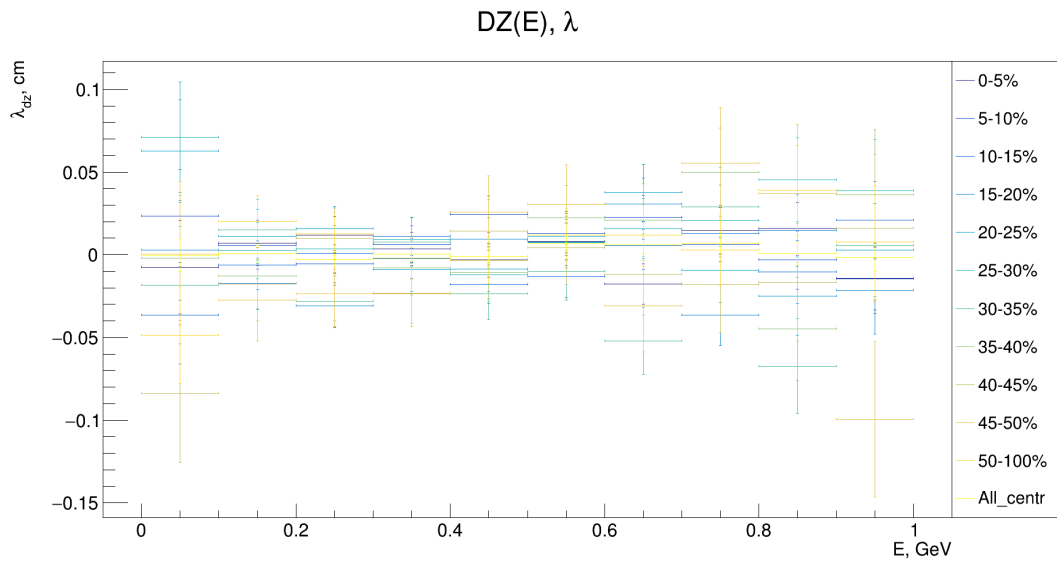


Рисунок 19 — Зависимость среднего расстояния по оси Z между заряженным кластером и ближайшим к нему треком от энергии кластера.

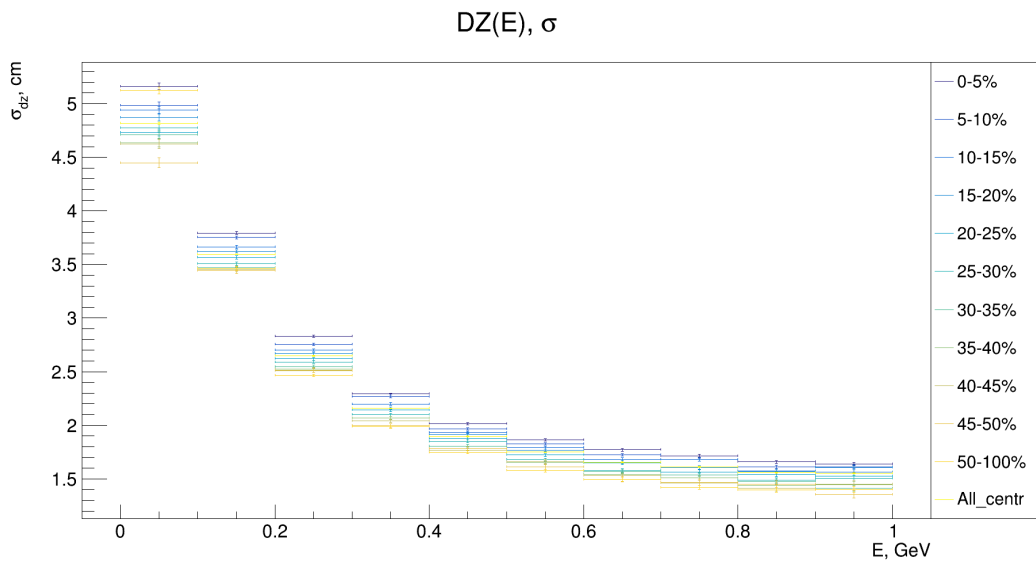


Рисунок 20 — Зависимость среднеквадратичного отклонения расстояния по оси Z между заряженным кластером и ближайшим к нему треком от энергии кластера.

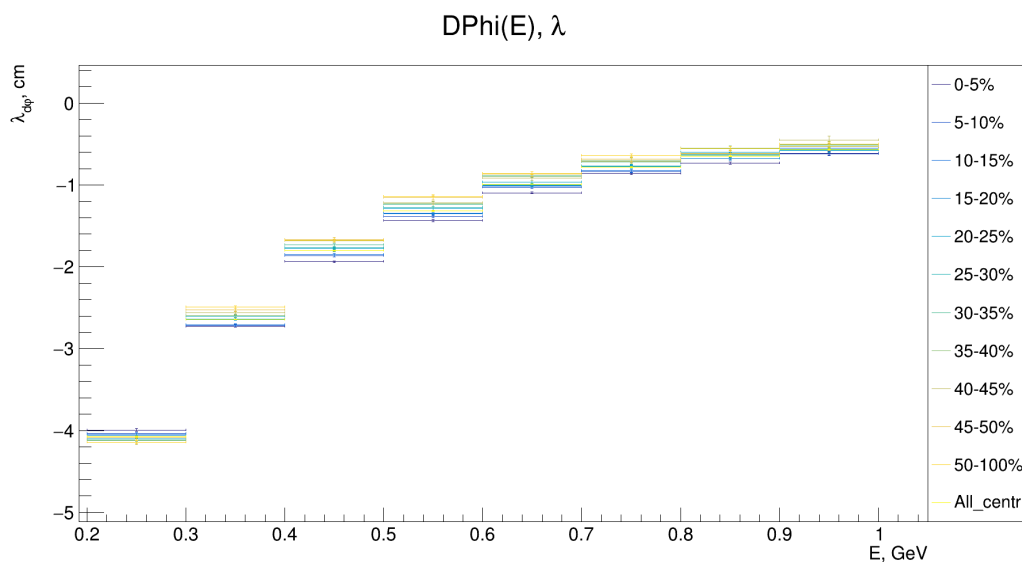


Рисунок 21 — Зависимость среднего расстояния по оси φ между заряженным кластером и ближайшим к нему треком от энергии кластера

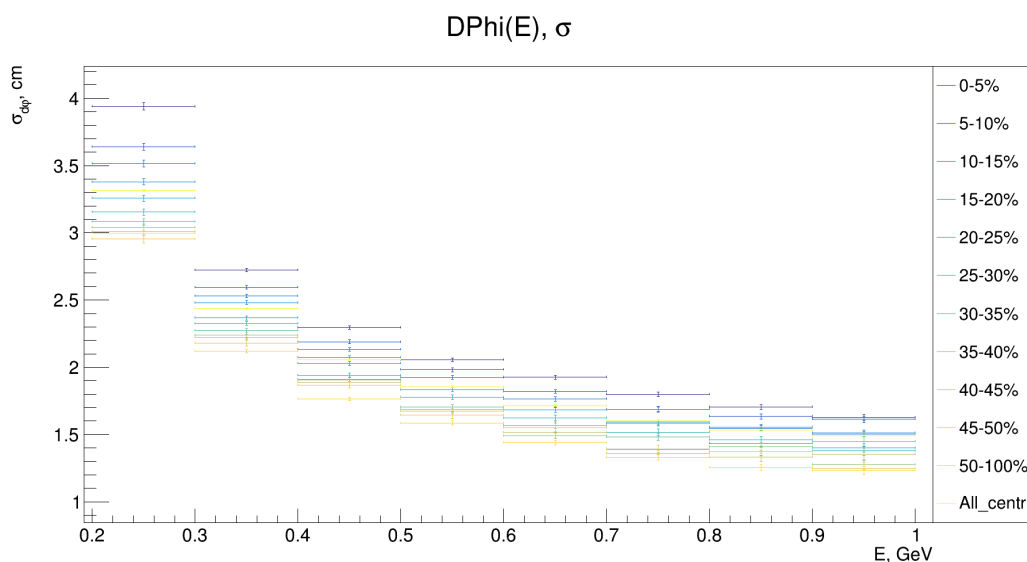


Рисунок 22 — Зависимость среднеквадратичного отклонения расстояния по оси φ между заряженным кластером и ближайшим к нему треком от энергии кластера.

Полученные зависимости были профитированы функциями 1, 2 и 3 для σ_{dZ} , $\sigma_{d\varphi}$ и $\lambda_{d\varphi}$ соответственно, λ_{dZ} принималась за 0.

$$\sigma_{dz}(E) = \alpha + \frac{\beta}{e^{(\gamma \cdot E)}}, \quad (1)$$

$$\sigma_{d\varphi}(E) = \alpha + \frac{\beta}{e^{(\gamma \cdot E)}}, \quad (2)$$

$$\lambda_{d\varphi}(E) = \alpha - \frac{\beta}{E}, \quad (3)$$

где α , β и γ – числовые параметры.

Все кластеры, удовлетворяющие соотношению 4 принимались за кластеры от заряженных частиц и отбрасывались:

$$|x - \lambda_x(E)| < N \cdot \sigma_x(E), \quad (4)$$

где x – величины dZ или $d\varphi$, N – числовой коэффициент (параметр критерия), λ и σ – результирующие функции, E – энергия кластера.

5.3. КРИТЕРИЙ НА ДИСПЕРСИЮ КЛАСТЕРА

Одним из параметров, характеризующих форму кластера, является форма проекции энерговыведения в ливне на поверхность калориметра (рис. 23). Эта поверхность может быть выражена через ковариационную матрицу по формулам 5, 6 и 7.

$$S = \begin{pmatrix} s_{xx} & s_{xz} \\ s_{zx} & s_{zz} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где

$$s_{xx} = \langle (x - \bar{x})^2 \rangle, \quad (6)$$

$$s_{xz} = \langle (x - \bar{x})(z - \bar{z}) \rangle, \quad (7)$$

здесь \bar{x} и \bar{z} являются центрами кластеров, а треугольные скобки означают усреднение с логарифмическими весами. Диагонализация этой ковариационной матрицы определит величины главных осей поверхности ливня (λ_1 и λ_2) как квадратный корень из собственных векторов ковариационной матрицы.

Были построены распределения по большой и малой дисперсии кластера для всех кластеров и кластеров от фотонов, рожденных π^0 , а также отношение этих распределений для различных диапазонов центральных и энергий. Пример построенных распределений для всех классов центральности и для энергий 0.4-0.5 ГэВ изображен на рис. 24

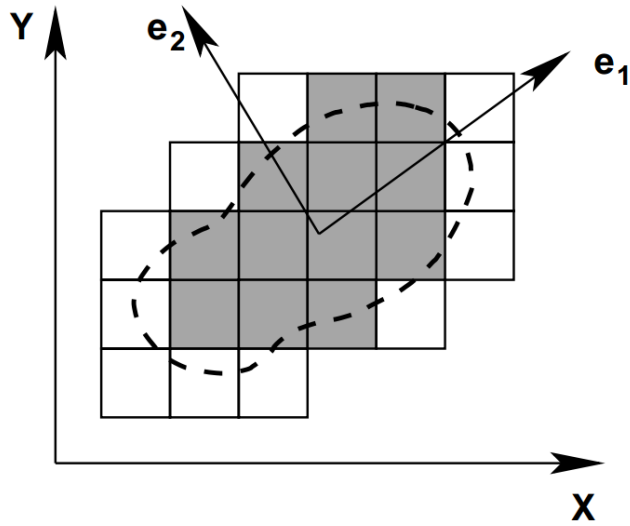


Рисунок 23 — Форма кластера

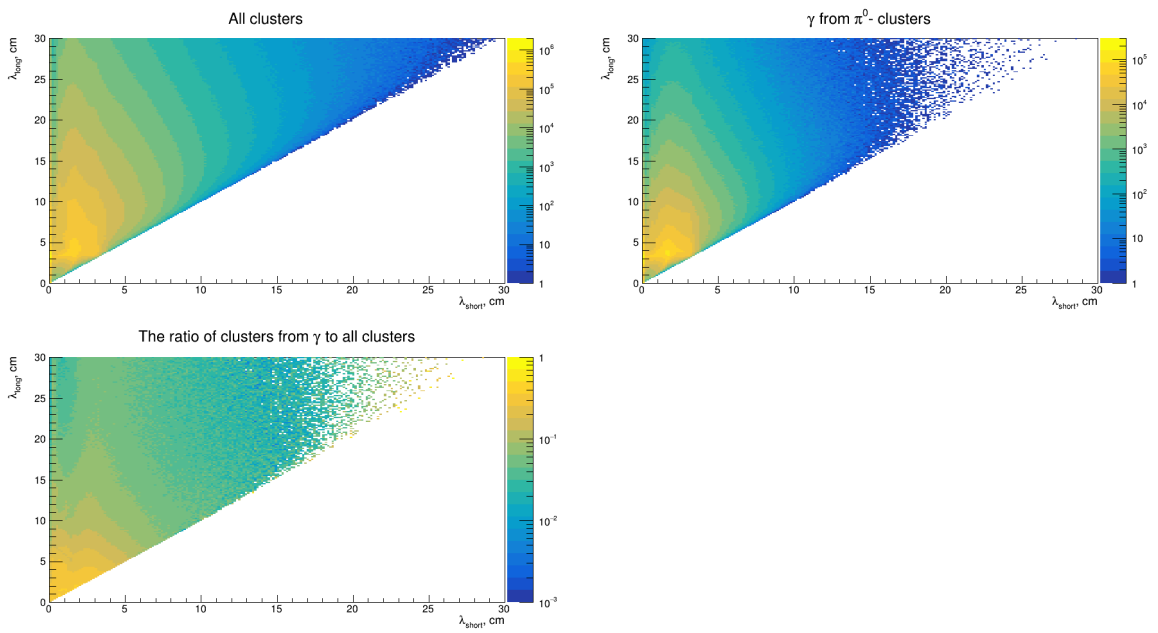


Рисунок 24 — Распределения по большой и малой дисперсии для всех центральных и энергий в диапазоне 0.4-0.5 ГэВ.

Для получения параметров критерия строились распределения по большой дисперсии (рис. 26 и 27) для кластеров от всех частиц и кластеров от γ -квантов. Также была построена кумулятивная функция (рис. 28) для предварительной оценки эффективности критерия. По полученным гистограммам можно увидеть, что распределение для всех частиц более пологое в области больших величин, чем распределение для γ -квантов. На рис. 25 показано отношение данных распределений. Пологость связана с существованием адронного хвоста, который можно отрезать установив критерий на большую дисперсию: $\lambda_{long} < 4, 6$ или 8 см.

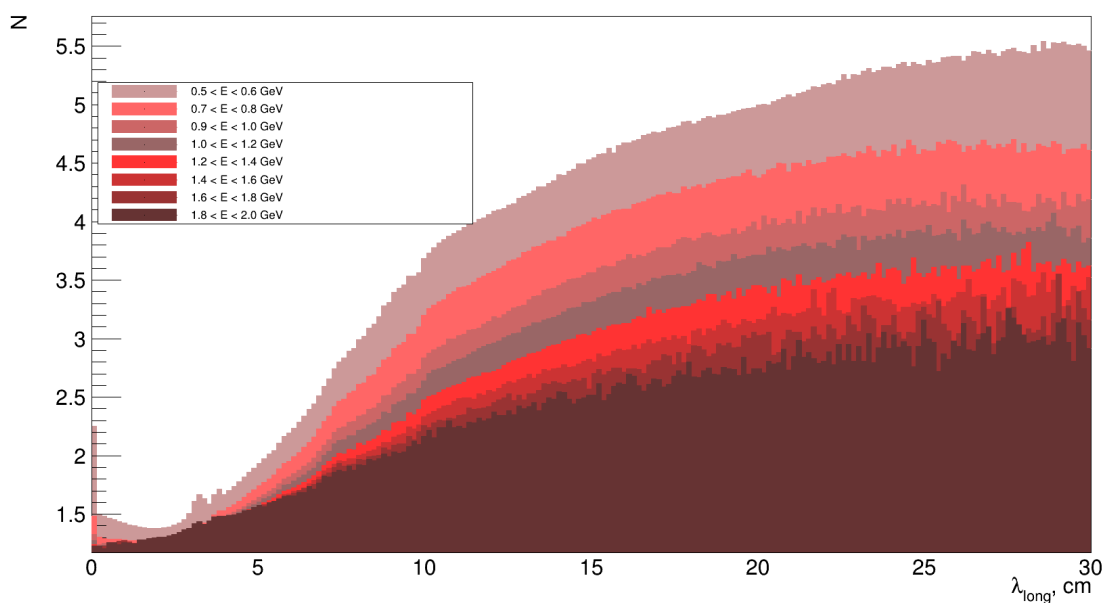
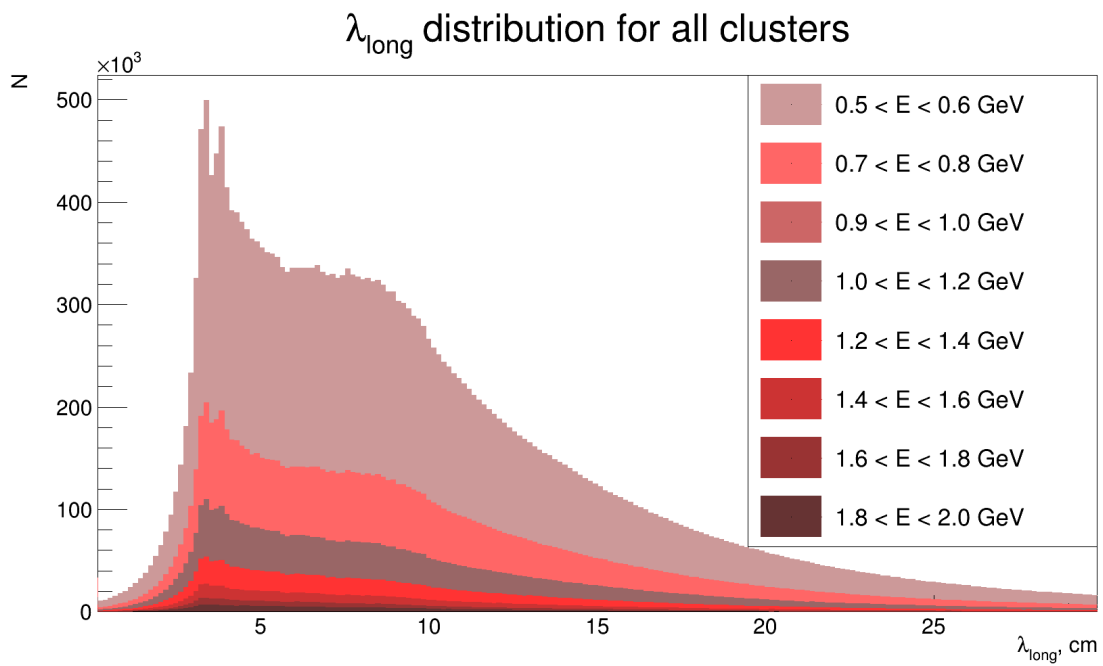
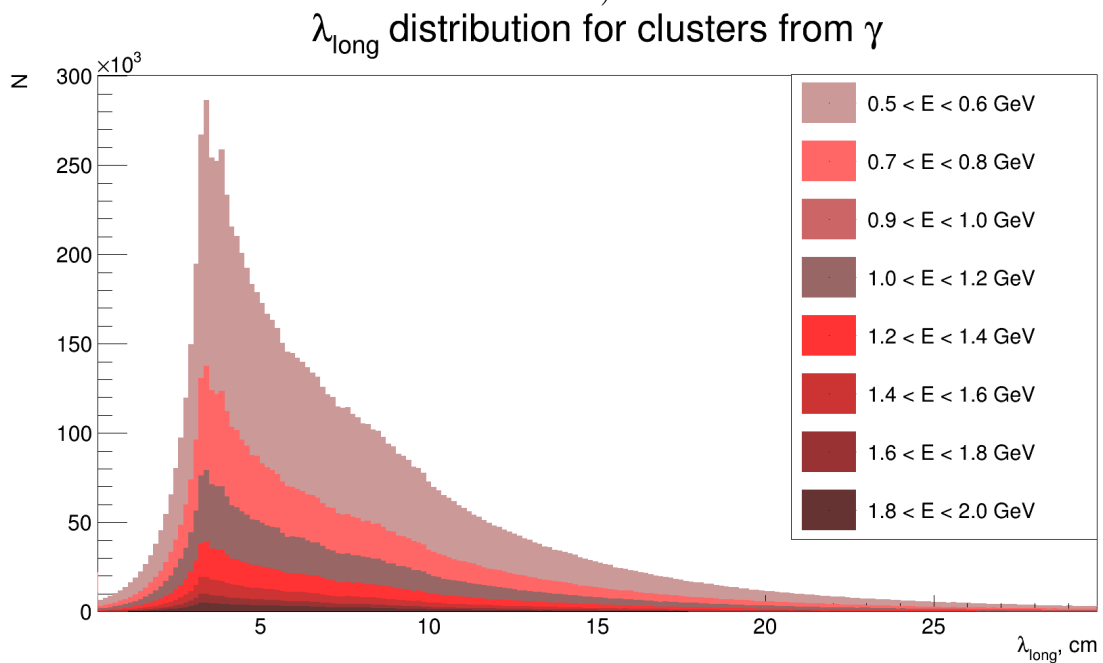


Рисунок 25 — Отношения распределений по большой дисперсии от всех частиц к распределениям от γ -квантов для различных диапазонов энергий.



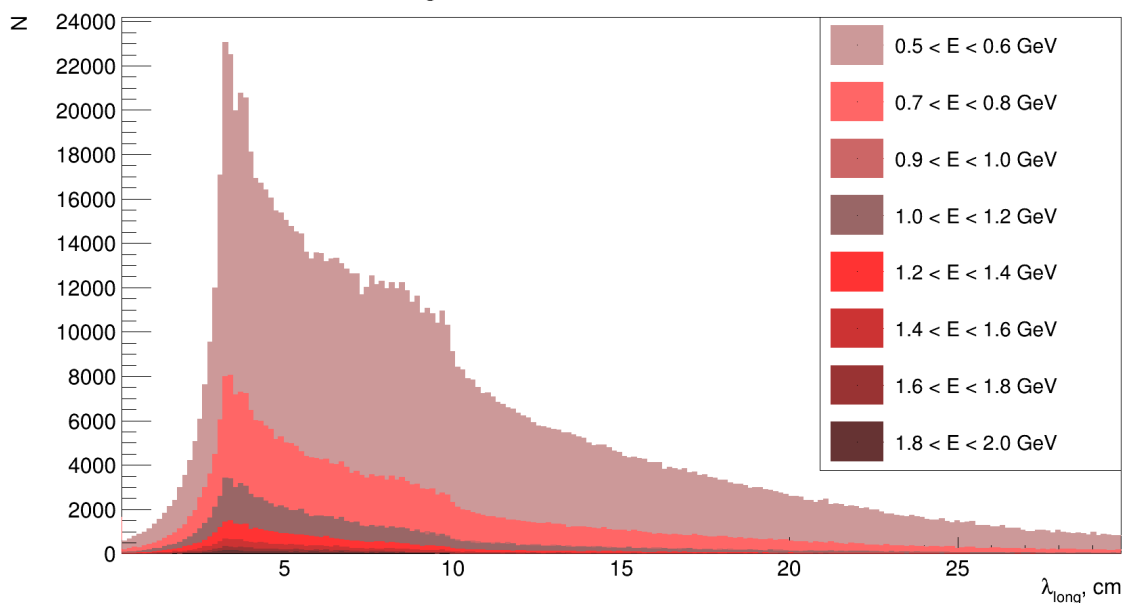
a)



б)

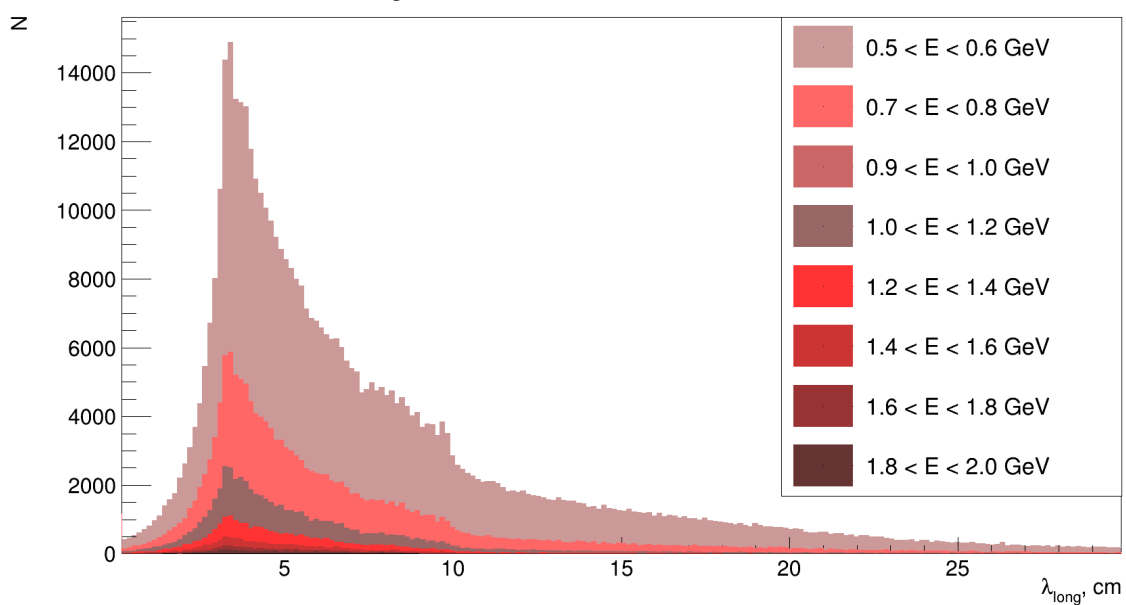
Рисунок 26 — Распределения кластеров по величине большой дисперсии для центральностей 0-5% и различных диапазонов энергий.

λ_{long} distribution for all clusters



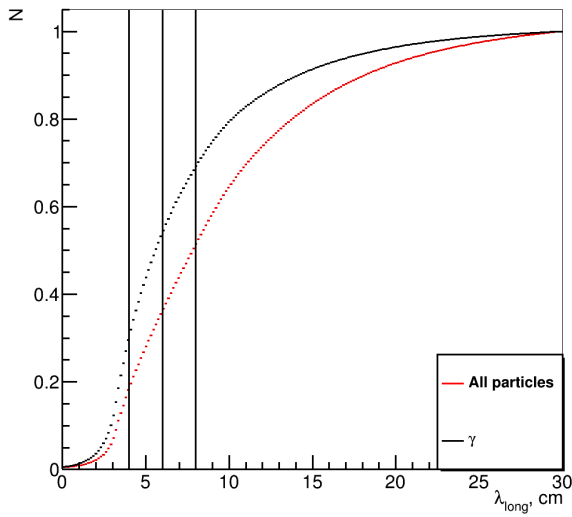
a)

λ_{long} distribution for clusters from γ

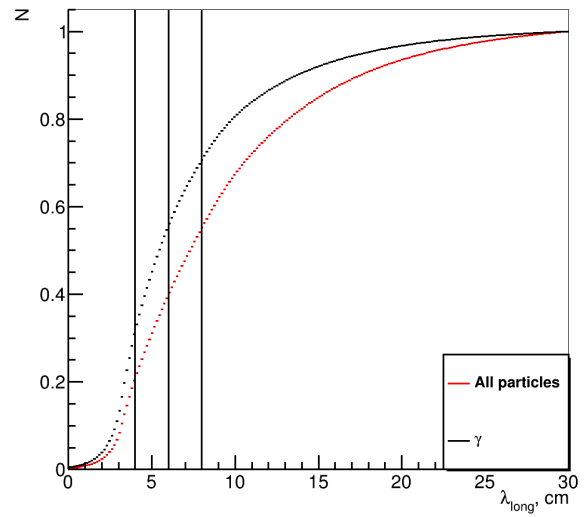


б)

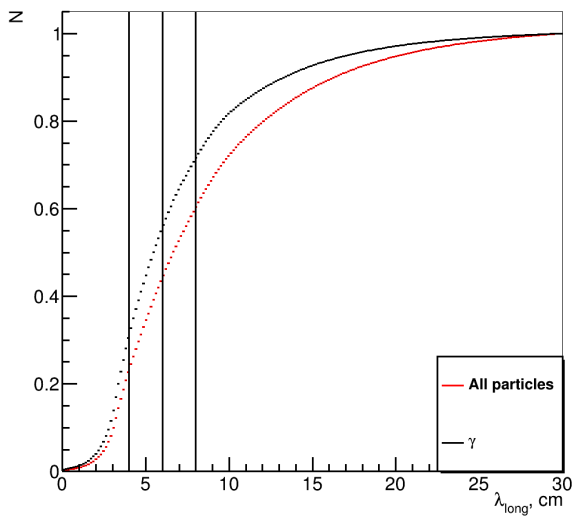
Рисунок 27 — Распределения кластеров по величине большой дисперсии для центральностей 80-85% и различных диапазонов энергий.



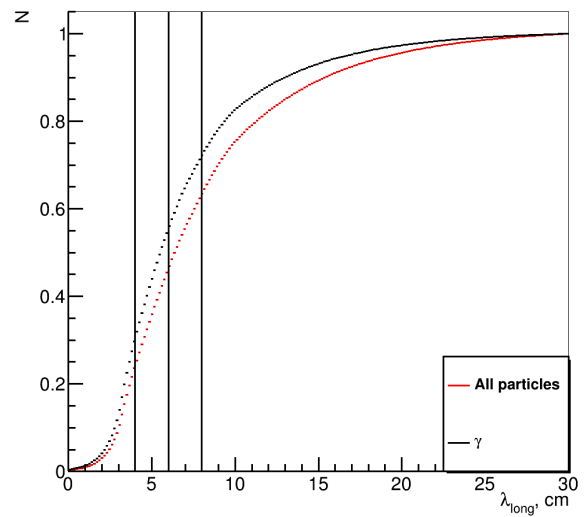
а)



б)



в)



г)

Рисунок 28 — Кумулятивные распределения кластеров по величине большой дисперсии для всех диапазонов центральных и энергий 0.5 - 0.6 ГэВ (а), 0.9 - 1.0 ГэВ (б), 1.4 - 1.6 ГэВ (в), 1.8 - 2.0 ГэВ (г).

5.4. КРИТЕРИЙ НА ВРЕМЯ ПРОЛЕТА ЧАСТИЦЫ

Массивные частицы от γ -квантов можно отличить по разнице между измеренным временем пролета частицы до калориметра и ожидаемом временем пролета γ -кванта, вылетевшего из той же вершины (формула 8).

$$\Delta t = t_{clu} - \frac{\Delta r}{c}, \quad (8)$$

где t_{clu} – время, извлекаемое из оцифрованного электроникой калориметра сигнала; Δr – расстояние от кластера до вершины сопоставленного ему трека; c – скорость света. Из формулы видно, что массивные частицы будут иметь большую величину Δt , чем γ -кванты.

Прежде чем получить распределение времени пролета частицы от центра взаимодействия до кластера, была получена функциональная зависимость временного разрешения модуля калориметра от энергии по результатам ранее проведенных пучковых испытаний, попавшей в него частицы (рис. 29).

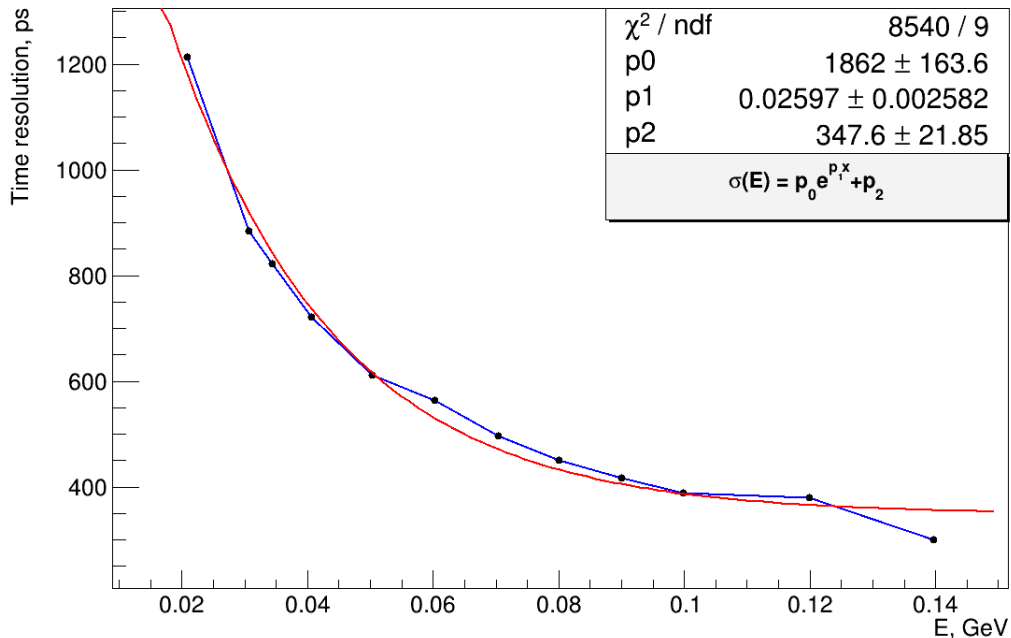


Рисунок 29 — Зависимость временного разрешения от энергии кластера

По полученной зависимости проводилось размытие время-пролетного распределения для всех кластеров, кластеров рожденных от γ - квантов, кластеров рожденных от γ - квантов от π^0 и кластеров от e^- , а также таких же кластеров, но с условием, что частица, ассоциирующаяся с кластером, родилась возле вершины взаимодействия.

Для выявления параметров критерия на время пролета частицы от вершины взаимодействия до калориметра строились зависимости времени попадания частицы в калориметр (рис. 31) и зависимости глубины, на которой образовался кластер в калориметре (рис. 30). Глубина образования кластера прибавлялась к Δr и строились распределения времени пролета частицы по формуле 8 (рис. 32), которые в дальнейшем размывались (рис. 33).

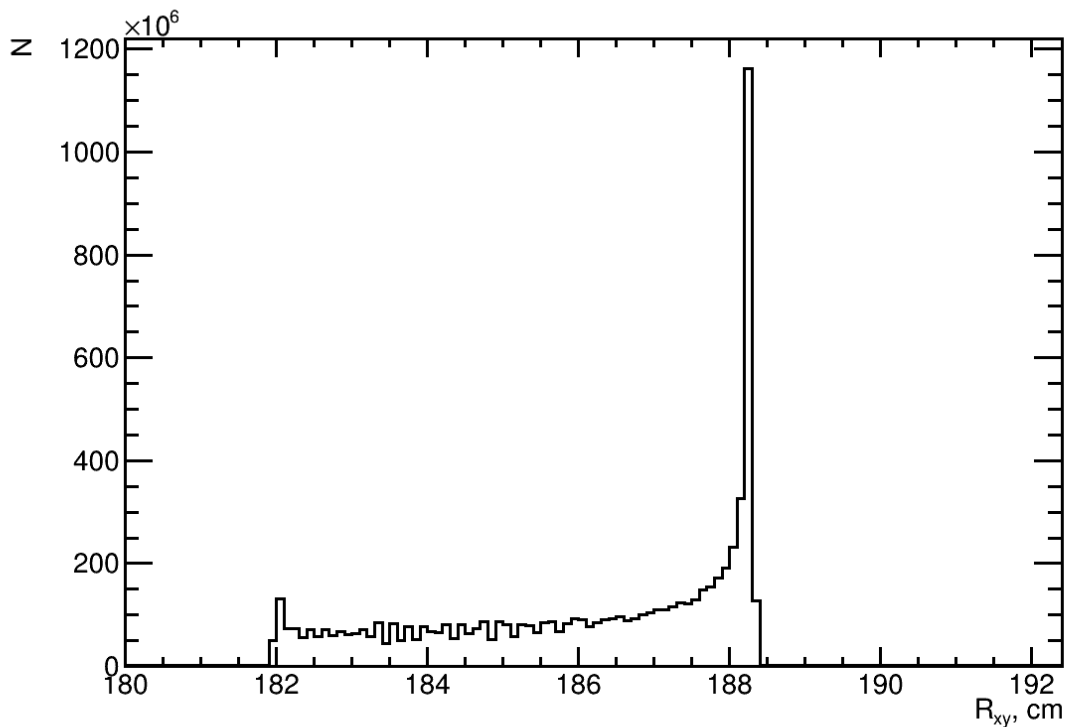
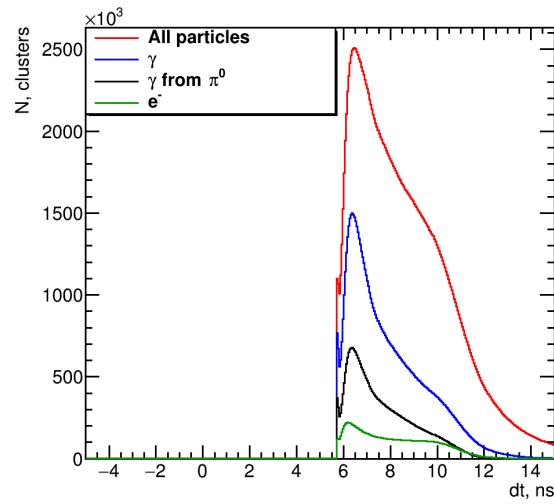
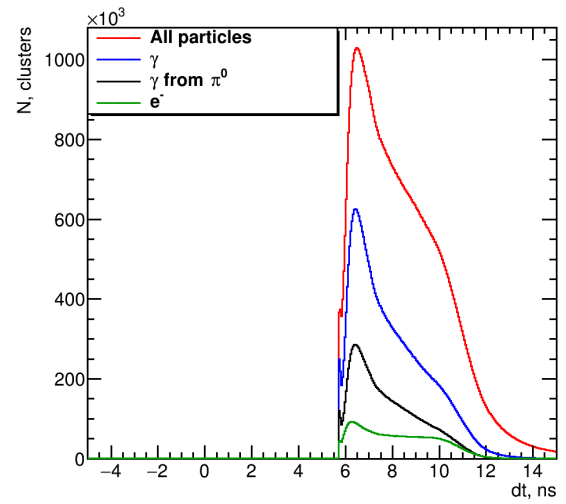


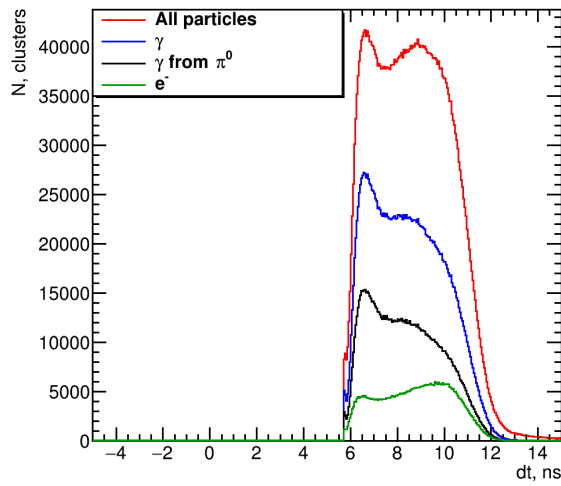
Рисунок 30 — Распределение по глубине образования кластера в калориметре.



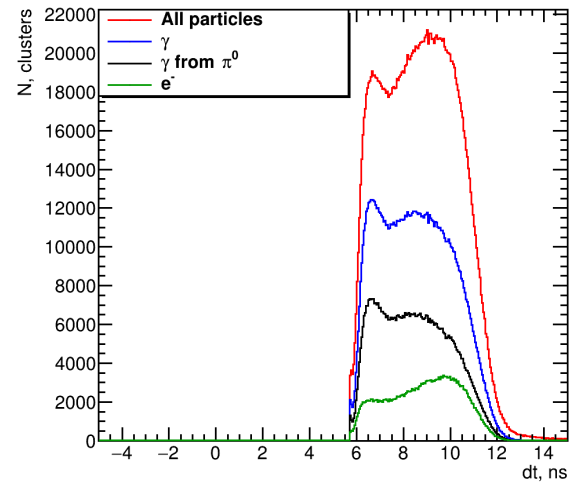
а)



б)

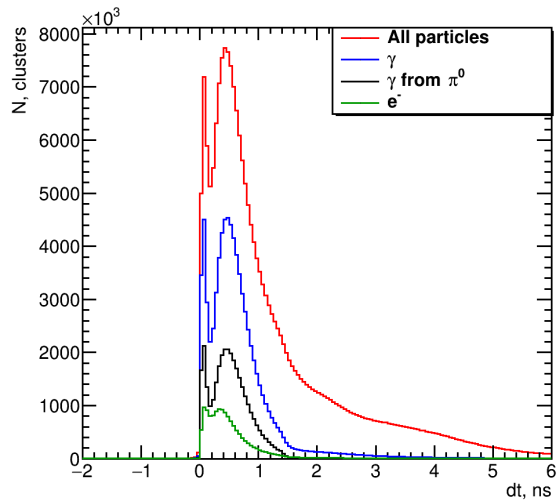


в)

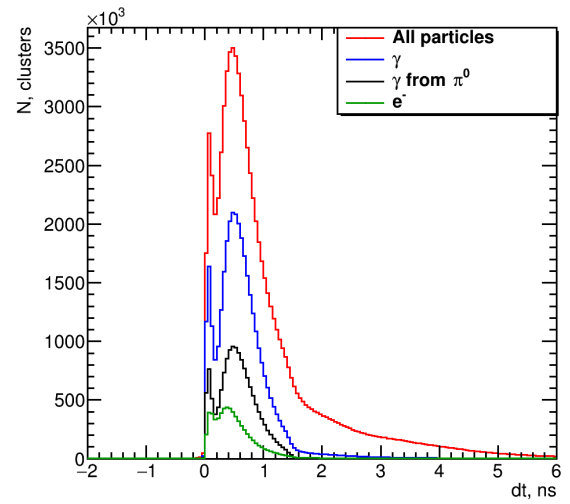


г)

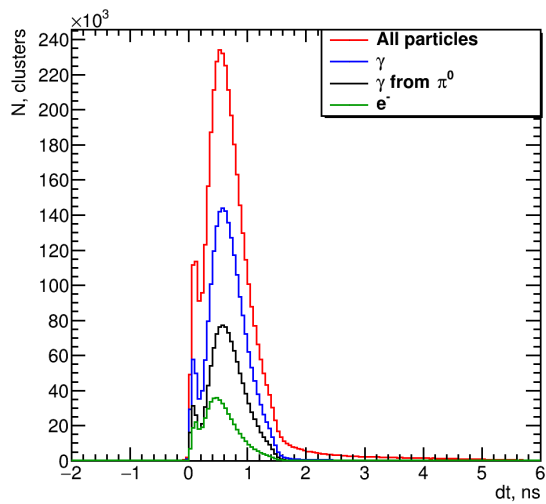
Рисунок 31 — Распределения кластеров по времени прилета в калориметр для всех диапазонов центральностей и энергий 0.5 - 0.6 ГэВ (а), 0.7 - 0.8 ГэВ (б), 1.6 - 1.8 ГэВ (в), 1.8 - 2.0 ГэВ (г) для различных типов частиц.



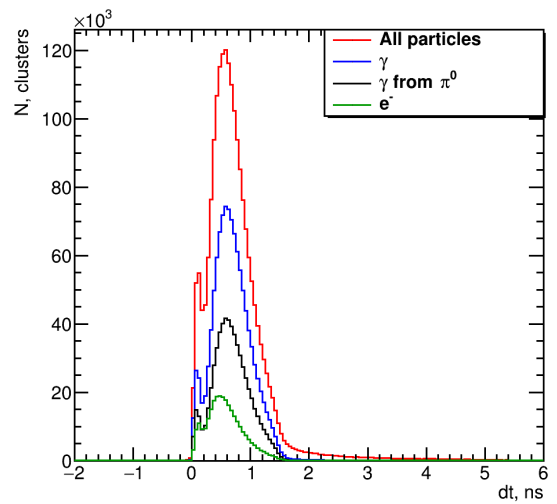
а)



б)



в)



г)

Рисунок 32 — Распределения кластеров по неразмытому времени пролета частицы для всех диапазонов центральных и энергий 0.5 - 0.6 ГэВ (а), 0.7 - 0.8 ГэВ (б), 1.6 - 1.8 ГэВ (в), 1.8 - 2.0 ГэВ (г) для различных типов частиц.

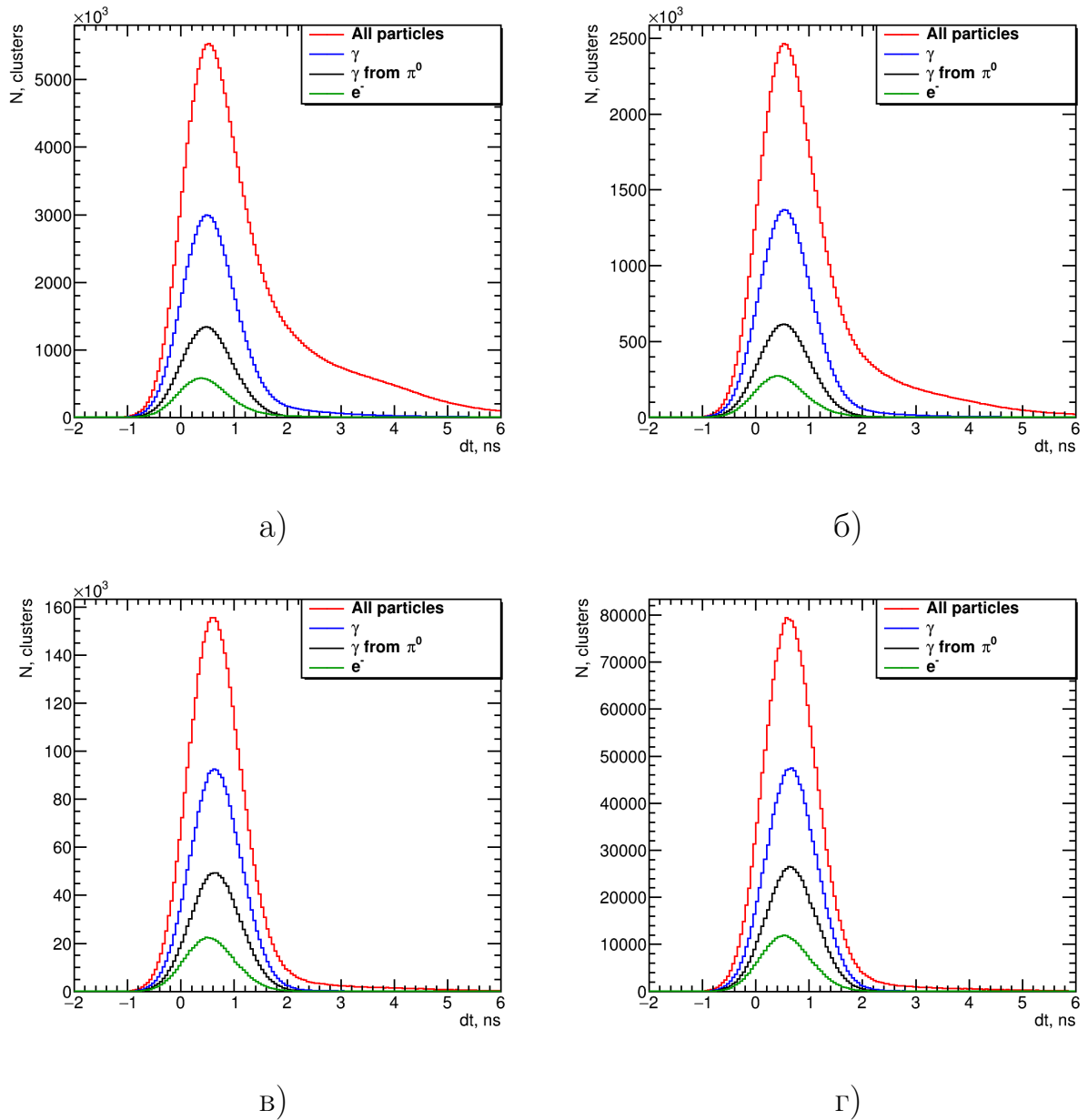


Рисунок 33 — Распределения кластеров по времени пролета частицы для всех диапазонов центральных и энергий 0.5 - 0.6 ГэВ (а), 0.7 - 0.8 ГэВ (б), 1.6 - 1.8 ГэВ (в), 1.8 - 2.0 ГэВ (г) для различных типов частиц.

Распределения для фотонов, рожденных от π^0 были профитированы функцией Гаусса. На рис. 34 и 35 представлены полученные зависимости средних и среднеквадратичных отклонений от энергий.

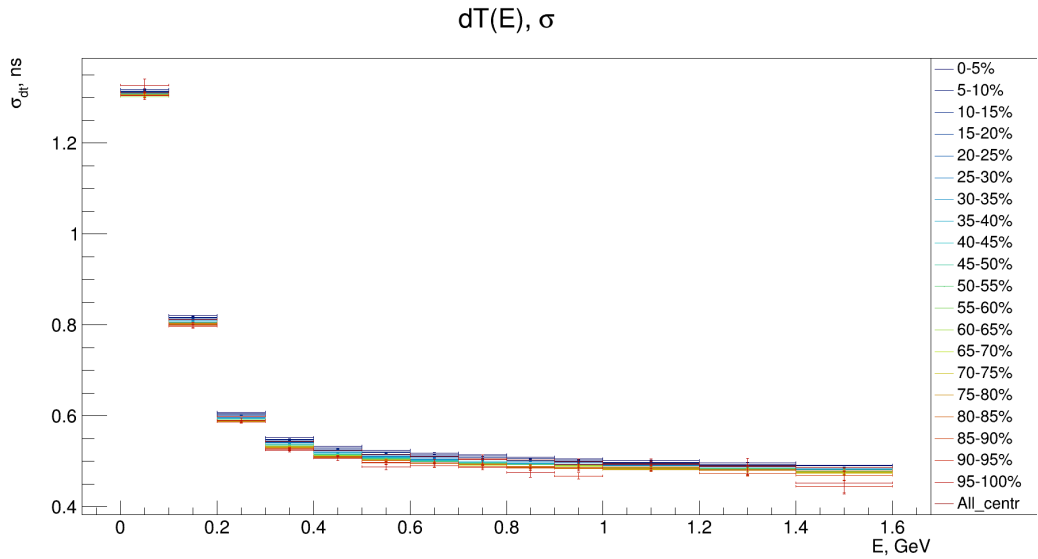


Рисунок 34 — Зависимость среднеквадратичного отклонения dt от энергии кластера.

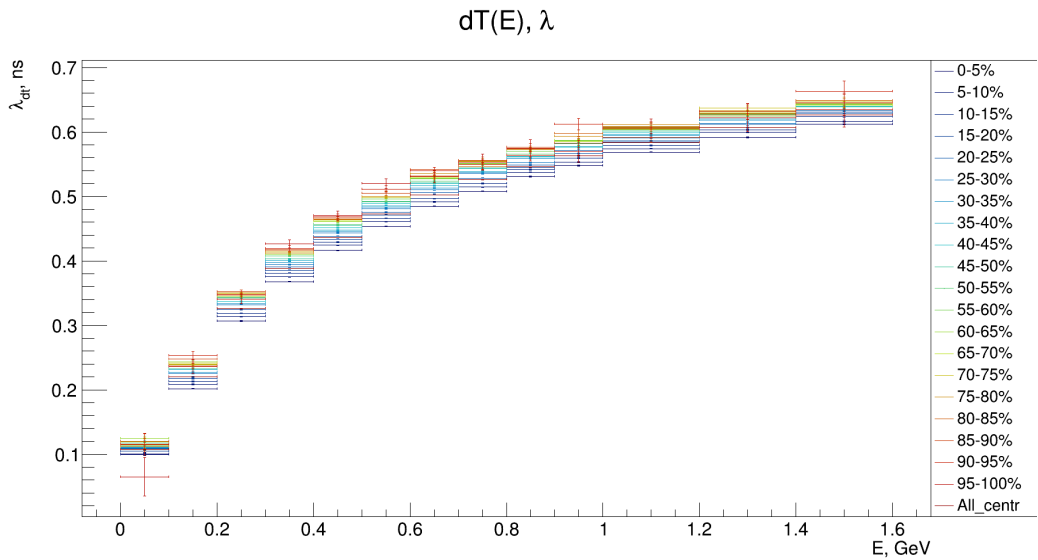


Рисунок 35 — Зависимость среднего dt от энергии кластера.

Полученные зависимости были профитированы функциями 9 и 10 для σ_{dt} и λ_{dt} соответственно.

$$\sigma_{dt} = \alpha + \beta \cdot x + \frac{\gamma}{e^{(\delta \cdot E)}}, \quad (9)$$

$$\lambda_{dt} = \alpha \cdot \text{Ln}[x \cdot (\beta \cdot E + \gamma) + 1], \quad (10)$$

где α , β , γ , δ – числовые параметры функций.

Все кластеры, удовлетворяющие соотношению 11 принимались за кластеры от заряженных частиц и отбрасывались:

$$|dt - \lambda_{dt}(E)| > N \cdot \sigma_{dt}(E), \quad (11)$$

где $\lambda_{dt}(E)$ и $\sigma_{dt}(E)$ - результирующие функции.

6. НАЛОЖЕНИЕ КРИТЕРИЕВ. ЭФФЕКТИВНОСТИ.

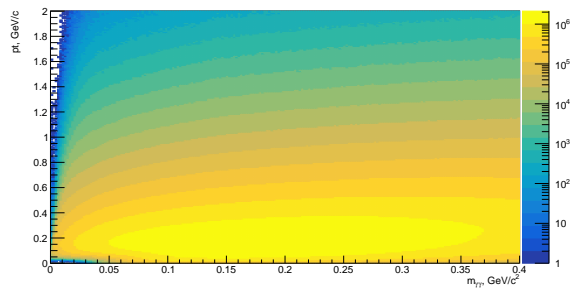
6.1. ПОСТРОЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ДВУХФОТОННЫХ ИНВАРИАНТНЫХ МАСС ПАР КЛАСТЕРОВ.

В работе были построены распределения инвариантных масс пар кластеров по поперечному импульсу без наложения критериев, с наложением каждого критерия по отдельности и с наложением всех критериев одновременно для каждого диапазона центральныхностей. В качестве примера на рис. 36 и 37 приведены распределения с наложением всех критериев для всех пар кластеров и пар кластеров, порожденных π^0 , в диапазонах центральныхностей 0-5% и 50-100%, соответственно.

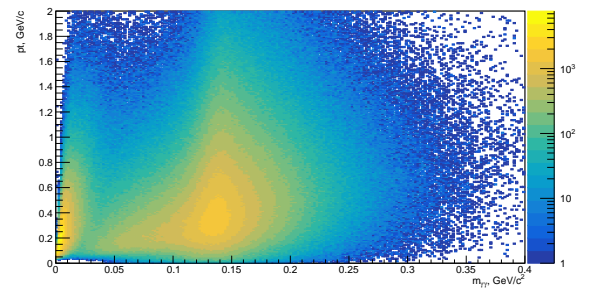
Также для предварительной оценки критериев были построены распределения по инвариантным массам пар кластеров, порожденных π^0 (рис. 38 - 40), и кластеров от всех частиц рис. 41 - 43), под действием каждого типа критерия по отдельности:

- Критерий на вето заряженных треков: в качестве параметров брались 1, 2 или 3 σ ;
- Критерий на большую дисперсию кластера: в качестве параметра бралась величина $\lambda_{long} = 4, 6, 8$ см;
- Критерий на время пролета частицы: в качестве параметров брались 1, 2 или 3 σ .

По представленным распределениям можно сделать вывод, что в периферических событиях пик π^0 можно визуальнo различить, тогда как в центральных событиях пик различить не удастся. Для более точного анализа применялся метод смешанных событий.

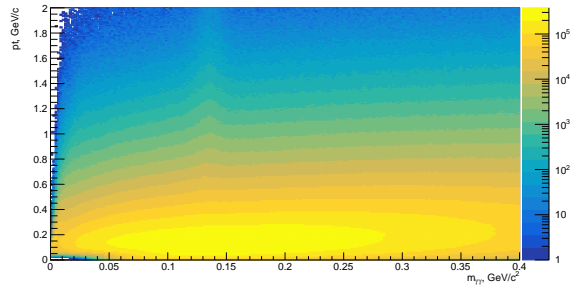


а)

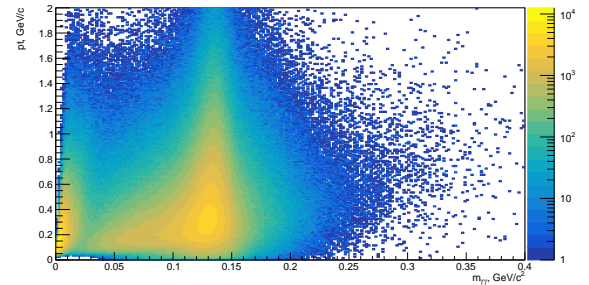


б)

Рисунок 36 — Распределение инвариантных масс пар кластеров от поперечного импульса для диапазона центральности 0-5% для всех кластеров (а) и кластеров, порожденных π^0 - мезонами.

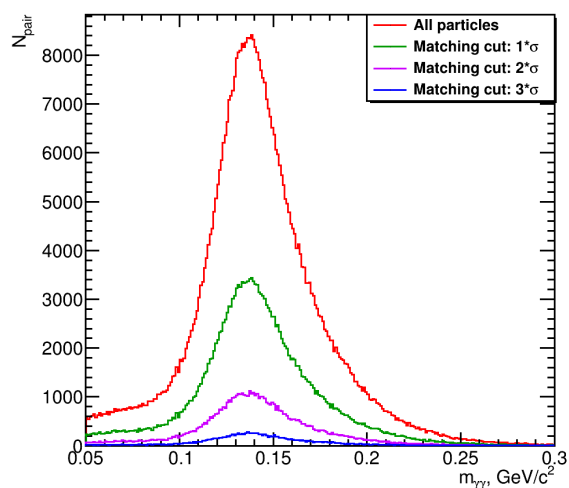


а)

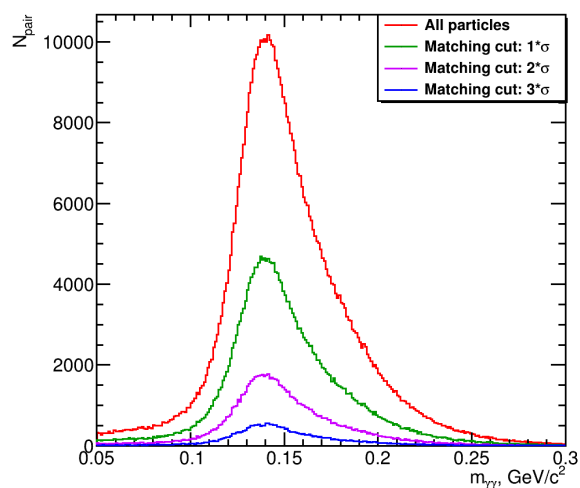


б)

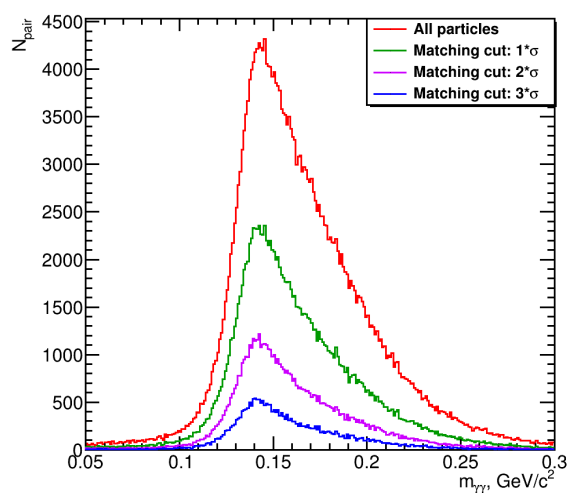
Рисунок 37 — Распределение инвариантных масс пар кластеров от поперечного импульса для диапазона центральности 50-100% для всех кластеров (а) и кластеров, порожденных π^0 - мезонами.



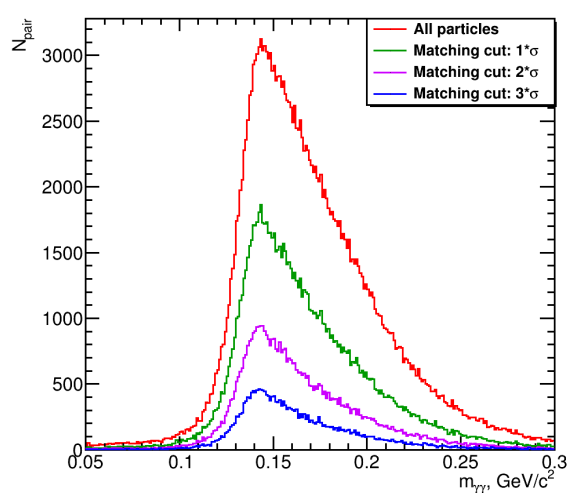
а)



б)

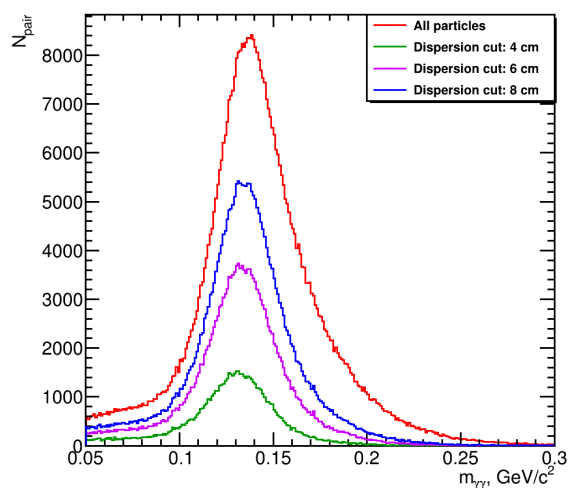


в)

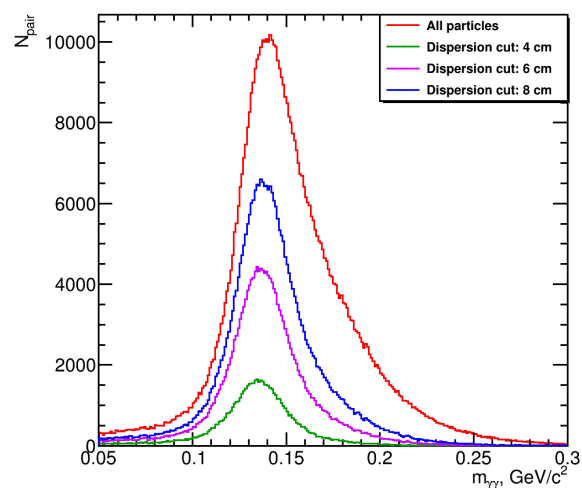


г)

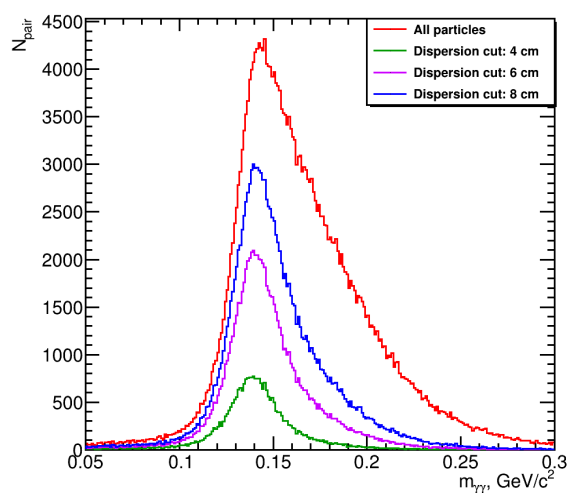
Рисунок 38 — Распределения по инвариантным массам пар кластеров для π^0 при наложении критерия на вето заряженных треков для всех диапазонов центральных и для диапазонов поперечного импульса в 0.1-0.3 ГэВ/с (а), 0.3-0.5 ГэВ/с (б), 0.7-0.9 ГэВ/с (в), 0.9-1.2 ГэВ/с (г).



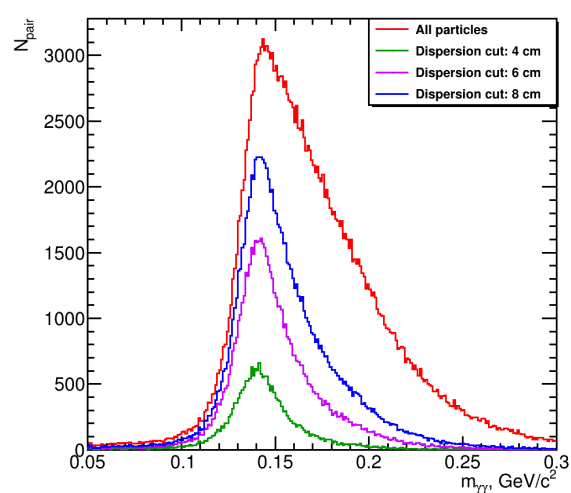
а)



б)

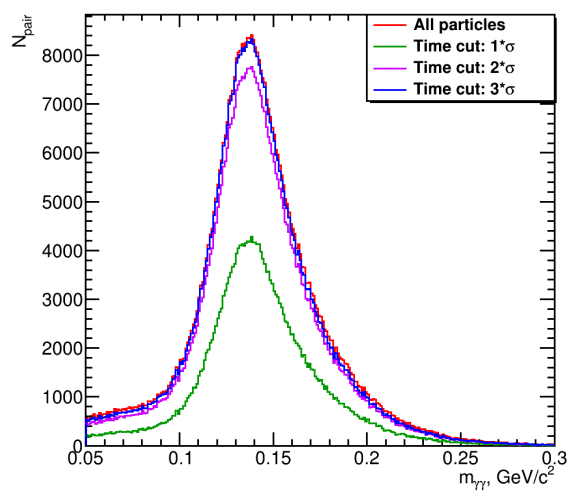


в)

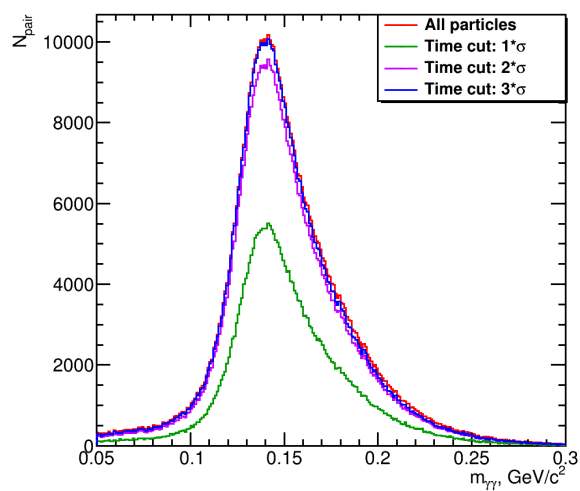


г)

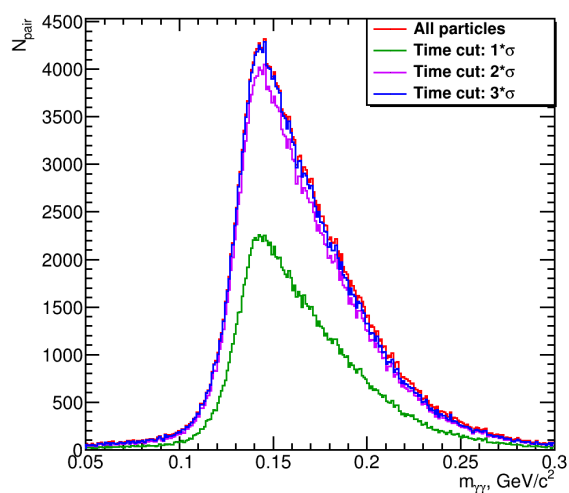
Рисунок 39 — Распределения по инвариантным массам пар кластеров для π^0 при наложении критерия на большую дисперсию кластеров для всех диапазонов центральных и для диапазонов поперечного импульса в 0.1-0.3 ГэВ/с (а), 0.3-0.5 ГэВ/с (б), 0.7-0.9 ГэВ/с (в), 0.9-1.2 ГэВ/с (г).



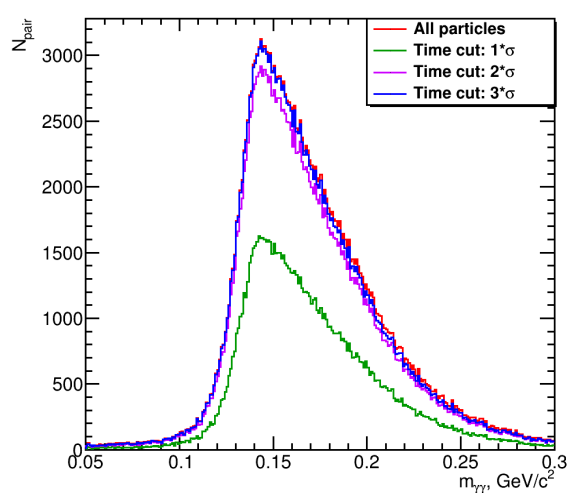
а)



б)

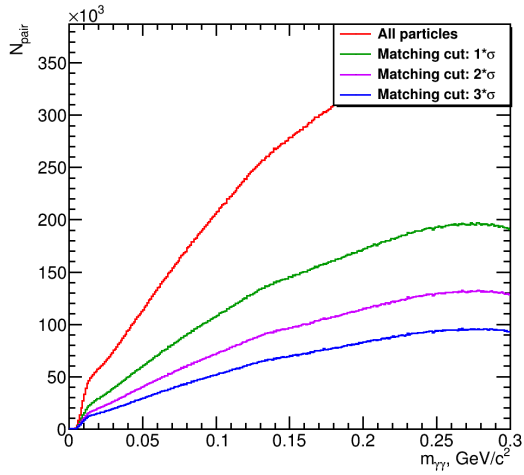


в)

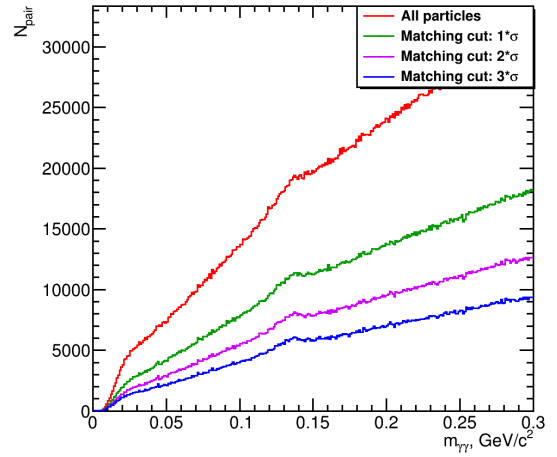


г)

Рисунок 40 — Распределения по инвариантным массам пар кластеров для π^0 при наложении критерия на время пролета частицы для всех диапазонов центральных и для диапазонов поперечного импульса в 0.1-0.3 ГэВ/с (а), 0.3-0.5 ГэВ/с (б), 0.7-0.9 ГэВ/с (в), 0.9-1.2 ГэВ/с (г).

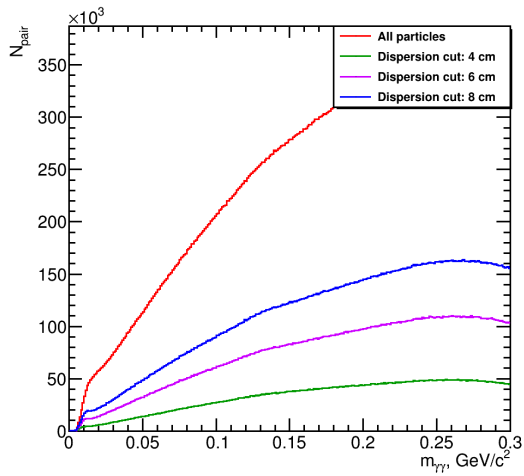


а)

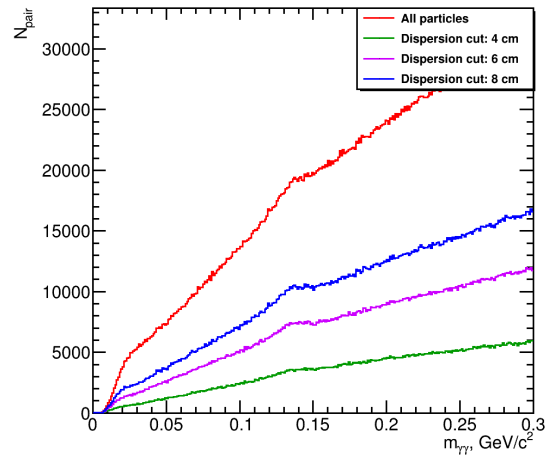


б)

Рисунок 41 — Распределения по инвариантным массам пар кластеров для всех частиц при наложении критерия на veto заряженных треков для диапазона центральностей 60-65% и для диапазонов поперечного импульса в 0.5-0.7 ГэВ/с (а), 0.9-1.2 ГэВ/с (б).

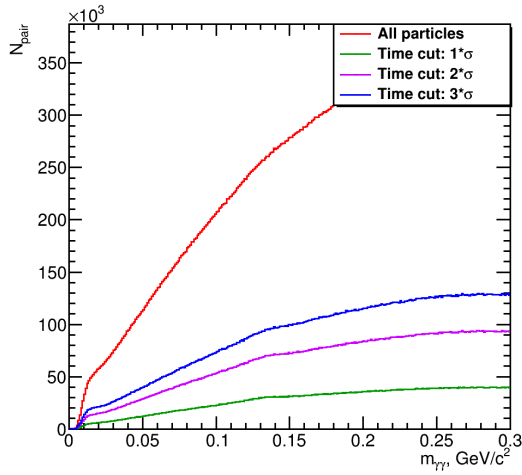


а)

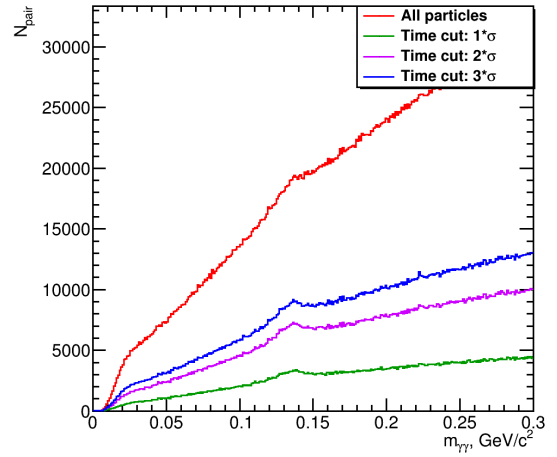


б)

Рисунок 42 — Распределения по инвариантным массам пар кластеров для всех частиц при наложении критерия на большую дисперсию кластеров для всех диапазонов центральностей и для диапазонов поперечного импульса в 0.5-0.7 ГэВ/с (а), 0.9-1.2 ГэВ/с (б).



а)



б)

Рисунок 43 — Распределения по инвариантным массам пар кластеров для всех частиц при наложении критерия на время пролета частицы для всех диапазонов центральных и для диапазонов поперечного импульса в 0.1-0.3 ГэВ/с, 0.3-0.5 ГэВ/с, 0.7-0.9 ГэВ/с, 0.9-1.2 ГэВ/с

6.2. МЕТОД СМЕШАННЫХ СОБЫТИЙ.

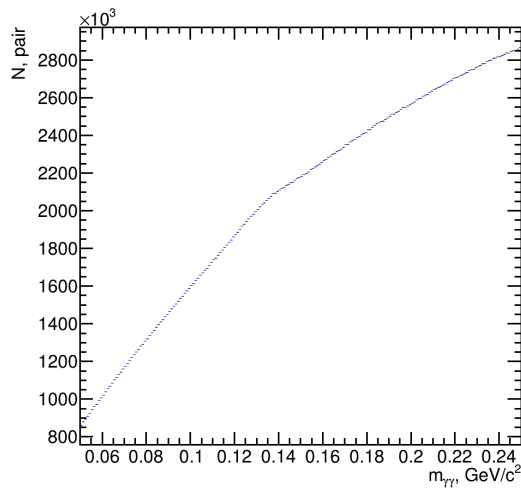
Метод заключается в предположении, что кластеры, относящиеся к двум разным событиям, схожим по центральности и положению вершины, являются некоррелированными.

В работе проводилось смешивание пяти событий за раз. Распределения строились между кластерами из нового события и кластерами из четырех предыдущих событий. Смешиваемые события предварительно разделялись по диапазонам центральности и координатам вершины взаимодействия. После перебора всех событий, распределения, относящиеся к одному диапазону центральности, но разному диапазону вершины, складывались.

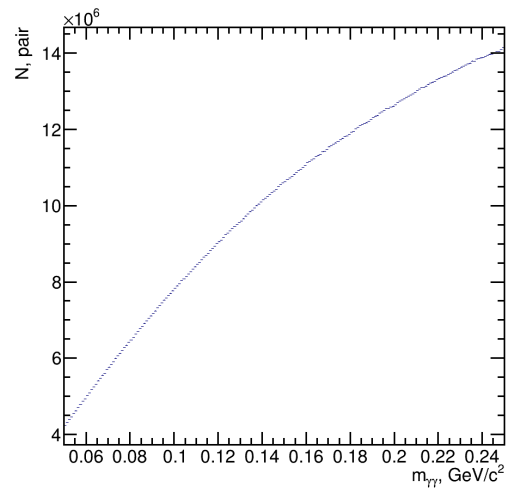
На рис. 46 представлены результаты смешивания событий для диапазона центральных 0-5% без учета критериев. Полученные распределения имеют форму комбинаторного фона в соответствующих распределениях инвариантных масс, построенных ранее. Далее для каждого класса центральности распределения масс со смешанными событиями (фон) нормируются на распределения инвариантных масс для реальных событий и вычитаются из них.

На рис. 45 и 45 показана реализация описанного выше алгоритма

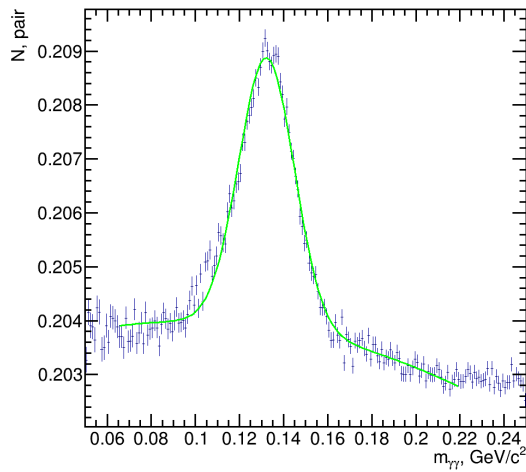
для событий для диапазонов центральностей 0-5% и 55-60% в диапазоне поперечного импульса 0.5 - 0.7 ГэВ/с.



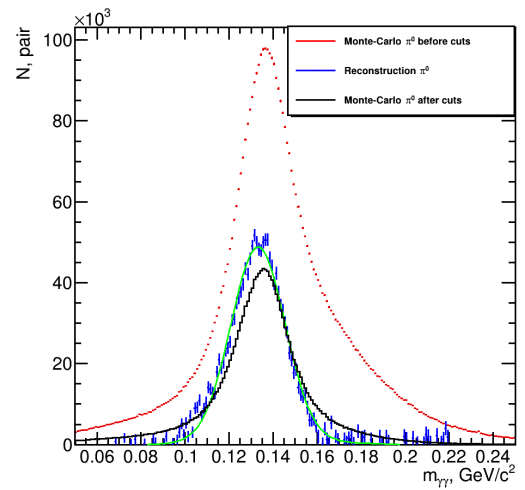
а)



б)

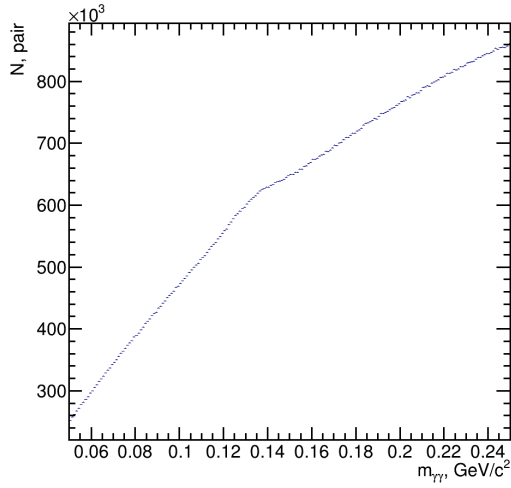


в)

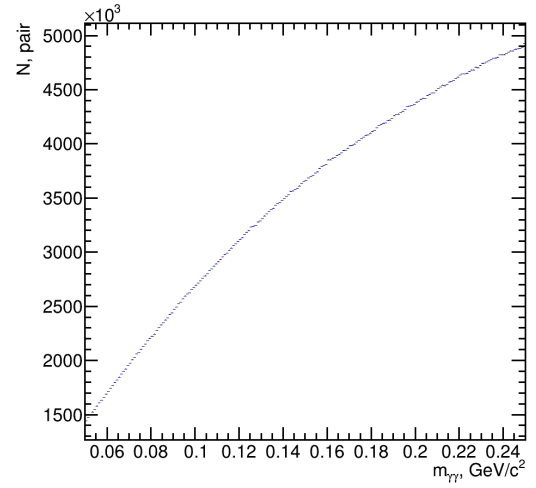


г)

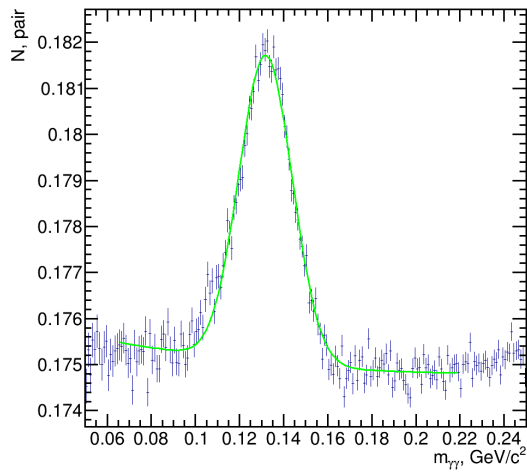
Рисунок 44 — Реализация метода смешанных событий для диапазона центральностей 0-5% и диапазоном поперечного импульса 0.5 - 0.7 ГэВ/с, где а - распределение для реальных событий; б - распределение для смешанных событий; в - отношение распределения реальных событий к смешанным; г - результат вычитания из распределения для реальных событий свертки распределения для смешанных событий с фоновой функцией.



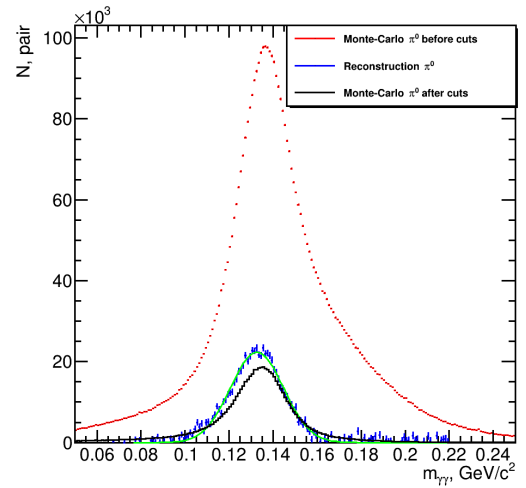
а)



б)



в)



г)

Рисунок 45 — Реализация метода смешанных событий для диапазона центральныхностей 55-60% и диапазоном поперечного импульса 0.00 - 0.10 ГэВ/с, где а - распределение для смешанных событий; б - распределение для реальных событий; в - отношение распределения реальных событий к смешанным; г - результат вычитания из распределения для реальных событий свертки распределения для смешанных событий с фоновой функцией.

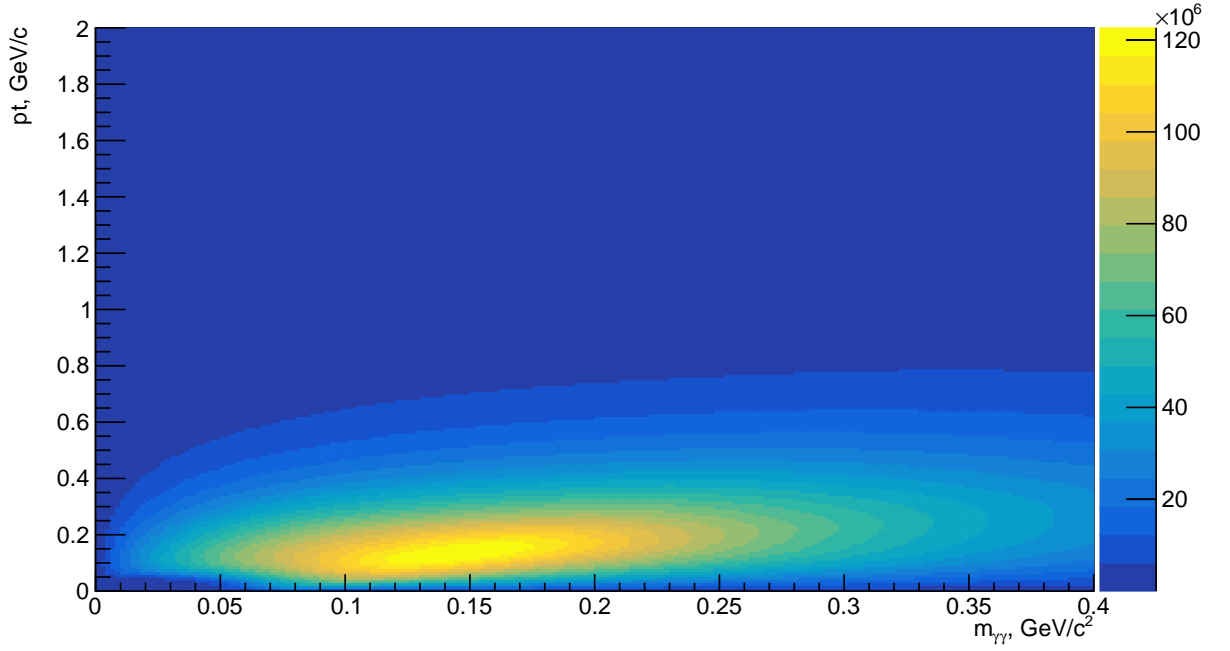


Рисунок 46 — Распределения инвариантных масс смешанных событий для диапазона центральностей 0-5%.

Описанный метод позволяет выявить пик π^0 - мезона на распределении инвариантных масс при низком отношении сигнала к фону и применялся для всех обозначенных ранее диапазонов центральностей, а также для диапазонов поперечного импульса: (0.00 - 0.10), (0.10 - 0.30), (0.30 - 0.50), (0.50 - 0.70), (0.70 - 0.90), (0.90 - 1.2), (1.2-1.5), (1.5-2.0).

6.3. ЭФФЕКТИВНОСТИ

Полученные распределения инвариантных масс фитировались функцией:

$$F(x) = N(\mu, \sigma^2) + a \cdot x^2 + b \cdot x + c, \quad (12)$$

где

- $N(\mu, \sigma^2)$ – функция Гаусса, параметрами которой являлись среднее значение, стандартное отклонение и нормировочный коэффициент. Данной функции сопоставляется пик, отвечающий массе π^0 ;
- $a \cdot x^2 + b \cdot x + c$ – полином второй степени с параметрами a, b и c , отвечающий за комбинаторный фон.

Проинтегрировав полученный пик, было получено число кластеров,

порожденных π^0 -мезонами.

Для определения эффективности критерия, были «подсмотрены» данные из Монте-Карло генератора событий, а именно какому π^0 какие кластеры соответствовали. По полученной информации также строилось распределение инвариантных масс пар кластеров, интеграл от которого принимался за истинное число кластеров от π^0 - мезонов.

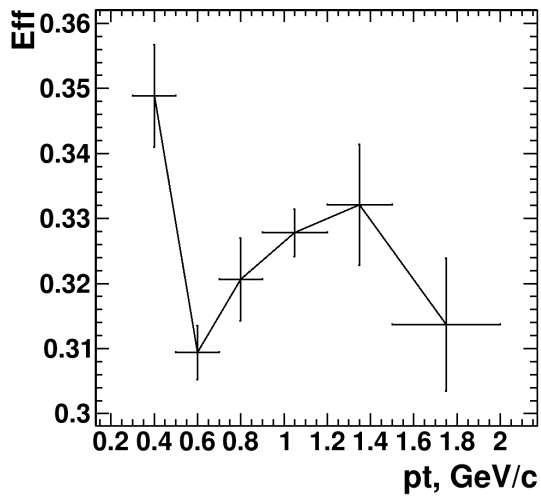
Следует отметить, что как интегрирование от функции пика инвариантных масс, так и сумма кластеров от π^0 считались в диапазоне инвариантных масс 0.05 до 0.4 ГэВ/ c^2 в силу искажения распределения конверсией фотонов. Перебирались различные варианты критериев, которые зависели от трех параметров:

- Значение m – отбрасывались все кластеры у которых dz или $d\phi$ меньше чем $m \cdot \sigma$;
- Значение d –отбрасывались все кластеры у которых величина большой дисперсии больше d ;
- Значение t – отбрасывались все кластеры у которых dt больше $t \cdot \sigma$.

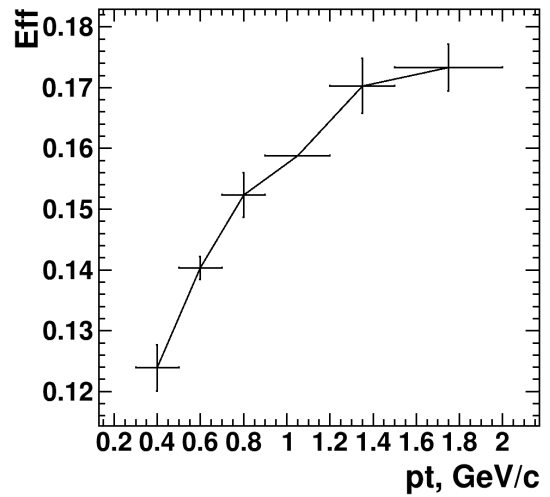
В качестве иллюстрации приведены критерии:

- $m = 1, d = 8, t = 3$ – "первая" конфигурация;
- $m = 2, d = 6, t = 3$ – "вторая" конфигурация.

На рис. 47 представлены примеры эффективности критериев, которые считались как отношение числа полученных кластеров к числу «истинных» кластеров. Также были посчитаны отношение сигнала к фону (рис. 48) и значимость критериев (рис. 48).

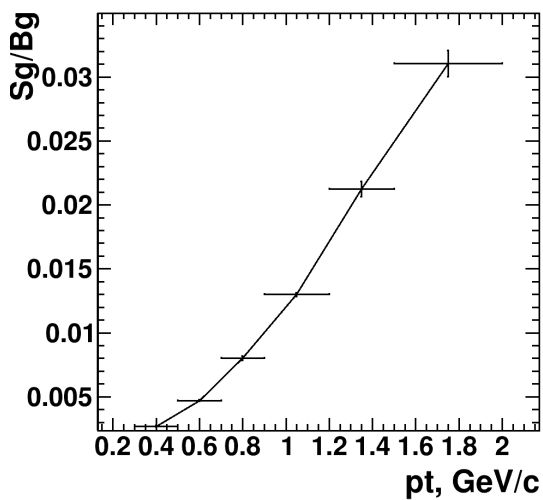


а)

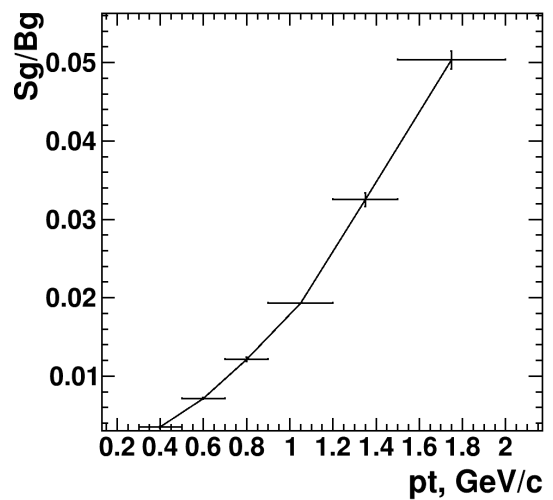


б)

Рисунок 47 — Эффективности критериев наложенных на кластеры, где а - "первая" конфигурация, б - "вторая" конфигурация

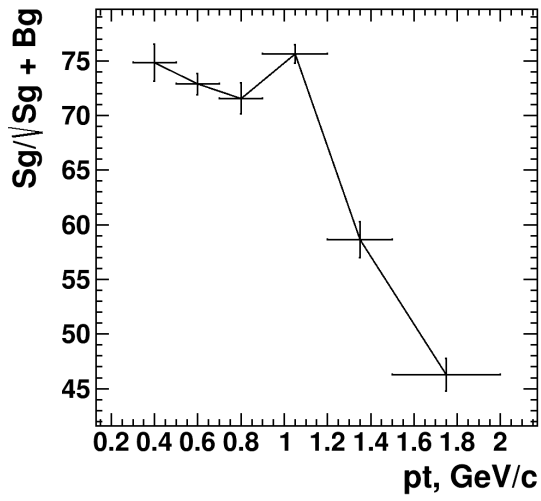


а)

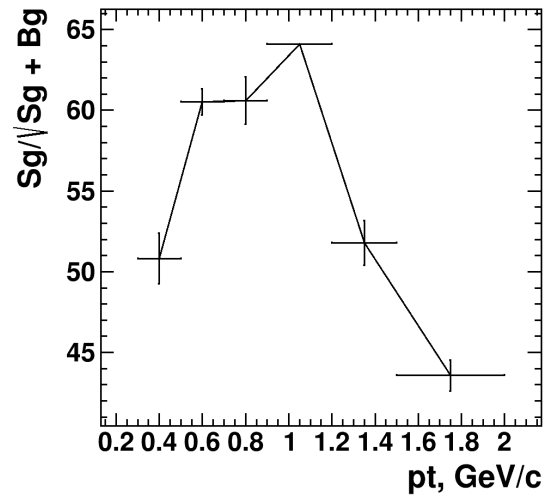


б)

Рисунок 48 — Отношение сигнала к фону после наложения критериев, где а - "первая" конфигурация, б - "вторая" конфигурация



а)



б)

Рисунок 49 — Значимость критериев, где а - "первая" конфигурация, б - "вторая" конфигурация

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках проделанной работы был произведен анализ Монте-Карло моделирования столкновения тяжелых ядер на установке MPD, результатом которого были критерии выявления нейтральных кластеров для восстановления спектра нейтральных π -мезонов на большой выборке данных.

Были применены и изучены такие критерии на энергетические кластеры в калориметре, как критерий на вето заряженных треков, критерий на дисперсию кластеров и критерий на время пролета частиц из центра взаимодействия до калориметра.

По полученным критериям строились распределения инвариантных масс пар кластеров в зависимости от их поперечного импульса и класса центральности. Также для более точного расчета числа π^0 -мезонов под пиком спектра инвариантных масс пар кластеров был применен метод смешанных событий. После расчета были посчитаны эффективности как отдельных критериев, так и различных их комбинаций. Также были посчитаны отношение сигнала к фону и значимость распределений инвариантных масс после наложения критериев. В качестве "лучшего" был выбран критерий, где $m = 1$, $d = 8$, $t = 3$.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Техническая спецификация(паспорт) объекта «Комплекс NICA» : тех. отч. — 2018. — С. 128–131.
2. Многоцелевой Детектор – MPD : тех. отч.
3. Topical issue on Exploring Strongly Interacting Matter at High Densities - NICA White Paper / D. Blaschke [и др.] // Eur. Phys. J. — 2016.
4. Ускорительно-накопительный комплекс NICA – база фундаментальных исследований и инновационных разработок. — 2012.
5. NICA/MPD Electromagnetic Calorimeter based on Multipixel Avalanche Photodetector / I. Tyapkin [et al.]. — 2016.
6. Projective geometry for the NICA/MPD Electromagnetic Calorimeter, Journal of Instrumentation / S. Basylev [et al.]. — 2017.
7. Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model / M. Bleicher [et al.] // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. — 1999. — Vol. 25, no. 9. — P. 1859–1896. — ISSN 1361-6471.
8. Network and computing infrastructure for the NICA complex at JINR. Tech. rep. / A. Dolbilov [et al.]. — 2018.
9. Technical Design Report of the Electromagnetic calorimeter(ECaL). — 2018.
10. ALICE technical design report of the photon spectrometer (PHOS) / G. Dellacasa [et al.]. — 1999.