

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»

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
**АНАЛИЗ ДАННЫХ ЧЕТЫРЕХЧАСТИЧНЫХ
СОБЫТИЙ В УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ
СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В
ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS НА БАК**

Научный руководитель

к.ф.-м.н., доц.

_____ С.Л.Тимошенко

Студент

_____ А. Э. Дадашова

Москва 2023

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Эксперимент ATLAS	4
2 Ультрапериферические взаимодействия	6
3 Монте-Карло генераторы	8
4 Полное моделирование событий с помощью STARLIGHT	9
5 Анализ данных	17
Заключение	25
	25

ВВЕДЕНИЕ

Тяжелые ионы — это ионы элементов с $Z > 2$ и $A > 4$ (тяжелее гелия). Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами характеризуется коренной перестройкой участвующих в реакции ядерных систем, содержащих сотни нуклонов. Все это приводит к разнообразию каналов реакции — путей, по которым проходят изменения взаимодействующих ядер. При этом может происходить как полное слияние иона с ядром, так и передача от иона к ядру (или наоборот) различного числа нуклонов (от одного до нескольких десятков или целого сгустка ядерной материи). Образующаяся ядерная система может быть неустойчивой и распадаться за очень короткое время, а может достигнуть теплового равновесия и существовать очень большое по ядерным масштабам время. Распад этой системы может быть связан как с эмиссией отдельных нуклонов, так и с развалом ее на две примерно равные части. Таким образом, изучение ядерных реакций с тяжелыми ионами позволяет получать важные данные о коллективном ядерном движении большой амплитуды, которая характеризуется предельно большим изменением ядерной формы, сильным и неоднократным перераспределением энергии между различными степенями свободы системы. [1]

Особенности взаимодействия тяжелых ионов:

- Передача больших импульсов
- Передача больших моментов
- Обмен большим количеством нуклонов
- Большое и многократное кулоновское возбуждение, сильная ионизация и т.д.

Для того, чтобы произошла реакция между двумя ядрами, необходимо столкнуть их с энергиями, определяющими их кулоновское рассталкивание.

$$E = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2 + b}, \quad (0.1)$$

Если энергия иона постоянна, то взаимодействие определяется параметром b , называемым прицельным параметром.

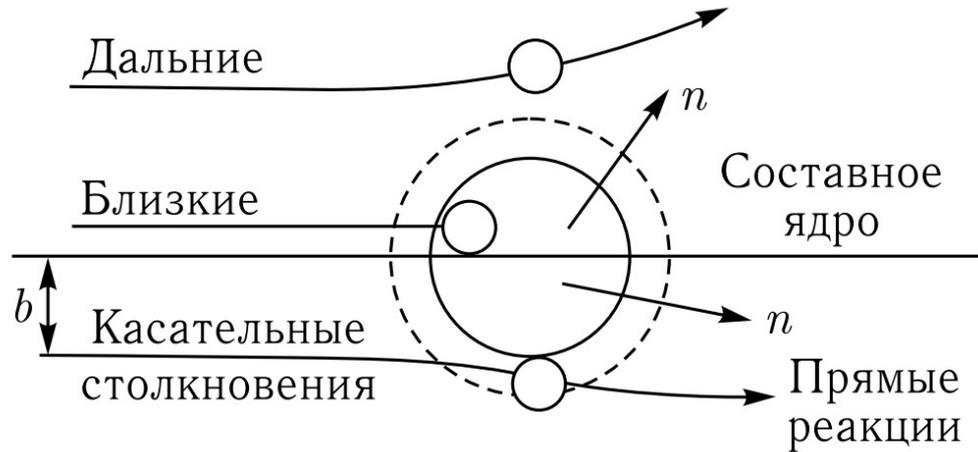


Рисунок 1

Классификация взаимодействий тяжелых ионов по прицельному параметру b (рис.1):

- $b < R$ - центральное взаимодействие
- $b \sim R_1 + R_2$ - периферическое взаимодействие
- $b > R_1 + R_2$ - ультрапериферическое взаимодействие

Целью данной работы является выделение сигнала фотон-фотонного образования пары $\rho_0\rho_0$ мезонов в ультрапериферических столкновениях тяжелых ионов при высоких энергиях. (или в условиях эксперимента ATLAS на БАК лучше написать?)

1. ЭКСПЕРИМЕНТ ATLAS

Детектор ATLAS, коллаборация ATLAS и совокупность результатов, полученных с помощью этого детектора, объединяются в один термин эксперимент ATLAS.

Детектор ATLAS (**A** Toroidal LHC Apparatu**S**) является детектором общего назначения на БАК.

Основным элементом, определяющим внешний вид и размеры детектора ATLAS, является его магнитная система. Внешний сверхпроводящий

воздушно-зазорный тороид служит ключевым элементом ATLAS, обеспечивая прецизионное измерение импульсов мюонов во всем доступном интервале их значений. Детектор ATLAS обладает осевой симметрией относительно продольного направления пучка ускоренных протонов и симметрией вперед-назад относительно центральной точки детектора, где происходит столкновение пучков протонов.

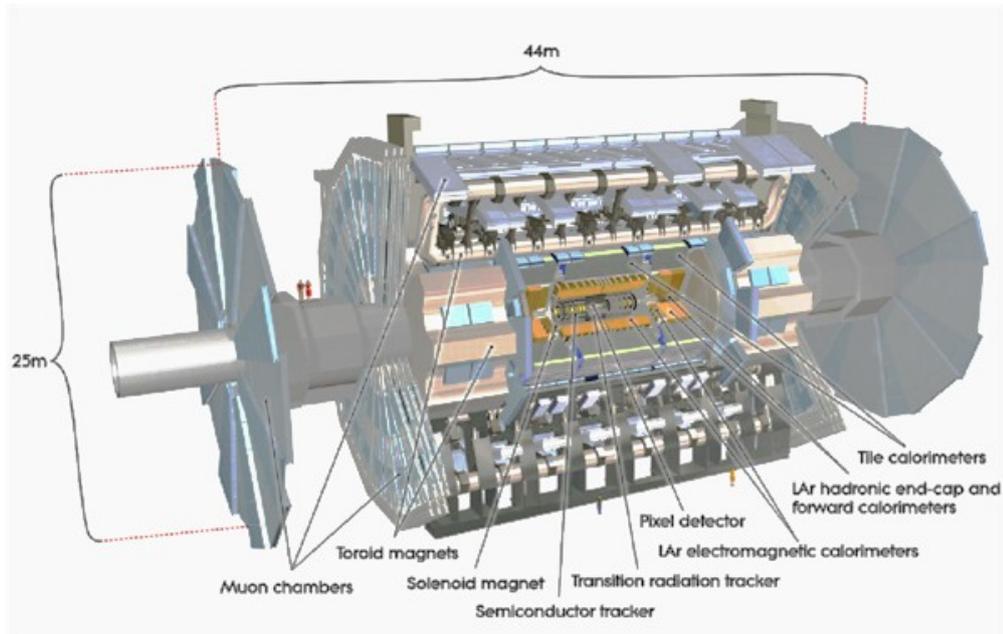


Рисунок 2 — Общий вид детектора ATLAS

На рис.2 видны элементы конструкции тороида. Он состоит из центрального тороида (барреля) и двух торцевых. Видны скругленные протяженные прямоугольные секции катушек центрального тороида. Всего их восемь. Катушки (обмотки) торцевого тороида находятся в общем корпусе. В магнитном поле тороидов размещены детекторы мюонов. Справа и слева по краям расположены большие торцевые диски мюонных камер, диаметр этих дисков 25м. Тороидальный магнит с мюонными камерами составляет мюонный спектрометр детектора ATLAS.

Следующим элементом при движении к центру детектора от мюонного спектрометра служит адронный калориметр. Он состоит из нескольких блоков. Центральную часть занимают три секции адронного тайл-калориметра. Торцевым элементом адронного калориметра служит жидкоаргоновый адронный калориметр. В непосредственной близости к оси детектора расположен передний адронный калориметр. Внутри адронного

калориметра находится жидкоаргоновый электромагнитный калориметр. Он также имеет центральную, торцевую и переднюю части. Все калориметры вместе составляют калориметрическую систему детектора ATLAS.

Внутри калориметрической системы в непосредственной близости к трубе, в которой движутся и сталкиваются пучки протонов, расположен Внутренний детектор. Он помещен в магнитное поле соленоида 2Т. Диаметр Внутреннего детектора 2 м, длина 5.4 м. Элементами Внутреннего детектора служат пиксельные и микроstriповые кремниевые детекторы и пропорциональные дрейфовые трубки детектора переходного излучения. Соленоид и тороиды совместно образуют магнитную систему детектора ATLAS. [2]

2. УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В ультрапериферических столкновениях тяжелых ионов прицельный параметр больше суммы радиусов налетающих частиц, поэтому адронные взаимодействия подавлены, а электромагнитные преобладают. Результатом адронных взаимодействий является взаимное разрушение сталкивающихся ядер и множественное рождение частиц. Конкуренцию сильным взаимодействиям могут составить фотон-фотонные($\gamma - \gamma$), фотон-померонные($\gamma - P$) и померон-померонные($P - P$) взаимодействия ядер. (Померон - псевдочастица, бесцветный переносчик сильного взаимодействия, имеющий квантовые числа вакуума) Два ядра могут обмениваться одним или несколькими фотонами, при этом одно из них или оба ядра возбуждаются в состояние гигантского дипольного резонанса или другие возбужденные состояния. Другая возможность — фотон некогерентно взаимодействует с нуклоном другого ядра (фотоядерная реакция). В двухфотонных взаимодействиях каждое ядро испускает фотон, затем эти фотоны взаимодействуют. Фотон (померон) одного ядра может провзаимодействовать с когерентным мезонным или померонным полем другого ядра. Условие когерентности на фотонные и померонные поля сильно ограничивает кинематические характеристики рожденных частиц. Когерентность для фо-

тонных полей означает, что это поле связано целиком с зарядом ядра, а не с зарядами отдельных протонов, составляющих ядро. Точно так же когерентное поле померона связано с сильными взаимодействиями всех нуклонов ядра. [3]

На данный момент ультрапериферические столкновения ядер является активно исследуемым направлением в релятивистской ядерной физике.

При ультрапериферических взаимодействиях образуются векторные мезоны (их сечение образования можно увидеть на рис.3), одним из которых является ρ_0 . На данный момент хорошо изучены двухтрековые события, связанные с рождением этого мезона. Поэтому особый интерес вызывают мало исследованные события с образованием более чем двух треков. Примером такого события является рождение возбужденного состояния ρ_0^* , который распадается на четыре заряженных пиона. Однако помимо ρ_0^* такие же каналы распада имеют $\rho_0\rho_0$ (диграмма образования на рис.4), $\rho_0\phi$, $\rho_0\omega$.

Meson	Au+Au, RHIC $\sigma(\text{mb})$	Pb+Pb, LHC $\sigma(\text{mb})$	Meson	Pb+Pb, LHC $\sigma(\text{mb})$
			$\rho^0\rho^0$	8,8
ρ^0	590	5200	$\omega\omega$	0,073
ω	59	490	$\phi\phi$	0,076
ϕ	39	460	$\rho^0\omega$	1,6
J/ψ	0.29	32	$\rho^0\phi$	1,6
Υ		150 μb	$\rho^0\text{J}/\psi$	0,2

Рисунок 3 — Сечения образования основных частиц в ультрапериферических взаимодействиях

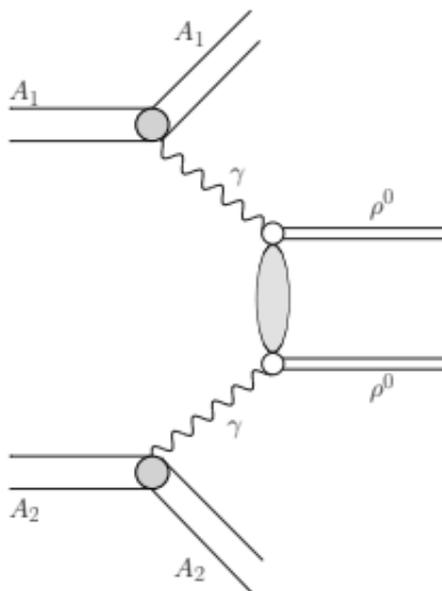


Рисунок 4 — Диаграмма образование пары ρ_0

3. МОНТЕ-КАРЛО ГЕНЕРАТОРЫ

Для максимально близкого к действительности моделирования различных видов столкновений разработано большое количество программ, основанные на Монте-Карло методе случайных событий, именуемыми Монте-Карло генераторами (МС). Их применяют как теоретики, так и экспериментаторы с целью прогноза событий, ожидаемых в эксперименте, отладки, настройки и оптимизации детекторов, улучшение методов анализа реальных данных.

Существуют также алгоритмы моделирования, которые преобразуют смоделированные события в поток данных, подобный реакции детекторов, используемых на установке ATLAS. Программное обеспечение, позволяющее подключить все необходимое для проведение такого моделирования, называется Athena.

В данной работе используется Монте-Карло генератор STARLIGHT, который позволяет провести интересующее нас моделирование двухфотонного взаимодействия между релятивистскими тяжелыми ядрами в ультрапериферических столкновениях при энергиях, достигаемых на БАК.

В программном пакете STARLIGHT существуют несколько видов фотон-

фотонных каналов (рис.5), по которым может происходить взаимодействия.

Two-Photon Channels	
Particle	Jetset ID
e^+e^- pair	11
$\mu^+\mu^-$ pair	13
$\tau^+\tau^-$ pair	15
$\tau^+\tau^-$ pair, polarized decay	10015*
ρ^0 pair	33
$a_2(1320)$ decayed by PYTHIA	115
η decayed by PYTHIA	221
$f_2(1270)$ decayed by PYTHIA	225
η' decayed by PYTHIA	331
$f_2(1525) \rightarrow K^+K^-(50\%), K^0\bar{K}^0(50\%)$	335
η_c decayed by PYTHIA	441
$f_0(980)$ decayed by PYTHIA	9010221

Рисунок 5 — Двух-фотонный канал

4. ПОЛНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОБЫТИЙ С ПОМОЩЬЮ STARLIGHT

Стоит отметить, что процессы, смоделированные в результате работы MC, используют для выделения критериев отбора, которые впоследствии применяются к экспериментальным данным, соответствующим этим процессам. К этим критериям могут относиться срез по фоновым событиям, ограничения по триггерам и поперечным импульсам.

Именно поэтому использование MC является необходимой частью анализа и используется в том числе на эксперименте ATLAS. В связи с этим ATLAS имеет официально принятые MC генераторы, рекомендуемые к использованию, и STARLIGHT входит в их число. Пользоваться им может любой член коллаборации ATLAS через lxplus - службы интерактивного входа в linux для всех пользователей CERN.

Результатом полного моделирования является файл формата xAOD (The Analysis Object Data), который представляет собой краткое изложение реконструированного события и содержит информацию, достаточную для об-

щего анализа. Этот формат доступен для чтения как экспериментальной программой ATLAS, так и программной оболочкой эксперимента ATLAS(Athena) и ROOT.

Процесс полного моделирования можно разделить на четыре этапа: генерация событий MC, симуляция детектирования частиц детектором ATLAS, реконструкция и оцифровка полученных данных, создание AOD файла и его дальнейший анализ.

Для того, чтобы анализировать файл с сгенерированными событиями, полученного в результате работы вшитого в lxplus STARLIGHT, был пройден Analysis Software Tutorial - руководство для ознакомления с типичными инструментами анализа xAOD в рамках EventLoop.

На выходе пользователь получает файл с данными сгенерированных событий только уже в формате EVNT.pool.root. Однако в таком виде просмотр файла невозможен. Поэтому выходной файл был переформатирован в DAOD_TRUTH0.pool.root.

Для реализации симуляции и реконструкции был использован software x86_64-el9-gcc13-opt на lxplus.

На этапе симуляции происходит симуляция детектирования частиц реальным детектором. Среда детектора и его устройство, а также различные взаимодействия частиц смоделированы в пакете Монте-Карло Geant4 проектом ATLAS.

На этапе реконструкции и оцифровки набор данных проходит те же алгоритмы, что используются для реконструкции реальных данных ATLAS.

Два этих этапа требуют большое количество времени для обработки. Так как вся работа выполняется на lxplus, имеется ограничение по времени на выполнение программы, что делает затруднительным реализацию симуляции и реконструкции. Для решения этой проблемы необходимо было использовать HTCondor - высокопроизводительную вычислительную службу, которой отправляются задания, и впоследствии решается, как и когда эти задания выполнять.

После симуляции и реконструкции 490 тысяч событий их необходимо проанализировать и выделить обязательные критерии отбора для дальнейшего их наложения на реальные данные.

- ограничение на число треков ($N_{track} = 4$), так как нас интересует распад двух ρ_0 на четыре пиона.
- ограничение на суммарный заряд треков, так как образовавшиеся четыре заряженных пиона имеют нулевой суммарный заряд.
- $|\eta| < 2.4$ - ограничение по треку, связанное с геометрией установки.
- $|d_0| < 1.5$ мм - стандартное ограничение на величину d_0 - смещение трека из вторичной вершины до плоскости первичной вершины (рис.6)

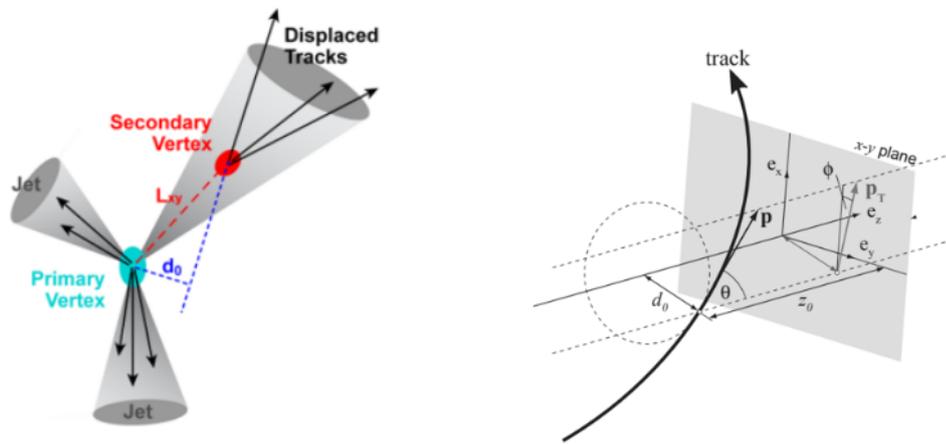


Рисунок 6 — Наглядное определение d_0

Между смоделированным событием и его реконструкцией есть связь (link). С помощью класса ElementLink можно установить, было ли реконструированное событие порождено событием смоделированным с помощью STARLIGHT. В результате наложения этого ограничения было отброшено 9% событий, соответствующих фону. Данное ограничение применимо только к смоделированным событиям, но никак не к реальным данным.

Рассматриваемый нами процесс - это когерентное рождение двух векторных мезонов. При высоких энергиях ядро сопровождается потоком фотонов, так как является источником электромагнитного поля. Если длина волны фотона больше размера ядра, то он не разделяет заряженные частицы, составляющие ядро, а видит их как единую систему с суммарным зарядом Z . Такие фотоны называются когерентными. Когерентное рождение частиц накладывает ограничение на их поперечные импульсы, их

значения меньше сотни Мэв, что видно по распределению по поперечному импульсу системы четырех заряженных пионов (рис.7) .

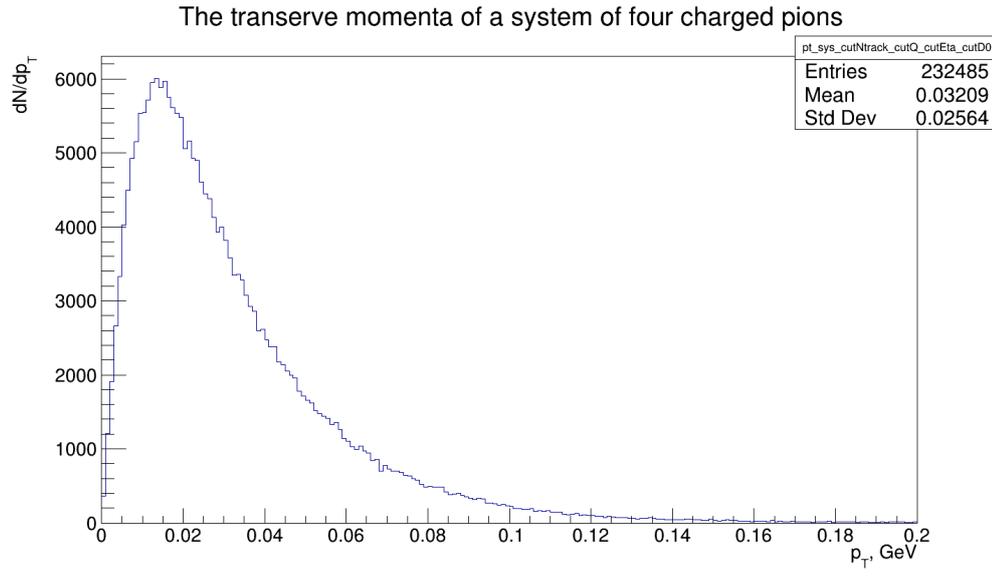


Рисунок 7 — Распределение по поперечному импульсу для системы $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

Как мы видим наложение ограничения на поперечный импульс ($p_T^{sys} < 0.12$ ГэВ) позволяет нам отрезать "хвост" в распределении и в дальнейшем поможет частично отбросить фоновые события. С аналогичными рассуждениями можно наложить ограничение на поперечный импульс пиона (рис.8) ($p_T^{track} > 0.1, 0.2, 0.25, 0.3$ ГэВ).

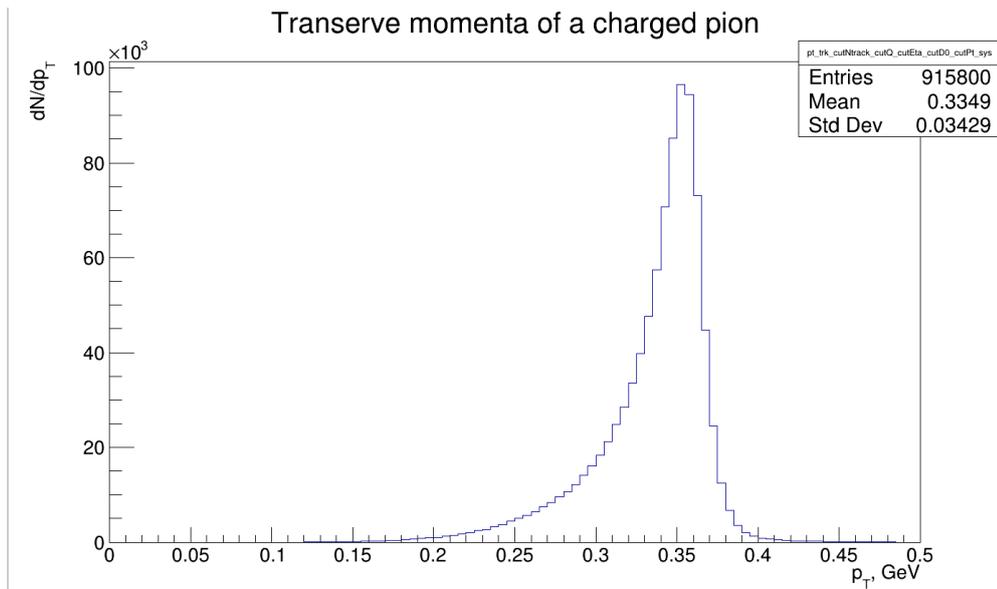


Рисунок 8 — Распределение по поперечному импульсу для заряженного пиона

Также были построены распределения по инвариантной массе, быстроте и псевдобыстроте для системы $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ (рис.10-11), по псевдобыстроте и d_0 для заряженного пиона (рис.12-13) с учетом выше изложенных ограничений.

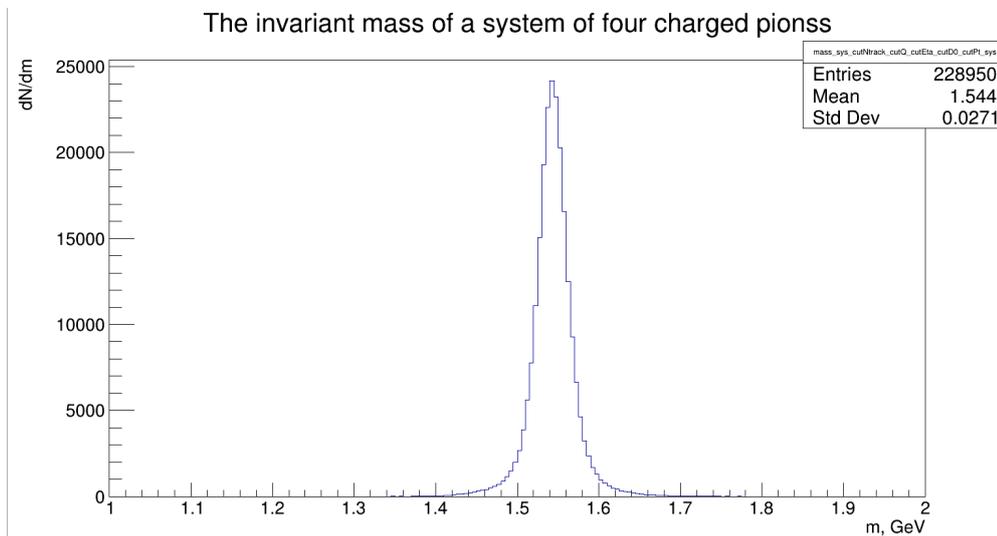


Рисунок 9 — Распределение по инвариантной массе для системы $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

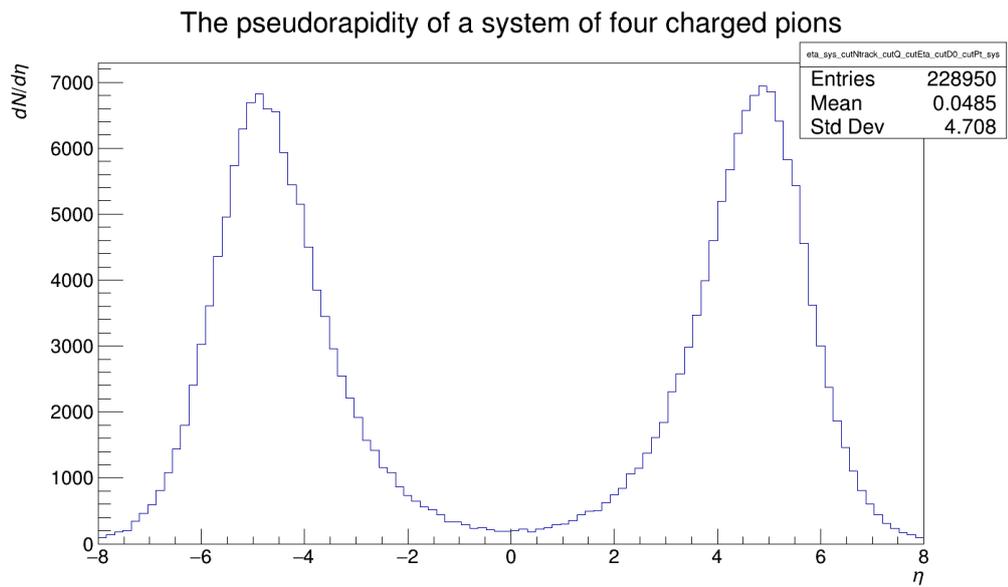


Рисунок 10 — Распределение по псевдобыстроте для системы $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

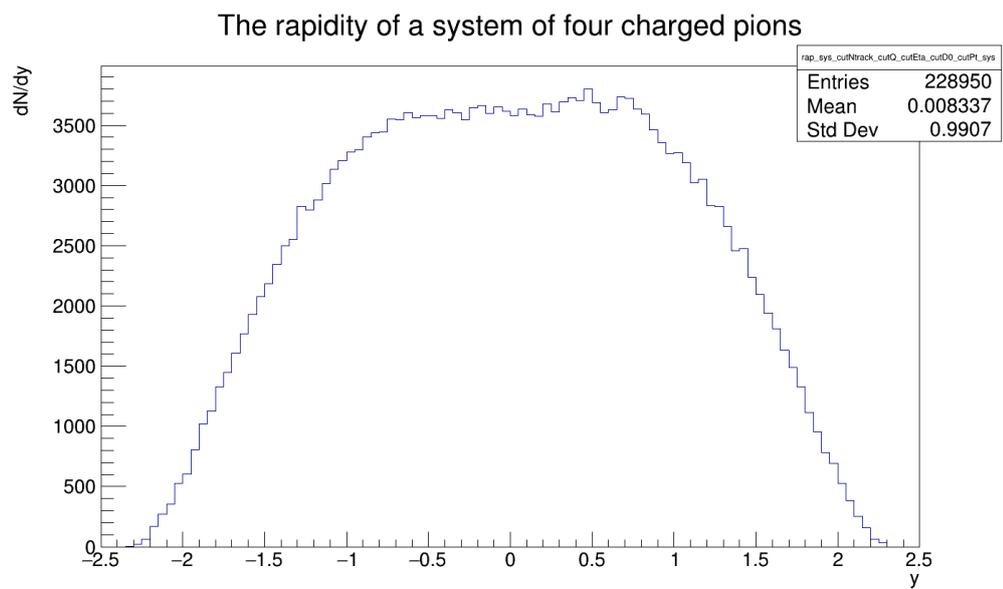


Рисунок 11 — Распределение по быстроте для системы $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

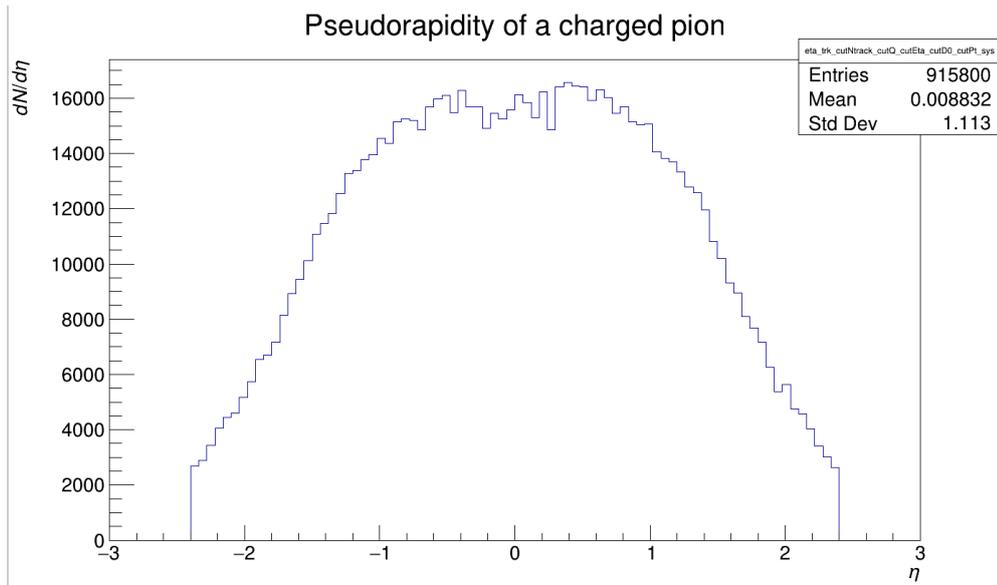


Рисунок 12 — Распределение по псевдобыстроте для заряженного пиона

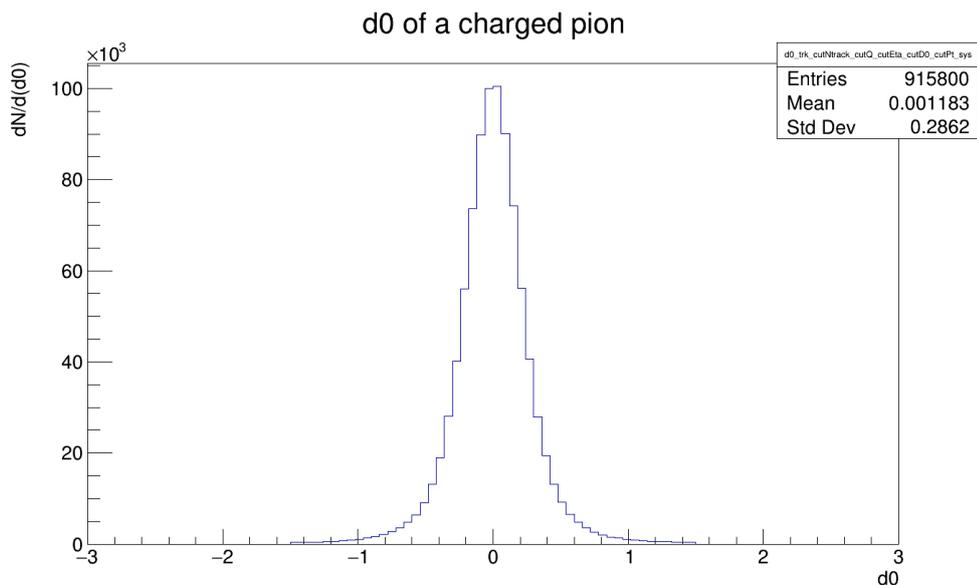


Рисунок 13 — Распределение по d_0 для заряженного пиона

Распределение по инвариантной массе системы четырех заряженных пионов имеет некоторый разброс, что связано с наличием у реального детектора энергетического разрешения, не позволяющего измерить энергию точно, и эта неточность была заложена в его модели, через которую прогонялись смоделированные данные.

Для процесса $\rho_0\rho_0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ возникает вопрос о том, а как определить, какая пара пионов к какому принадлежит мезону?

В случае смоделированных данных на STARLIGHT мы точно знаем,

какие пионы каким мезоном были рождены. В процессе реконструкции данная информация теряется, но ее можно восстановить, используя также ElementLink для нахождения позиции трека в TruthParticle, которая для каждого ρ^0 мезона фиксирована. Для событий, прошедших реконструкцию, было построено распределение по величине $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ между пионами, рожденными от одного мезона, и между пионами, рожденными от разных мезонов. (рис.14)

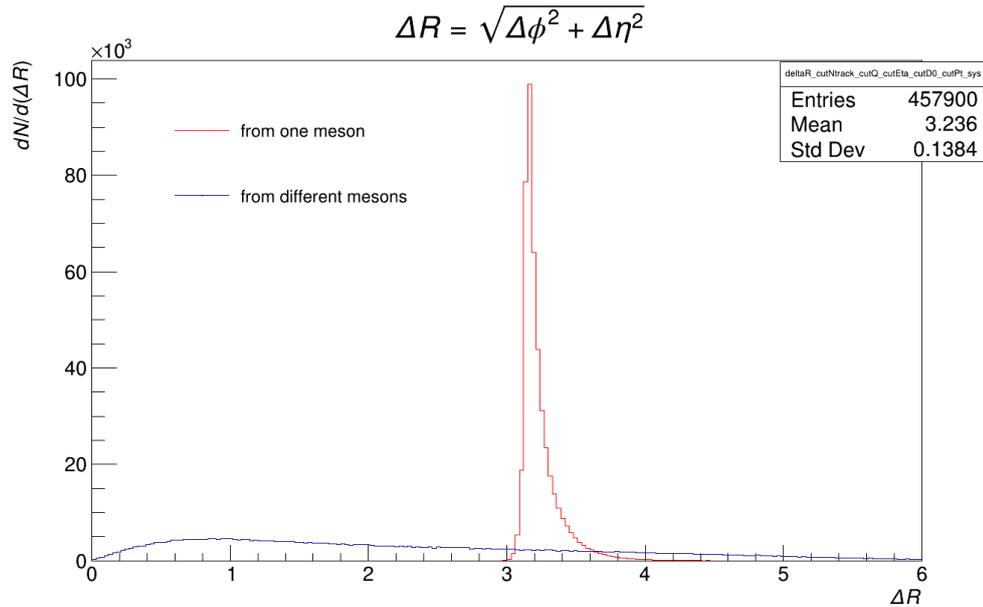


Рисунок 14 — Распределение по ΔR

Как видно по получившимся распределениям, если мы поставим ограничение по значению $\Delta R > 0.3$, то сможем отсортировать большую часть треков по принадлежности к одному и тому же мезону.

С ограничением по ΔR и без него были построены распределения по инвариантной массе (рис.16 и рис.15) системы $\pi^+\pi^-$.

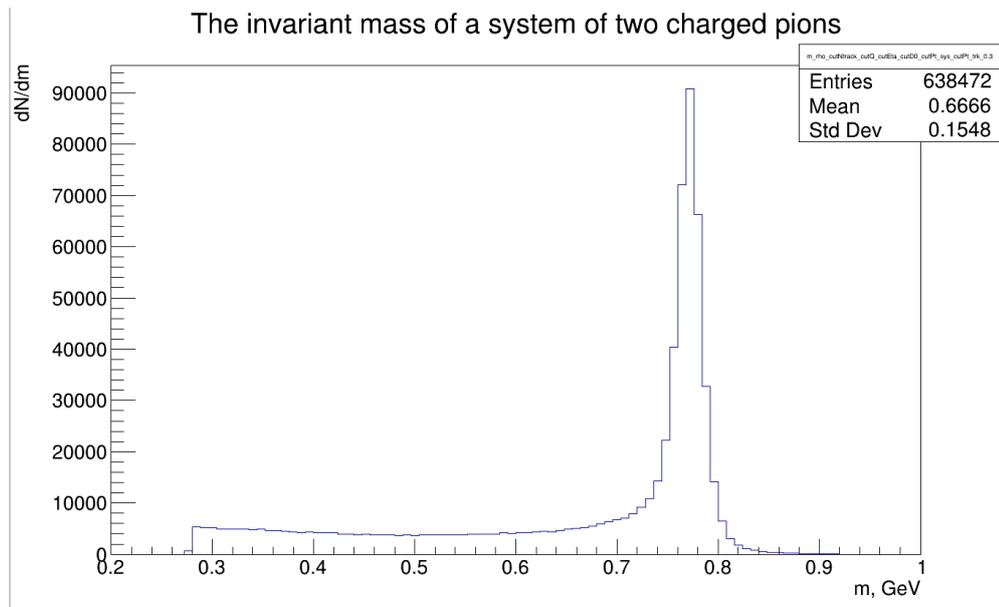


Рисунок 15 — Распределение по инвариатной массе для системы $\pi^+\pi^-$

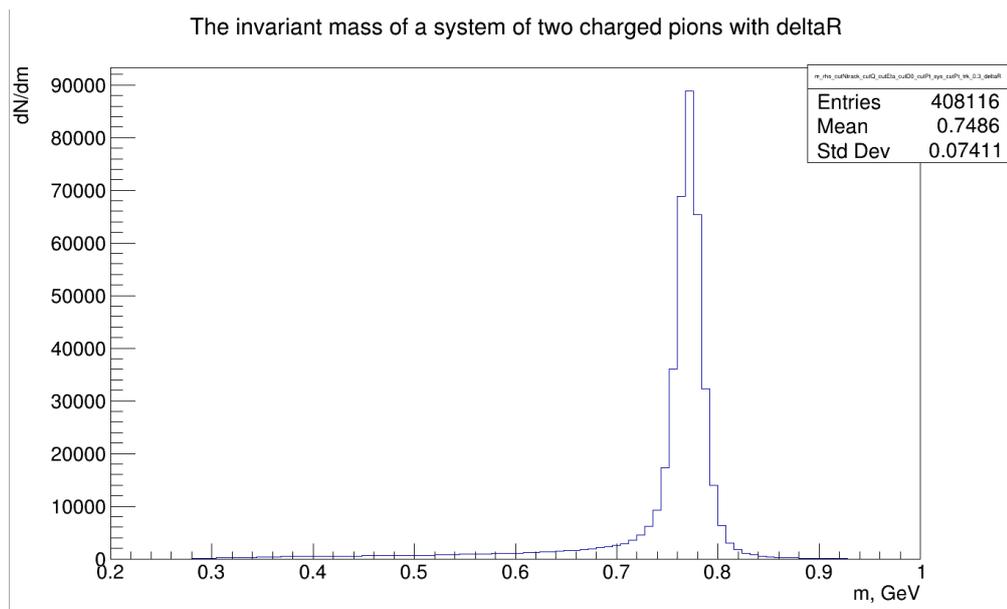


Рисунок 16 — Распределение по инвариатной массе для системы $\pi^+\pi^-$ с ограничением по ΔR

5. АНАЛИЗ ДАННЫХ

В случае анализа реальных данных к выше изложенным ограничениям необходимо добавить дополнительные отборы, что связано с колоссальным количеством информации, получаемой от детектора, которую в полной ме-

ре обработать и хранить весьма затруднительно.

Для данных по столкновениям ядер свинца на LHC с эксперимента ATLAS 2018 года использовался триггер `HLT_mb_sptrk_exclusiveloose_vetosp1500_L1VTE20` для отбора событий с малой множественностью и отсутствием энерговыделения в калориметрах, так как в изучаемом процессе не образуются высокоэнергетичные электроны и струи, которые регистрируются в них.

Время работы LHC разделяют на блоки(люми-блоки) по интегральной светимости (светимость - "инструментальная" характеристика коллайдера - число актов столкновения в единицу площади и в единицу времени, соответственно интегральная светимость - светимость \times время работы ускорителя). Так как LHC работает не непрерывно, а сам детектор ATLAS подвержен различным неполадкам, то в анализе нужно брать в расчет только те события, которые регистрировались во время правильной работы детектора и коллайдера, информация о люми-блоках, соответствующих событиям, хранится в GRL (GoodRunList). Поэтому в данной работе был также проведен отбор по GRL.

Изначально в датасете 2018 года по UPC столкновениям ядер свинца было 22×10^7 событий, после наложения ограничений по триггеру и GRL их стало 5×10^7 из них 3.25×10^6 - четырехтрековые события.

Были построены распределения по быстрой (рис.20-21), псевдобыстрой (рис.22-23), поперечному импульсу (рис.17) системы четырех заряженных пионов, а также по поперечному импульсу (рис.24) и псевдобыстрой (рис.25 -26) для заряженного пиона с последовательным наложением всех ограничений. Для поперечного импульса системы, как и предполагалось из анализа смоделированных данных, ограничение его значения меньше 0.12 ГэВ позволяет отбросить большую часть фоновых событий. Ограничение по поперечному импульсу заряженного пиона ($p_T > 0.3$ ГэВ), исходя из опять же анализа данных MC, должно было хорошо выделять нужный нам сигнал, однако в реальных данных мы наблюдаем, что данное ограничение сигнал больше режет, нежели выделяет.

Аналогично были построены распределения по инвариантной массе системы из четырех заряженных пионов (рис.18-19), наблюдается пик в районе 1.7-1.8 ГэВ, в то время как для реконструкции исследуемого процесса то же распределение имеет пик в районе 1.54 ГэВ, что соответствует удво-

енной массе двух ρ^0 мезонов.

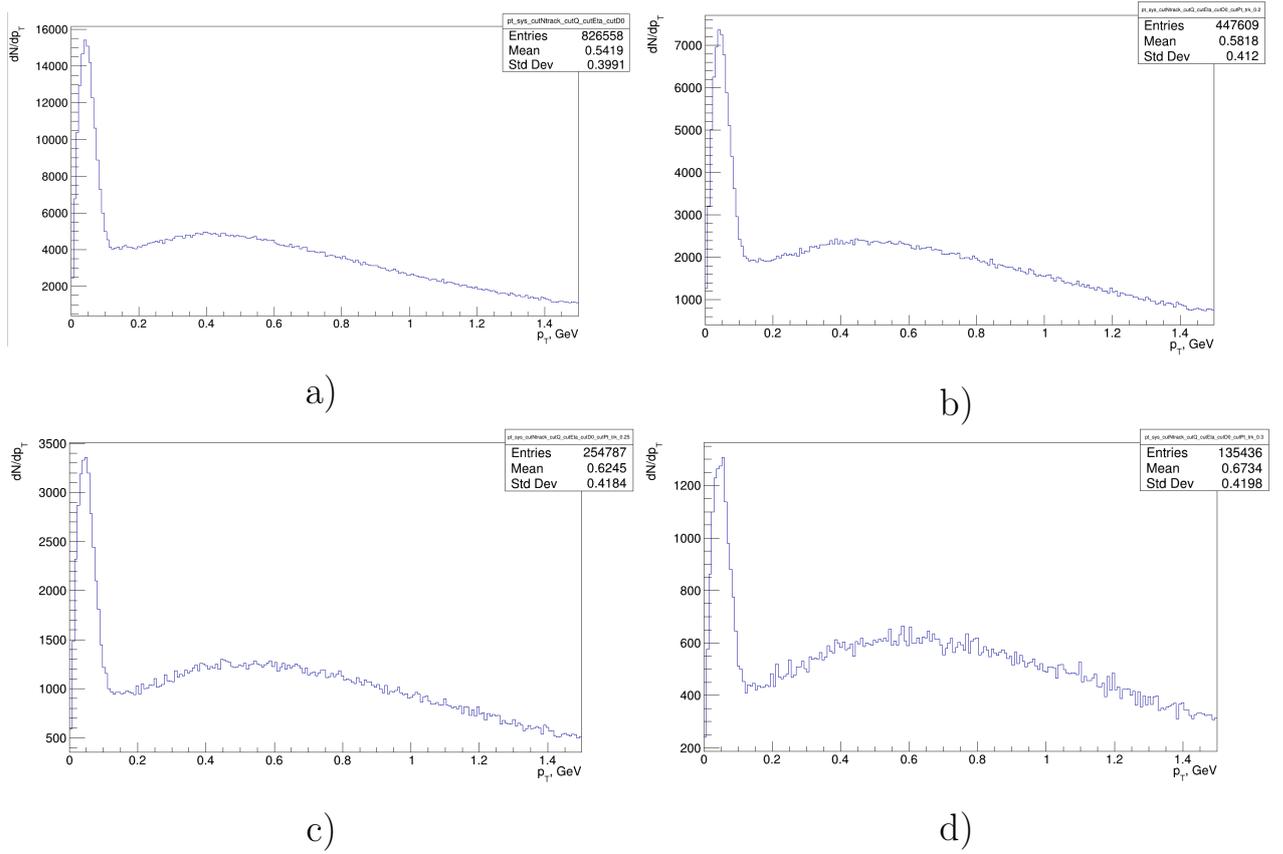


Рисунок 17 — распределение по поперечному импульсу для системы $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$: а) со стандартными ограничениями, б) с ограничением по $p_T^{track} > 0.2$ ГэВ, в) с ограничением по $p_T^{track} > 0.25$ ГэВ, г) с ограничением по $p_T^{track} > 0.3$ ГэВ

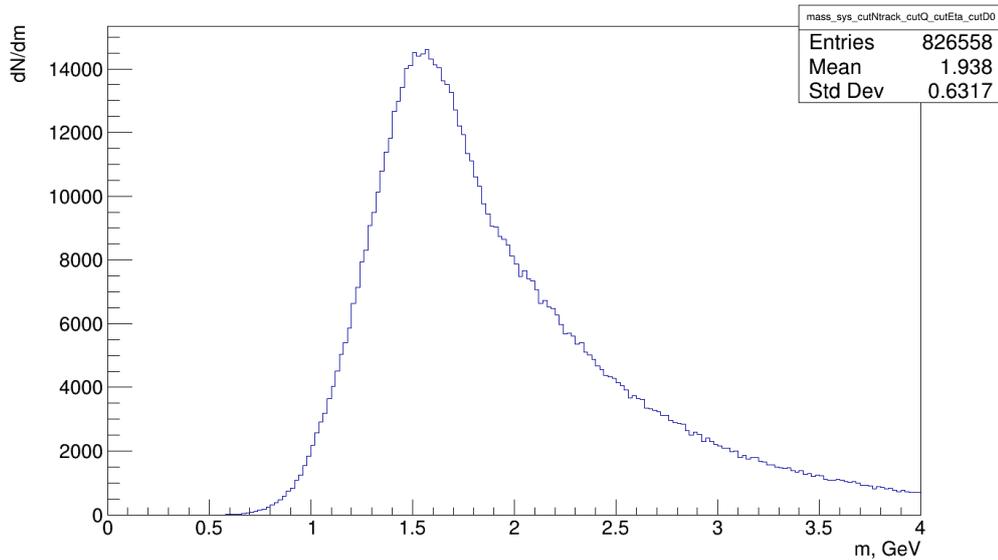


Рисунок 18 — Распределение по инвариатной массе для системы $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

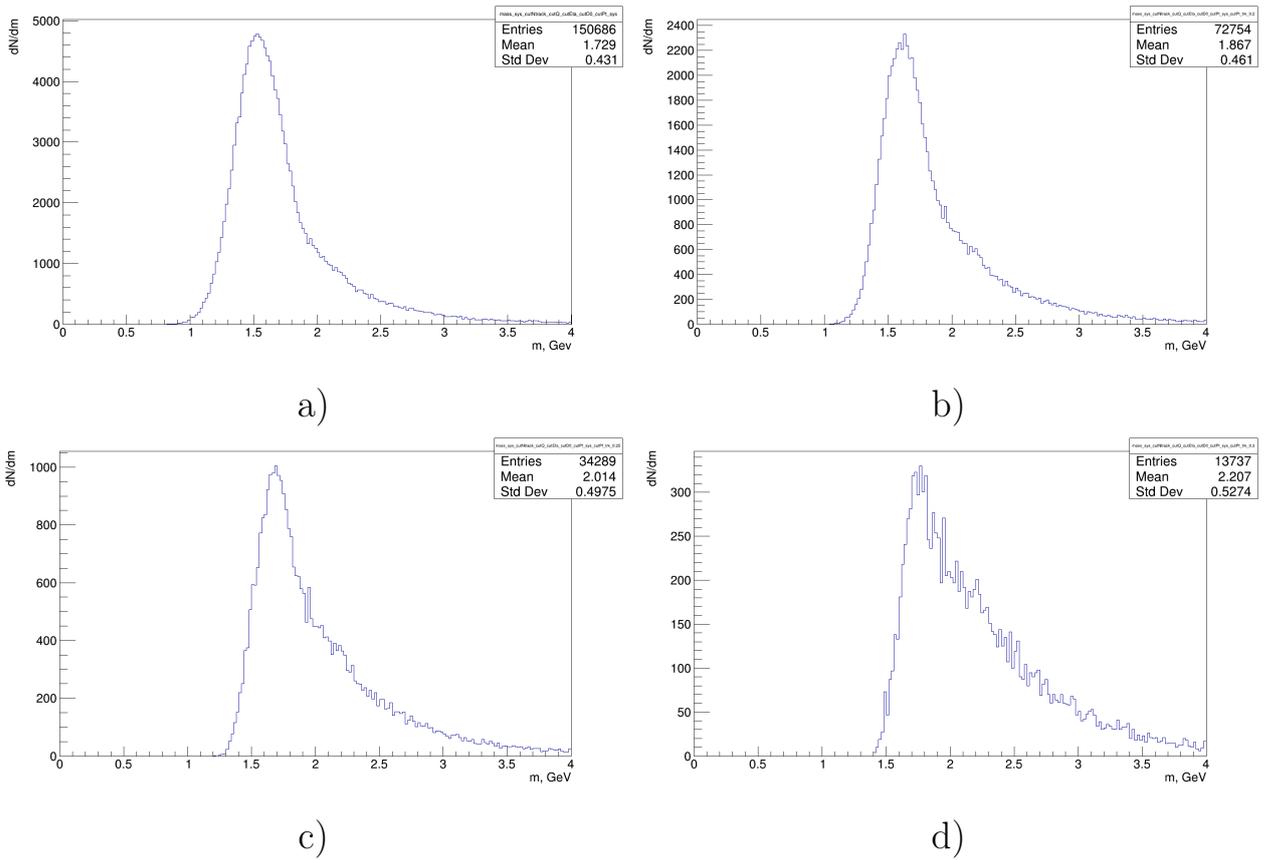


Рисунок 19 — распределение по инвариантной массе для системы $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$: а) с ограничением по $p_T^{sys} > 0.12$ ГэВ, б) с ограничением по $p_T^{track} > 0.2$ ГэВ, в) с ограничением по $p_T^{track} > 0.25$ ГэВ, д) с ограничением по $p_T^{track} > 0.3$ ГэВ

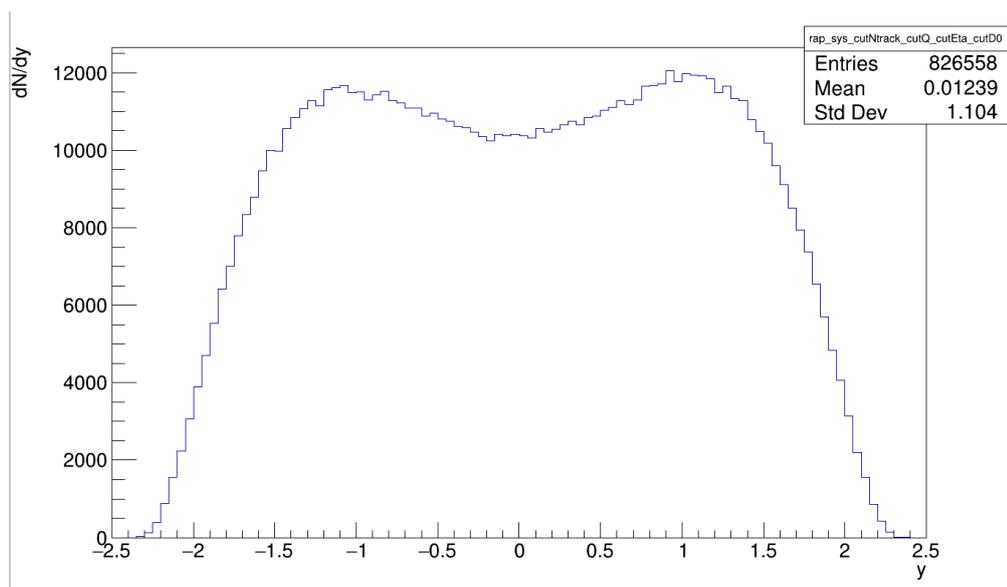
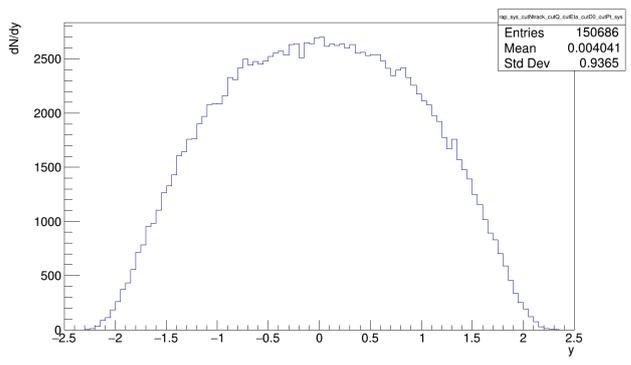
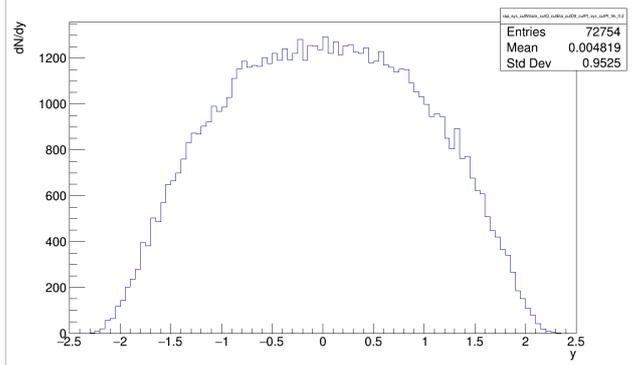


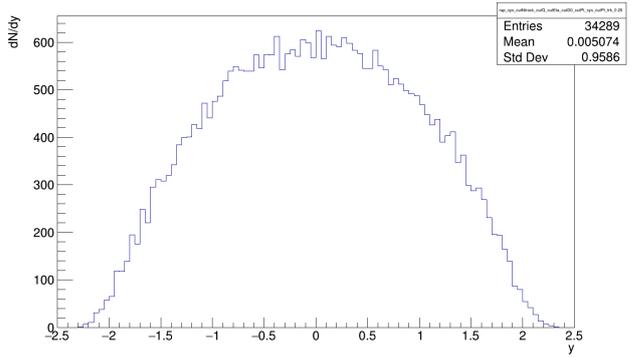
Рисунок 20 — Распределение по быстройте для системы $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$



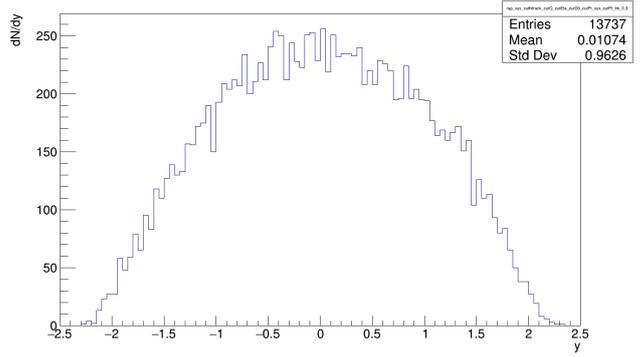
a)



b)



c)



d)

Рисунок 21 — распределение по быстроте для системы $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$: а) с ограничением по $p_T^{sys} > 0.12$ ГэВ, б) с ограничением по $p_T^{track} > 0.2$ ГэВ, в) с ограничением по $p_T^{track} > 0.25$ ГэВ, г) с ограничением по $p_T^{track} > 0.3$ ГэВ

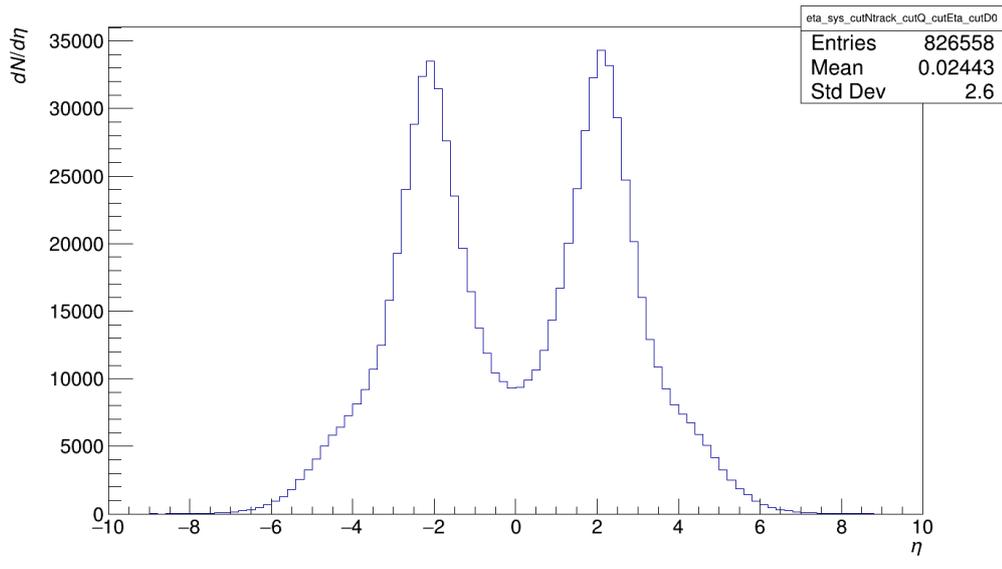


Рисунок 22 — Распределение по псевдобыстроте для системы $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

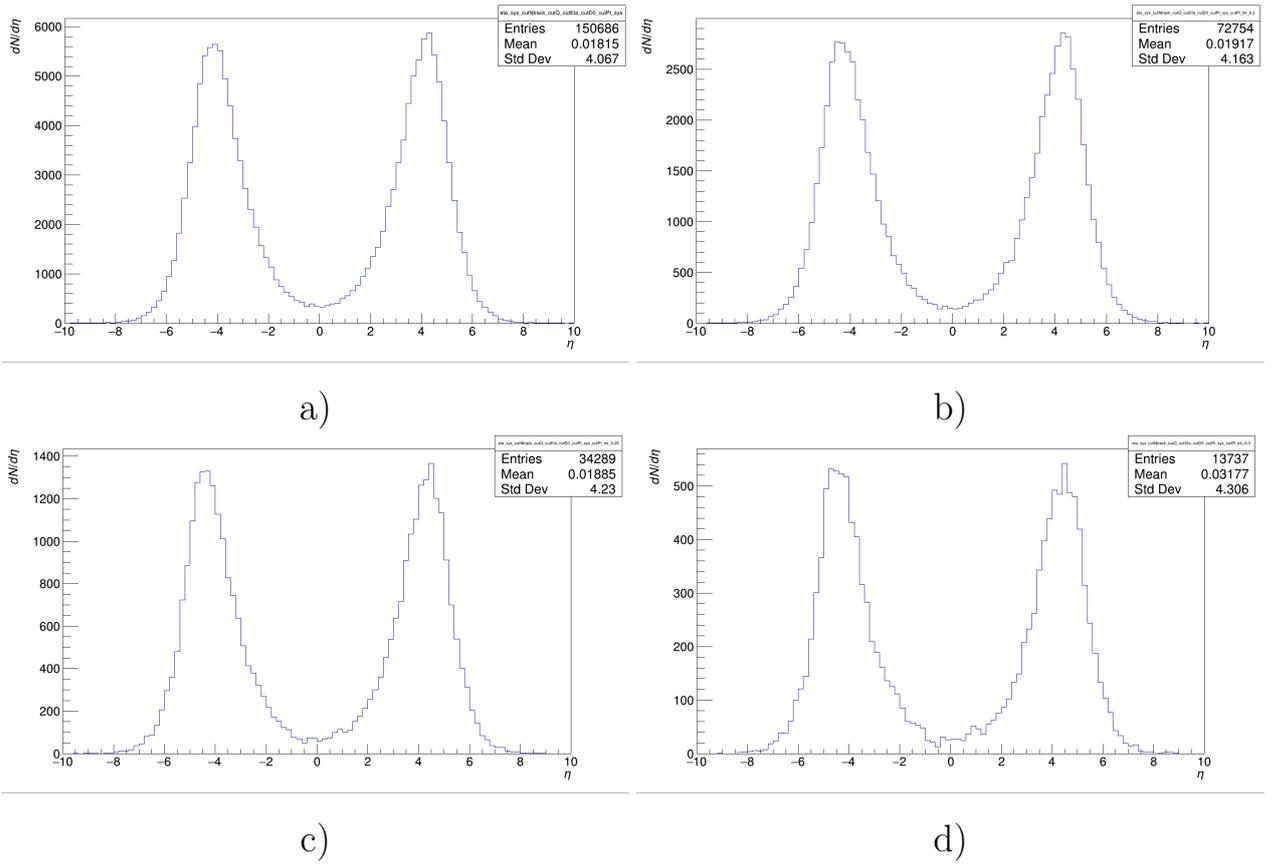


Рисунок 23 — распределение по псевдобыстроте для системы $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$:
 а) с ограничением по $p_T^{sys} > 0.12$ ГэВ, б) с ограничением по $p_T^{track} > 0.2$ ГэВ,
 с) с ограничением по $p_T^{track} > 0.25$ ГэВ, д) с ограничением по $p_T^{track} > 0.3$ ГэВ

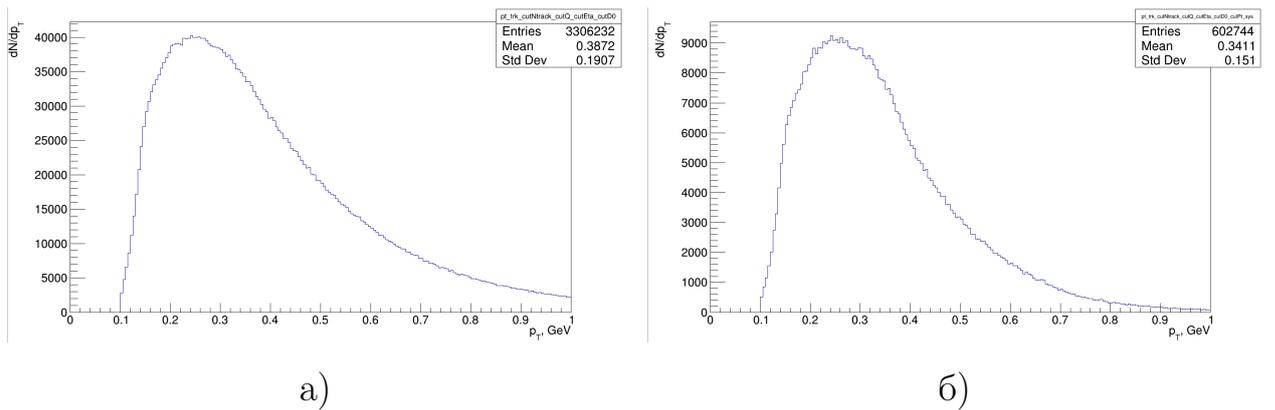


Рисунок 24 — Распределение по поперечному импульсу для заряженного пиона : а) со стандартными ограничениями, б) с ограничением по $p_T^{sys} > 0.12$ ГэВ

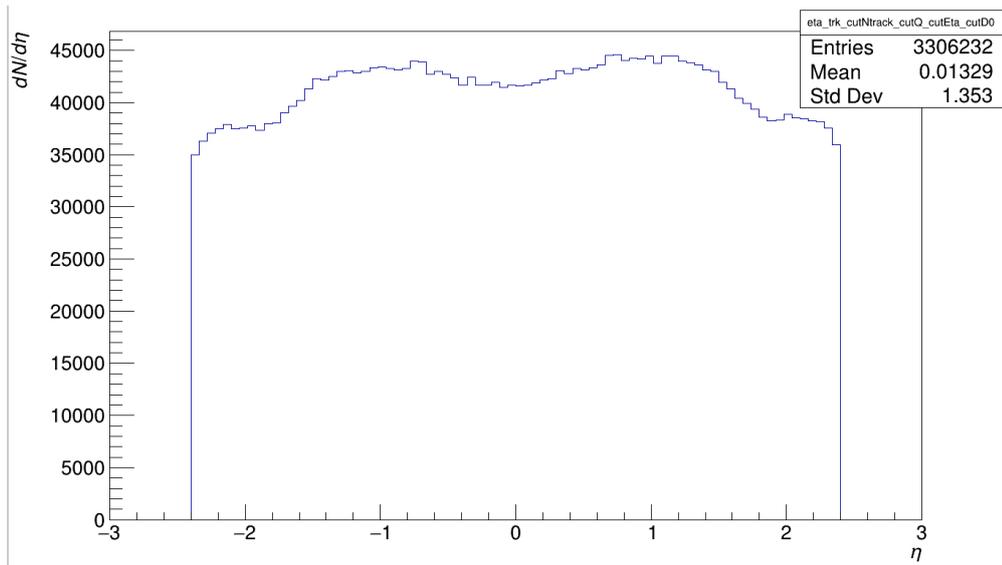


Рисунок 25 — Распределение по псевдобыстроте для заряженного пиона

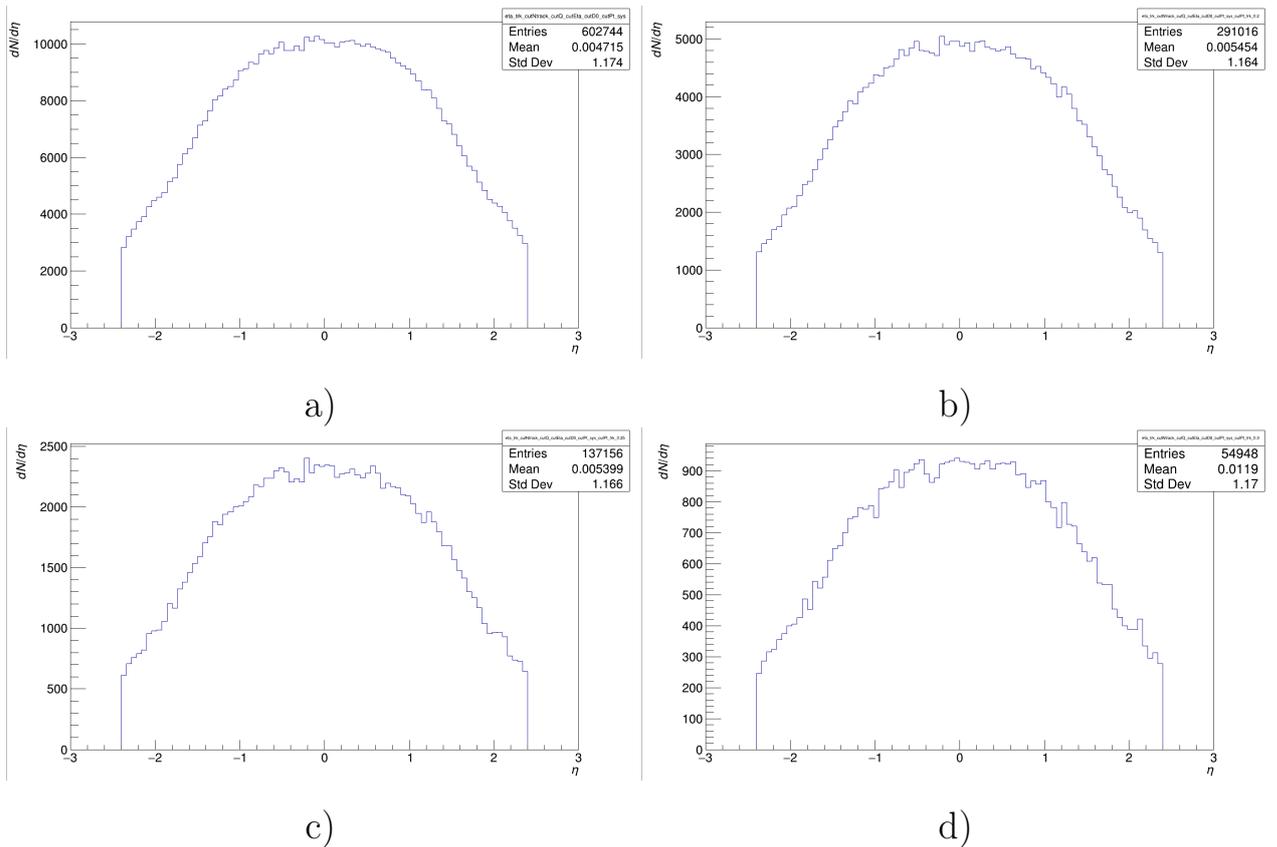


Рисунок 26 — распределение по псевдобыстроте для заряженного пиона :
 а) с ограничением по $p_T^{sys} > 0.12$ ГэВ, б) с ограничением по $p_T^{track} > 0.2$ ГэВ,
 с) с ограничением по $p_T^{track} > 0.25$ ГэВ, д) с ограничением по $p_T^{track} > 0.3$ ГэВ

Были построены распределения по инвариатной массе системы из двух

заряженных пионов (рис.27). При анализе реконструированных данных было сделано предположение о том, что ограничение на величину $\Delta R > 0.3$ позволит отсортировать треки по принадлежности к одному и тому же ρ^0 мезону, поэтому было построено распределение массе с наложением этого ограничения к уже существующим (рис.28). Видно, что наблюдается пик в районе 0.8 ГэВ, что согласуется с полученным распределением для массы системы четырех заряженных пионов. Дополнительное ограничение по ΔR помогает отбросить часть фоновых событий, однако вместе с этим урезает сигнал почти в четыре раза.

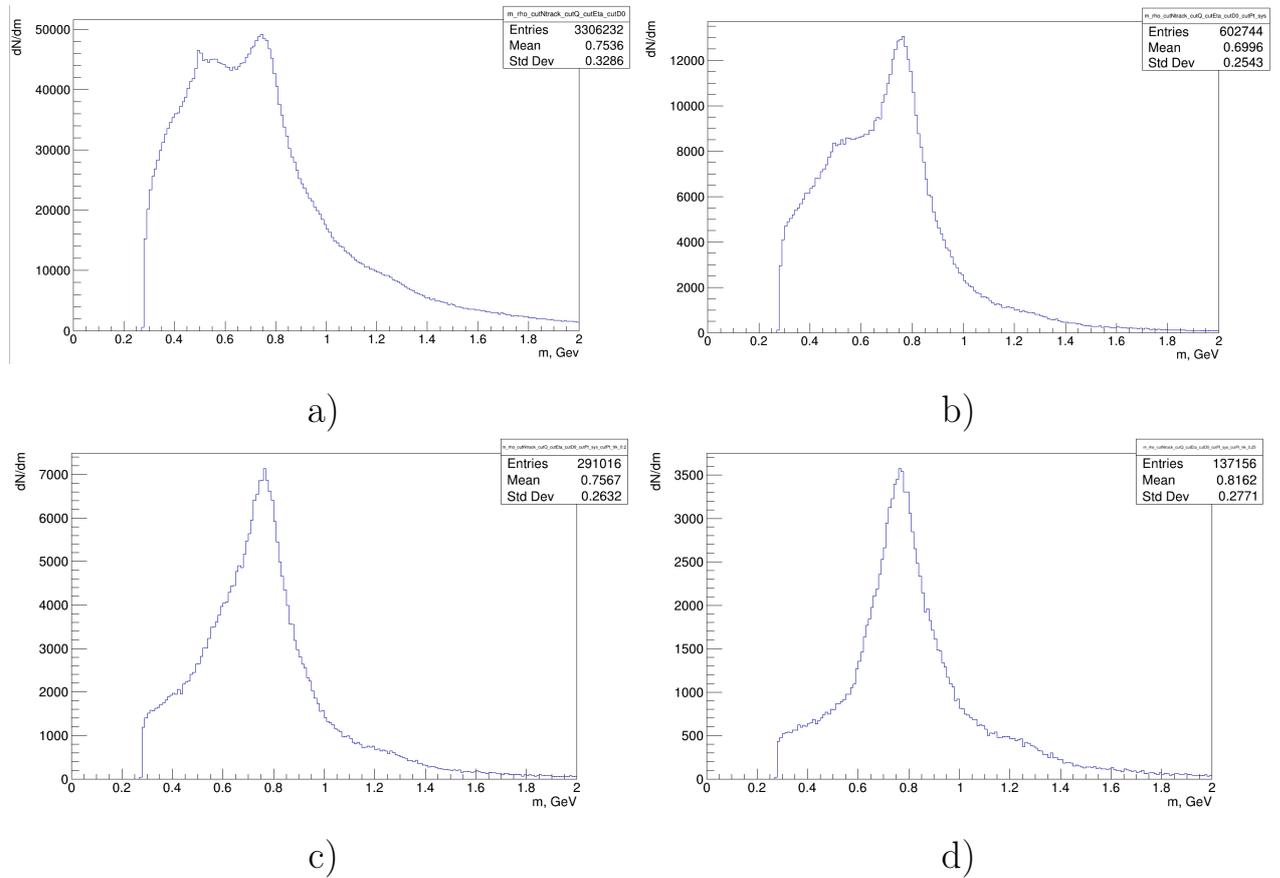


Рисунок 27 — распределение по инвариатной массе для системы $\pi^+\pi^-$: а) со стандартными ограничениями , б) с ограничением по $p_T^{sys} > 0.12$ ГэВ, в) с ограничением по $p_T^{track} > 0.2$ ГэВ, г) с ограничением по $p_T^{track} > 0.25$ ГэВ

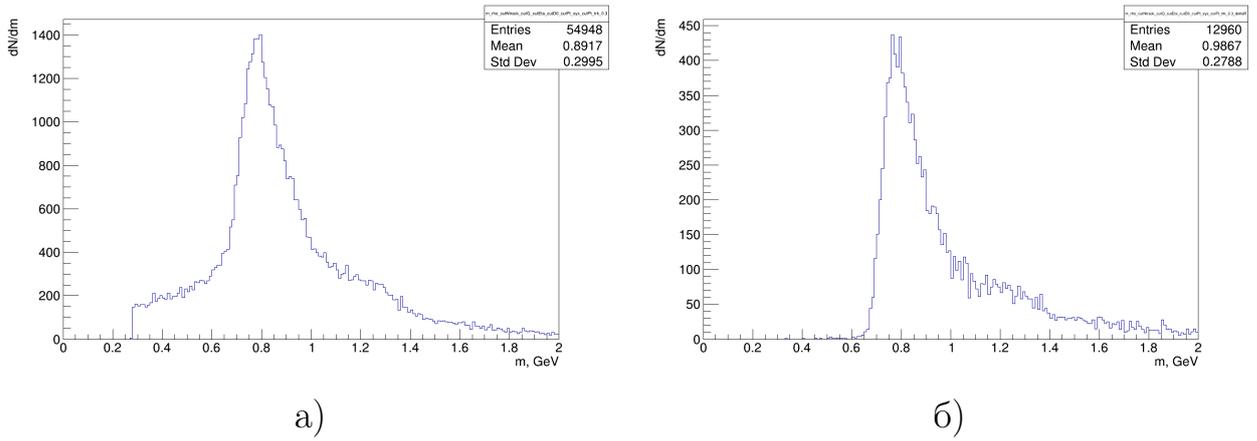


Рисунок 28 — распределение по инвариатной массе для системы $\pi^+\pi^-$: а) $p_T^{track} > 0.3$ ГэВ, б) + ограничение по $\Delta R > 0.3$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе данной работы исследовались данные 2018 года по UPC столкновениям ядер свинца эксперимента ATLAS на БАК. С учетом критериев отбора, определенных в ходе полного моделирования, были построены распределения интересующих нас характеристик четырехтрековых событий, которые показали, что для выделения нужного нам сигнала требуется более детальный анализ. Планируется к уже имеющимся данным 2018 года добавить к исследованию данные 2023 года.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Оганесян Ю. Ц., Пенионжкевич Ю. Э., Григорьев В. А. "Физика тяжелых ионов и ее приложения: Учебное пособие. 7 (2021)
- [2] Л.Н.Смирнова "Эксперимент ATLAS Большого адронного коллайдера"–М.:МАКС Пресс, 2014.- 256 с. ISBN
- [3] С.Л. Тимошенко, В.М. Емильянов "Рождение векторных мезонов в ультрапериферических ядро-ядерных взаимодействиях".(2006)