

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»

УДК 531.3, 539.1.05

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
КРИТЕРИИ ОТБОРА НАЛОЖЕННЫХ КЛАСТЕРОВ В
КАЛОРИМЕТРЕ PHOS ОТ ПРОДУКТОВ РАСПАДА
НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ

Студент _____ В. А. Кусков

Научный руководитель,
к.ф.-м.н. _____ Д. С. Блау

Москва 2021

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	2
1 Детектор ALICE	4
1.1 Общие сведения об установке ALICE	4
1.2 Калориметр PHOS	5
2 Реконструкция нейтральных пионов	8
2.1 Восстановление π^0 с помощью наложенных кластеров	9
2.2 Общий отбор кластеров	10
2.3 Отбор наложенных кластеров	12
Заключение	18
Список использованных источников	19

ВВЕДЕНИЕ

Исследования элементарных частиц на большом адронном коллайдере (БАК) проводятся по всем направлениям физики элементарных частиц, включая как проверку Стандартной Модели, так и поиски новой физики выходящей за ее рамки. Большие энергии в системе центра масс (до 13 ТэВ), получаемые на БАК, в сочетании с высокой светимостью ($2 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) позволяют также проводить эксперименты по изучению сильновзаимодействующей материи и предсказаний квантовой хромодинамики (КХД) в pp -столкновениях [1].

Согласно предсказаниям КХД, при высоких плотностях и температурах сильновзаимодействующая материя находится в состоянии кварк-глюонной материи (КГМ), в котором кварки и глюоны свободны (деконфайнмент) [2]. Установление границ между КГМ и адронным состоянием вещества также является важной задачей, т.к. экспериментальные исследования такой фазовой диаграммы помогут определить свойства конфайнмента и процесса адронизации. Для определения образования КГМ при столкновении тяжелых ионов были выявлены ряд сигналов, несущих информацию о КГМ: увеличенный выход странных частиц, подавление выхода J/ψ мезонов, подавление адронных струй, прямые фотоны. Эффект подавления адронных струй при столкновениях тяжелых ионов (AA -столкновения) проявляется в уменьшенном выходе адронов по сравнению с выходом адронов в pp -столкновениях при той же энергии, конечно, изучение выхода адронов в pp -столкновениях также представляет отдельный интерес.

Выход нейтральных пионов, которые являются легчайшими адронами, очень высок в pp -столкновениях и AA -столкновениях, т.е. нейтральные пионы являются удобным инструментом для изучения фактора ядерной модификации — параметр, который и характеризует эффект подавления адронных струй. Кроме того, нейтральные пионы быстро распадаются на два фотона, что создает высокий фон при изучении прямых фотонов, сле-

довательно, информация о сечении образования пи-мезонов необходима и при поиске КГМ с помощью прямых фотонов.

Эксперименты ALICE на БАК был основан непосредственно для изучения КГМ. В состав детектора ALICE входит фотонный спектрометр (PHOS), разработанный для измерения энергии фотонов и нейтральных мезонов, т.е. с его помощью можно изучать подавления выхода адронов и прямые фотоны. Однако, при высоких энергиях налетающих мезонов, кластеры от продуктов распада сливаются, что делает неэффективными привычный метод реконструкции нейтральных мезонов (метод инвариантных масс). Такие адроны можно реконструировать непосредственно используя слившийся кластер как сигнал, с последующей его дикластеризацией — разбиение большого кластера на малые, содержащие энергвыделение от наложенных частиц.

Таким образом, целью данной работы является выявление критериев отбора слившихся кластеров в калориметре PHOS от нейтральных пионов с высокими поперечными импульсами.

1. ДЕТЕКТОР ALICE

1.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ УСТАНОВКЕ ALICE

Эксперимент ALICE — один из четырех крупных экспериментов на большом адронном коллайдере в ЦЕРНе. Основная цель эксперимента — изучение свойств кварк-глюонной материи, создаваемой в ультрарелятивистских АА-столкновениях, достигающих энергий в центре масс Pb-Pb столкновения $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ.

Детектор ALICE состоит из центральной части, где регистрируются адроны, фотоны и электроны и переднего мюонного спектрометра. Центральная часть покрывает азимутальный угол от 45° до 135° и встроена в большой соленоидальный магнит, используемый ранее в эксперименте LEP. На рисунке 1.1 представлен общий вид детектора ALICE.

В центральной части магнита расположена цилиндрическая внутренняя трековая система ITS, состоящая из шести пиксельных детекторов SPD, кремниевого дрейфового детектора SDD и кремниевого плоского детектора SSD. Трековая система установки способна зарегистрировать и идентифицировать частицы с поперечным импульсом $p_T > 50$ МэВ [3]. ITS окружена цилиндрической времяпроекционной камерой TPC объемом 88 м^3 и тремя детекторами для идентификации частиц: времяпролетным детектором TOF, черенковским детектором HMPID, детектором переходного излучения TRD. TPC заполненная газовой смесью неона и углекислого газа. Внутри камеры TPC создано однородное электрическое поле параллельно оси напряженностью 400 В/см направленное от торцев к середине. Кроме того, в ALICE включены два электромагнитных калориметра — PHOS (фотонный спектрометр) и EMCal. Габаритные размеры всей системы — $16 \times 16 \times 25 \text{ м}^3$, вес установки — 10000 тонн [3].

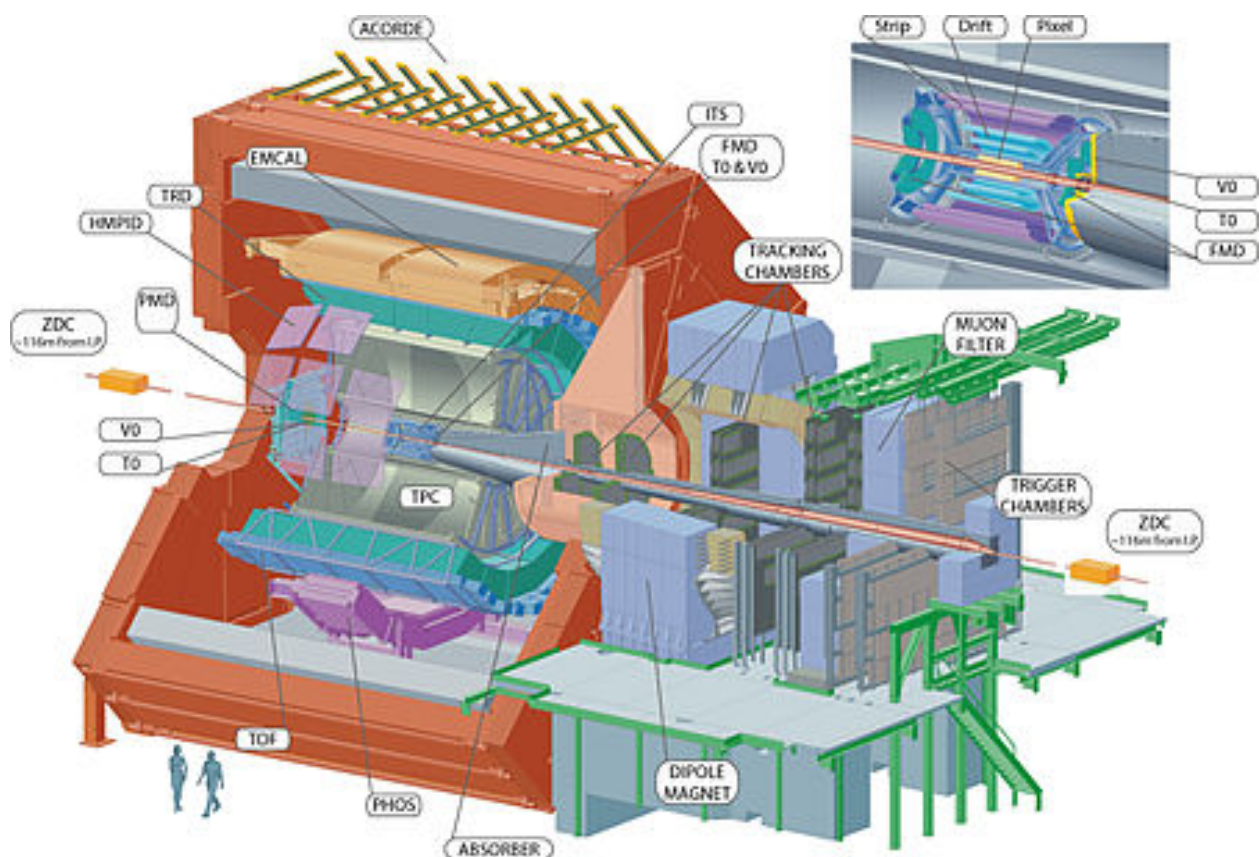


Рисунок 1.1 — Общий вид детектора ALICE

1.2. КАЛОРИМЕТР PHOS

Детектор ALICE оснащен двумя электромагнитными калориметрами PHOS и EMCAL. Данная работа посвящена изучению спектра пионов высоких энергий с помощью PHOS, следовательно, характеристики EMCAL в данном разделе опущены. Фотонный спектрометр PHOS [4] — электромагнитный калориметр с высокой разрешающей способностью как по энергии, так и по пространственным координатам. Назначение PHOS — изучение регистрации прямых фотонов с малыми поперечными импульсами и изучение подавление адронных струй с помощью восстановления нейтральных мезонов при больших поперечных импульсах.

Конструкция и параметры PHOS описаны в [4]. PHOS состоит из трех модулей и вето-детектора заряженных частиц (CPV). Модули расположены в нижней части установки ALICE, передняя поверхность отдалена от вершины столкновения на 460 см. Чувствительная поверхность калориметра покрывает область в $-0.12 < \eta < 0.12$ и 100° по азимутальному углу φ . Каждый модуль состоит из 3584 ячеек, размещенных в 56 рядах по

64 ячейки. На рисунке 1.2 представлена модель PHOS. Ячейка представляет собой кристалл PbWO_4 размером $22 \times 22 \times 180 \text{ мм}^3$, подключенный к фотодиоду размером $5 \times 5 \text{ мм}^2$ APD [5]. Модули находятся при рабочей температуре -25°C . Параметры PHOS представлены в таблице 1.1.

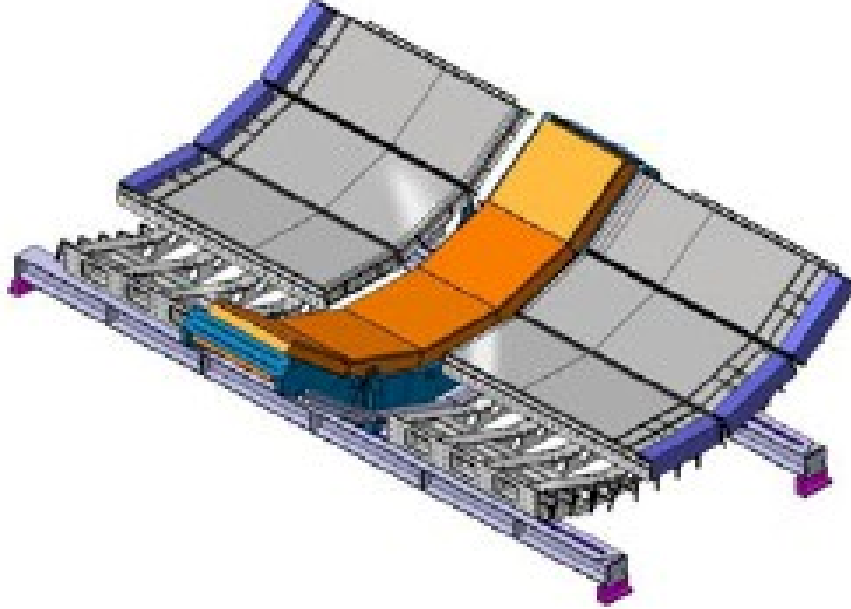


Рисунок 1.2 — Модель калориметра PHOS

Таблица 1.1 — Параметры PHOS

Параметры	Значение
Линейный размер ячейки	$22 \times 22 \times 180 \text{ мм}^3$
Угловой размер ячейки	$\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.0048 \times 0.0048$
Эффективная радиационная длина	8.9 мм
Эффективный размер Мольера	20.0 мм
Плотность	8.28 г/см^3
Количество радиационных длин	20
Количество ячеек	10752
Полный ацептанс	$\Delta\phi = 60^\circ, \eta < 0.12$

В условиях высокой множественности частиц в АА-столкновениях требуется плотный высокосегментированный калориметр с малым радиусом Мольера, установленный на достаточно большом расстоянии от вершины столкновения, таким образом, чтобы сохранять заполнение ячеек менее 10–20%, что позволяет разделять близколетающие частицы. Высокое разрешение по энергии и пространственным координатам улучшает отношение сигнала к фону при реконструкции мезонов, особенно при низких p_T , где

наблюдается высокий комбинаторный фон (при восстановлении методом инвариантных масс). Энергетическое разрешение PHOS [6]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.0130 \pm 0.0007}{E}\right)^2 + \left(\frac{0.036 \pm 0.002}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0.011 \pm 0.003)^2}, \quad (1.1)$$

где энергия фотонов E измеряется в ГэВ. Высокое разрешение по пространственным координатам достигается поперечным размером ячеек порядка радиуса Мольера, энергетическая зависимость пространственного разрешения для фотона (в мм):

$$\sigma_{xy} = \sqrt{\left(\frac{3.26}{\sqrt{E}}\right)^2 + 0.44^2}. \quad (1.2)$$

2. РЕКОНСТРУКЦИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ

Основной канал распада нейтрального пиона: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ с вероятностью распада в $(98.823 \pm 0.034)\%$ [7]. Второй канал распада — это распад Далица: $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ с вероятностью распада $(1.174 \pm 0.035)\%$ [7]. Экзотический распад на четыре электрона в данной работе не учитывался. Таким образом, можно положить, что основной сигнал от π^0 в калориметре — два фотона. Однако из-за детекторов расположенных перед PHOS (ITS, TPC) фотоны от π^0 могут конвертировать — т.е. породить электрон-позитронную пару, следовательно, π^0 также можно реконструировать по трекам конверсионных электронов и позитронов в детекторах ITS и TPC. Восстановление π^0 с помощью таких электронов называется методом конверсионного фотона (Photon Conversion Method, PCM). Также применяется комбинированный метод реконструкции π^0 , который заключается в идентификации π^0 по инвариантным массам конверсионной пары и второго фотона (либо аналогично продуктам конверсии второго фотона). Конечно, для такого анализа необходимо хорошее разрешение треков и импульсов заряженных частиц — ITS и TPC способны восстановить трек и импульс частицы вплоть до 0.3 ГэВ/с на нижней границе. Кроме того, активно используется классический метод инвариантных масс по двум фотонам. В итоге для использования вышеописанных методов, необходимы хорошо разрешенные кластеры в калориметре. Эффективности восстановления пи-мезонов в pp -столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, определенные как эффективность восстановления, деленная на чистоту и умноженная на ацептанс соответствующего метода [8], представлены на рисунке 2.1, где PCM-EMCal — комбинированный метод реконструкции: один фотон восстанавливается из конверсионных электронов по трекам, а второй фотон — по сигналу в калориметре EMCal; EMCal и PHOS — пионы, восстановленные по ди-фотонным инвариантным массам в соответствующих калориметрах, для PHOS эффективность восстановления ниже, чем для EMCal, что связано с меньшим ацептансом. При высо-

ких поперечных импульсах родительских пионов, фотоны рождаются под узким углом открытия, следовательно, при высоких энергиях кластеры от дочерних частиц начнут сливаться в один, что уменьшает эффективность использования приведенных выше методов. Для EMCal эффективность начинает падать с 10 ГэВ/с по p_T , для PHOS снижение эффективности начинается с 30 ГэВ/с, что связано с лучшим пространственным разрешением, что обеспечивается меньшими размерами ячеек. Тем не менее при высоких p_T возможно восстановление π^0 методом наложенных кластеров, для EMCal такой метод применяется — mEMCal на рисунке 2.1.

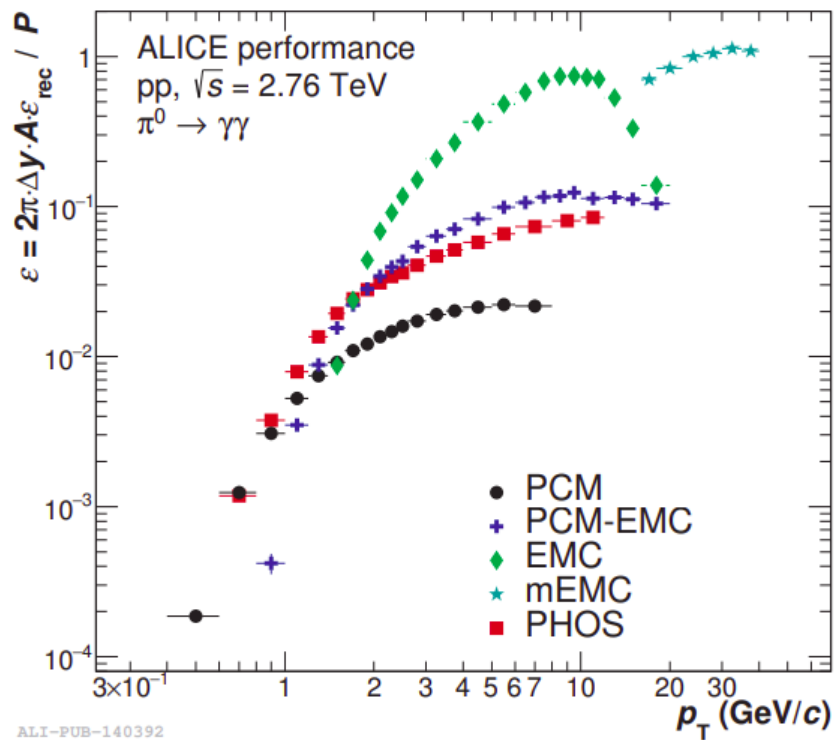


Рисунок 2.1 — Эффективность восстановления π^0 в pp-столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ

2.1. ВОССТАНОВЛЕНИЕ π^0 С ПОМОЩЬЮ НАЛОЖЕННЫХ КЛАСТЕРОВ

Как уже отмечалось выше, метод наложенных кластеров (*merged clusters*) эффективно применяется с помощью калориметра EMCal. Метод наложенных кластеров заключается в разделении (дикластеризации) большого кластера, содержащего сигналы от нескольких частиц, на ма-

лые, уже содержащие энергосодержание от одной частицы, и последующем восстановлении родительской частицы по инвариантным массам частиц из полученных одночастичных кластеров. Подробнее процесс дикластеризации описан ниже.

Процесс кластеризации начинается с выбора ячейки-зародыша (*seed*), энергия которой превосходит порог, равный энергии минимально ионизирующей частицы (MIP), для PbWO_4 такой порог составляет величину в 200 МэВ. Далее происходит перебор соседних ячеек, если энергия, выделенная в ячейке превосходит 12.5 МэВ (определяется уровнем шума в калориметре), такая ячейка присоединяется к кластеру. Соседними считаются ячейки, имеющие одну общую сторону или ребро. Если кластер содержит продукты от нескольких частиц, то в таком кластере возникают локальные максимумы — ячейки, энергосодержание в которых превосходит энергосодержание в соседних с ней ячейках на 30 МэВ. В случае наложения кластеров, происходит дикластеризация — в таком случае в качестве новых центров кластеров выбираются локальные максимумы. При дикластеризации ячейка присоединяется к новому кластеру только если её энергосодержание в ней ниже, чем в предыдущей присоединенной к кластеру. После разделения кластера рассчитывается энергия и координаты начала ливня частицы, ассоциированной с вновь выделенными кластерами, если поправка по любой координате превосходит 0.01 от поперечного размера ячейки, то начинается новый цикл кластеризации, если же по проведению 20 итераций все равно не удалось добиться указанной точности в поправке на координаты вершины ливня, то процесс останавливается. Описанный выше алгоритм называется «анфолдингом» и подробнее описан в [5]. На рисунке 2.2 схематически представлены наложенные кластеры от разных частиц в калориметре EMCal.

2.2. ОБЩИЙ ОТБОР КЛАСТЕРОВ

Настоящая работа на данном этапе ограничивается анализом струйных событий, полученных с помощью полномасштабной Монте-Карло модели установки ALICE.

При анализе отбирались лишь кластеры, которые при «анфолдинге»

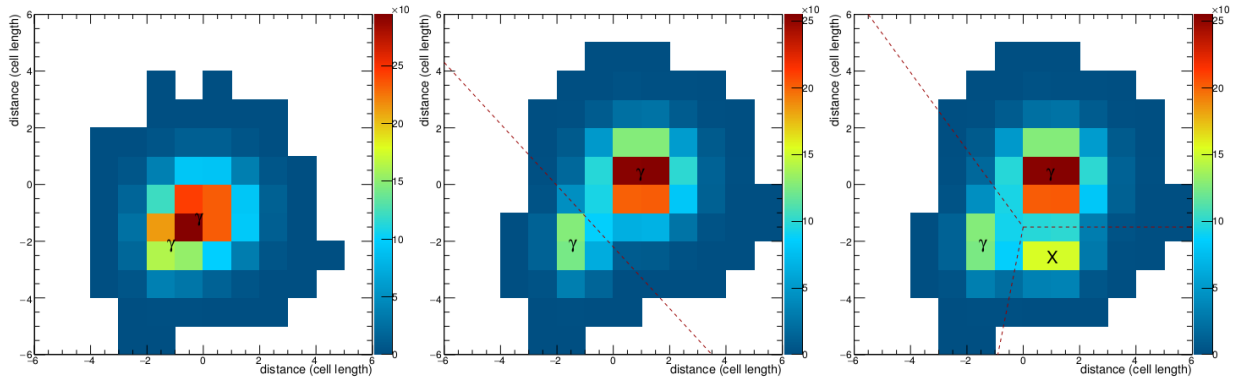


Рисунок 2.2 — Наложённые кластеры калориметра EMCAL (X — ячейки от адрона)

остались с одним локальным максимумом, т.е. либо кластеры от одной частицы, либо кластеры, которые не удалось разделить вышеописанным алгоритмом. В силу того, что наложение кластеров ожидается при высоких энергиях родительских пионов, минимальная энергия кластеров выбрана в 300 МэВ — для исключения кластеров, содержащих МIP от заряженных адронов и мюонов. Время пролета частицы до кластера ограничено в 25 нс, что соответствует частоте столкновений пучков. Кластеры с одной ячейкой также отбрасывались, т.к. с большой вероятностью энерговыделение в них получено от срабатывания фотоумножителя на пролетающий высокоэнергичный адрон или мюон. Такое ограничение на количество ячеек соответствует ограничению на главную ось формы ливня в $\lambda_{long}^2 > 0.2 \text{ см}^2$. Кроме того, для исключения кластеров от заряженных частиц, применялось также ограничение по CPV детектору и экстраполированным трекам из ITS и TPC, которое составило 2σ , где σ — стандартное отклонение в распределение расстояния от центра кластера до ближайшего трека. Сводная информация по приведенным параметрам представлена в таблице 2.1.

Таблица 2.1 — Параметры на отбор кластеров

Параметры	Значение
Количество ячеек в кластере	>1
Минимальная энергия кластера, МэВ	300
Максимальная энергия кластера, ГэВ	120
Время кластера, нс	25
Главная ось формы ливня, см^2	0.2
Ограничение по CPV, σ	2

2.3. ОТБОР НАЛОЖЕННЫХ КЛАСТЕРОВ

С помощью индексирования частиц, а также ассоциированных с ними кластеров и треков из общего набора кластеров, отобранного согласно таблице 2.1, были выявлены наложенные кластеры от дочерних частиц пионов. Наложённые кластеры были отобраны по следующим категориям:

- содержащие два фотона непосредственно от π^0 ;
- содержащие один фотон от π^0 и конверсию от второго фотона, либо продукты конверсии двух фотонов от π^0 ;
- содержащие продукты от распада Далица, в том числе и конверсию фотона, если таковая произошла.

Согласно приведенной классификации, за наложенные кластеры в отборе принимались только кластеры, в которых произошло энерговыделение от всех продуктов распада π^0 . Такие кластеры обозначены как *merged clusters*. Помимо наложенных кластеров выделялись также следующие кластеры с соответствующим энерговыделением от:

- одной частицы – *single particle clusters*;
- конверсии фотона – *conversion in cluster*;
- «грязные» кластеры – кластеры с несколькими частицами, однако такие частицы произошли не от общего π^0 , также сюда входят кластеры, большую часть энерговыделения в которых составили заряженные адроны (*Multiple particle clusters*).

Доли классифицированных кластеров в общем объеме выборки без применения ограничения по CPV отложенные от энергии кластера представлены на рисунке 2.3. Как и ожидалось, с ростом энергии доля наложенных кластеров растет, достигая максимума в $(67.5 \pm 3.1)\%$ в области 40-60 ГэВ. При низких энергиях подавляющую часть составляют одночастичные кластеры – кластеры от прямых (мягких) фотонов. Заметную долю во всей области рассматриваемых энергий составляют загрязненные кластеры с адронами, т.к. моделирование проводилось в условиях рождения адронных струй.

После применения ограничения по CPV доля наложенных кластеров возрастает (см. рисунок 2.4). Однако, несмотря на наложенное вето на заряженные частицы, загрязненные кластеры продолжают составлять значи-

тельную часть выборки. Высокая доля таких кластеров, а также кластеров, содержащих конверсию, может объясняться тем, что заряженные частицы больших p_T слабо отклоняются магнитами, соответственно такие частицы падают на поверхность PHOS перпендикулярно, что ухудшает разрешение CPV по заряженным/нейтральным частицам. Кроме того, высокая доля «загрязненных» связана с составом обрабатываемых данных, большую часть которых составляют адронные струи. К загрязнённым кластерам относились также наложенные кластеры, в которых частицы имели разное происхождение. В дальнейшем анализе необходимо оценивать систематическую ошибку на неверное определение таких кластеров как наложенных от π^0 .

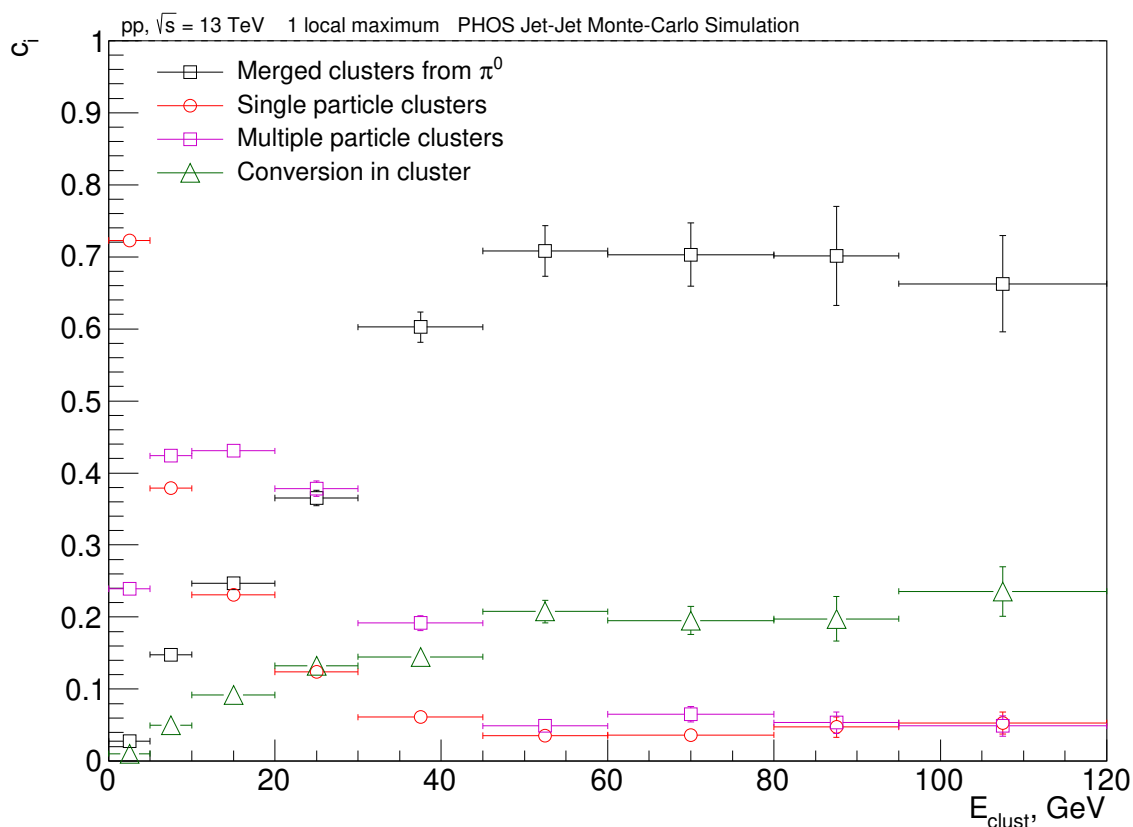


Рисунок 2.3 — Доли различных кластеров в выборке.

Согласно рисункам 2.3 и 2.4, наложение ограничение по CPV повышает чистоту наложенных кластеров, при этом их доля достигает значения $(78.3 \pm 4.2)\%$ для кластеров с энерговывделением 45–60 ГэВ.

Повысить чистоту наложенных кластеров можно с помощью ограничения по форме ливня, т.к. для наложенных кластеров распределение

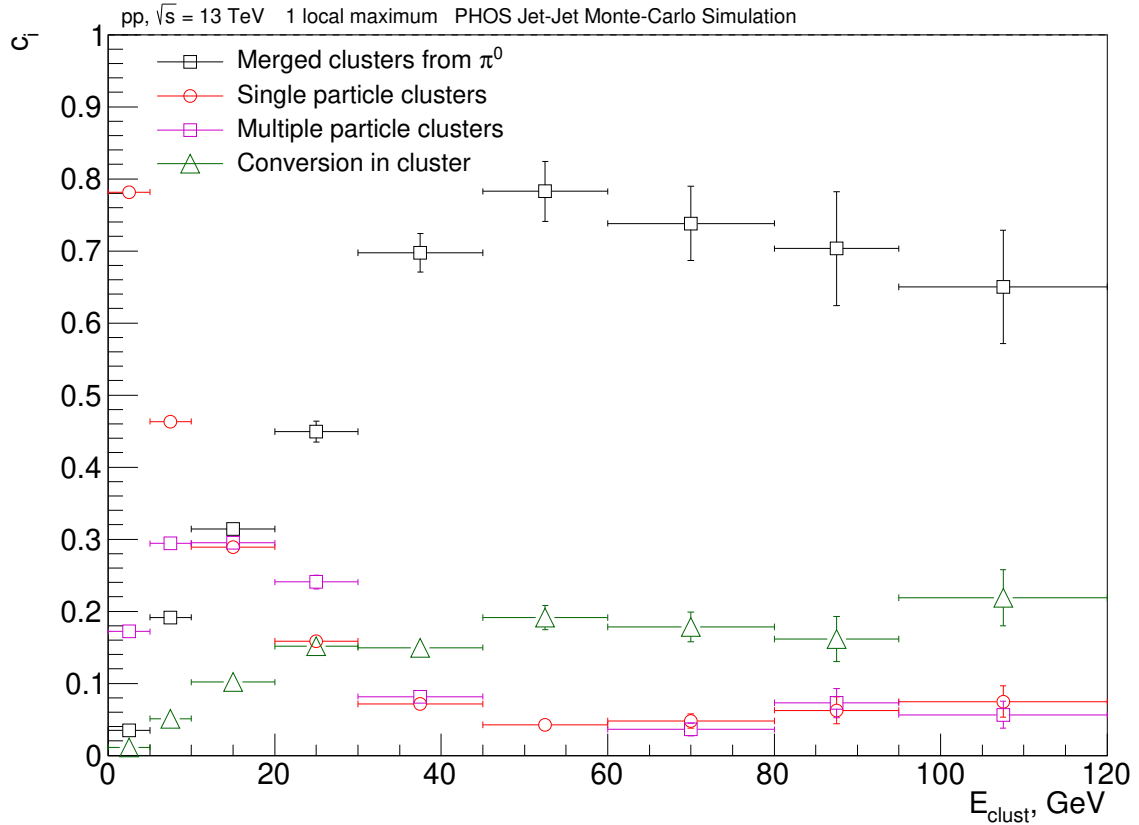


Рисунок 2.4 — Доли различных кластеров в выборке после применения ограничения по CPV.

по главной оси поперечного размера ливня более широкое, чем для одностичных кластеров и кластеров от конверсии фотона. Распределение по главной оси ливня для различных кластеров представлено на рисунке 2.5. Применение критерия отбора на малую ось ливня λ_{short}^2 нецелесообразно, т.к. распределение наложенных кластеров сливается с распределениями кластеров других выделенных категорий (см. рисунок 2.6). Соответственно, привычные ограничение на сферичность кластера, используемые для отбора кластеров от нейтральных частиц также неприменимы, т.к. характерной особенностью наложенных кластеров является вытянутость вдоль главной оси.

Для оценки эффективности отбора наложенных кластеров по ограничению на большую ось ливня, были построены *ROC*-кривые. Построение *ROC*-кривые происходило по варьированию главной оси ливня λ_{long}^2 , после чего рассчитывался ацептанс наложенных кластеров (*Signal Acceptance*) — доля тех наложенных кластеров, которые остались в выборке после приме-

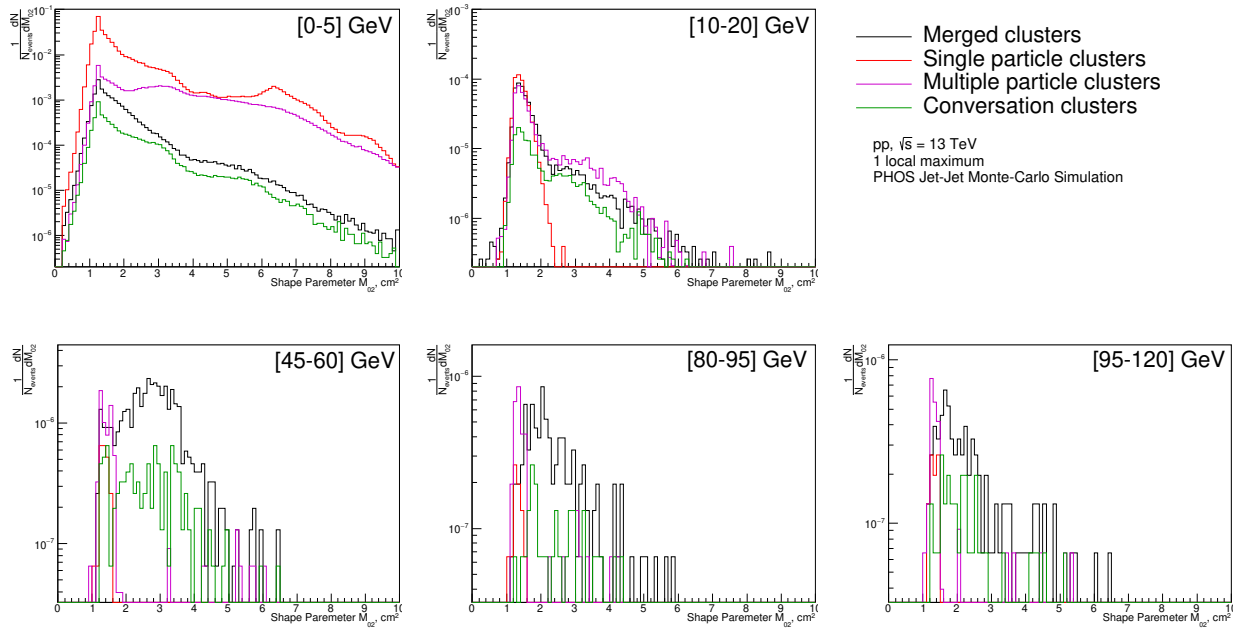


Рисунок 2.5 — Распределение кластеров по большой оси поперечного сечения ливня

нимого ограничения по отношению ко всему объему выборки наложенных кластеров; а также доля отсеченных «фоновых» кластеров по отношению ко всем отобранным не наложенным кластерам (*Background rejection rate*). Такие *ROC*-кривые во всем диапазоне рассматриваемых энергий представлены на рисунке 2.7.

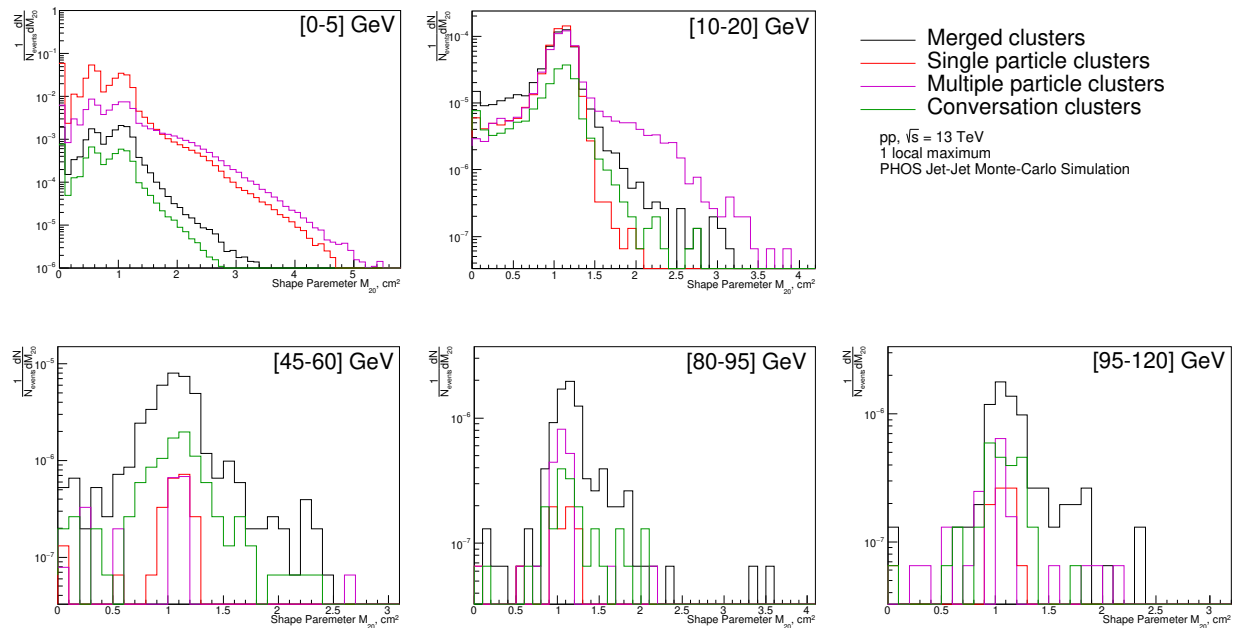


Рисунок 2.6 — Распределение кластеров по малой оси поперечного сечения ливня

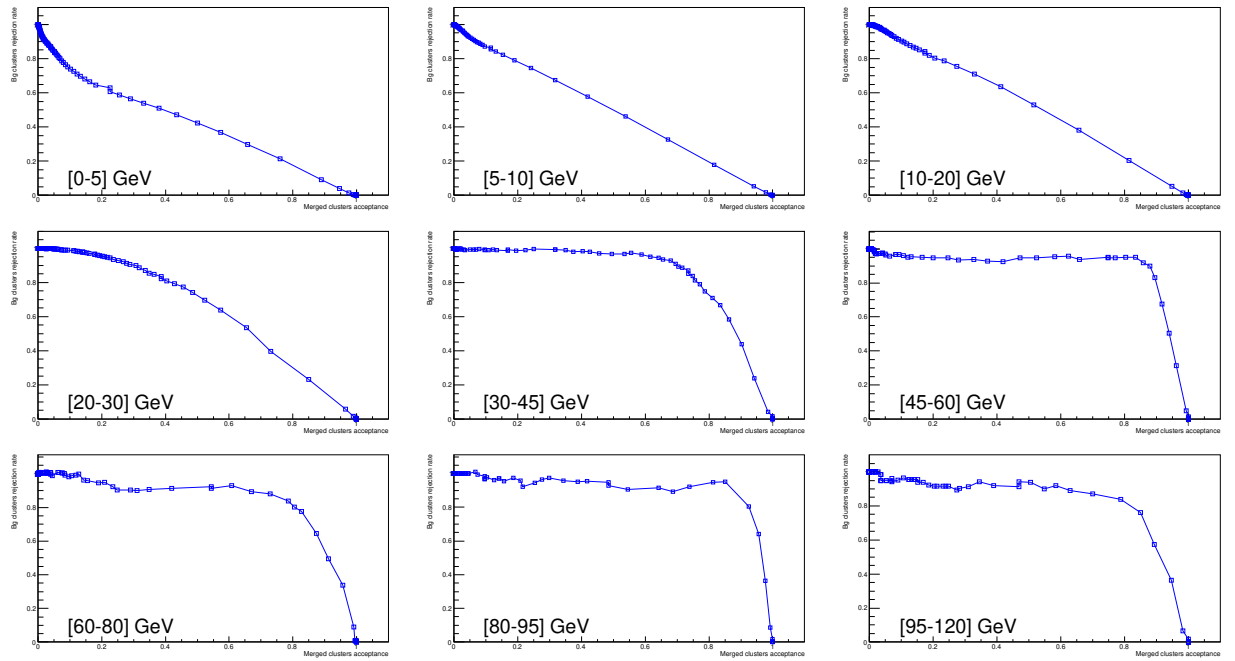


Рисунок 2.7 — ROC -кривые для отбора наложенных кластеров по λ_{long}^2

Согласно рисунку 2.7, критерий на λ_{long}^2 неэффективен для отбора наложенных кластеров, энерговыделение в которых меньше 20 ГэВ, однако для энергий в диапазоне 20–120 ГэВ такой критерий эффективен, чему соответствуют площади под ROC -кривыми (AUC) близкие к 1 (AUC в отложенных осях и характеризует эффективность критерия).

Для увеличения чистоты отбора наложенных кластеров был наложен критерий на отсечение 80% фоновых кластеров в каждой энергетической области, начиная с 20 ГэВ, ацептанс наложенных кластеров и минимальное значение λ_{long}^2 , соответствующие такому критерию, представлены в таблице 2.2.

Таблица 2.2 — Доля наложенных кластеров и соответствующее минимальное значение λ_{long}^2

Энерговыделение в кластере, ГэВ	$Signal\ acceptance, \%$	Минимальное значение $\lambda_{long}^2, \text{см}^2$
20–30	40.5	2.1
30–45	75.6	2
45–60	89.4	1.6
60–80	80.6	1.7
80–95	92.5	1.5
95–120	78.8	1.6

В свою очередь, чистоты наложенных кластеров в общей выборке до и после применения ограничений по λ_{long}^2 , представлены на рисунке 2.8.

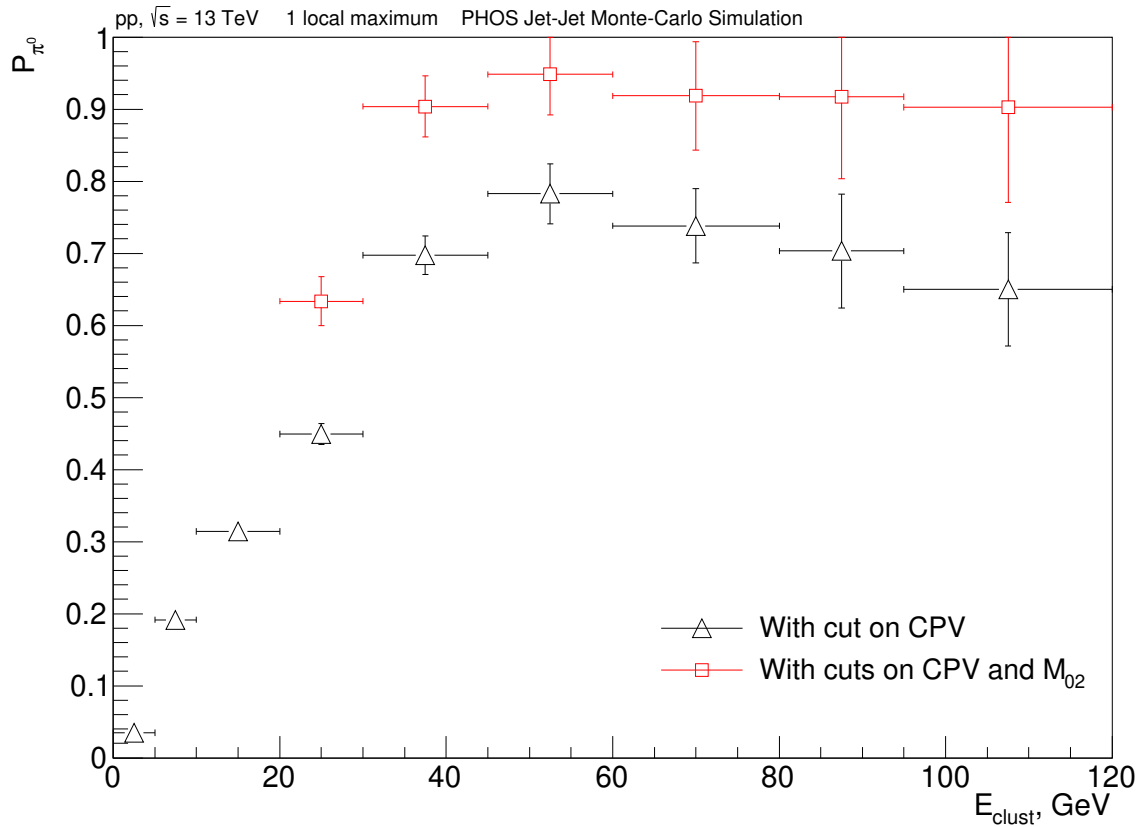


Рисунок 2.8 — Чистота в отборе наложенных кластеров от π^0

Начиная с энергии кластера в 30 ГэВ, чистота после наложения ограничений не падает ниже $(90.3 \pm 13.2)\%$. Восстановление π^0 меньших энергий предполагается осуществлять уже описанными методом конверсионного фотона и методом ди-фотонных инвариантных масс, которые в области энергий кластеров < 20 ГэВ более эффективны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложены критерии на отбор кластеров калориметра PHOS эксперимента ALICE, ключевыми параметрами которых являются ограничение по CPV для заряженных частиц, ограничение по величине главной оси поперечного сечения ливня в 0.2 см^2 , а также ограничение по энергии кластера $>300 \text{ МэВ}$, которые в сочетании позволяют исключить кластеры от высокоэнергетичных адронов, тем самым значительно уменьшить шум в отборе наложенных кластеров от π^0 . Разработан алгоритм по отбору наложенных кластеров от π^0 из данных Монте-Карло моделирования полномасштабной модели установки ALICE. Кроме того, оценен вклад «загрязненных» кластеров, которые содержат энерговыделение от частиц разного происхождения (т.е. не происходящих от одной родительской частицы), в дальнейшей работе необходимо оценивать систематическую ошибку на неверное определение таких кластеров как наложенных от π^0 . Выявлены ограничения по λ_{long}^2 поперечного сечения ливня на отбор наложенных кластеров, исходя из критерия отбрасывания 80% не наложенных кластеров в каждой выделенной энергетической области (см. таблица 2.2). С применением полученных ограничений построена чистота наложенных кластеров, согласно рисунку 2.8, при таком отборе чистота наложенных кластеров превосходит 90%, начиная с энергии кластеров в 30 ГэВ. При меньших энергиях кластеров целесообразно использовать методы конверсионного фотона и ди-фотонных инвариантных масс, которые более эффективны в обозначенной энергетической области.

В дальнейшем планируется применение полученных критериев в отборе наложенных кластеров от π^0 на реальных данных, разработка алгоритма дикластеризации наложенного кластера и восстановление спектра π^0 высоких энергий. Также дальнейшая работа предполагает коррекцию π^0 высоких энергий на вторичные π^0 .

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Gross D. J., Wilczek F.* Asymptotically Free Gauge Theories - I // *Phys. Rev. D.* — 1973. — Vol. 8. — P. 3633–3652.
2. *Karsch F.* Lattice QCD at high temperature and density // *Lect. Notes Phys.* / ed. by W. Plessas, L. Mathelitsch. — 2002. — Vol. 583. — P. 209–249. — arXiv: [hep-lat/0106019](https://arxiv.org/abs/hep-lat/0106019).
3. The ALICE experiment at the CERN LHC / K. Aamodt [et al.] // *JINST.* — 2008. — Vol. 3. — S08002.
4. Calibration of the photon spectrometer PHOS of the ALICE experiment / S. Acharya [et al.] // *JINST.* — 2019. — Vol. 14, no. 05. — P05025. — arXiv: [1902.06145](https://arxiv.org/abs/1902.06145) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1902.06145)].
5. ALICE technical design report of the photon spectrometer (PHOS) / G. Dellacasa [et al.]. — 1999.
6. A high resolution electromagnetic calorimeter based on lead-tungstate crystals / D. V. Aleksandrov [et al.] // *Nucl. Instrum. Meth. A.* — 2005. — Vol. 550. — P. 169–184.
7. Review of Particle Physics / P. A. Zyla [et al.] // *PTEP.* — 2020. — Vol. 2020, no. 8. — P. 083C01.
8. Neutral pion and η meson production at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV / S. Acharya [et al.] // *Phys. Rev. C.* — 2018. — Vol. 98, no. 4. — P. 044901. — arXiv: [1803.05490](https://arxiv.org/abs/1803.05490) [[nucl-ex](https://arxiv.org/abs/1803.05490)].