

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
ПО ПРЕДДИПЛОМНОЙ ПРАКТИКЕ НА ТЕМУ:
ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ С
ПОМОЩЬЮ КАЛОРИМЕТРА PHOS ЭКСПЕРИМЕНТА
ALICE

Студент _____ В. А. Кусков

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

Москва 2022

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 Общий отбор событий и кластеров	10
2.2 Подготовка MC-данных	11
2.3 Метод инвариантных масс	12
2.4 Метод наложенных кластеров	17
2.5 Восстановление спектра нейтральных пионов	26
Заключение	32
Список использованных источников	34
Приложение А. ROC-кривые по варьированию главной оси электромагнитного ливня	37

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 позволяют также проводить эксперименты по изучению квантовой хромодинамики (КХД) — теории описывающей сильное взаимодействие [1].

Согласно предсказаниям КХД, при высоких плотностях и температурах сильновзаимодействующее вещество находится в состоянии кварк-глюонной материи (КГМ), которая представляет собой газ свободных кварков и глюонов (состояние деконфайнмента) [2]. Установление границ между КГМ и адронным состоянием вещества является важной задачей, т.к. исследование такой фазовой диаграммы поможет определить свойства конфайнмента и процесс адронизации. Теоретическое описание свойств вакуума КХД (деконфайнмент, адронизация) аналитически не представляется возможным в силу того, что КХД не пертурбативна в области низких энергий. Поэтому экспериментальное изучение свойств КГМ является важной задачей и входит в физическую программу практически любого ускорительного комплекса (FAIR [3], NICA [4], ALICE3 [5]).

Образование КГМ сопровождается рядом экспериментально наблюдаемых эффектов, таких например как: формирование коллективных потоков частиц в конечном состоянии; увеличенный выход странных частиц; потери энергии тяжелых партонов при прохождении через КГМ, что проявляется в подавлении выхода адронов в AA -столкновениях по отношению к pp -столкновениям; подавление выхода жестких кваркониев и эффект регенерации мягких кваркониев; искажение спектра мягких прямых фотон по сравнению с pp -столкновениями. Изучение выхода адронов в pp -столкновениях также представляет отдельный интерес, например для изучения структурных функций (PDF) налетающих протонов. При столкно-

вении тяжелых частиц структурная функция партонов модифицируется до ядерной структурной функции (nPDF), такой эффект преобладает в pA -столкновениях — эффект Кронины [6; 7].

Выход нейтральных пионов, которые являются легчайшими адронами, очень высок в pp -, pA - и AA -столкновениях. Т.е. нейтральные пионы являются удобным инструментом как для изучения КГМ, так и для изучения структурных функций. Кроме того, нейтральные пионы быстро распадаются на два фотона, что создает высокий фон при изучении прямых фотонов, следовательно, информация о сечении образования пи-мезонов необходима и при исследовании КГМ с помощью прямых фотонов.

Эксперимент ALICE на БАК был основан непосредственно для изучения КХД и 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 энергосодержание от наложенных частиц.

Таким образом, целью данной работы является восстановление спектров нейтральных пионов с помощью калориметра PHOS в pPb - и pp -столкновениях при энергиях ЛНС вплоть до поперечных импульсов $p_T \sim 120$ ГэВ/с.

1. ДЕТЕКТОР ALICE

1.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ УСТАНОВКЕ ALICE

Эксперимент ALICE (A Large Ion Collider Experiment) — один из четырех крупных экспериментов на большом адронном коллайдере в ЦЕРНе [8]. Основная цель эксперимента — изучение КХД и свойств КГМ в частности.

Детектор ALICE состоит из центральной части, где регистрируются адроны, фотоны и электроны и переднего мюонного кольца. Центральная часть покрывает азимутальный угол от 45° до 135° и встроена в большой соленоидальный магнит L3, 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 кремниево плоского детектора SSD. Трековая система установки способна зарегистрировать и идентифицировать частицы с поперечным импульсом $p_T > 50$ МэВ [9]. 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 торцов к середине. Переднее мюонное кольцо покрывает диапазон псевдобыстрот от 2.5 до 4. Мюонный спектрометр состоит из адронного поглотителя, большого дипольного магнита, десяти трековых и четырех триггерных (мюонные триггеры) камер. Несколько торцевых детекторов ZDC, PMD, FMD, T0, V0 расположены под малыми углами вблизи точки взаимодействия и

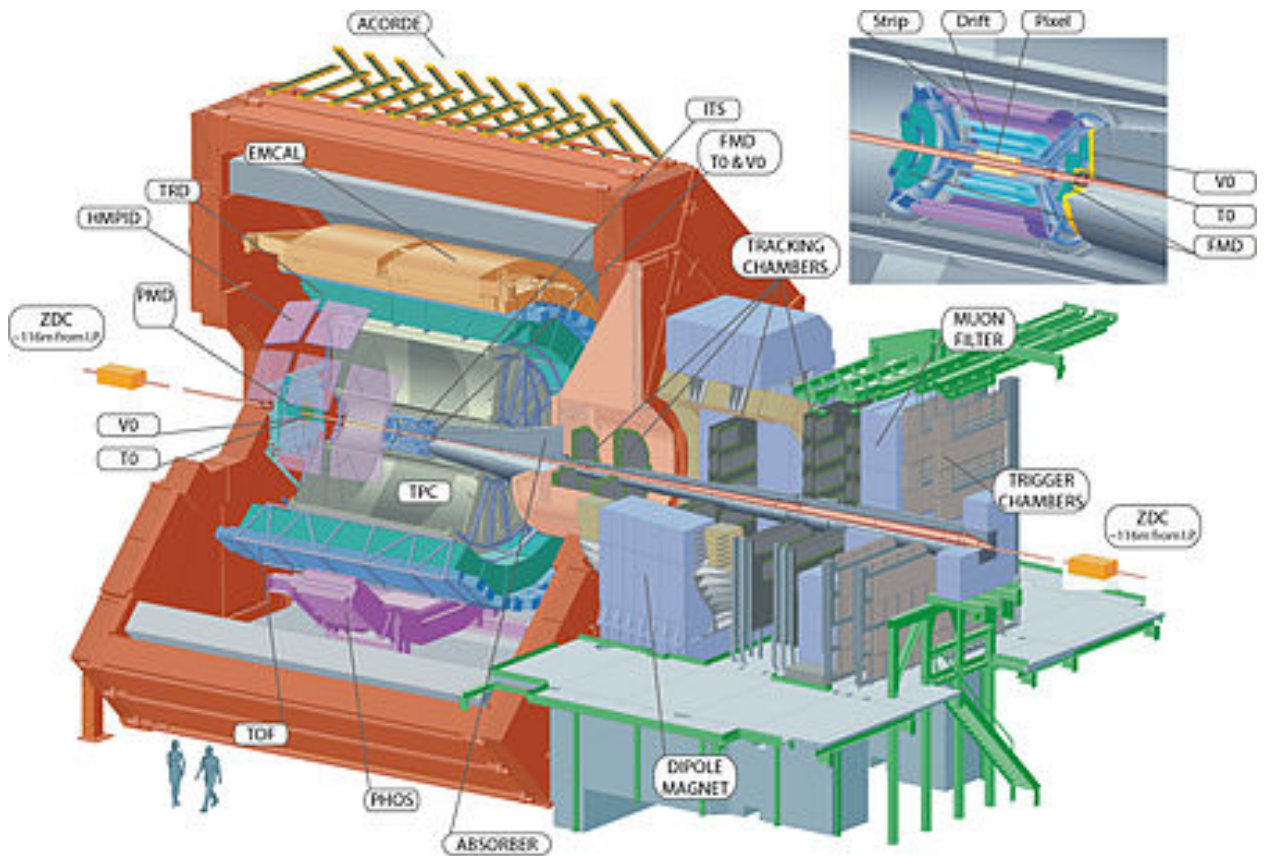


Рисунок 1.1 — Общий вид детектора ALICE

предназначены для определения класса центральности события (или множественности события), плоскости реакции, отклонения точки взаимодействия пучков от центральной точки, а также для 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 [9].

1.2. КАЛОРИМЕТР PHOS

Детектор ALICE оснащен двумя электромагнитными калориметрами PHOS и EMCAL. Данная работа посвящена измерению спектра пионов с помощью PHOS, соответственно, характеристики EMCAL в данном разделе опущены. Фотонный спектрометр PHOS [10] — электромагнитный калориметр с высокой разрешающей способностью как по энергии, так и по пространственным координатам. Назначение PHOS — регистрация прямых фотонов с малыми поперечными импульсами и изучение подавление адронных струй с помощью восстановления нейтральных мезонов при больших

поперечных импульсах.

Конструкция и параметры PHOS подробно описаны в [10]. PHOS состоит из четырех модулей (один из детекторов заполнен кристаллами наполовину) 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 70° 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 [11]. APD и предусилитель вмонтированы в торец ячейки, ячейки собраны в линейку по 16 кристаллов. Чтобы увеличить световыход кристаллов, модули находятся при рабочей температуре -25°C . Параметры PHOS представлены в таблице 1.1.

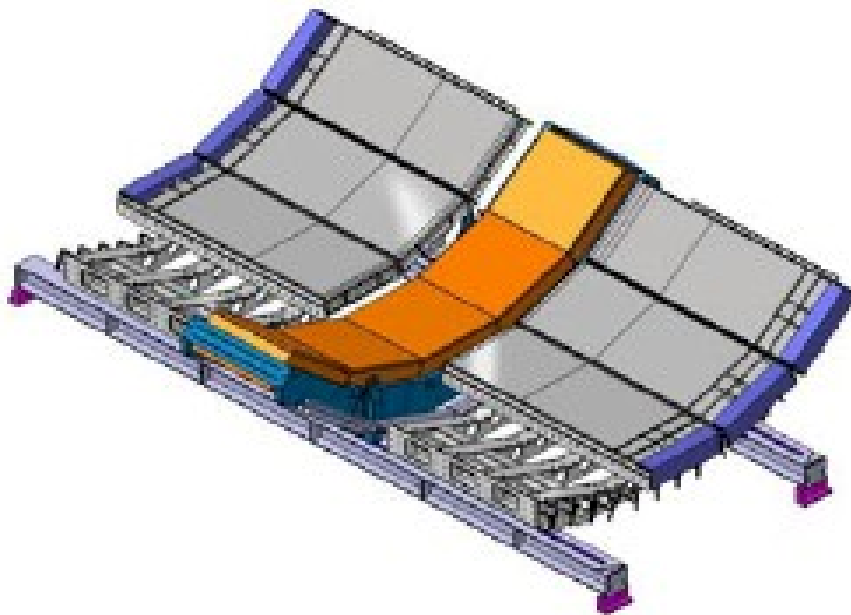


Рисунок 1.2 — Модель калориметра PHOS

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

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	$\Delta\phi = 70^\circ, \eta < 0.12$

наблюдается высокий комбинаторный фон (при восстановлении методом инвариантных масс). Для идентификации фотонов требуется хорошее разделение кластеров от нейтральных частиц по отношению к кластерам от заряженных, кроме того значительный фон составляют также кластеры от нейтронов и антинейтронов. Разделение таких кластеров происходит с помощью хорошего энергетического разрешения, временного разрешения ячеек порядка нескольких наносекунд и использования вето-детектора заряженных частиц (CPV) (см. например [12; 13]). Энергетическое разрешение PHOS [14]:

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

где энергия фотонов E измеряется в ГэВ.

Высокое разрешение по пространственным координатам достигается поперечным размером ячеек порядка одного радиуса Мольера, энергетическая зависимость пространственного разрешения для фотона (в мм) [14]:

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

2. РЕКОНСТРУКЦИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ

Основной канал распада нейтрального пиона: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ с вероятностью распада в $(98.823 \pm 0.034)\%$ [15]. Второй канал распада — это распад Далица: $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ с вероятностью распада $(1.174 \pm 0.035)\%$ [15]. 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 в калориметре (либо аналогично продуктов 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 хорошие разрешения калориметра по энергии и пространственному положению налетающих частиц. Эффективности восстановления пи-мезонов в pp -столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, определенные как [16]:

$$\varepsilon = 2\pi\Delta y \cdot A \cdot \varepsilon_{rec}/P, \quad (2.1)$$

где A — акцептанс детектора, Δy — охват детектора по бытроте $\pi^0 \pi^0$, P — бренчинг канала $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и $\varepsilon_{rec} = N^{rec}(p_T)/N^{gen}(p_T)$ — эффективность реконструкции (отношение реконструированных пионов к сгенерированным с

помощью МС-генератора). Такие эффективности представлены на рисунке 2.1, где РСМ-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.

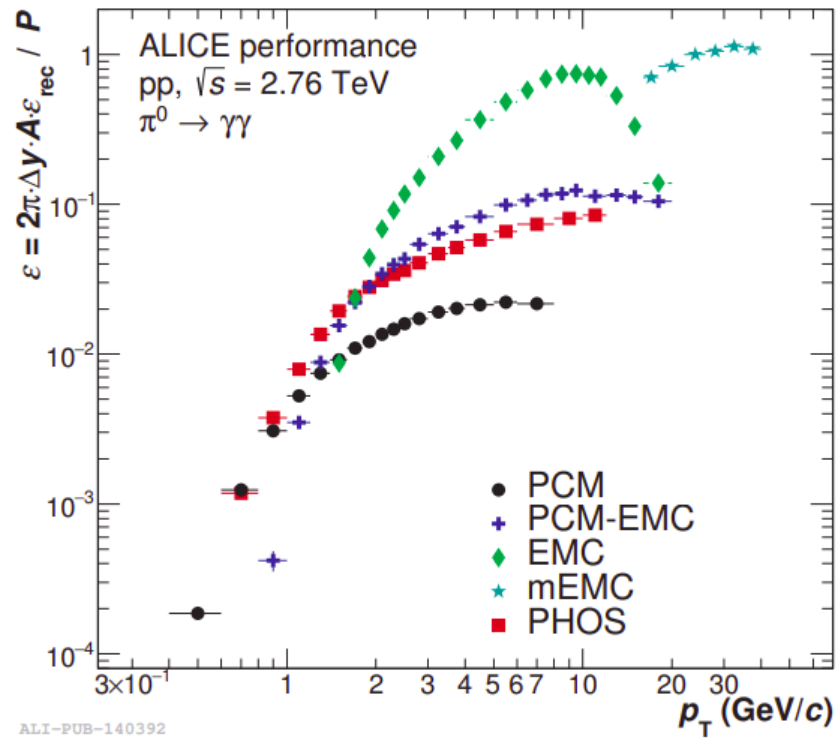


Рисунок 2.1 — Эффективность восстановления π^0 в pp-столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ [16]

При высоких 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 и, начиная с 20 ГэВ/с, такой метод становится более эффективным, по сравнению с методом инвариантных масс. В силу того, что PHOS имеет

размер ячеек в два раза меньше, такая граница для PHOS ожидается при 40 ГэВ/с.

2.1. ОБЩИЙ ОТБОР СОБЫТИЙ И КЛАСТЕРОВ

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

В данном анализе использовались следующие наборы данных:

- MC-данные представлены набором LHC18b9[b,c], LHC18f5_2, разделенных на 20 наборов с разными p_T -hard бинами — значениями характерных p_T жестких процессов столкновения партонов (подробнее p_T -hard бины описаны ниже);
- реальные данные представлены периодами LHC16r, LHC16s pPb -столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ ТэВ.

Также события отбирались по следующим триггерам:

- Minimum Bias (MB) — триггер детекторов V0A и V0C, расположенных вдоль оси столкновения. В событиях, отобранных по MB-триггеру, регистрируются в основном мягкие частицы, поэтому в данном анализе выбран диапазон применимости MB-триггера в [0.4; 12] ГэВ.
- PHOS L0 (L0) — собственный триггер PHOS, срабатывающий на регистрацию частиц промежуточных энергий, в данном анализе L0 применяется при энергиях [3.8; 120] ГэВ.
- PHOS L1 (L1) — собственный высокоэнергетический триггер PHOS, срабатывающий на регистрацию жестких частиц, в данном анализе применяется при энергиях [16; 120] ГэВ.

Кластеры калориметра PHOS в каждом событии отбирались следующим образом. В силу того, что наложение кластеров ожидается при высоких энергиях родительских пионов, минимальная энергия кластеров выбрана в 300 МэВ — для исключения кластеров, содержащих MIP от заряженных адронов и мюонов. Верхняя энергетическая граница выбрана

в 90 ГэВ, что является динамическим пределом PHOS (который может быть увеличен при следующем апгрейде калориметра [17]). Время пролета частицы до кластера ограничено в 25 нс, что соответствует частоте столкновений пучков. Кластеры с двумя ячейкой также отбрасывались, т.к. с большой вероятностью энерговыделение в них получено от срабатывания фотомножителя на пролетающий высокоэнергичный адрон или мюон. Такое ограничение на количество ячеек соответствует ограничению на главную ось формы ливня в $\lambda_{long}^2 > 0.2 \text{ см}^2$ и количеству ячеек в кластере > 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	>2
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	2.5

2.2. ПОДГОТОВКА МС-ДААННЫХ

Данная работа нацелена на восстановление высокоэнергетических пионов, пионы таких энергий рождаются в редких жестких процессах с образованием адронных струй. Таким образом, для согласования МС- и реальных данных используются двадцать наборов МС-данных с разными сгенерированными характерными p_T жестких процессов с помощью генератора DPMJET [18] (перенос сгенерированных частиц затем моделировался в полномасштабной модели ALICE в пакете Geant3). Каждый набор данных характеризуется p_T -hard бином, соответствие между p_T -hard бинами и p_T жестких процессов жестких процессов представлено в таблице 2.2.

Для корректного воспроизведения реальных данных, наборы с раз-

Таблица 2.2 — p_T генерируемых жестких процессов

p_T -hard	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
p_T , ГэВ	5-7	7-9	9-12	12-16	16-21	21-28	28-36	36-45	45-57	57-70
p_T -hard	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
p_T , ГэВ	70-85	85-99	99-115	115-132	132-150	150-169	169-190	190-212	212-235	235- ∞

ными p_T -hard необходимо смешать с весами, рассчитанными следующим образом:

$$w_i = \frac{\sigma_i}{N_{Trials,i}}, \quad (2.2)$$

где σ_i — сечение жесткого процесса i -ого p_T -hard бина, рассчитанное генератором, $N_{Trials,i}$ — количество попыток необходимое для генерации заданных событий (нормированное на количество столкновений).

Рассчитанные веса представлены на рисунке 2.2.

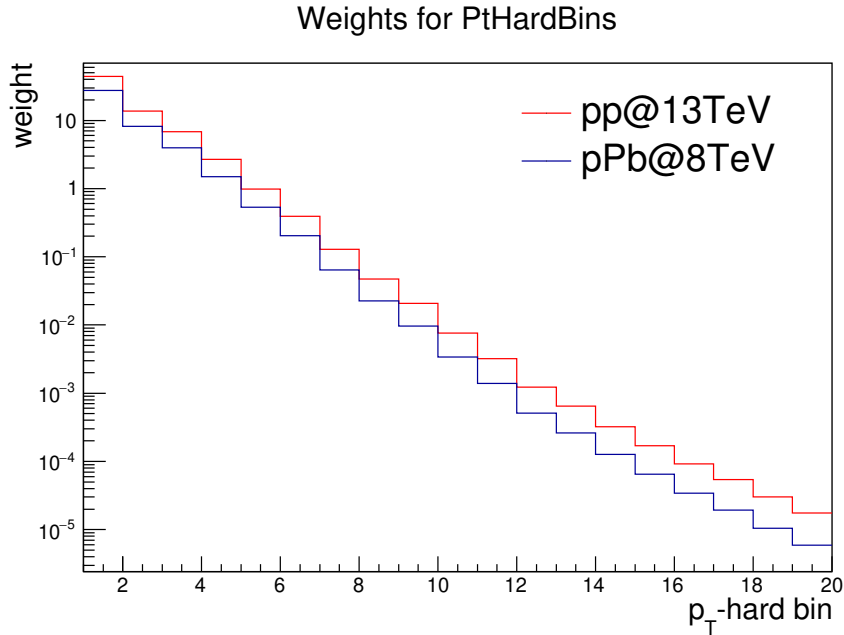


Рисунок 2.2 — Веса для p_T -hard бинов

При анализе, из соображений физической адекватности MC-данных, отбрасывались события, содержащие адронные струи с $p_T > 2.5 \cdot p_T^{hard}$.

2.3. МЕТОД ИНВАРИАНТНЫХ МАСС

Для восстановления спектра нейтральных пионов в диапазоне $0.4 \text{ ГэВ}/c < p_T < 50 \text{ ГэВ}/c$, в данном анализе используется метод инвариантных масс.

Метод инвариантных масс заключается в восстановлении родительской частицы по ее идентификации по восстановленной массе через кинематические параметры дочерних частиц. Т.к. основной канал распада нейтрального пиона это распад на два фотона, то массу пиона можно выразить как:

$$M = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos \theta_{12})}, \quad (2.3)$$

где E_1 и E_2 — энергии дочерних фотонов, θ_{12} — угол открытия между дочерними фотонами. Энергии фотонов измеряются непосредственно в калориметре по их электромагнитным потерям (т.е. энергия кластера), углы разлета восстанавливаются из центра кластера до вершины взаимодействия.

Для отбора фотонных кластеров от все остальных в калориметре PHOS был использован отбор на нейтральность кластера, т.е. по CPV-кату (с использованием трековой системы ITS и TDC). Стандартная величина CPV для PHOS выбирается в 2.5σ , где σ — стандартное отклонение в распределении расстояний от ближайших экстраполированных трэков до кластера. Кроме того, для выявления фотонных кластеров использовалось также ограничение по форме ливня, для фотонов характерна сферичная форма ливня, такие кластеры могут быть отобраны по двумерной функции Гаусса:

$$F(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{(x - \mu_x)^2}{\sigma_x} + \frac{(y - \mu_y)^2}{\sigma_y} - 2r_{xy} \cdot \frac{(x - \mu_x)(y - \mu_y)}{\sigma_x\sigma_y} \right) \right], \quad (2.4)$$

где $\mu_{x,y}$, $\sigma_{x,y}$ — среднее значение и дисперсия x и y соответственно, r_{xy} — коэффициент линейной корреляции между x и y . Соответственно за сферичные кластеры выбирались кластеры удовлетворяют условию:

$$-\frac{1}{2} \left(\frac{(x - \mu_x)^2}{\sigma_x} + \frac{(y - \mu_y)^2}{\sigma_y} - 2r_{xy} \cdot \frac{(x - \mu_x)(y - \mu_y)}{\sigma_x\sigma_y} \right) < 1. \quad (2.5)$$

По причине ограниченного ацептанса PHOS, помимо инвариантных

масс построенных в одном событии (реальные события, Real), были также построены инвариантные массы по 100 смешанным событиям (Mixed). Таким образом комбинаторный фон от перебора пар фотонов можно точно оценить с помощью смешанных событий исключая иррегулярности. Конечно, можно зафитировать распределение инвариантных масс комбинацией гладкой функции (полиномом) и гауссовой функцией, описывающей пик от пиона и затем извлечь количество пионов из площади под пиком. Однако более точный метод – сначала построить отношение Real/Mixed, зафитировать гладкой функцией и функцией описывающей пик, а затем нормировать смешанный комбинаторный фон на полученную гладкую функцию (рисунок 2.3 Mixed events BG), после чего извлечь нормированный комбинаторный фон из всего распределения по инвариантным массам (2.3 Raw real events). После всей процедуры остается сигнальный пик, площадь по которым есть количество пионов в рассматриваемом диапазоне p_T (рисунок 2.3 BG subtracted).

Для извлечения сигнала из пика использовалась следующая асимметричная функция Гаусса:

$$f(m_{\gamma\gamma}, \sigma, \alpha) = \begin{cases} C \left[e^{-\frac{(m_{\gamma\gamma} - m)^2}{2\sigma^2}} + e^{\frac{m_{\gamma\gamma} - m}{\alpha}} \left(1 - e^{-\frac{(m_{\gamma\gamma} - m)^2}{2\sigma^2}} \right) \right], & m_{\gamma\gamma} < m \\ C \exp\left(-\frac{(m_{\gamma\gamma} - m)^2}{2\sigma^2}\right), & m_{\gamma\gamma} > m \end{cases} \quad (2.6)$$

где левая граница в распределении по инвариантным массам соответствует поздней конверсии фотона до попадания в PHOS, в результате чего восстановленный фотон имеет меньшую энергию и центр пика смещается влево.

Функция Crystal Ball имеет следующий вид:

$$f(m_{\gamma\gamma}, \sigma, n, \alpha) = \begin{cases} A(B - (m_{\gamma\gamma} - m)/\sigma)^n, & m_{\gamma\gamma} - m < -\alpha\sigma \\ C \exp\left(-\frac{(m_{\gamma\gamma} - m)^2}{2\sigma^2}\right), & m_{\gamma\gamma} - m > -\alpha\sigma \end{cases} \quad (2.7)$$

Как видно из приведенного определения, основой функции Crystal Ball 2.7 является функция Гаусса ($m_{\gamma\gamma} - m > -\alpha\sigma$), а также функция имеет низкороговый хвост подчиняющийся показательному закону ($m_{\gamma\gamma} - m < -\alpha\sigma$), который также отражает асимметрию пика из-за поздней конверсии фотона.

На рисунках 2.3 и 2.4 представлены распределение по инвариантным

массам для реальных данных по триггеру MB в диапазоне $3.4 \text{ ГэВ}/c < p_T < 3.6 \text{ ГэВ}/c$ и по триггеру L0 в диапазоне $16 \text{ ГэВ}/c < p_T < 18 \text{ ГэВ}/c$.

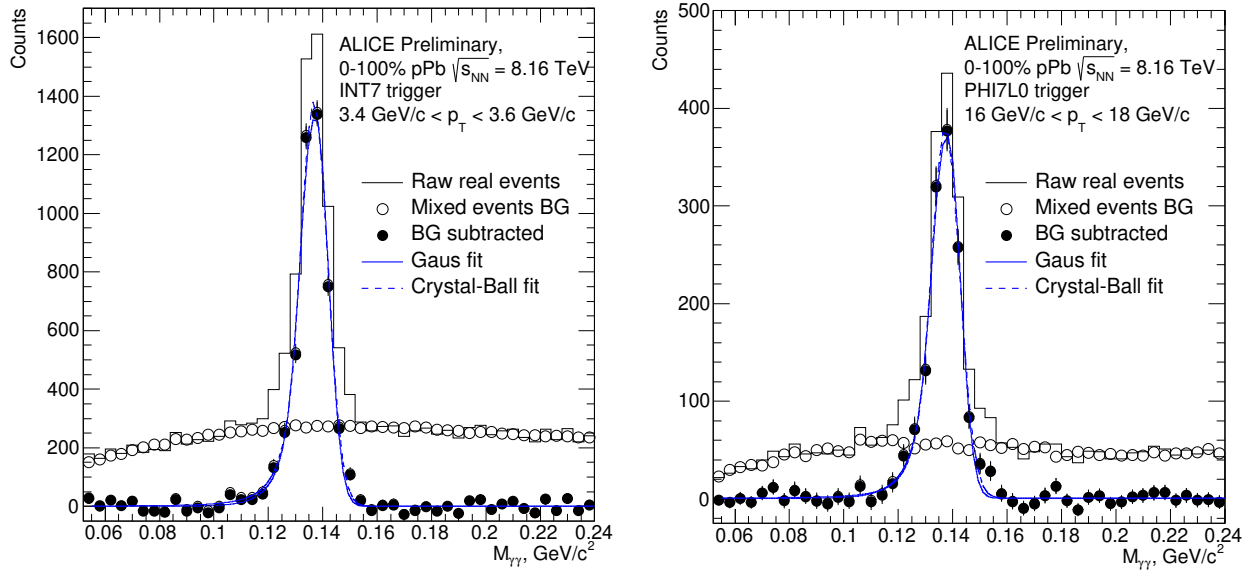


Рисунок 2.3 — Распределение по инвариантным массам пар фотонов зарегистрированных в калориметре PHOS в pPb -столкновениях

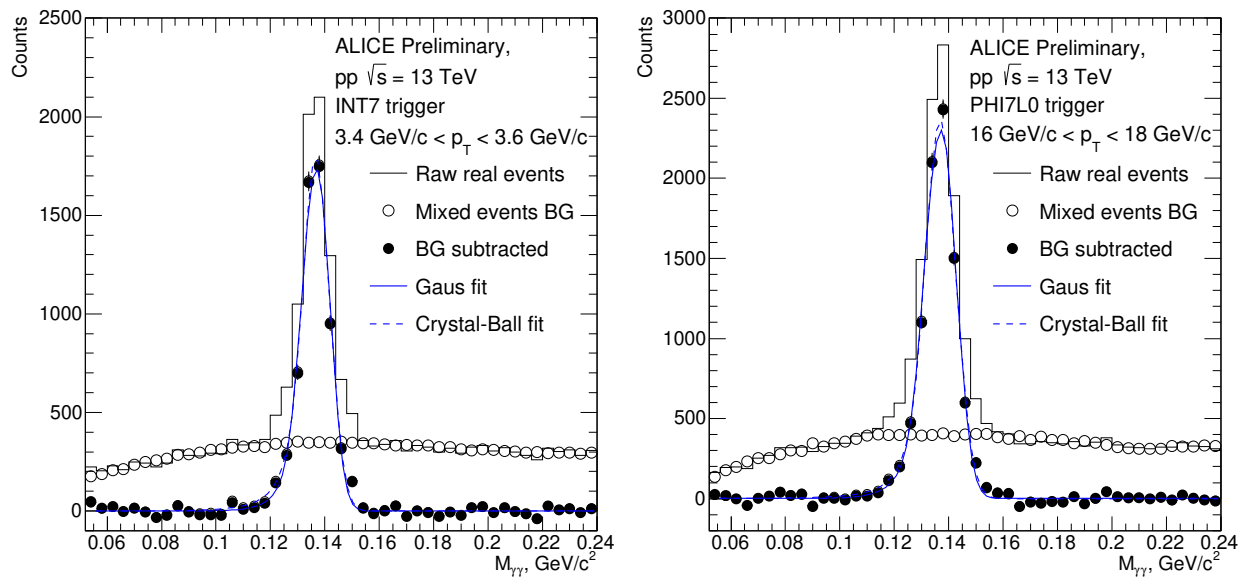


Рисунок 2.4 — Распределение по инвариантным массам пар фотонов зарегистрированных в калориметре PHOS в pp -столкновениях

В качестве гладкой функции использовались функции полиномов второй и третьей степени (pol2 и pol3). Также для оценки систематических ошибок, распределения фитировались в четырех диапазонах $m_{\gamma\gamma}$: $[0.055, 0.220] \text{ ГэВ}/c^2$, $[0.065, 0.22] \text{ ГэВ}/c^2$, $[0.55, 0.20] \text{ ГэВ}/c^2$, $[0.055, 0.24] \text{ ГэВ}/c^2$.

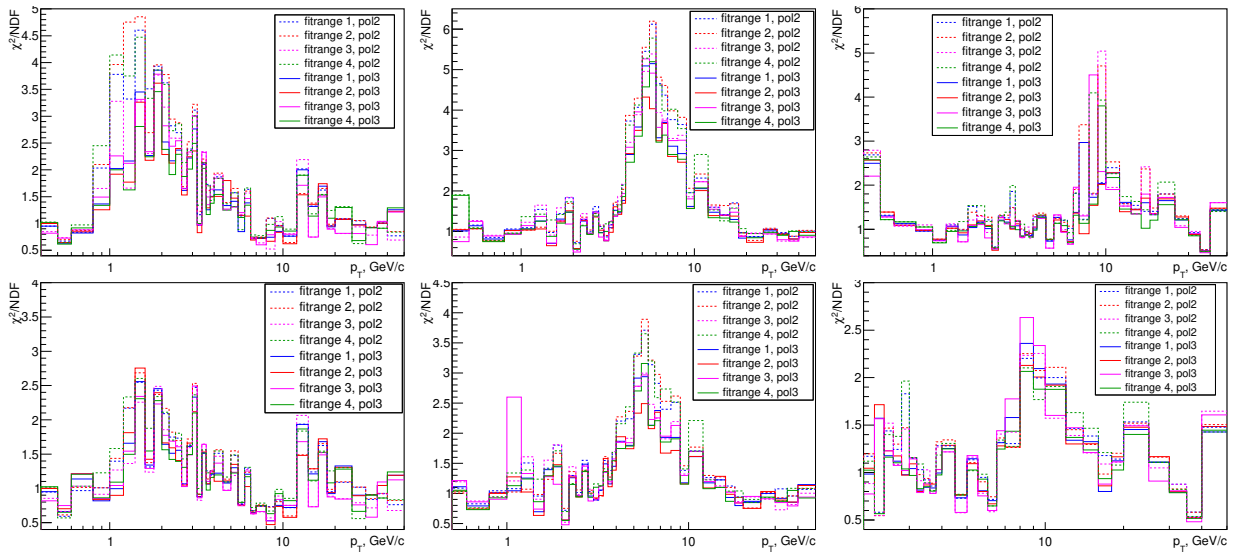


Рисунок 2.5 — χ^2/ndf для фитирующих функций двухфотонных инвариантных масс по триггерам MB (левый столбец), L0 (средний столбец) и L1 (правый столбец): ряд сверху — для функции Гаусса (формула 2.6), ряд снизу — для функции Crystal Ball (формула 2.7)

Такой широкий диапазон выбран для корректного описания хвоста распределения.

На рисунке 2.5 представлен нормированный критерий согласия χ^2/ndf данных, отобранных по триггеру MB.

Восстановленные массы пионов в MC-данных и реальных данных по триггерам MB, L0 и L1 представлены на рисунках 2.6 и 2.7 для pPb - и pp -столкновений соответственно.

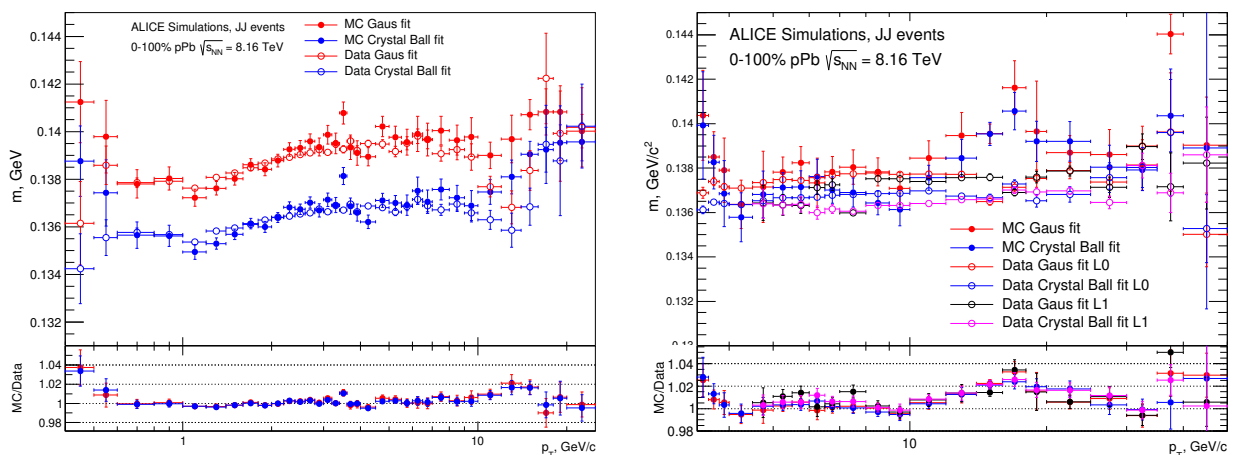


Рисунок 2.6 — Сравнение восстановленных масс пионов в pPb -столкновениях в MC и реальных данных по триггеру MB (слева) и триггерам L0 и L1 (справа)

Согласно рисункам 2.6 и 2.7, MC-данные и реальные данные по триг-

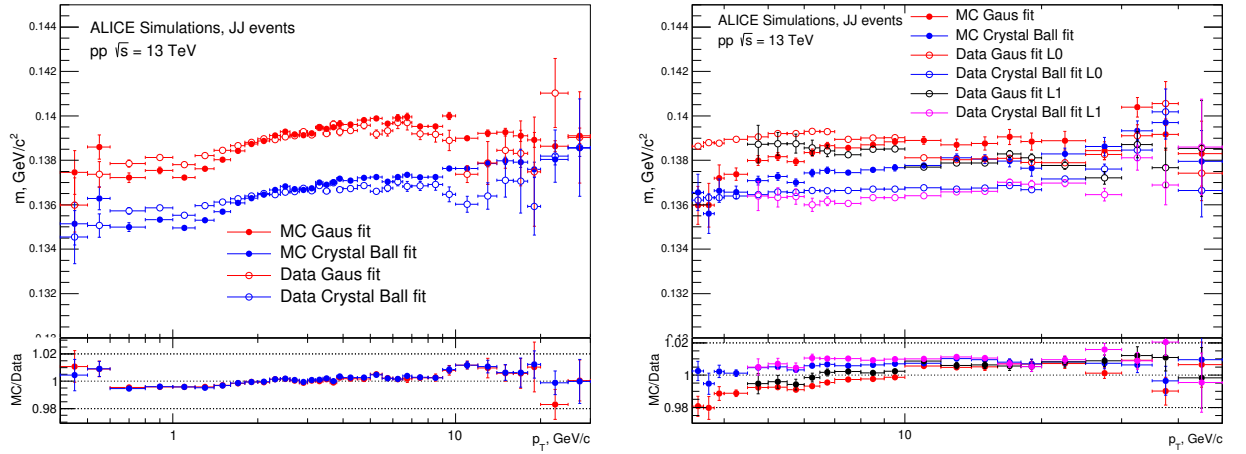


Рисунок 2.7 — Сравнение восстановленных масс пионов в pp -столкновениях в MC и реальных данных по триггеру MB (слева) и триггерам L0 и L1 (справа)

геру MB согласуются до ~ 25 ГэВ/с² в пределах 4%, что приемлемо, т.к. диапазон применимости MB-триггера до 8 ГэВ/с для pPb - и до 20 ГэВ/с для pp -столкновений. По триггерам L0 и L1 данные и MC также согласуются в коридоре 4% в диапазоне 3 ГэВ/с $< p_T < 50$ ГэВ/с.

2.4. МЕТОД НАЛОЖЕННЫХ КЛАСТЕРОВ

Как уже отмечалось выше, метод наложенных кластеров (*merged clusters*) эффективно применяется с помощью калориметра EMCal. Метод наложенных кластеров заключается в использовании слившегося кластера от разных продуктов распада родительской частицы, таким образом такой наложенный кластер используется как кластер непосредственно от родительской частицы, что делает такой анализ эквивалентным однокластерному анализу.

Однако, наложенные кластеры все же можно разделить. Процесс декластеризации начинается с выбора ячейки-зародыша (*seed*), энергия которой превосходит порог, равный энергии минимально ионизирующей частицы (MIP), для PbWO₄ 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, энерговыделение в которых превосходит энерговыделение в соседних с ней ячейках на 30 МэВ. В случае наложения кластеров, происходит декластеризация — в таком случае в качестве новых центров кластеров выбираются локальные максимумы. При декластеризации ячейка присоединяется к новому кластеру только если её энерговыделение 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 «unfolding» и подробнее описан в [11].

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. Наложенные кластеры были отобраны по следующим категориям, содержащие:

- два фотона непосредственно от π^0 ;
- один фотон от π^0 и конверсию от второго фотона, либо продукты конверсии двух фотонов от π^0 ;
- 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 продуктов распада π^0 , но при этом имеющие также вклад от частиц другого происхождения. Доля наложенных кластеров выделенных категорий представлены на рисунке 2.8а. Согласно этому рисунку, доля наложенных кластеров, содержащих вклад от двух распадных фотонов от π^0 растет с энергией кластеров, при 40 ГэВ такие кластеры доминируют над кластерами, содержащими вклад только от одного распадного фотона.

Сумма наложенных кластеров всех категорий обозначена как *merged clusters*. Помимо наложенных кластеров выделялись также следующие кла-

стеры с соответствующим энерговыделением от:

- одной частицы – *single particle clusters*;
- «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*).

Вклады классифицированных кластеров в общий объем выборки кластеров PHOS без применения ограничения по CPV, отложенные от энергии кластера, представлены на рисунке 2.8б. Как и ожидалось, с ростом энергии доля наложенных кластеров растет, достигая $\sim 70\%$ в области 30 ГэВ. При низких энергиях подавляющую часть составляют одночастичные кластеры – кластеры от прямых (мягких) фотонов. Заметную долю ($\sim 20\%$) во всей области рассматриваемых энергий составляют загрязненные кластеры с адронами, т.к. моделирование проводилось в условиях рождения адронных струй.

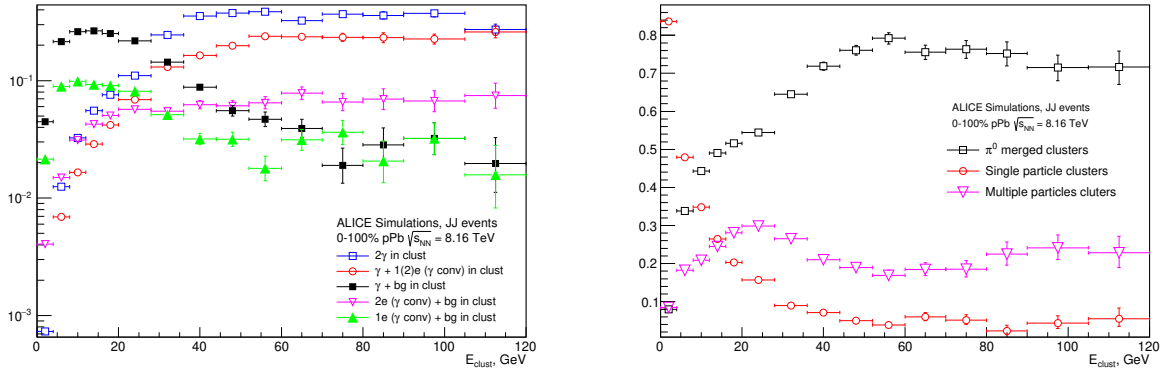


Рисунок 2.8 — Доли различных кластеров в выборке: а) – доли наложенных кластеров выделенных категорий; б) – доля всех наложенных кластеров среди всех кластеров PHOS

К сожалению, использование отбора на нейтральность кластеров с помощью CPV (с использованием трековой системы ALICE – ITS и TPC) не увеличивает долю наложенных кластеров от π^0 в пределах статистических ошибок, при этом заметно уменьшает общий объем наложенных кластеров (см. рисунок 2.9). Применялось также дополнительное условие на соотношение энергии кластера и импульса ассоциированного трека ($E/p < 2$). Ожидалось, что такой кат добавит в выборку наложенные кластеры от π^0 и содержащие мягкие заряженные адроны, сколмированные

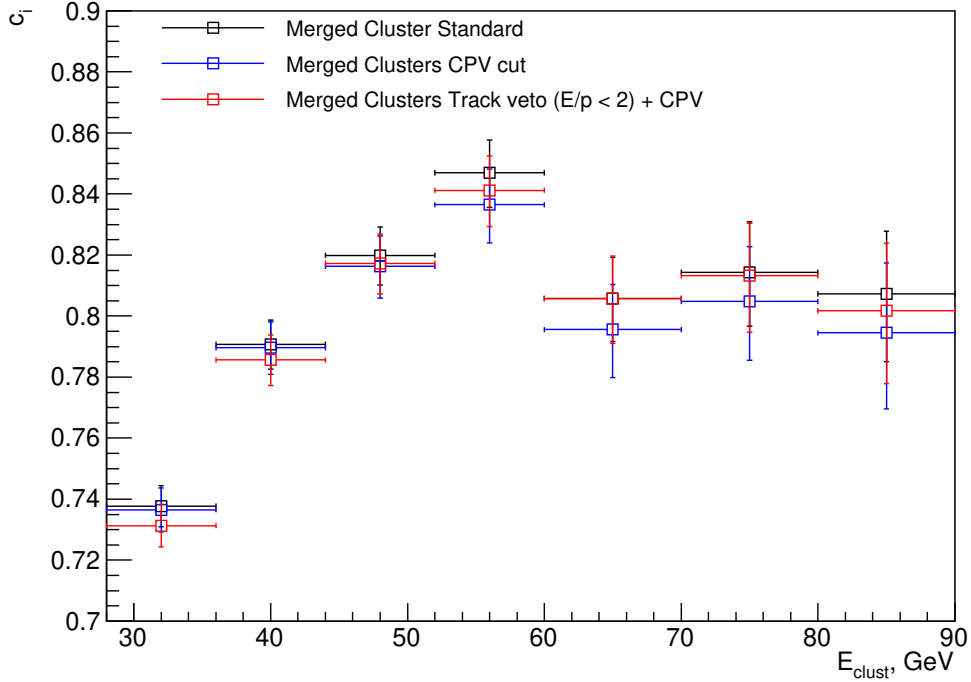


Рисунок 2.9 — Вклады наложенных кластеров от π^0 после применения ограничения по CPV.

в одной адронной струе, т.е. можно пренебречь таким мягким заряженным адроном и принимать такой кластер как таргетный. Однако такой подход не улучшил отбор, поэтому в данном было решено отказаться от отбора нейтральных кластеров помощью трековой системы.

Повысить вклад наложенных кластеров можно с помощью ограничения по форме ливня, т.к. для наложенных кластеров распределение по главной оси поперечного размера ливня более широкое, чем для одночастичных кластеров и кластеров от конверсии фотона. Распределение по главной оси ливня для различных кластеров представлено на рисунке 2.10. С помощью рисунка 2.10 можно также отследить эволюцию электромагнитного ливня с увеличением энергии родительского пиона: при низких энергиях в распределении по форме кластера выделяется только фотонный пик на $\sim 1.5 \text{ см}^2$ вдоль главной оси ливня и хвост от вклада второго фотона, при увеличении энергии заметно превращение такого хвоста в бамп, который, с дальнейшим увеличением энергии π^0 , сливается с фотонным пиком, при этом происходит заметно сужение кластеров. Такой эффект связан с уменьшением угла открытия между дочерними фотонами при увеличении энергии родительского пиона.

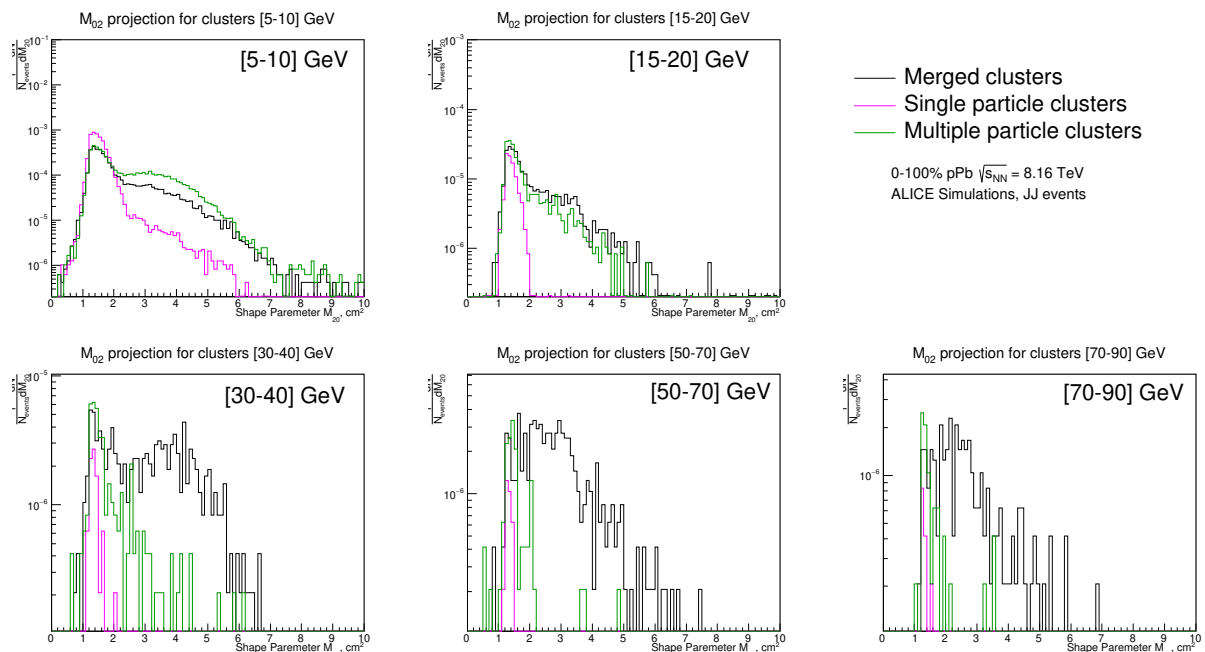


Рисунок 2.10 — Распределение кластеров по большой оси поперечного сечения ливня

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 2.11). 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, что следует из геометрии построения осей электромагнитного ливня.

Для оценки эффективности отбора наложенных кластеров по ограничению на большую ось ливня, были построены *ROC*-кривые (receiver operating characteristic) — являющиеся метрикой качества налагаемого ограничения. Построение *ROC*-кривые происходило по варьированию главной оси ливня λ_{long}^2 , после чего рассчитывался ацептанс наложенных кластеров (*Signal Acceptance*) A :

$$A = \frac{N_{merged}^{pass}(M_{02})}{N_{merged}^{all}(M_{02})}, \quad (2.8)$$

где $N_{merged}^{pass}(M_{02})$ — кластеры, которые остались в выборке после применения катана на λ_{long}^2 , $N_{merged}^{all}(M_{02})$ — все наложенные кластеры в выборке.

Также на *ROC*-кривой откладывается доля отсеченных «фоновых»

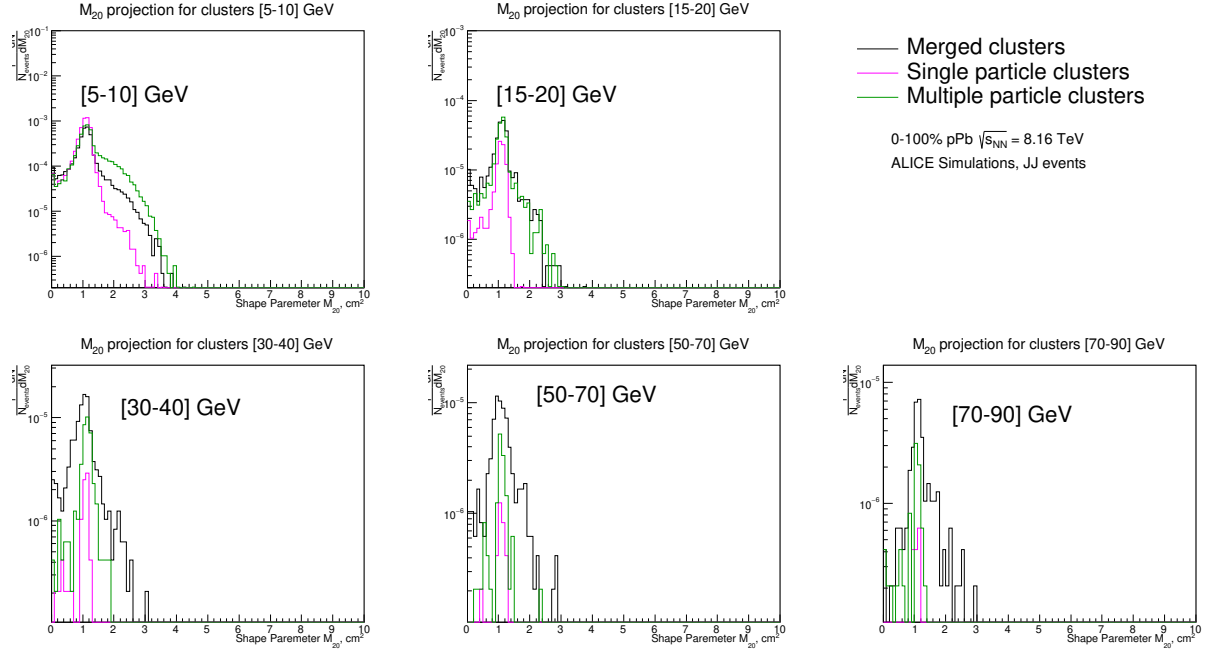


Рисунок 2.11 — Распределение кластеров по малой оси поперечного сечения ливня

кластеров (*Background rejection rate*):

$$R = \frac{N_{notmerged}^{notpass}(M_{02})}{N_{notmerged}^{all}(M_{02})}. \quad (2.9)$$

На рисунке 2.12 представлена *ROC*-кривая для кластеров с энергией [40; 45] ГэВ, однако такие *ROC*-кривые строились во всем диапазоне рассматриваемых энергий (см. Приложение А). Согласно *ROC*-кривым из Приложения А, критерий на λ_{long}^2 неэффективен для отбора наложенных кластеров, энерговыделение в которых меньше 30 ГэВ, однако для энергий в диапазоне 30–90 ГэВ такой критерий эффективен, чему соответствуют площади под *ROC*-кривыми (*AUC*) близкие к 1.

На рисунке 2.12 представлен численный показатель эффективности ката — *AUC* (area under curve, площадь под кривой), чем ближе *AUC* к 1, тем эффективнее кат классифицирует объекты выборки по выделенным категориям. Для параметризации в каждом энергетическом диапазоне выбирались наиболее оптимальные точки (наибольшее отношение A/R), которые в дальнейшем параметризовались гладкой функцией (см. рисунок 2.13).

Для оценки систематических ошибок ката и извлечения спектра π^0 ,

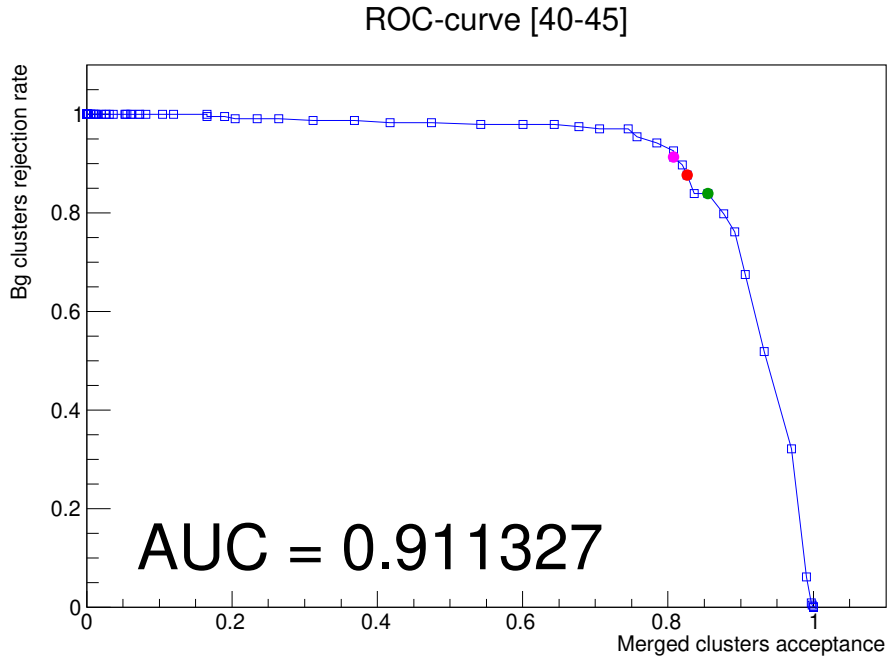


Рисунок 2.12 — ROC -кривые для отбора наложенных кластеров по λ_{long}^2

значение M_{02} варьировалось около оптимальной точки (красная, зеленая и фиолетовая точки на рисунке 2.12), а также фитировались следующими функциями:

$$M_{02}^{low}(E) = a_1 + \frac{a_2}{E + a_3}, \quad (2.10)$$

$$M_{02}^{low}(E) = a_1 + \frac{a_2}{\ln((E - a_3)/a_4)}. \quad (2.11)$$

Согласно принятому определению ROC -кривой, $Signal Acceptance$ есть эффективность ката (*cut efficiency*) наложенных кластеров от π^0 , можно ввести еще одну оценочную величину — чистоту (*purity*) ката:

$$\varepsilon_{pur} = \frac{N_{merged}^{pass}(p_T)}{N_{all}^{pass}(p_T)}, \quad (2.12)$$

т.е. доля наложенных кластеров в обрезанной выборке. Эти два показателя представлены на рисунке 2.14.

Согласно рисунку 2.14, применение катов по форме электромагнитного ливня позволяет повысить чистоту выборки до $>85\%$ во всей области применимости [25; 120] ГэВ, при этом эффективность катов остается на уровне $\sim 80\%$, что соответствует $\sim 20\%$ потери тагетных кластеров.

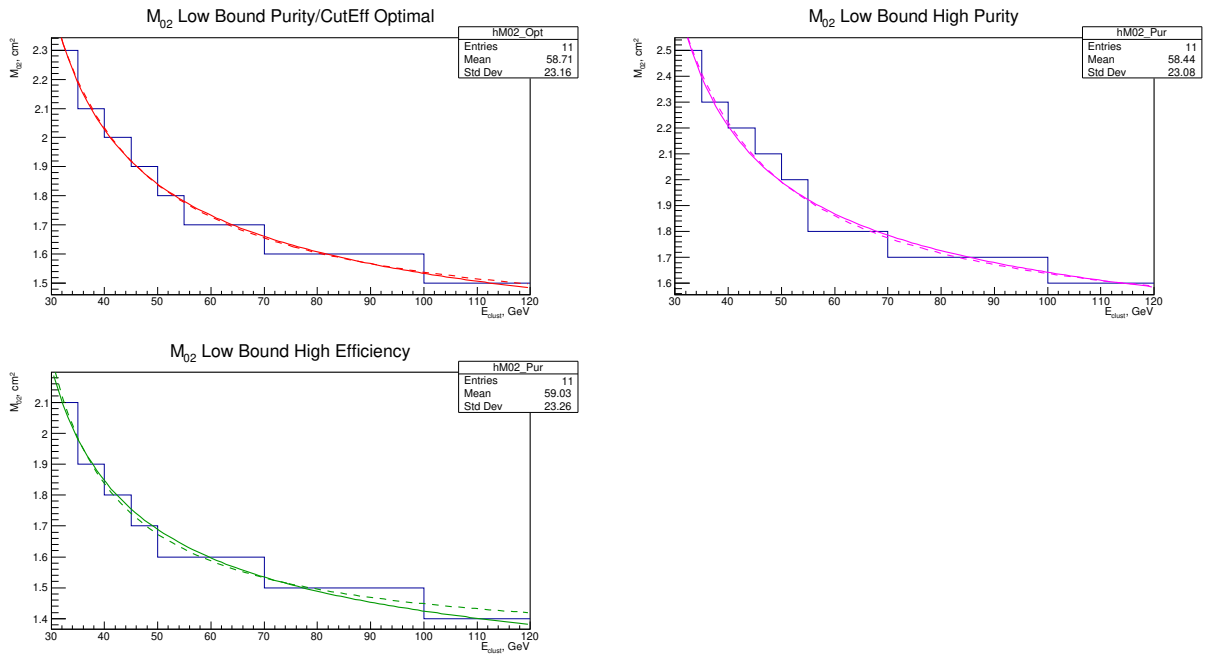


Рисунок 2.13 — Параметризация кута на λ_{long}^2 : сплошная линия — по формуле 2.10, пунктирная — по формуле 2.11 (цветовая легенда сохраняется с рисунка 2.12)

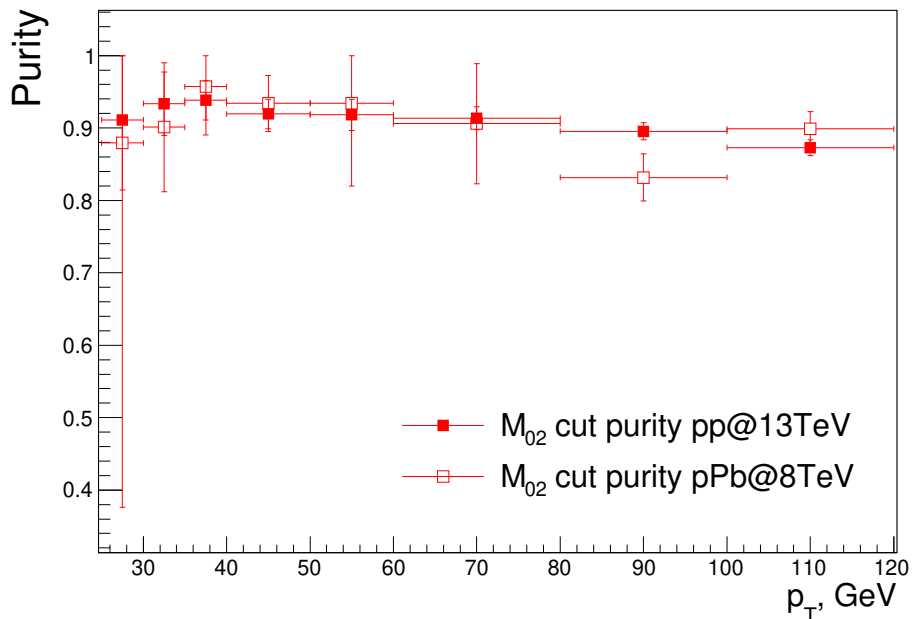


Рисунок 2.14 — Чистота кута по λ_{long}^2 для pp - и pPb -столкновений

При таком анализе, важно следить за соответствием между MC- и реальными данными. Т.к. основной критерий отбора наложенных кластеров — главная ось кластера λ_{long}^2 , то проверка на соответствие проводилась именно по такому параметру (см. рисунок 2.15). Согласно представленному рисунку, в пределах ошибок распределения согласуются, но, конечно,

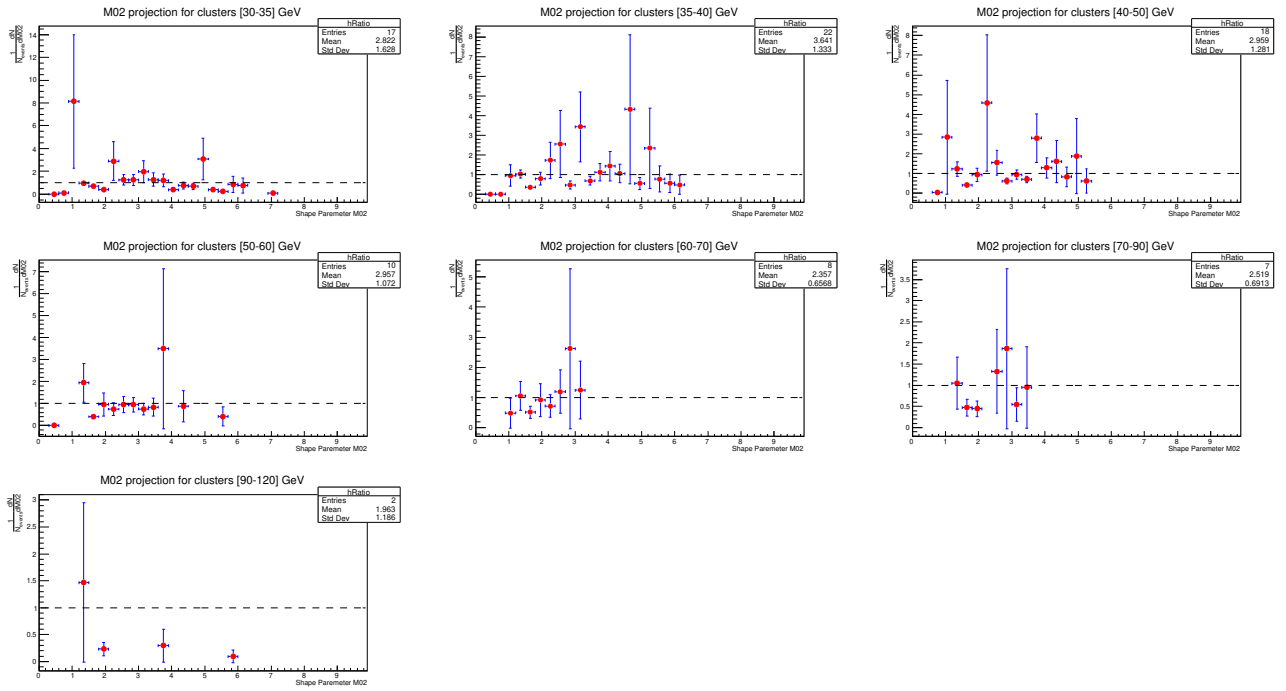


Рисунок 2.15 — Распределение кластеров по λ_{long}^2 для реальных данных и МС

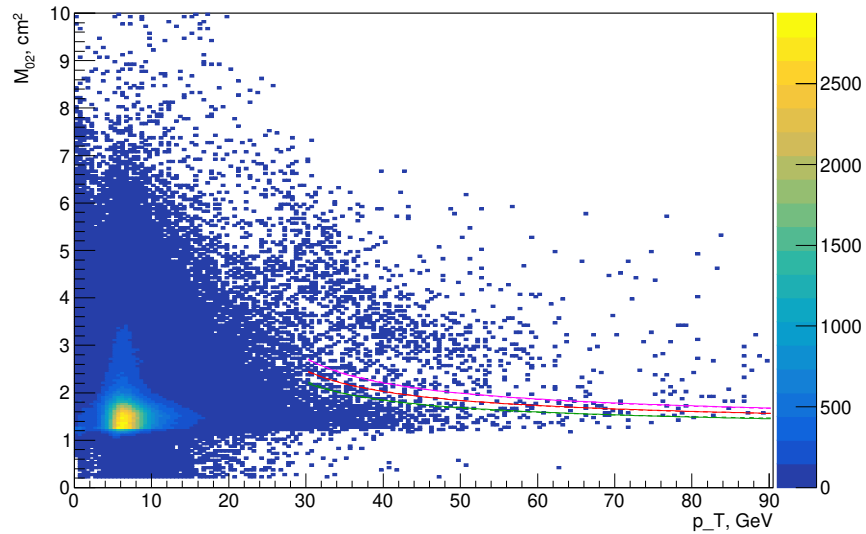


Рисунок 2.16 — Распределение кластеров по λ_{long}^2 для реальных данных в зависимости от p_T кластеров и каты на минимальный λ_{long}^2

стоит отметить, что статистика для реальных данных очень мала, что ставить под сомнение согласованность, однако при высоких энергиях каты по λ_{long}^2 (рисунок 2.13) пропускают практически все кластеры PHOS (рисунок 2.16).

Помимо λ_{long}^2 , важным параметром для согласования МС- и реальных

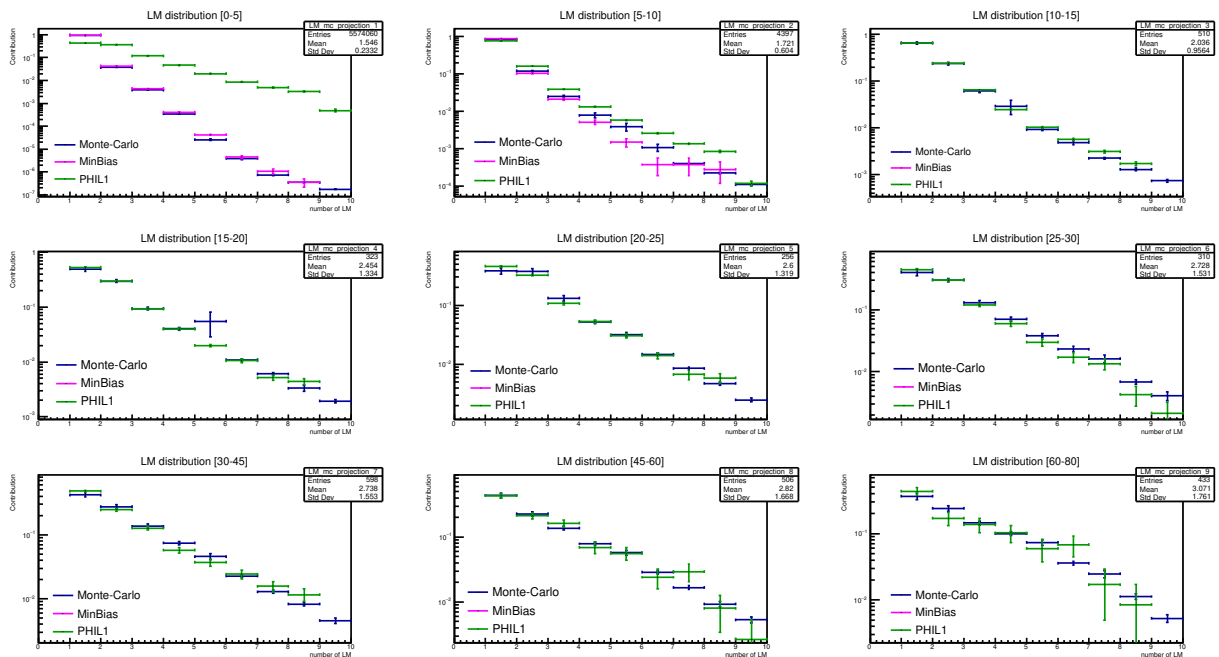


Рисунок 2.17 — Распределение кластеров по локальным максимумам

данных является число локальных максимумов, т.к. большинство таргетных наложенных кластеров, не разделенных процедурой unfolding кластеров приходится на кластеры с одним локальным максимумом. На рисунке 2.17 представлено распределение по локальным максимумам.

Как видно из рисунка 2.17, MC хорошо согласуются с реальными данными по триггеру MB при низких энергиях (до 10 ГэВ), и по триггеру L1 при высоких энергиях.

2.5. ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРА НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ

Для восстановления спектра нейтральных пионов, необходимо оценить эффективность реконструкции, которая определяется следующим образом:

$$\varepsilon_{rec} = \frac{dN^{rec}/dy(p_T)}{dN^{gen}/dy(p_T)}, \quad (2.13)$$

где $dN^{rec}/dy(p_T)$ — спектр восстановленных пионов с помощью калориметра PHOS (методом инвариантных масс или методом наложенных класте-

ров), $dN^{gen}/dy(p_T)$ — спектр сгенерированных пионов при тех же начальных условиях. На рисунке 2.18 представлены эффективности реконструкции нейтральных пионов методами инвариантных масс и наложенных кластеров по триггерам MB и L1 для pPb - и pp -столкновений.

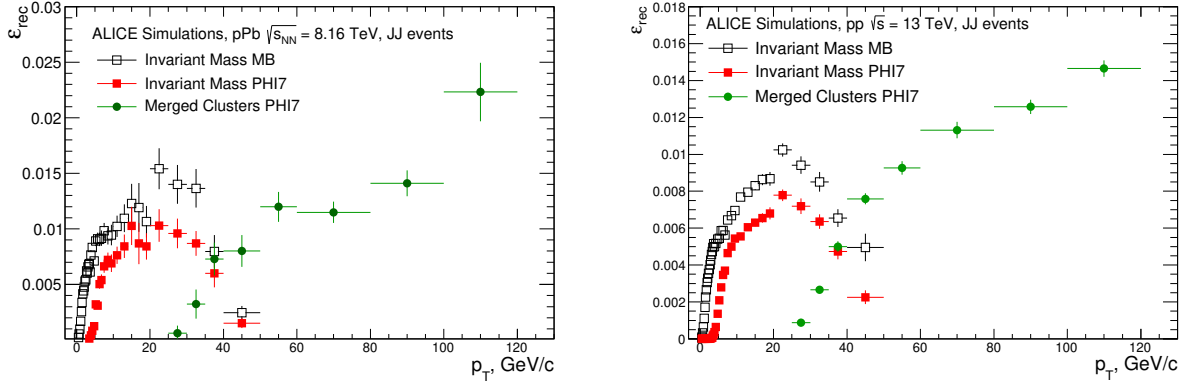


Рисунок 2.18 — Эффективность восстановления нейтральных пионов с помощью калориметра PHOS: слева — для pPb - столкновений, справа — для pp -столкновений

По рисунку 2.18 можно сказать, что эффективность процедуры unfolding по разделению наложенных кластеров перестает быть эффективным при $p_T^{\pi^0} \approx 40$ ГэВ/с, при котором эффективность восстановления нейтральных пионов методом инвариантных масс с методом наложенных кластеров.

Таким образом, эффективность реконструкции есть величина, на которую необходимо корректировать полученный спектр для учета ацептанса и неточности восстановления частиц (в данном анализе нейтральных пионов) детектором:

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{d^3 N}{p_T dp_T dy d\varphi} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{N_{ev}} \frac{1}{p_T} \frac{1}{\varepsilon_{rec}} \frac{d^2 N}{dp_T dy}, \quad (2.14)$$

где $\frac{d^2 N}{dp_T dy}$ — необработанный (сырой) спектр восстановленных с помощью PHOS пионов, N_{ev} — количество отобранных событий.

Кроме того, при регистрации событий по триггерам L0 и L1 необходимо также учитывать частоту срабатывания триггеров по отношению к событиям, зарегистрированным по триггеру MB с помощью коэффициента

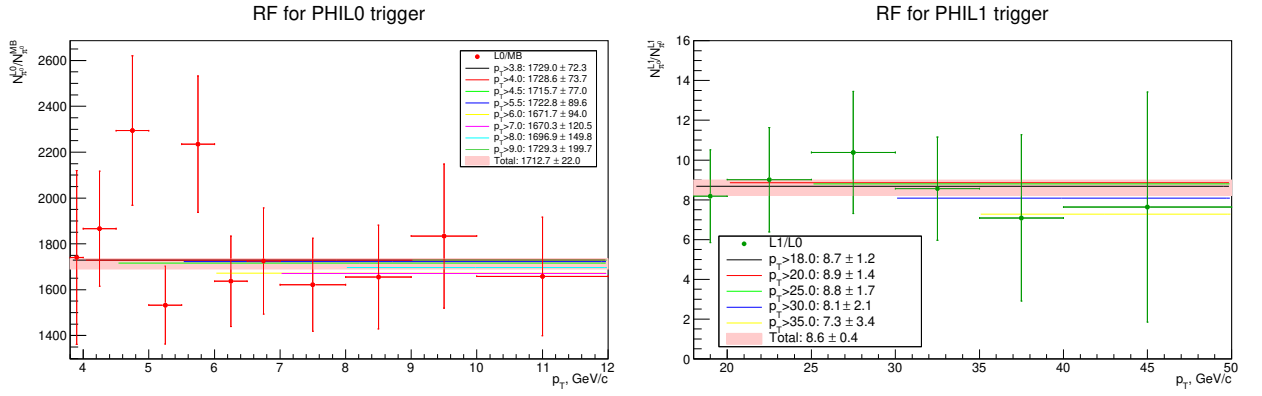


Рисунок 2.19 — Коэффициенты подавления триггеров: а) — для триггера L0 по отношению к триггеру MB; б) — для триггера L1 по отношению к триггеру L0

подавления триггеров (trigger rejection factor):

$$RF = \frac{dN_{Trig}/dy}{dN_{MB}/dy}, \quad (2.15)$$

где dN_{Trig}/dy — спектр части зарегистрированным по триггеру Trig (в данном анализе L0 или L1) по отношению к спектру, зарегистрированному по триггеру MB dN_{MB}/dy . Для определения диапазона применимости триггеров, а также для оценки систематических ошибок, связанных с выбранным диапазоном, были построены отношения полученных спектров. Так на рисунке 2.19а представлен TRF для триггера L0, на рисунке 2.19 — для триггера L1 (по отношению к триггеру L0).

После учета всех систематических погрешностей, рассчитаны окончательные TRF, представленные на рисунке 2.20. Аналогично, для данных pp -столкновений при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ были рассчитаны TRF (рисунок 2.21).

Для усреднения значений выхода нейтральных пионов при различных условиях восстановления (разные каты, функции фитирования, диапазоны фитирования, разные каты на форму кластеров и т.д.) в качестве веса использовались статистические ошибки спектров (в соответствии с условиями отбора). Таким образом, для метода инвариантных, масс спектр усреднялся по двум функция фитирования — Гаусса (GS) и Crystal Ball (CB), 4 диапазона фитирования и два способа извлечения сигнала (численный и аналитический из функции фитирования), т.е. в итоге усреднение по 16 точкам:

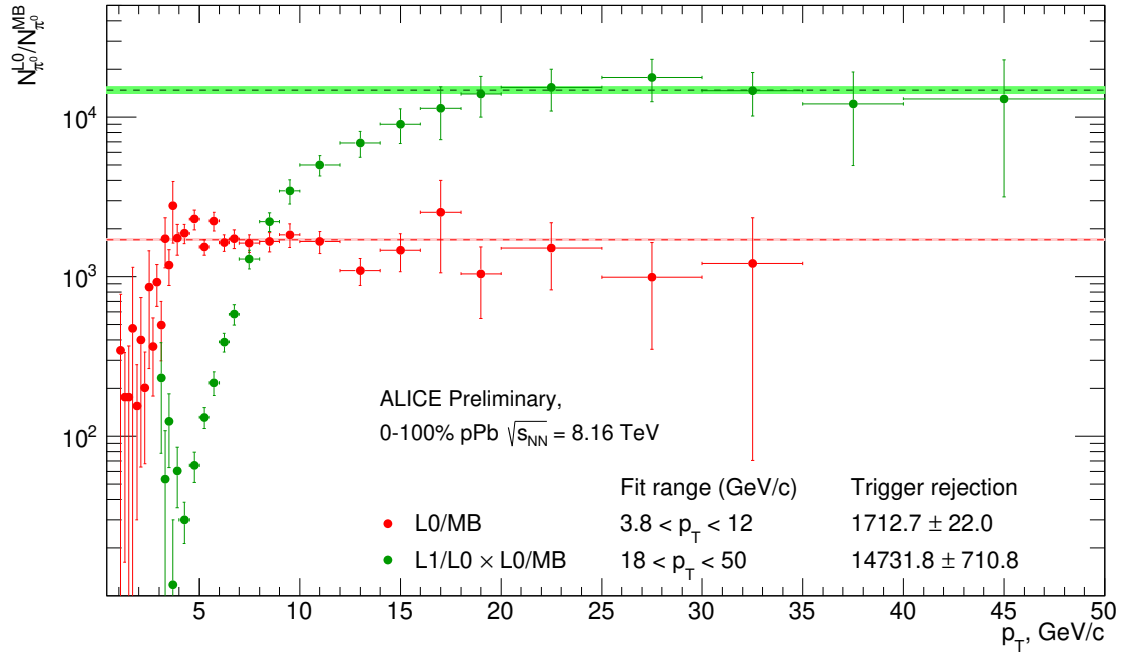


Рисунок 2.20 — Коэффициенты подавления триггеров калориметра PHOS L0 и L1 для данных pPb -столкновений

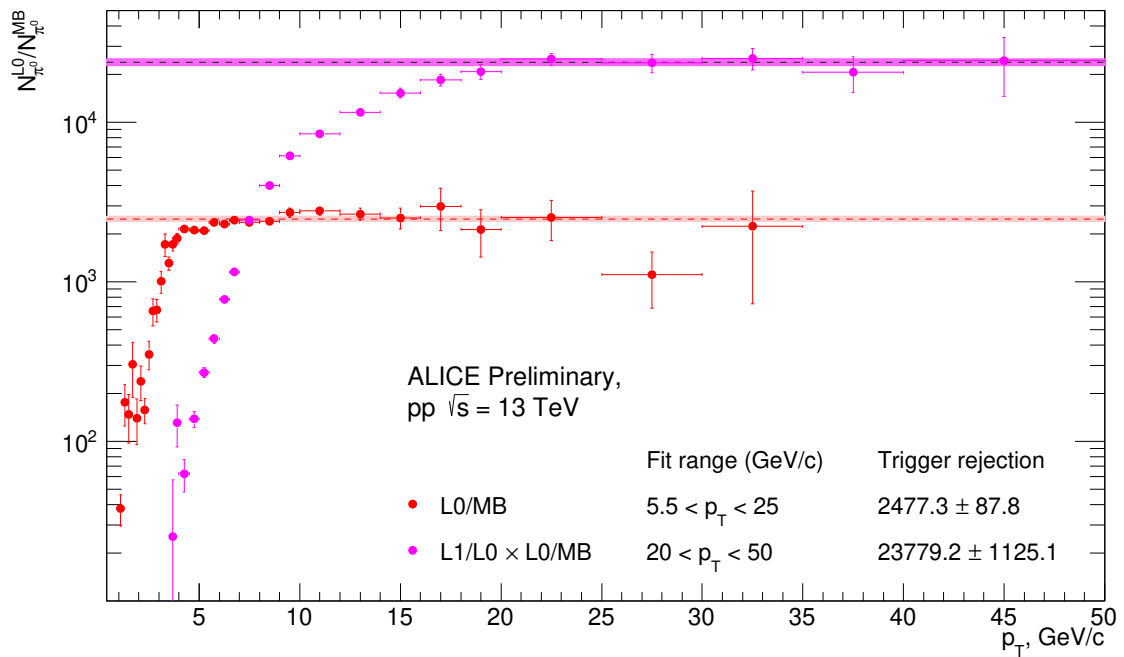


Рисунок 2.21 — Коэффициенты подавления триггеров калориметра PHOS L0 и L1 для данных pp -столкновений

$$N_{mean}^{InvMass}(p_T) = \sum_{i=GS,CB,\dots}^{16} \frac{N_i(p_T)}{\sigma_{i,stat}^2}. \quad (2.16)$$

В свою очередь, для метода наложенных кластеров (mPHOS), усреднение проводилось по двум катам на форму ливня (по формулам 2.10 и 2.11) и трем точкам около оптимального ката $M_{02}^{low}(p_T)$:

$$N_{mean}^{mPHOS}(p_T) = \sum_{i=1/E, \ln(E/E_0), \dots}^6 \frac{N_i(p_T)}{\sigma_{i,stat}^2}. \quad (2.17)$$

Помимо систематических ошибок, связанных с извлечением сигнала и налагаемыми условиями отбора, учитывались также следующие источники неопределенностей: материалы перед детектором (ранняя конверсия фотона), неопределенность на время пролета до калориметра PHOS, неопределенность связанная с RF [19], а также нелинейность энергетического разрешения PHOS [14]. Значения перечисленных систематических ошибок представлены в сводной таблице 2.3.

Таблица 2.3 — Систематические ошибки

Source	PHOS			PHOSm
	MB	L0	L1	L1
Time of flight	2%			
Material budget	1.7%			
Nonlinearity	1.2%			
TRF		1.9%	2.5%	

Полностью скорректированные спектры, полученные методом наложенных кластеров и методом инвариантных масс с помощью калориметра PHOS представлены на рисунке 2.22.

В области промежуточных $25 \text{ ГэВ/с} < p_T < 50 \text{ ГэВ/с}$ спектры нейтральных пионов, полученные двумя методами, согласуются в пределах ошибок. Однако в при $p_T \sim 25 \text{ ГэВ/с}$ спектр полученный mPHOS сильно завышен по отношению к стандартному PHOS (несмотря на то что согласуются в пределах одного стандартного отклонения), поэтому mPHOS применялся с $p_T \sim 30 \text{ ГэВ/с}$.

Для сравнения соответствия между полученными спектрами во всей области p_T , применялась двухкомпонентная модель (ТСМ), которая представляет собой комбинацию экспоненциального (термодинамического) и показательного (эффекты КХД) механизма рождения адронов при столк-

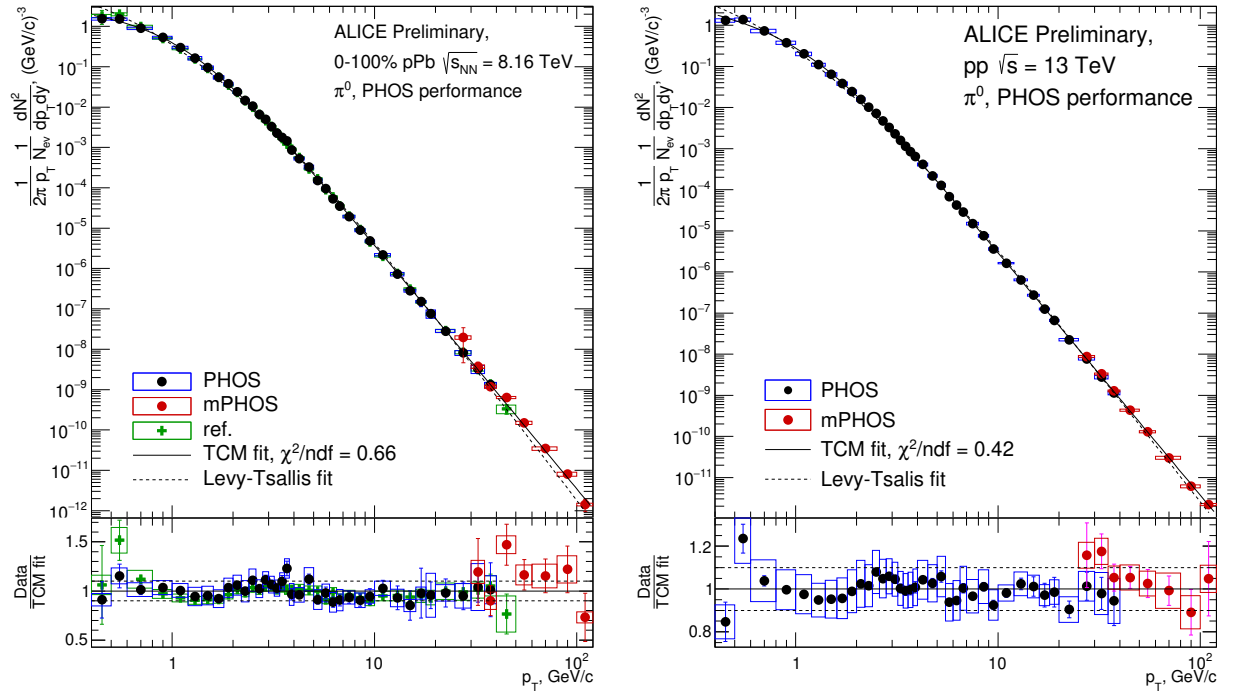


Рисунок 2.22 — Спектры восстановленных нейтральных пионов двумя методами с помощью калориметра PHOS

новении релятивистских частиц [20; 21]:

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = A_e \exp\left(-\frac{E_T^{kin}}{T_e}\right) + A \left(1 + \frac{p_T^2}{T^2 \cdot n}\right)^{-n}, \quad (2.18)$$

где $E_T^{kin} = \sqrt{p_T^2 + m^2} - m$ — поперечная кинетическая энергия адрона массы m , A_e и A — нормировочные множители для экспоненциальной и показательной частей модели, T_e — можно интерпретировать как температуру термализации адронного газа, образующего после столкновения релятивистских частиц; T — температура КХД. Соответственно, A_e , A , T_e , T и n являются свободными параметрами данной модели. В таблице представлены параметры ТСМ, описывающих спектры на рисунке 2.22.

Таблица 2.4 — Параметры ТСМ

	$A_e, (\text{GeV}/c)^{-2}$	T_e, GeV	$A, (\text{GeV}/c)^{-2}$	T, GeV	n	χ^2/ndf
<i>pPb</i>	2.6 ± 0.8	0.274 ± 0.019	1.4 ± 0.3	0.698 ± 0.028	3.03 ± 0.02	0.66
<i>pp</i>	4.6 ± 1.8	0.175 ± 0.034	1.4 ± 0.3	0.645 ± 0.027	2.96 ± 0.01	0.42

Модель Цаллиса [22], учитывающая только эффекты КХД при рождении адронов, плохо описывает полученные данные в области низких и высоких p_T , поэтому параметризация спектра проводилась с помощью ТСМ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе восстановлены спектры нейтральных пионов, рожденных в pPb -столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ ТэВ и pp -столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, в диапазоне $0.4 \text{ ГэВ/с} < p_T < 120 \text{ ГэВ/с}$ с помощью калориметра PHOS эксперимента ALICE. Для восстановления полного спектра использовались два метода — метод инвариантных масс и метод наложенных кластеров.

Предложены критерии на отбор кластеров калориметра PHOS эксперимента ALICE, ключевыми параметрами которых являются ограничение по величине главной оси поперечного сечения ливня и ограничение по энергии кластера >300 МэВ, которые в сочетании позволяют исключить кластеры от высокоэнергетичных адронов, тем самым значительно уменьшить шум в отборе наложенных кластеров от π^0 . Критерии отбора на форму ливня, полученные с помощью ок кривых (Приложение А), показали высокую эффективность отборе наложенных кластеров, повышая чистоту наложенных кластеров до $\sim 85\%$ при потере $\sim 20\%$ полезных кластеров во всей области рассматриваемых энергий (рисунок 2.14).

Для восстановления спектра нейтральных пионов в области $p_T < 50$ ГэВ/с, а также для проверки метода наложенных кластеров в области промежуточных p_T , применялся метод инвариантных масс. Спектр нейтральных пионов в таком методе восстанавливался с помощью фитирования пика из распределения двухфотонных инвариантных масс асимметричными функциями Гаусса (формула 2.6) и Crystal Ball (формула 2.7).

При сравнении эффективностей реконструкции двух методом (рисунок 2.18), выяснилось, что процедура unfolding по разделению кластеров с энерговыделением от двух и более частиц становится неэффективной при $p_T \sim 40$ ГэВ/с, при достижении $p_T \sim 60$ ГэВ/с эффективность метода наложенных кластеров сравнивается эффективностью метода инвариантных масс (по триггеру L0).

Окончательные полностью скорректированные спектры нейтральных

пионов, рожденных в pPb-столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ ТэВ и pp -столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, представлены на рисунке 2.22. В области промежуточных p_T полученные спектры согласуются в пределах ошибок. Для сравнения двух методов во всей области p_T применялась двухкомпонентная модель (ТСМ), параметры которой представлены в таблице 2.4. Полученный спектр для pPb-столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ ТэВ согласуется со спектром, полученным ранее [19].

Разработанный метод наложенных кластеров позволил значительно расширить диапазон восстанавливаемых калориметром PHOS нейтральных пионов, тем самым увеличив его функциональность.

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. Challenges in QCD matter physics –The scientific programme of the Compressed Baryonic Matter experiment at FAIR / Т. Ablyazimov [et al.] // Eur. Phys. J. A. — 2017. — Vol. 53, no. 3. — P. 60. — arXiv: [1607.01487 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1607.01487).
4. *Sissakian A. N., Sorin A. S.* The nuclotron-based ion collider facility (NICA) at JINR: New prospects for heavy ion collisions and spin physics // J. Phys. G / ed. by F. Liu, Z. Xiao, P. Zhuang. — 2009. — Vol. 36. — P. 064069.
5. *ALICE C.* Letter of intent for ALICE 3: A next generation heavy-ion experiment at the LHC : tech. rep. — 2022.
6. *Kharzeev D., Kovchegov Y. V., Tuchin K.* Cronin effect and high p(T) suppression in pA collisions // Phys. Rev. D. — 2003. — Vol. 68. — P. 094013. — arXiv: [hep-ph/0307037](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0307037).
7. Cronin effect in hadron production off nuclei / B. Z. Kopeliovich [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Vol. 88. — P. 232303. — arXiv: [hep-ph/0201010](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0201010).
8. The ALICE experiment at the CERN LHC / K. Aamodt [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08002.
9. The ALICE experiment at the CERN LHC / K. Aamodt [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08002.

10. Calibration of the photon spectrometer PHOS of the ALICE experiment / S. Acharya [et al.] // JINST. — 2019. — Vol. 14, no. 05. — P05025. — arXiv: [1902.06145 \[physics.ins-det\]](#).
11. ALICE technical design report of the photon spectrometer (PHOS) / G. Dellacasa [et al.]. — 1999.
12. Identification of photon-tagged jets in the ALICE experiment / G. Conesa [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2008. — Vol. 585. — P. 28–39. — arXiv: [0711.2431 \[physics.data-an\]](#).
13. Direct photon detection in Pb Pb collisions in the ALICE experiment at LHC / G. Conesa [et al.] // Nucl. Phys. A / ed. by C. Ciofi degli Atti. — 2007. — Vol. 782. — P. 356–361.
14. 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.
15. Review of Particle Physics / P. A. Zyla [et al.] // PTEP. — 2020. — Vol. 2020, no. 8. — P. 083C01.
16. 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 \[nucl-ex\]](#).
17. *Blau D.* Performance and upgrade plans of the ALICE Photon Spectrometer // J. Phys. Conf. Ser. / ed. by P. Teterin. — 2020. — Vol. 1690, no. 1. — P. 012044.
18. *Roesler S., Engel R., Ranft J.* The Monte Carlo event generator DPMJET-III // International Conference on Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications (MC 2000). — 2000. — P. 1033–1038. — arXiv: [hep-ph/0012252](#).
19. Nuclear modification factor of light neutral-meson spectra up to high transverse momentum in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV / S. Acharya [et al.]. — 2021. — arXiv: [2104.03116 \[nucl-ex\]](#).
20. *Bylinkin A. A., Rostovtsev A. A.* Parametrization of the shape of hadron-production spectra in high-energy particle interactions // Phys. Atom. Nucl. — 2012. — Vol. 75. — P. 999–1005.

21. *Bylinkin A., Chernyavskaya N. S., Rostovtsev A. A.* Predictions on the transverse momentum spectra for charged particle production at LHC-energies from a two component model // Eur. Phys. J. C. — 2015. — Vol. 75, no. 4. — P. 166. — arXiv: [1501.05235](https://arxiv.org/abs/1501.05235) [hep-ph].
22. *Tsallis C.* Possible Generalization of Boltzmann-Gibbs Statistics // J. Statist. Phys. — 1988. — Vol. 52. — P. 479–487.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

РОС-КРИВЫЕ ПО ВАРЬИРОВАНИЮ ГЛАВНОЙ ОСИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ЛИВНЯ

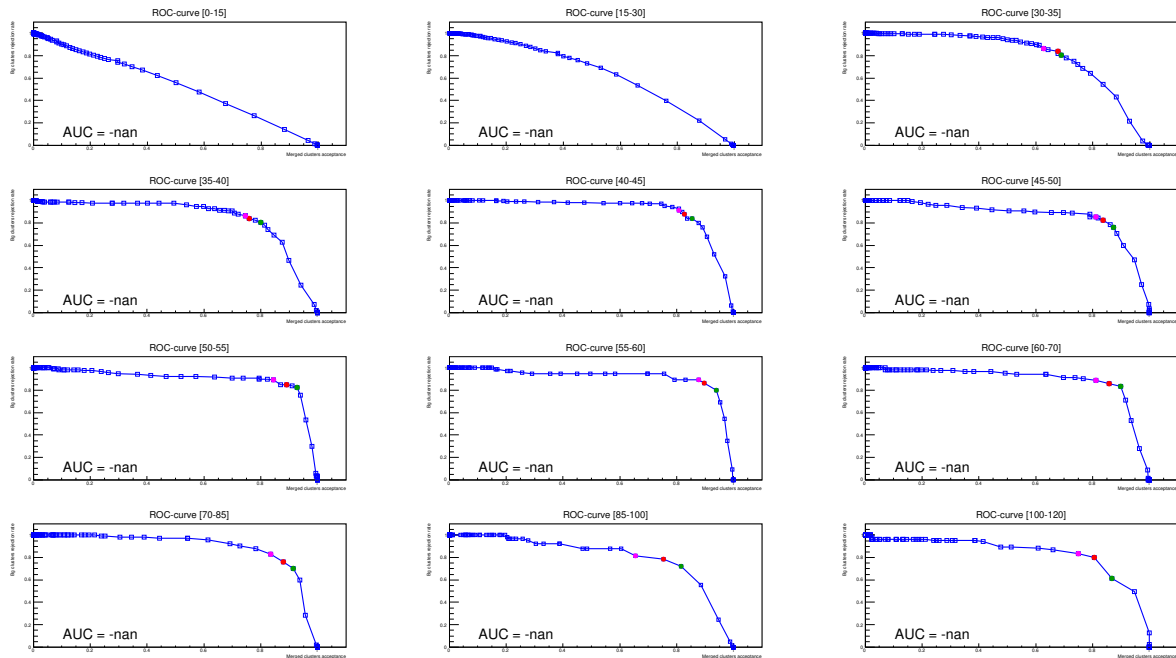


Рисунок А.1 — ROC-кривые по варьированию главной оси электромагнитного ливня