

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

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ
ПОИСК $\rho(1700)$ В УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ
СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В УСЛОВИЯХ
ЭКСПЕРИМЕНТА ATLAS**

Студент

_____ А. О. Журкина

Научный руководитель,

к.ф.-м.н., доц.

_____ С. Л. Тимошенко

Москва 2022

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**ПОИСК $\rho(1700)$ В УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ
СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В УСЛОВИЯХ
ЭКСПЕРИМЕНТА ATLAS**

Студент	_____ А. О. Журкина
Научный руководитель, к.ф.-м.н., доц.	_____ С. Л. Тимошенко
Рецензент, к.ф.-м.н., доц.	_____ А. А. Богданов
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов

Содержание

Введение	3
1 Основные сведения	4
1.1 Физика ультрапериферических столкновений	4
1.1.1 Детектирование ультрапериферических столкновений	9
1.1.2 Области изучения UPC	9
1.2 Рождение векторных мезонов	10
1.3 Изучение данных экспериментов	13
2 Экспериментальная установка	19
2.1 Большой адронный коллайдер	19
2.2 Детектор ATLAS	21
2.2.1 Триггерная система детектора ATLAS	23
2.2.2 Детектор ZDC	24
3 Анализ данных и отбор событий	27
3.1 Luminosity Blocks	27
3.2 Track Seeding	30
3.3 Критерии отбора событий	31
3.4 Программный пакет ROOT	34
3.5 Результаты	36
3.6 ZDC анализ	54
Заключение	59
Список использованных источников	61
Приложение	64

Введение

Столкновения ядер при ультрарелятивистских энергиях обычно рассматриваются для изучения процессов, в которых нуклоны взаимодействуют при параметрах соударения менее двух ядерных радиусов ($b < 2R_A$) и могут образовывать новое состояние вещества – кварк–глюонную плазму. В результате последующей адронизации кварков образуются тысячи вылетающих адронов. События с наименьшими прицельными параметрами ($b \approx 0$) называются "центральными", а события с наибольшими ($b \approx R_A$) – периферийными. При столкновении тяжелых ионов последние могут выступать источником сильных электромагнитных (ЭМ) полей и при прицельных параметрах больше удвоенного ядерного радиуса ($b > 2R_A$) происходят ультрапериферические взаимодействия (UPC), при которых доминирующими процессами являются взаимодействия полей.

Целью данной дипломной работы является изучение ультрапериферических столкновений, физики процесса, применимости и перспектив данной темы, изучение реакции рождения возбужденного состояния векторного ρ^0 мезона – $\rho''(1700)$ и его распада на два пиона, рассмотрение распределения $\pi^+\pi^-$ масс в диапазоне 1400–1700 МэВ.

Глава 1

ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ

В данной главе приведена вводная теоретическая информация об ультрапериферических столкновениях тяжелых ионов и реакциях рождения векторных ρ^0 мезонов и их возбужденных состояний, а также представлены некоторые сведения об экспериментах, в процессе которых изучался ρ^0 и резонанс $\rho''(1700)$.

В разделе 1.1 описаны основные сведения об ультрапериферических столкновениях. В разделе 1.1.1 рассмотрен процесс детектирования ультрапериферических столкновений. Области изучения и перспективы обсуждаются в разделе 1.1.1. В разделе 1.2 описан процесс рождения векторных мезонов и приведены общие сведения, касающиеся векторного ρ^0 мезона и его возбужденных состояний. В последнем разделе 1.3 приведены основные сведения о других экспериментах, в которых изучались процессы UPC, в частности, процессы рождения векторных ρ^0 мезонов, а также более подробно рассмотрены данные, полученные на эксперименте ZEUS.

1.1 Физика ультрапериферических столкновений

В 1924 году Ферми разработал метод, известный как метод эквивалентных (или виртуальных) фотонов, в котором он рассматривал электромагнитные поля заряженной частицы как поток виртуальных фотонов. Десять лет спустя Вайцеккер и Уильямс расширили этот подход,

включив в него ультрарелятивистские частицы [1]. Движущиеся высокозарядные ионы являются источником сильных электромагнитных полей, которые можно трактовать как поле фотонов. Столкновения и адронные взаимодействия при больших прицельных параметрах невозможны, поэтому ионы взаимодействуют посредством фотон–ионных и фотон–фотонных столкновений, известных как ультрапериферические столкновения [2].

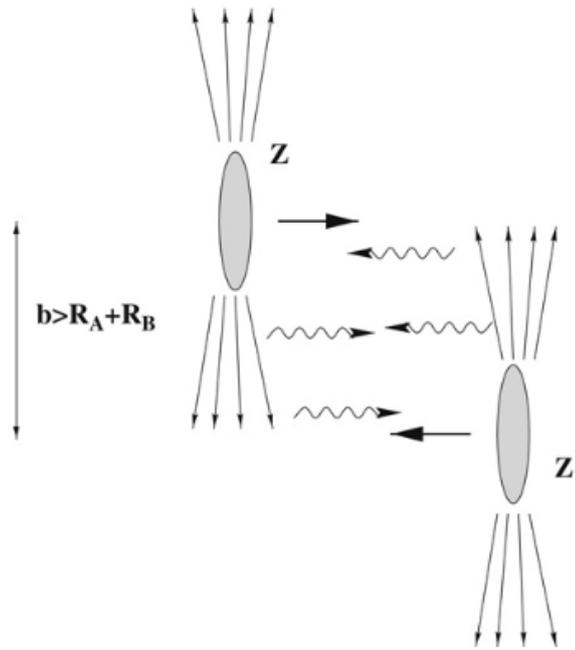


Рисунок 1.1.1 – Принципиальная схема ультрапериферического столкновения двух ионов. Прицельный параметр b больше суммы двух радиусов $R_A + R_B$

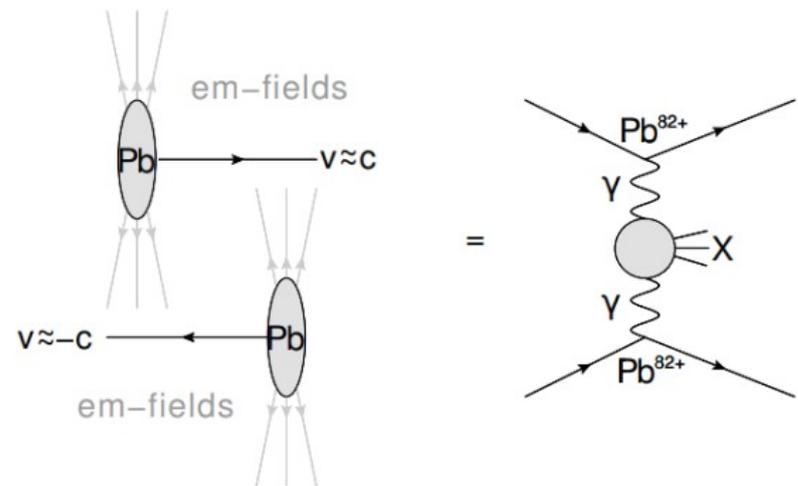


Рисунок 1.1.2 – Принципиальная схема ультрапериферического столкновения двух ядер свинца на ATLAS

На рисунке 1.1.1 схематично показано ультрапериферическое столк-

новение тяжелых ионов. На рисунке 1.1.2 схематично изображен процесс в коллайдере. Блинная форма ядер обусловлена лоренцевым сжатием [1].

Когда два ядра сталкиваются, могут происходить два типа электромагнитных процессов:

1. фотон–фотонные столкновения – взаимодействия, при которых излучаемые фотоны взаимодействуют друг с другом;
2. фотоядерные столкновения, когда один излучаемый фотон взаимодействует с составной частью другого ядра.

Эти два процесса показаны на рисунках 1.1.3а и 1.1.3б. На этих диаграммах ядро, излучающее фотон, остается нетронутым после столкновения. На рисунке 1.1.3в изображено геометрическое представление потоков фотонов в точке вне ядер 1 и 2, при столкновении с прицельным параметром b . Также показано электрическое поле фотонов в этой точке. Однако возможно и взаимодействие, при котором одно или оба ядра распадаются. Распад может происходить за счет обмена дополнительным фотоном.

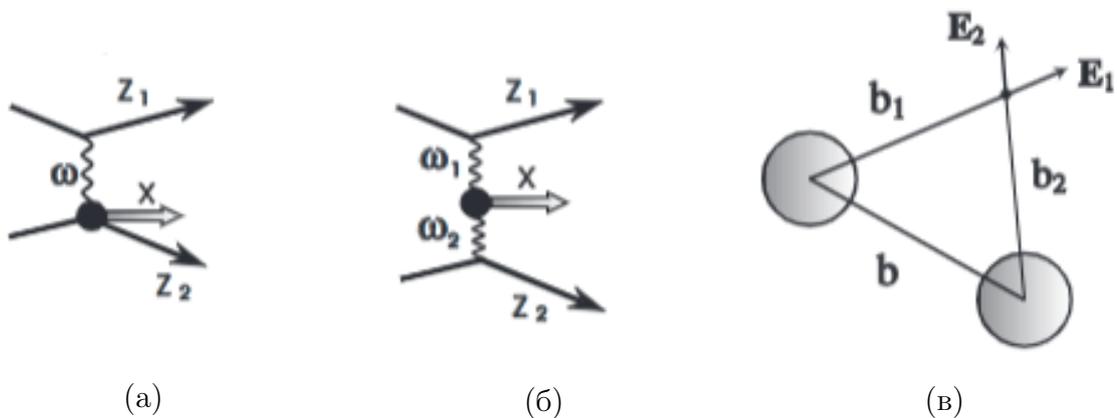


Рисунок 1.1.3 – Схематическое изображение электромагнитных процессов при столкновении двух ядер

В подходе Вайцзеккера–Вильямса [3; 4] при ядерных столкновениях фотоны с длиной волны больше размера ядра испускаются когерентно из всего ядра, поэтому их поток увеличивается в Z^2 раз для каждого ядра по сравнению с некогерентным испусканием. При ион-ионном столкновении с прицельным параметром b , время взаимодействия $\Delta t \sim b/\gamma V$ [5]. В расчетах ультрапериферических AB – столкновений обычно требуется, чтобы прицельный параметр был больше суммы двух ядерных радиусов, $b > R_A + R_B$. В поперечной плоскости, где отсутствует лоренцево сжа-

тие, принцип неопределенности устанавливает верхний предел на поперечный импульс фотона, испущенного ионом $A \hbar c/R_A \approx 28(330)$ МэВ/с для $Pb(p)$ пучков. В продольном направлении максимально возможный импульс умножается на фактор Лоренца, $\gamma = \sqrt{1 - V^2/c^2}$, из-за лоренцева сжатия ионов в этом направлении импульс фотона $k \lesssim \hbar c \gamma/R_A$. Следовательно, максимальная энергия $\gamma\gamma$ – столкновения в симметричном AA – столкновении составляет $2\hbar c \gamma/R_A$, около 6 ТэВ на релятивистском коллайдере тяжелых ионов (RHIC) и 200 ТэВ на Большом адронном коллайдере (БАК) [6]. В лабораторной системе координат максимальная энергия фотона равна $\omega_{max} = \hbar/\Delta t \sim \gamma \hbar V/b$. Для скользящего столкновения, когда два ядра едва соприкасаются, мы можем принять $b_{min} = 2R_A$, а максимальная энергия фотона составляет $\gamma \hbar V/2R_A$. Энергия фотонов в системе покоя ограничена $\hbar c/R_A \approx 25$ МэВ, однако продольное усиление позволяет получить фотоны с энергией до 75–100 ТэВ при самых высоких доступных энергиях ядерного пучка на БАК (2,51 ТэВ на нуклон). При таких высоких энергиях УРС могут индуцировать широкий спектр эксклюзивных конечных состояний в столкновениях свинец-свинец ($Pb+Pb$) – дилептоны, диджеты и дифотоны являются наиболее часто измеряемыми. Эксклюзивные конечные состояния – дилептоны ($\mu^+\mu^-, e^+e^-$) могут быть получены в $Pb+Pb$ столкновениях через два основных процесса УРС:

- 1) резонансное дифракционное фотон–померонное рассеяние, которое производит векторный мезон, распадающийся впоследствии на два лептона;
- 2) нерезонансное эксклюзивное двухфотонное рассеяние на дилептоны, включая возбуждение вылетающих ядер $PbPb(\gamma\gamma) \rightarrow ll(Pb^*Pb^*)$.

Производство дилептона в УРС часто называют процессом Брейта–Велера [7]. Для примера на рисунке 1.1.4 показана диаграмма Фейнмана ведущего порядка для пары мюонов УРС.

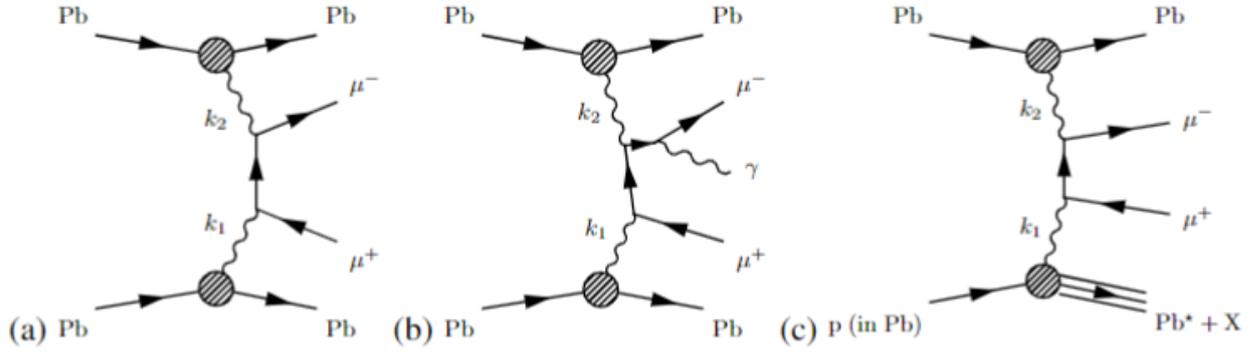


Рисунок 1.1.4 – Диаграммы (а) для ведущего порядка $PbPb(\gamma\gamma) \rightarrow \mu^+\mu^-(PbPb)$ и (b) следующего за ведущим порядка $PbPb(\gamma\gamma) \rightarrow \mu^+\mu^- + \gamma(PbPb)$ (середина) процесса Брайт-Велера в столкновениях $Pb + Pb$, и (в) диссоциативный $PbPb(\gamma\gamma) \rightarrow \mu^+\mu^- + X(PbPb)$ процесс, где один фотон испускается из субструктуры одного из нуклонов, что приводит к фрагментации нуклона

Как только инвариантная масса дилептонов превышает 10 ГэВ, нерезонансные двухфотонные вклады становятся доминирующими в сечении. Хотя эти чисто электромагнитные взаимодействия имеют малое сечение по сравнению с сильными взаимодействиями, двухфотонная светимость в УРС увеличивается по сравнению с ядерной светимостью в Z^4 раз. Таким образом, в столкновениях тяжелых ионов ожидаются значительные скорости процессов, и они непосредственно чувствительны к распределению числа фотонов и их импульсов, испускаемых ядром [8]. Ультрапериферические столкновения отличаются большой чистотой. В них в случае успешного рассеяния, возникает лишь пара фотонов с направленными в разные стороны поперечными импульсами. В противоположность этому обычные столкновения ядер при $b < 2R_A$ образуют тысячи новых частиц-осколков. Таким образом, ультрапериферические столкновения тяжелых ионов предоставляют прекрасную возможность для изучения $\gamma\gamma$ – столкновений, изучение которых иначе оказывается недоступным, и потому являются наиболее предпочтительными при столкновении тяжелых ионов. Среди четырех миллиардов событий, собранных ATLAS в 2015 году на статистике столкновений ядер свинца ученым удалось отобрать 13, соответствующих рассеянию. Это примерно в 4,5 раза больше, чем фоновый сигнал, который ожидалось получить [2].

1.1.1 Детектирование ультрапериферических столкновений

События центральных столкновений характеризуются очень высокой множественностью. Поэтому все основные детекторы тяжелых ионов настроены на обработку большого количества данных в этом случае. С другой стороны, множественность ультрапериферических столкновений сравнительно невелика. Ионы не сильно взаимодействуют друг с другом и движутся практически без возмущений в направлении пучка. Необходимо принимать во внимание фон. Изучены несколько основных источников фона для двухфотонных процессов: периферийные адронные ядерные столкновения, взаимодействие пучка с газом, космические лучи, фотоядерные столкновения и померонные процессы. Космические лучи и газовые реакции в пучке представляют собой проблему, главным образом, на стадии запуска, потому что более точный анализ данных на более поздней стадии отклоняет такие события. После изучения данных других экспериментов были определены основные критерии, которые отличают UPC – события от фона [9] :

1. множественность: многие реакции имеют две или четыре заряженных частицы в конечном состоянии;
2. сумма поперечного импульса частиц в конечном состоянии должна быть порядка $\sqrt{2}\hbar c/R$.

1.1.2 Области изучения UPC

Существуют три области двухфотонной физики, которые могут быть изучены с помощью UPC на БАК: процессы QED в сильных электромагнитных полях; процессы QCD; поиски новой физики. При низких энергиях фотонов можно изучать процессы QED в сильных электромагнитных полях. При более высоких энергиях фотонов могут представлять интерес двухфотонные процессы QCD. Большой поток фотонов позволяет более детально изучать процессы, которые можно отделить от дифракционных процессов $\gamma A \rightarrow X A$. В двойном векторном рождении мезонов могут быть изучены не только легкие мезоны типа ρ_0 , но также J/Ψ J/Ψ или пары двух разных векторных мезонов. Образование пар векторных мезонов мож-

но отличить от образования двух независимых векторных мезонов некогерентного γA – рассеяния, поскольку поперечные импульсы двух векторных мезонов, образующихся в $\gamma\gamma$ – процессах, гораздо больше и взаимосвязаны. Большой поток фотонов позволяет расширить область физических исследований, таких как исследование бозона Хиггса и образования суперсимметричных частиц в двухфотонных взаимодействиях. Однако экспериментальные ограничения на массы многих новых частиц увеличились в последние годы, что делает их открытие в $\gamma\gamma$ – процессах на БАК маловероятным. И все же хотя поперечные сечения невелики, высокие энергии, большая светимость пучка и высокий диапазон инвариантных масс в столкновениях двух фотонов дают данному типу взаимодействий некоторые преимущества.

1.2 Рождение векторных мезонов

Как было описано ранее одной из наиболее интенсивно изучаемых реакций УРС является реакция рождения векторных мезонов. Рождение векторных мезонов происходит через виртуальный фотон γ^* посредством процесса $\gamma^* p \rightarrow V p$. Этот процесс обычно рассматривается как трехступенчатый. Виртуальный фотон γ^* флуктуирует в пару $q\bar{q}$, которая взаимодействует с ионом и адронизируется в векторный мезон V , где $V = \rho, \omega, \Phi, J/\Psi, \gamma$ – вектор основного состояния [10]. Когда во взаимодействие вовлекается все ядро–мишень, процесс называется когерентным. В этом случае ядро–мишень обычно остается неповрежденным. Если виртуальный векторный мезон рассеивается только на одном из нуклонов мишени, то процесс называется некогерентным, и в этом случае ядро–мишень обычно распадается, испуская нейтроны с очень большими скоростями. Для когерентных процессов размер иона свинца ограничивает средний поперечный импульс векторного мезона величиной около 60 МэВ/с, что соответствует длине волны де Бройля ядерного размера, в то время как для некогерентных процессов он составляет порядка 500 МэВ/с [8]. Из-за сильных электромагнитных полей в ультрапериферических столкновениях тяжелых ионов в одном событии может происходить обмен несколькими фотонами. Дополнительные фотоны могут привести к возбуждению ядер. Домини-

рующим процессом является возбуждение до гигантского дипольного резонанса (ГДР) [11]. Поскольку эти фотоядерные процессы происходят на разных временных масштабах, предполагается, что они независимы, поэтому вероятности факторизуются. Возбужденное ядро обычно распадается путем испускания нейтронов с очень большими скоростями. Таким образом, сигнатурой этих процессов является векторный мезон ρ^0 с очень малым поперечным импульсом, который может сопровождаться несколькими нейтронами с очень большими скоростями, другие частицы при этом отсутствуют.

Особый интерес представляет изучение возбужденных состояний векторных ρ^0 мезонов. Представлены доказательства наличия двух возбужденных состояний векторных ρ^0 мезонов в области 1600 МэВ: $\rho'(1450)$ и $\rho''(1700)$. Для мезона $\rho'(1450)$ доминирующим каналом распада является 4π – распад, для мезона $\rho''(1700)$ – 2π . Эксклюзивное $\pi^+\pi^-$ производство было измерено ранее в аннигиляционном процессе $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, а также в реакции фоторождения. Распределение $\pi^+\pi^-$ масс показывает сложную структуру в диапазоне масс 1000–2000 МэВ. Теоретический анализ согласованности $2\pi^-$ и $4\pi^-$ электромагнитных форм факторов и длины $\pi\pi$ – рассеяния и полный анализ данных о $2\pi^-$ и $4\pi^-$ конечных состояниях в e^+e^- аннигиляции и реакциях фоторождения, позволил утверждать, что для получения согласованной картины необходимо два резонанса. Предполагается, что $\rho'(1450)$ является преимущественно радиально возбужденным $2S$ – состоянием, а $\rho''(1700)$ – орбитально возбужденным $2D$ – состоянием. Кроме того, существует еще мезон $\rho_3(1690)$ со спином 3, который имеет моду $\pi\pi$ – распада. Сценарий с двумя перекрывающимися резонансами подтверждается и другими данными. В интервале 1,35–2,4 ГэВ проведены измерения форм фактора пиона и обнаружен глубокий минимум около 1,6 ГэВ. Наилучшее соответствие было получено с гипотезой ρ – подобных резонансов при 1420 и 1770 МэВ с шириной около 250 МэВ. Решающее свидетельство режима $\pi\pi$ – распада как $\rho'(1450)$, так и $\rho''(1700)$ дает аннигиляция $p\bar{p}$ в состоянии покоя. Высокостатистические исследования распадов $\tau \rightarrow \pi\pi\nu_\tau$ и $\tau \rightarrow 4\pi\nu_\tau$ также требуют $\rho'(1450)$, но не чувствительны к $\rho''(1700)$, потому что они слишком близки к массе τ . В недавнем исследовании распада $\tau \rightarrow \pi\pi\nu_\tau$ с очень высокой статистикой, проведенном в

Belle, сообщается о первом наблюдении как $\rho'(1450)$, так и $\rho''(1700)$ в τ распадах [12]. Структура этих ρ^0 – подобных состояний еще не до конца ясна. Различные режимы распада $\rho'(1450)$ и $\rho''(1700)$ наблюдаются при аннигиляции $p\bar{n}$ и $p\bar{p}$, но однозначных выводов сделать нельзя. Необходимо собрать больше данных, чтобы прояснить природу состояний, особенно в диапазоне энергий выше 1,6 ГэВ. На рисунке 1.2.1 представлена диаграмма состояний легких мезонов.

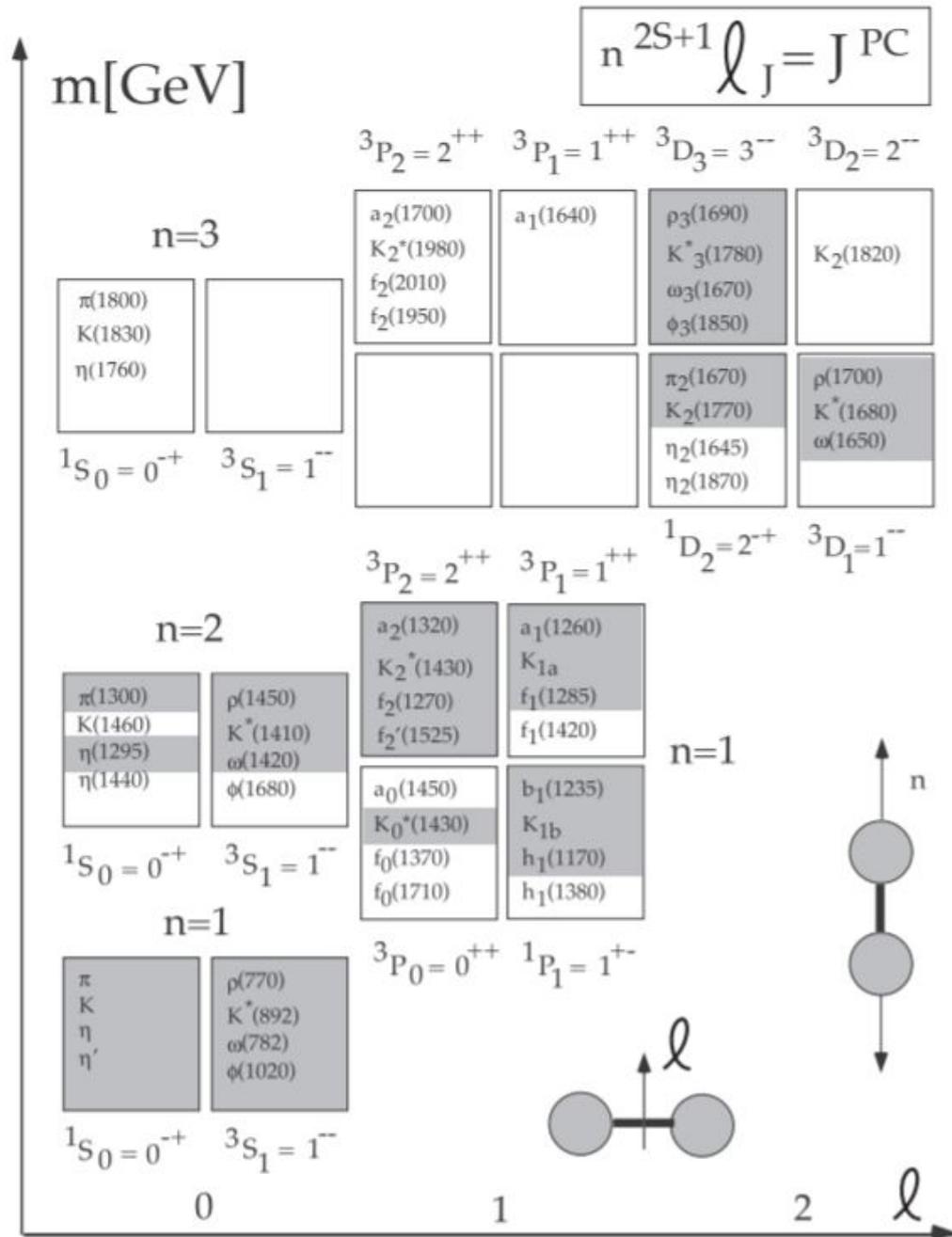


Рисунок 1.2.1 – Диаграмма основных и возбужденных состояний легких мезонов

1.3 Изучение данных экспериментов

Фоторождение векторных мезонов ρ^0 на ядерных мишенях изучалось в экспериментах с неподвижной мишенью с лептонными пучками [13], а в последнее время в ультрапериферических столкновениях коллаборацией STAR в RHIC при следующих энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 62$ [14], 130 [15] и 200 ГэВ [16]. STAR также наблюдал когерентное фоторождение $\rho''(1700)$ [17]. Для протонных мишеней процесс $\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p$ дает вклад от 10% до 20% от полного сечения $\gamma + p$, в зависимости от энергии [18]. Подробное обсуждение моделей фоторождения ρ^0 на сложных ядрах на основе данных экспериментов с неподвижной мишенью можно найти в [19]. Сечения, измеренные STAR на RHIC, оказались примерно в два раза меньше, чем предсказанные расчетами в работе [20], но согласуются с результатами STARLight [21], хотя в основе последних двух лежит модель Глаубера для получения фотоядерных сечений. Многие вопросы, связанные с расчетом фотоядерного сечения ρ^0 и расхождениями между моделями, требуют получения дополнительных данных. Ожидаемое полное сечение на БАК для эксклюзивного производства ρ^0 будет составлять порядка 5200 мб, в то время как на RHIC оно составило 590 мб. Упомянутые выше модели предсказывают, что сечение эксклюзивного производства ρ^0 может составлять 50–100% от полного адронного упругого сечения. Таким образом, оно может представлять собой значительный фон, например, на уровне триггера, для периферийных адронных взаимодействий малой множественности и для других типов ультрапериферических столкновений. Поэтому его необходимо хорошо изучить. Высокая статистика в выборке ρ^0 позволяет с хорошей точностью проверить предсказания эксклюзивного производства ρ^0 , сопровождаемого ядерной фрагментацией. В таблице 1.3.1 приведены примеры экспериментов и реакций, в процессе которых проводилось исследование ρ^0 и поиск его возбужденного состояния – $\rho''(1700)$. Также представлена таблица 1.3.2, в которой приведены характеристики некоторых экспериментов, в которых изучалось рождение векторных мезонов.

Таблица 1.3.1 – Примеры экспериментов и реакций, в процессе которых проводилось исследование ρ^0 и его возбужденного состояния – $\rho''(1700)$

Experiment	Reaction
BELL	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$
ZEUS	$ep \rightarrow \pi^+ \pi^- p$
RVUE	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$
BABR	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$
OBLX	$\tilde{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$
STAR	$AuAu \rightarrow \rho^0 Au^* Au^*$

Таблица 1.3.2 – Некоторые виды ионов, максимальная энергия и светимость для нескольких ускорителей. Также показаны максимальные эффективные энергии γp и $\gamma\gamma$. Для протонных пучков максимальная эффективная энергия фотонов принята равной 10% от энергии протонов, хотя существует некоторый поток при более высоких энергиях

Accelerator	Ions	Max. Energy (CM) per Nucleon pair	Luminosity	Max. γA Energy	Max. $\gamma\gamma$ Energy
RHIC	Au+Au	200 GeV	4×10^{26}	24 GeV	6.0 GeV
RHIC	p+p	500 GeV	6×10^{30}	79 GeV	50 GeV
LHC	Pb+Pb	5.6 TeV	10^{27}	705 GeV	178 GeV
LHC	p+p	14 TeV	10^{34}	3.1 TeV	1.4 TeV

Были изучены публикации эксперимента ZEUS [10], в процессе которых получены распределения по поперечному импульсу (рисунок 1.3.1), по инвариантной массе пионов (рисунок 1.3.2) и зависимость отношения поперечных сечений $\sigma(\rho')/\sigma(\rho)$ и $\sigma(\rho'')/\sigma(\rho)$ от параметра Q^2 (рисунок 1.3.3).

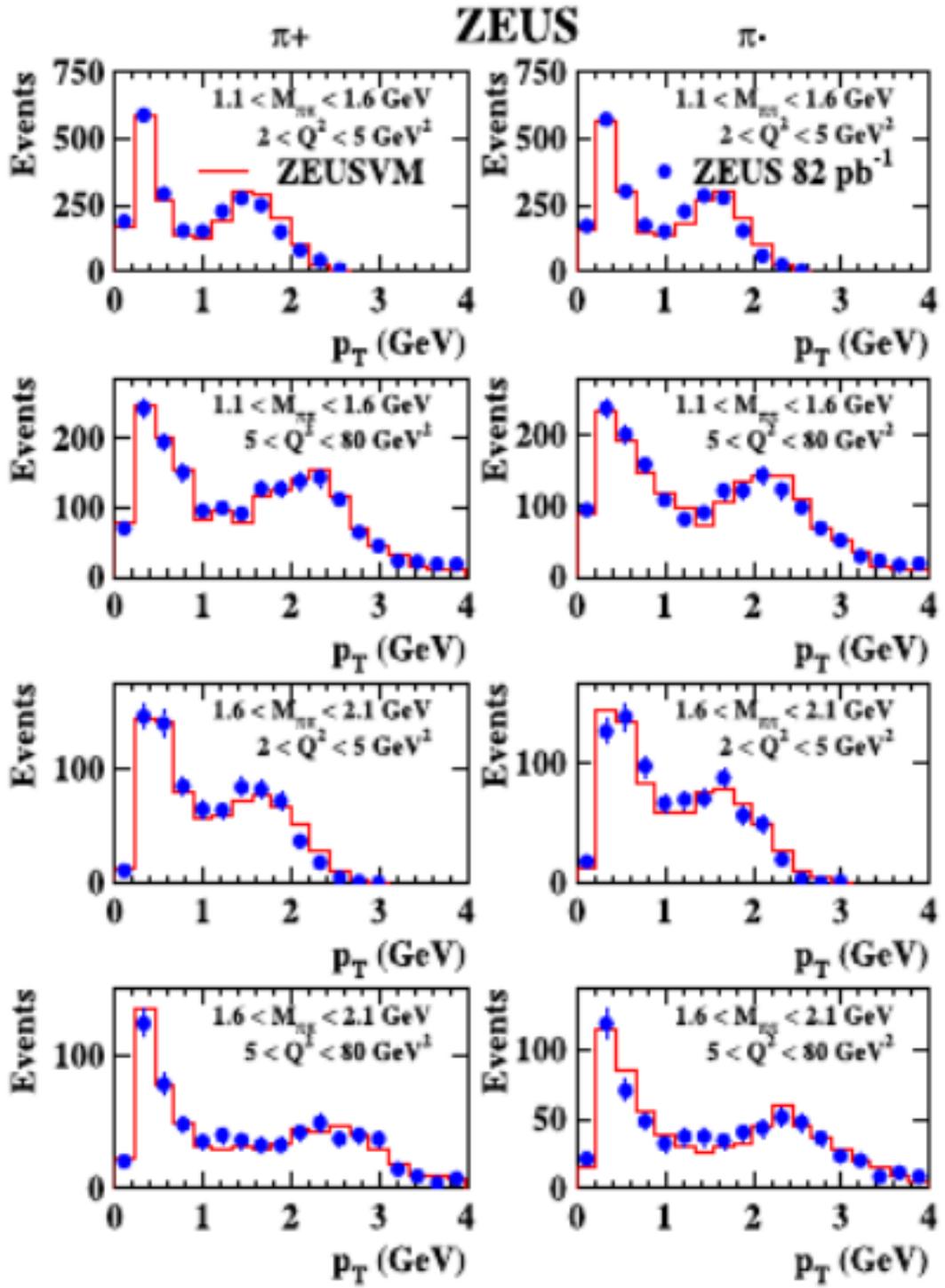


Рисунок 1.3.1 – Распределение по поперечному импульсу

ZEUS

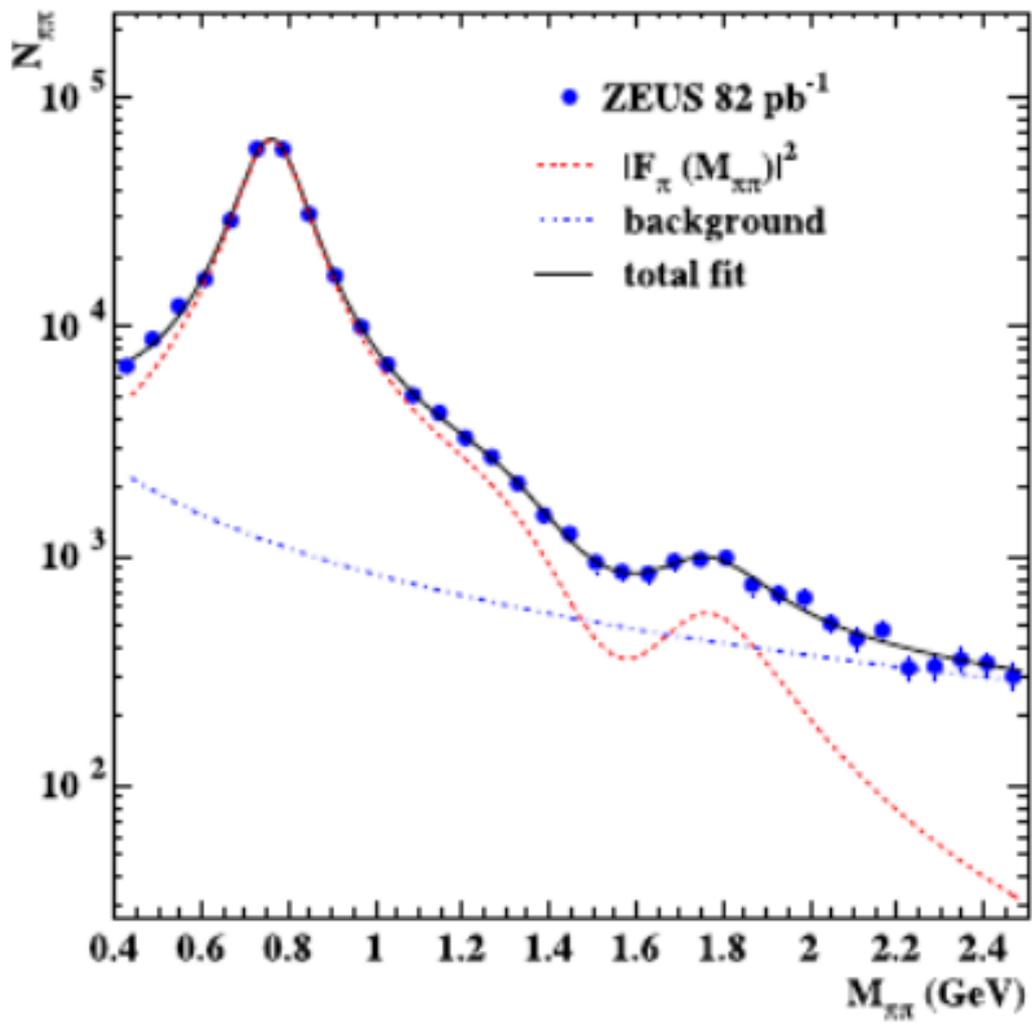


Рисунок 1.3.2 – Распределение по инвариантной массе пионов

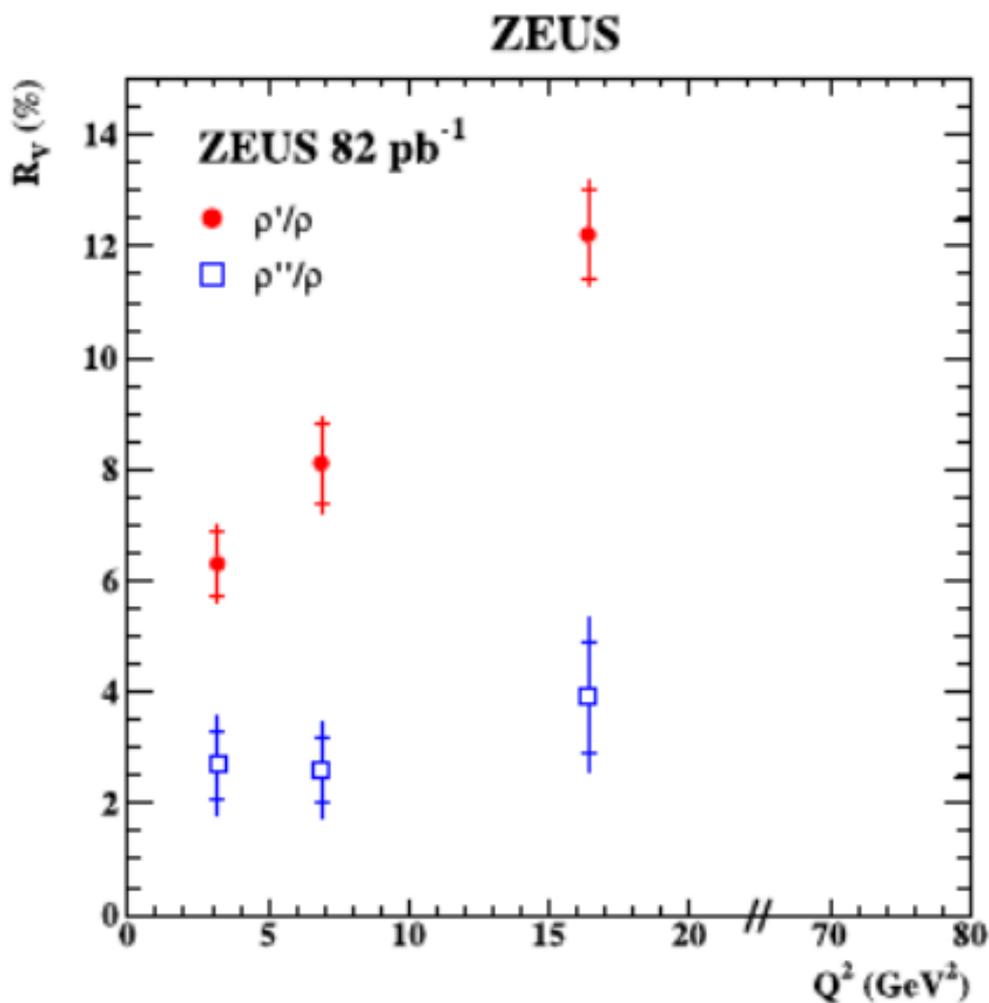


Рисунок 1.3.3 – Зависимость отношения поперечных сечений $\sigma(\rho')/\sigma(\rho)$ и $\sigma(\rho'')/\sigma(\rho)$ от параметра Q^2

На основе результатов полученных в процессе различных экспериментов по исследованию ρ^0 и поиску $\rho''(1700)$ наблюдается широкий диапазон значений в канале распада на два пиона при массах от 1540 ± 90 МэВ до 1860 ± 60 МэВ (рисунок 1.3.4) и с шириной между 240 ± 60 и 600 ± 200 МэВ (рисунок 1.3.5), которую PDG относит к $\rho^0(1700)$ -(1450).

VALUE (MeV)	EVTS	DOCUMENT ID	TECN	COMMENT
• • We do not use the following data for averages, fits, limits, etc. • •				
1770.54 ± 5.49		¹ BARTOS 2017	RVUE	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$
1718.50 ± 65.44		² BARTOS 2017A	RVUE	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$
1766.80 ± 52.36		³ BARTOS 2017A	RVUE	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$
1644 ± 36	20k	⁴ LEES 2017C	BABR	$J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$
1780 ± 20 ⁺¹⁵ ₋₂₀	63.5k	⁵ ABRAMOWICZ 2012	ZEUS	$e p \rightarrow e \pi^+ \pi^- p$
1861 ± 17		⁶ LEES 2012G	BABR	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$
1728 ± 17 ± 89	5.4M	^{7,8} FUJIKAWA 2008	BELL	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$
1780 ⁺³⁷ ₋₂₉		⁹ ABELE 1997	CBAR	$\bar{p} n \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0$
1719 ± 15		⁹ BERTIN 1997C	OBLX	$0.0 \bar{p} p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$
1730 ± 30		CLEGG 1994	RVUE	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$
1768 ± 21		BISELLO 1989	DM2	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$
1745.7 ± 91.9		DUBNICKA 1989	RVUE	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$
1546 ± 26		GESHKENBEIN 1989	RVUE	
1650		¹⁰ ERKAL 1985	RVUE	20–70 $\gamma p \rightarrow \gamma \pi$
1550 ± 70		ABE 1984B	HYBR	20 $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$
1590 ± 20		¹¹ ASTON 1980	OMEG	20–70 $\gamma p \rightarrow p 2 \pi$
1600 ± 10		¹² ATIYA 1979B	SPEC	50 $\gamma C \rightarrow C 2 \pi$
1598 ⁺²⁴ ₋₂₂		BECKER 1979	ASPK	17 $\pi^- p$ polarized

Рисунок 1.3.4 – Спектр значений масс для $\pi\pi$ распадов

VALUE (MeV)	EVTS	DOCUMENT ID	TECN	COMMENT
• • We do not use the following data for averages, fits, limits, etc. • •				
268.98 ± 11.40		¹ BARTOS 2017	RVUE	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$
489.58 ± 16.95		² BARTOS 2017A	RVUE	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$
414.71 ± 119.48		³ BARTOS 2017A	RVUE	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$
109 ± 19	20k	⁴ LEES 2017C	BABR	$J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$
310 ± 30 ⁺²⁵ ₋₃₅	63.5k	⁵ ABRAMOWICZ 2012	ZEUS	$e p \rightarrow e \pi^+ \pi^- p$
316 ± 26		⁶ LEES 2012G	BABR	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$
164 ± 21 ⁺⁸⁹ ₋₂₆	5.4M	^{7,8} FUJIKAWA 2008	BELL	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$
275 ± 45		⁹ ABELE 1997	CBAR	$\bar{p} n \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0$
310 ± 40		⁹ BERTIN 1997C	OBLX	$0.0 \bar{p} p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$
400 ± 100		CLEGG 1994	RVUE	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$
224 ± 22		BISELLO 1989	DM2	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$
242.5 ± 163.0		DUBNICKA 1989	RVUE	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$
620 ± 60		GESHKENBEIN 1989	RVUE	
< 315		¹⁰ ERKAL 1985	RVUE	20–70 $\gamma p \rightarrow \gamma \pi$
280 ⁺³⁰ ₋₈₀		ABE 1984B	HYBR	20 $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$
230 ± 80		¹¹ ASTON 1980	OMEG	20–70 $\gamma p \rightarrow p 2 \pi$
283 ± 14		¹² ATIYA 1979B	SPEC	50 $\gamma C \rightarrow C 2 \pi$

Рисунок 1.3.5 – Спектр значений ширины для $\pi\pi$ распадов

На эксперименте STAR проводился поиск $\rho''(1700)$. Рассматривался распад $\rho(1450)$ на 4 пиона, но распад на 2 пиона не наблюдался [17], это и послужило поводом для продолжения исследования распада $\rho''(1700)$ на два пиона.

Глава 2

Экспериментальная установка

В данной главе приведено описание экспериментальной установки, данные с которой и представили собой интерес и были использованы в исследовании. В разделе 2.1 описывается ускорительная установка - Большой адронный коллайдер. В разделе 2.2.1 описывается устройство и принцип работы детектора ATLAS. Основные сведения и принцип работы триггерной системы детектора ATLAS представлены в разделе 2.2.1. В последнем разделе приведено описание калориметра нулевого угла (ZDC), его устройство, принцип работы и назначение.

2.1 Большой адронный коллайдер

Большой адронный коллайдер (БАК) на сегодняшний день является самым большим и мощным действующим ускорителем частиц. Схема ускорителя представлена на рисунке 2.1.1

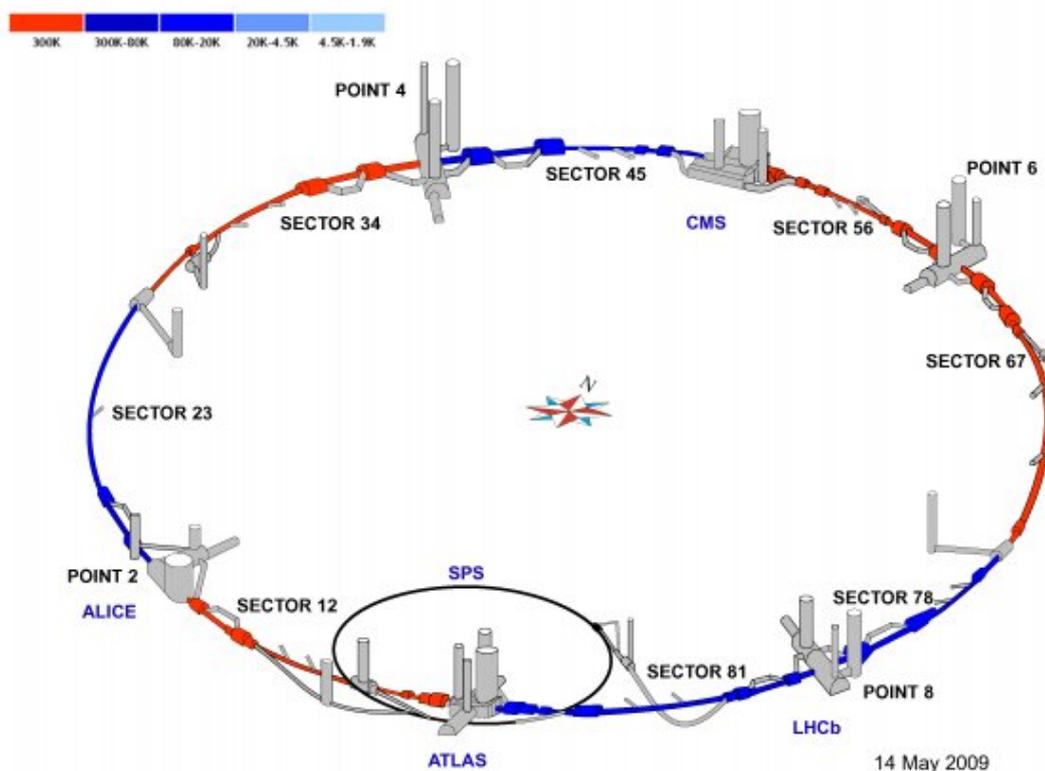


Рисунок 2.1.1 – Схема ускорителя БАК

Сам ускоритель является синхротроном, который разгоняет протоны, либо тяжелые ионы по кольцу, длина которого составляет 26.7 км. Кольцо ускорителя БАК расположено под землей на глубине 75 – 100 м. Детекторы Большого адронного коллайдера также расположены под землей на уровне самого ускорителя. В отличие от своего предшественника – ускорителя LEP, БАК имеет более низкие энергетические потери на синхротронное излучение, благодаря чему при разгоне частиц есть возможность достижения более высоких энергий. При проектировании БАК был рассчитан на столкновение протонов с энергией 14 ТэВ и на столкновение ядер свинца с энергией 10 ТэВ в системе центра масс. Режим работы БАК состоит из нескольких сеансов (RUN), между которыми производится усовершенствование аппаратуры и детекторов, благодаря чему при каждой новой сессии запуска БАК увеличивается энергия столкновения частиц и светимость коллайдера. Во время каждого сеанса работы БАК детекторы набирают данные. До 2021 года на БАКе было 2 сеанса. Первый сеанс набора данных длился с конца 2009 года по 2012 год с энергией столкновения пучков 7 ТэВ и 8 ТэВ. Второй сеанс набора данных продолжался с

2015 года по 2018 год, энергия столкновения составляла 13 ТэВ. В дальнейшем планируется третий сеанс набора данных с энергией 14 ТэВ. В работе были использованы экспериментальные данные, полученные на детекторе ATLAS во время второго сеанса набора данных. В исследовании, описанном в главе 3 использованы данные, набранные в 2018 году.

2.2 Детектор ATLAS

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) один из четырёх основных экспериментов на коллайдере LHC в Европейской Организации Ядерных исследований CERN в городе Женева (Швейцария). Он относится к детекторам общего назначения, основной задачей которых является поиск бозона Хиггса и суперсимметричных частиц. Детектор ATLAS является комплексной детекторной установкой, которая состоит из нескольких типов поддетекторов, расположенных цилиндрическими слоями вокруг оси трубы ускорителя симметрично по отношению к направлению движения встречных пучков частиц и с практически полным покрытием по телесному углу вокруг точки столкновения. Схема детектора с обозначением основных элементов показана на рисунке 2.2.1.

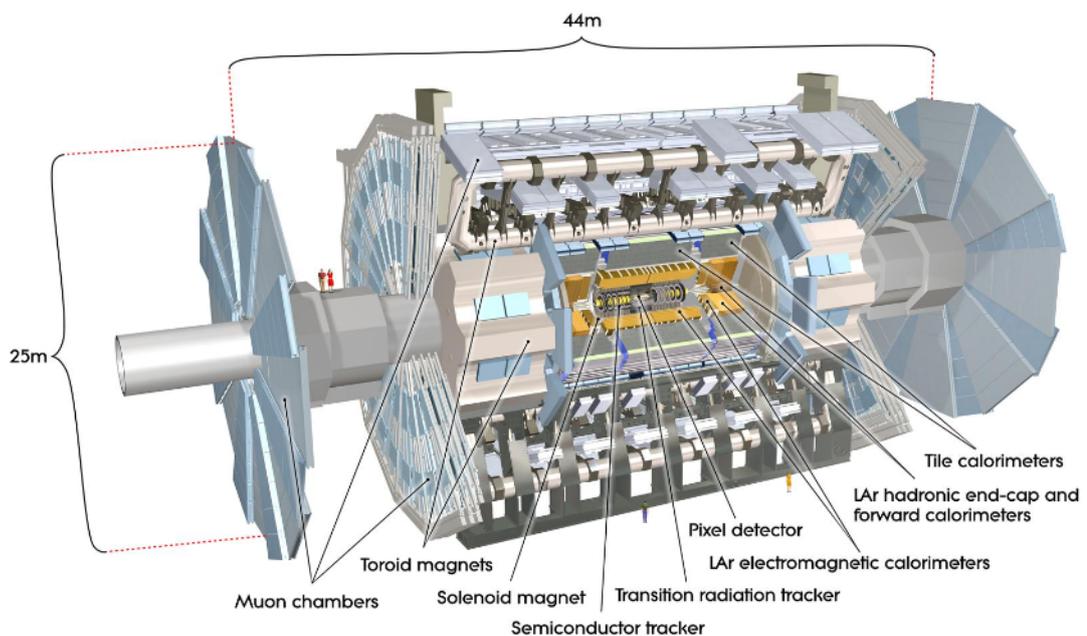


Рисунок 2.2.1 – Схема детектора ATLAS

Детектор ATLAS состоит из нескольких частей. Основным элемен-

том, определяющим внешний вид и размеры детектора ATLAS, является его магнитная система. Внешний сверхпроводящий воздушно-зазорный тороид служит ключевым элементом ATLAS, обеспечивающим 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. Для восстановления треков и импульсов заряженных частиц используется внутренний детектор, окруженный сверхпроводящим магнитом, создающим магнитное поле величиной 2 Тл. По изгибам траекторий заряженных частиц в магнитном поле восстанавливается их заряд и импульс и, таким образом, происходит их идентификация. С помощью системы калориметров происходит измерение энергии частиц. Фотоны и электроны высаживают свою энергию в электромагнитном калориметре, в то время как энергия адронов измеряется в адронном калориметре. Мюоны и нейтрино единственные типы частиц пролетающие весь детектор, однако в отличие от мюонов, оставляющих треки в мюонном спектрометре, нейтрино пролетают детектор не оставляя следов. Для регистрации мюонов на периферии детектора находится мюонный спектрометр, который предназначен для измерения импульса мюонов. Для отбора событий используется система триггеров. Для поиска бозона Хиггса и новых массивных частиц из всех событий pp соударений необходимо отбирать такие соударения, в которых имело бы место жесткое столкновение. Жесткое столкновение сопровождается большой передачей импульса и приводит к образованию частиц с большими поперечными импульсами. Такими частицами, образованными в жестких соударениях как непосредственно, так и в результате распада других частиц, являются кварки, глюоны, лептоны и фотоны. Данные частицы и измеряются детектором. Кварки и глюоны высокой энергии образуют адронные струи. Мюоны образуют треки большой протяженности, электроны и τ - лептоны оставляют треки вблизи области соударений и каскады в калориметре. Фотоны образуют каскады в электромагнитном калориметре. Учитывая все перечисленное для решения поставленных задач в детекторе ATLAS предусмотрены прецизионная трековая система и мощная калориметрия. Жесткие столкновения происходят достаточно ред-

ко, так как большая часть pp взаимодействий носит «мягкий» характер и происходит при малых передачах импульса. Это ставит задачу быстрого отбора событий, представляющих физический интерес, для дальнейшей регистрации. Отбор событий с заданными свойствами осуществляется в системе триггера установки. Планируемая частота соударений сгустков протонов в ускорителе ЛНС составляет 45 МГц. Эта величина должна обеспечить требуемую скорость набора физически значимых событий. Одновременно она предполагает высокую скорость работы триггера и регистрирующих систем детектора и устойчивость к высоким радиационным нагрузкам, которые создаются основным потоком «мягких» взаимодействий протонов [22].

2.2.1 Триггерная система детектора ATLAS

Триггер детектора ATLAS вместе с системой сбора данных, временной и управляющей логикой составляют вместе систему TDAQ. Триггер первого уровня L1 осуществляет первичный отбор событий на основе данных триггера калориметра и мюонной системы. Триггер калориметра использует данные всех калориметров (электромагнитного, адронного и переднего). Его задачей является идентификация объектов с высокой поперечной энергией E_T , таких как электроны, фотоны, струи и τ - лептоны, распадающиеся в адроны, с большими поперечными импульсами, а также события с большой недостающей энергией или большой полной поперечной энергией. Триггер второго уровня L2 получает информацию относительно областей интереса RoI от триггера L1 и собирая необходимые данные детекторов, создает единую структуру данных. Основным элементом L2 является процессорная ферма, которая обеспечивает снижение потока событий примерно в 30 раз. На выходе создается конечное событие, которое затем анализируется в фильтре событий. Фильтр событий также представляет собой процессорную ферму обработки событий. В отличие от L2, здесь используются стандартное программное обеспечение реконструкции событий детектора ATLAS и алгоритмы анализа. Схема триггерной системы детектора ATLAS представлена на рисунке 2.2.2 [22].

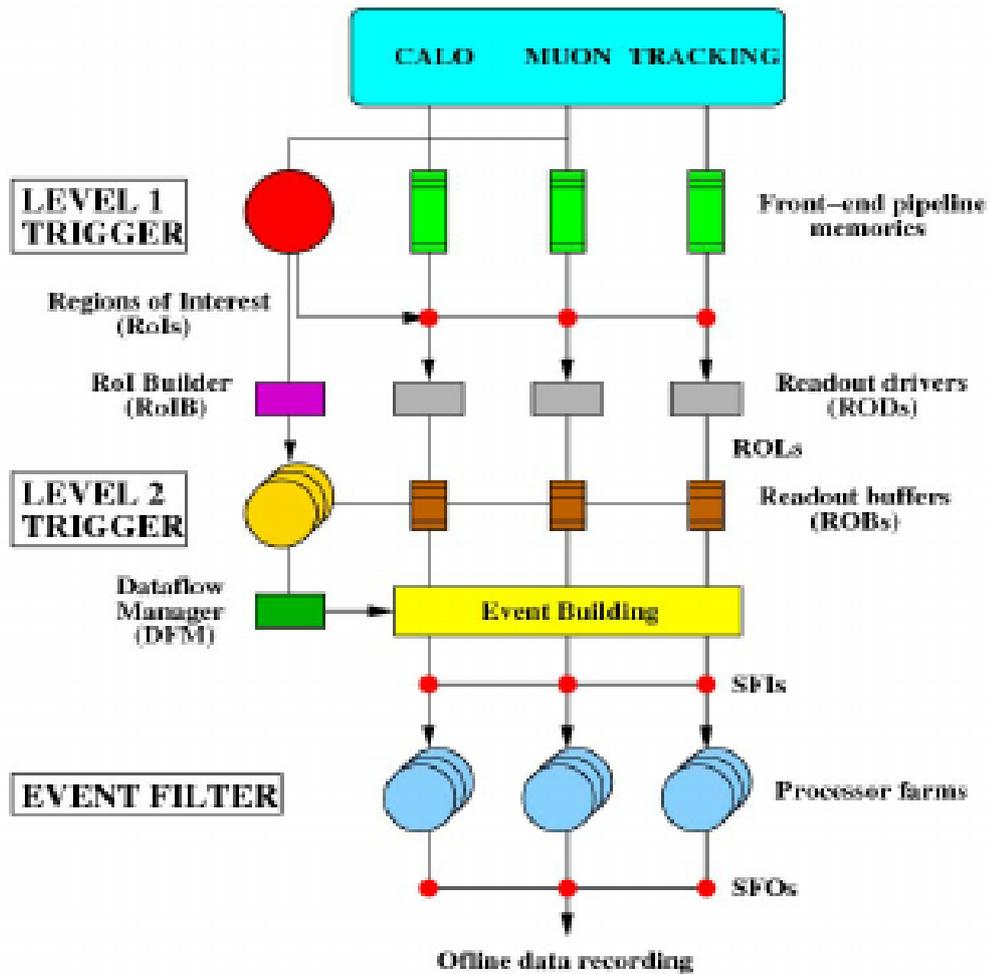


Рисунок 2.2.2 – Триггерная система детектора ATLAS

2.2.2 Детектор ZDC

С каждой из сторон детектора ATLAS расположены три сравнительно небольших детектора: LUCID, ALFA и ZDC, которые схематично показаны на рисунке 2.2.3

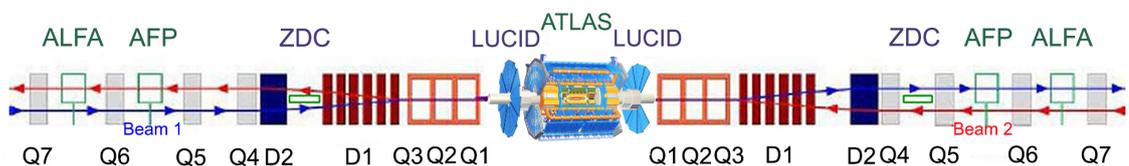


Рисунок 2.2.3 – Передовые детекторы ATLAS

Второй передовой системой в ATLAS является калориметр с нулевым градусом (ZDC), который предназначен для регистрации нейтральных частиц под полярным углом 0° , его схематичное изображение представлено на рисунке 2.2.4.

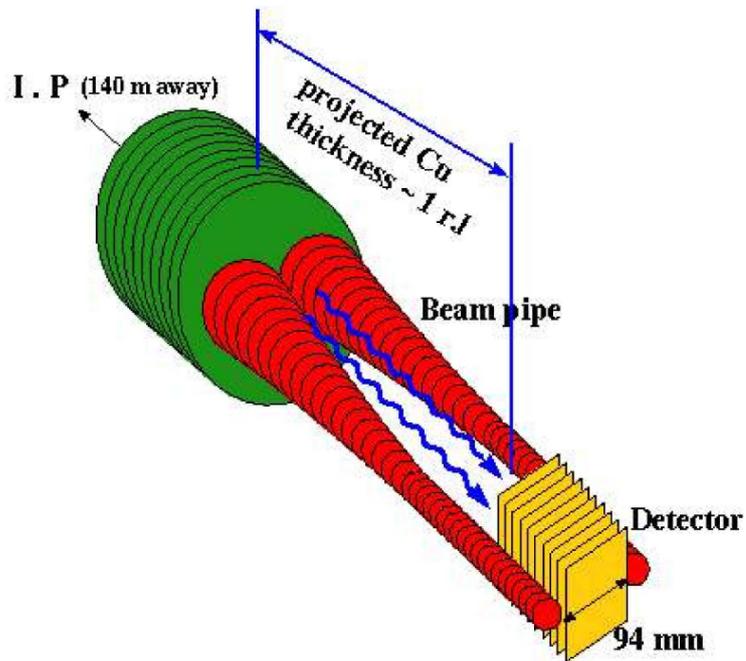


Рисунок 2.2.4 – Расположение и схематичное изображение детектора ZDC, установленного на расстоянии 140м от точки взаимодействия ATLAS

ZDC играет центральную роль в программе ATLAS по физике тяжелых ионов, где он используется для измерения центральных столкновений, светимости, а также для обеспечения работы определенных триггеров. Он также имеет важное значение как в программе по изучению производства частиц в прямом направлении, так и для настройки ускорителя LHC, посредством определения местоположения точки взаимодействия и угла пересечения пучка [23]. Основной задачей ZDC является измерение невзаимодействующих нейтронов образующихся при соударениях релятивистских тяжелых ионов при значениях псевдобыстрот $|\eta| \geq 8,3$. ZDC имеет 99% вероятность обнаружения нейтронов с $|\eta| \geq 8,3$. На начальном этапе работы в протонном пучке, когда светимость коллайдера ниже $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, детектор ZDC служит для изучения дифракции и представляет собой дополнительный триггер для регистрации неупругих событий. Использование совпадений ZDC детекторах с каждой стороны помогает подавить фон от взаимодействий пучков с остаточным газом. Каждый детектор ZDC состоит из четырех модулей: одного электромагнитного калориметра, толщиной 29 радиационных длин X_0 и трех адронных, каждый толщиной 1,14 длин взаимодействия $\lambda_{вз}$. Электромагнитный калориметр состоит из 11 вольфрамовых пластин, перпендикулярных пучку, между которыми рас-

положены кварцевые стержни. Пластины вольфрама соединены со стальными пластинами. Параллельно пучку пластины пересекают 96 стержней, образуя матрицу 8 x 12. Снаружи стержни согнуты на 90 град и идут вертикально вверх, где выходят на фотоумножитель, собирающий черенковский свет от проходящих частиц. При таком положении сигнальные стержни регистрируют свет и измеряют энергию частицы поперек пучка. Между пластинами вольфрама и стали проложены кварцевые стрипы, которые идут вертикально и считываются сверху фотоумножителями. Фактически стрипы являются бороздами для кварцевых стержней, но в целях отличия от стержней, измеряющих координаты, названы иначе. Адронные модули подобны электромагнитному, отличаясь лишь количеством стержней, измеряющих координаты [22].

Глава 3

Анализ данных и отбор событий

В этой главе приведены основные сведения о стратегии анализа данных, используемой в данной работе. В разделе 3.1 представлено определение блоков светимости (LB), их описание и назначение. В разделе 3.2 приведено описание алгоритма Track Seeding, его предназначение и применение в анализе. Основные критерии отбора, предпосылки использования и влияние на результаты анализа описаны в разделе 3.3. В следующем разделе 3.4 приведены основные сведения о программном пакете ROOT, его предназначение и применение в анализе. В разделе 3.5 представлены результаты анализа и их обсуждение. В разделе 3.6 описан алгоритм анализа ZDC, его назначение и результаты.

3.1 Luminosity Blocks

Как уже было сказано выше режим работы БАК состоит из нескольких сеансов (RUN). Run – это набор последовательных во времени блоков светимости (Luminosity Block). Luminosity Block – это набор последовательных во времени событий. Событие - это записанные данные, соответствующие одному пересечению пучка. Единица времени, в которую записываются данные о светимости ATLAS, называется блоком светимости (LB). Блок светимости представляет из себя примерно 2–минутный интервал, в течение которого светимость должна оставаться постоянной [24]. Эта концепция

позволяет усреднять время и, таким образом, делает возможным сравнение между измерениями различных субдетекторов. Центральный триггерный процессор (СТР) ATLAS выдает этот сигнал с соответствующими метками времени. Все записанные данные маркируются номером блока светимости (LBN) и номером сеанса (RunN). Этот документ особенно касается расчета интегральной светимости L . Наименьший возможный временной интервал зависит от метода измерения светимости и может быть выбран таким образом, чтобы статистическая неопределенность была меньше систематической ошибки. Типичные значения, полученные в других экспериментах, далее обозначаются как $O(\text{мин})$. Блок светимости – это интервал времени, для которого может быть определена интегральная, скорректированная по мертвому времени и предварительному масштабу светимость. LB помогают свести потери к минимуму с учетом сценариев сбоев в DAQ, производстве данных, анализе, работе детектора и машины. Обычно это делается путем исключения из анализа LB, в которых происходят сбои. Наибольшая величина допустимых потерь из-за этих отказов устанавливает верхний предел на размер LB. Полный цикл длиной $O(1 \text{ ч})$ при реалистичных сценариях сбоев будет слишком большим, чтобы принять его за один LB. В частности, как это происходит в текущих экспериментах, прогоны часто прекращаются сразу после возникновения сбоев. В этом отношении представляется сложным найти решение без разделения прогона на меньшие отрезки времени. Мгновенная светимость машины уменьшается экспоненциально с постоянной времени $O(6...28 \text{ ч})$, при номинальной постоянной времени 14 ч. Это означает, что при номинальных условиях светимость упадет на 1% через 10 минут. Для того чтобы открыть полосу пропускания триггера, предполагается изменять значения предварительной шкалы с интервалом времени $O(1 \text{ ч})$. Кроме того, некоторые аспекты приема данных, реконструкции событий или анализа данных зависят от мгновенной светимости. Размер LB должен быть достаточно мал по сравнению с требуемой гранулярностью этих аспектов. Для расчета скорректированной светимости для каждого LB необходимо определить, записать и предоставить полный набор параметров. Для анализа конкретного набора данных этот полный набор состоит из следующей информации:

1. названия триггерной цепи, использованной для запуска набора данных;

2. по крайней мере одно измерение светимости;
3. доля живого времени первого уровня для этой триггерной цепочки;
4. значения предварительного масштаба для триггерной цепочки;
5. информация (значения счетчика) о потерянных событиях из-за сбоев;
6. информация о качестве данных. Пункты 2–6 выше зависят от времени.

Наиболее естественным способом хранения этой информации является база данных, где соответствующие числа извлекаются как функция уникального индекса, который идентифицирует соответствующий блок светимости. Этот индекс называется Luminosity Block Number (LBN). Номер блока светимости (LBN): число, которое уникально обозначает LB в пределах прогона. Трудно найти альтернативные решения без LB, что отражается в том, что основные современные эксперименты (D0, CDF, H1, ZEUS) используют концепцию LB. Поскольку относительную светимость можно определить на временной шкале менее минуты, требования к определению светимости не сильно ограничивают выбор длины LB. Учитывая ожидаемое время жизни светимости на БАК, приближение, что светимость постоянна в течение всего блока LB, не накладывает сильных требований на длину LB. Таким образом, наиболее вероятными факторами, определяющими длительность LB, являются среднее время между отказами системы и детали вычислительной модели. Если детектор перестает работать (например, из-за пробоя высокого напряжения или отказа системы считывания), то все анализы, которые полагаются на этот детектор, должны исключить полный блок светимости, если они хотят правильно рассчитать сечение. Чем короче LB, тем меньше данных исключается из анализа. Если один или несколько файлов из LB не читаются, то опять же весь LB должен быть исключен из анализа. Опять же, более короткие LB ведут к меньшему количеству исключенных данных. Для повышения надежности систем автономной обработки данных в экспериментах CDF и D0 было принято решение требовать, чтобы все события для данного LB и цепочки триггеров содержались в одном файле ESD или AOD. Это требование, в сочетании с размером и скоростью передачи данных и практическими ограничениями на размер файлов, в совокупности и определяют длину LB [25].

В данной работе проводился анализ данных, полученных в процессе Run 2, общий объем которых составил 220 миллионов событий. Сначала

проводился посредством использования триггера на малую множественность в ультрапериферических столкновениях:

-HLT_mb_sptrk_exclusiveloose_vetosp1500_L1VTE20

После применения триггера число событий составило 42 миллиона событий.

3.2 Track Seeding

Первичный этап реконструкции трека начинается с формирования зерен треков (track seeds), состоящих из триплетов пространственных точек (SP) в субдетекторах Pixel или SCT, которые совмещаются с точками вдоль реальных треков заряженных частиц [26].

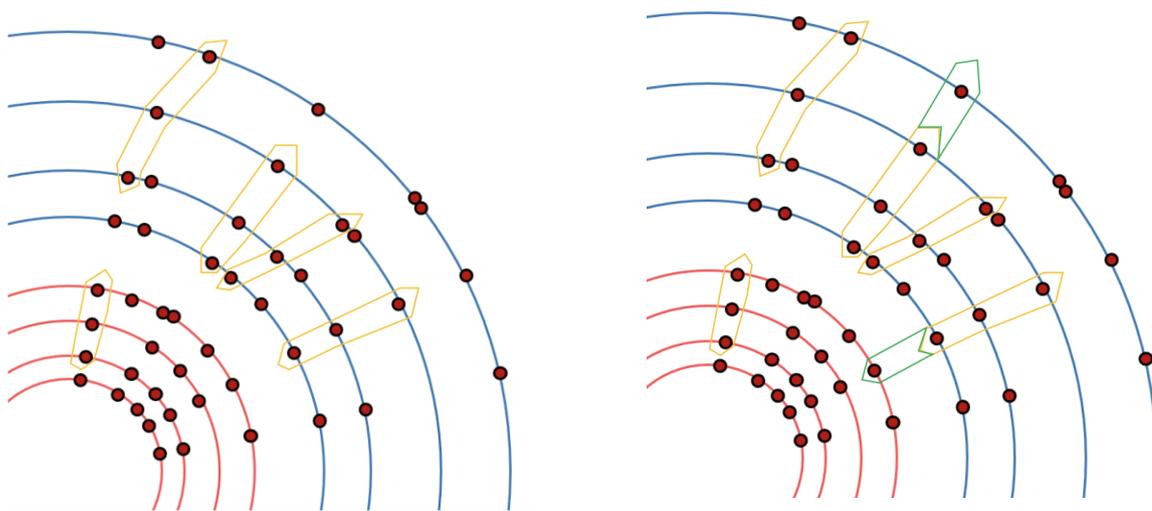


Рисунок 3.2.1 – Алгоритм восстановления треков заряженных частиц

Зерна треков имеют некоторые свободные критерии отбора, применяемые для улучшения времени вычислений (например, срезы по параметрам удара и т.д., чтобы отменить реконструкцию зерен, которые создадут низкокачественные треки). Подтверждающей точкой пространства (confirmation space-point), как показано на рисунке 3.2.1, является четвертая точка пространства из другого слоя, при использовании которого для

замены самой внешней точки пространства в данном зерне, получается новое зерно с кривизной, совместимой с оригинальной, что указывает на то, что это, вероятно, часть той же траектории заряженной частицы. Это подтверждение регистрируется после удаления перекрытий между точками-кандидатами на отбор. Близко расположенные пространственные точки или хиты могут иногда приводить к возникновению ложных треков, которые необходимо исключить для получения корректных данных [27]. На полученных в процессе анализа распределениях по псевдобыстроте трека наблюдались нехарактерные пики, возникновение которых, вероятно, было связано с присутствием ложных треков в событии. Для отбора и исключения ложных событий был проведен анализ зерен треков. В качестве результатов анализа для более наглядного наблюдения за изменениями представлены распределения по псевдобыстроте треков, по поперечному импульсу, инвариантной массе и другим величинам без исключения ложных треков и после исключения. Во всех остальных представленных далее распределениях ложные треки исключены.

3.3 Критерии отбора событий

Целью анализа был поиск $\rho''(1700)$ в двухканальном распаде на два пиона. Для этого следующим действием было проведение более детального анализа, в процессе которого были наложены ограничения на различные характеристики. Для того чтобы отобрать события рождения нейтральной частицы (ρ^0) и ее последующего распада на две частицы противоположного заряда ($\pi^+\pi^-$) было наложено ограничение на заряд Q суммы двух треков ($Q = 0$). Одним из условий поиска UРС физики является ограничение на угол разлета ($\alpha < 0, 1$), который определяется по следующей формуле $\alpha = 1 - \frac{\delta\phi}{\pi}$. Данное условие позволяет отобрать события, в которых происходит распад покоящейся частицы на две дочерние, разлетающиеся под углом 180° . Далее были наложены ограничения на поперечный и продольный прицельные параметры $d0_i$ и $z0_i$ относительно измеренной вершины столкновения для каждого трека, которые определяются как точка ближайшего приближения траектории трека к первичной вершине в поперечной плоскости и z-направлении, соответственно [28]. На рисунке 3.3.1

схематично показаны различные случаи ориентации поперечного прицельного параметра d_0 .

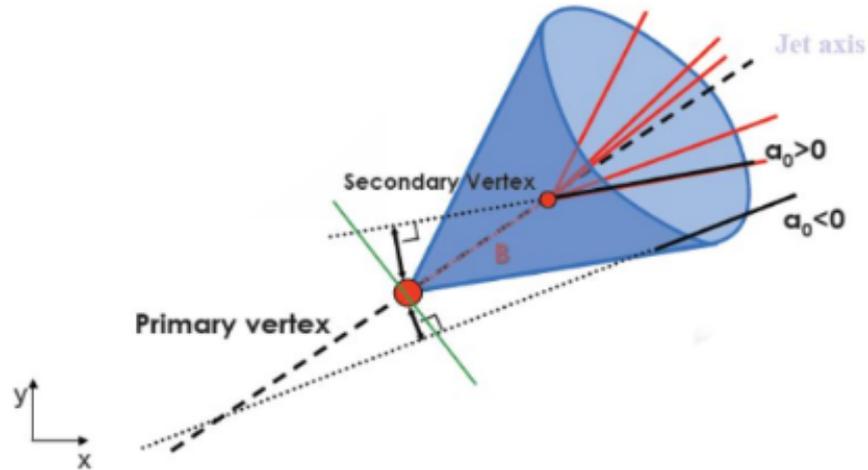


Рисунок 3.3.1 – Иллюстрация положительного и отрицательного случая поперечного прицельного параметра d_0

Параметры d_{0i} и $z_{0i} \cdot \sin \theta$ оцениваются с помощью алгоритма поиска вершин. Чтобы гарантировать, что треки происходят из вершины события $Pb + Pb$ ($p + A$) столкновений были наложены следующие ограничения:

$$|d_{0i}| < 1,5 \text{ см}$$

$$|z_{0i} \cdot \sin \theta| < 1,5 \text{ см}$$

Для сравнения с результатами, полученными в процессе анализа, описанного в данной работе, на рисунке 3.3.2 приведено распределение по прицельному параметру d_0 , полученное на эксперименте ATLAS.

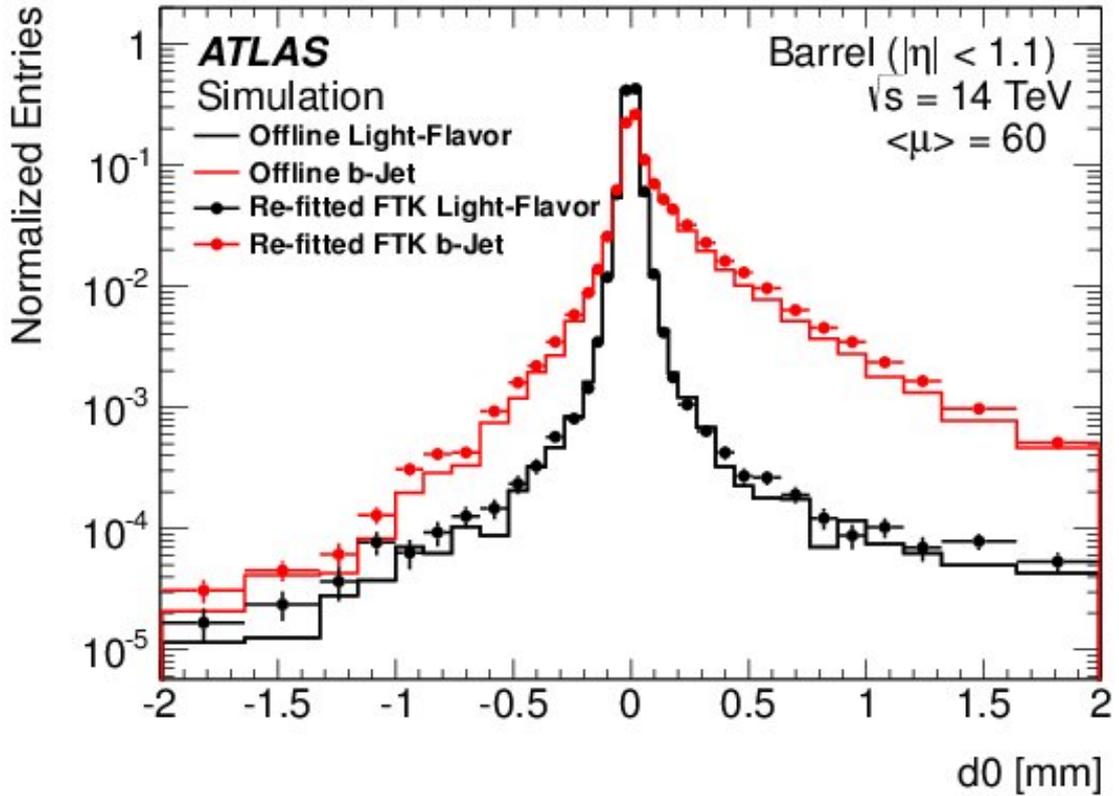


Рисунок 3.3.2 – Распределение по поперечному прицельному параметру d_0 на ATLAS

С учетом геометрии установки (детектора ATLAS) было наложено ограничение на псевдобыстроту каждого из треков $|\eta_i|$. ATLAS охватывает почти весь телесный угол вокруг точки столкновения. Как уже было описано в разделе 2.2, он состоит из внутреннего детектора, окруженного сверхпроводящим соленоидом, электромагнитного и адронного калориметров и мюонного спектрометра в корпусе из трех больших сверхпроводящих тороидальных магнитов с восемью катушками каждый. Внутренний детектор (ID) погружен в аксиальное магнитное поле 2 Тл и обеспечивает отслеживание заряженных частиц в диапазоне $\eta < 2.5$. Система мюонного триггера с камерами, резистивными пластинами в стволе и камерами с тонким зазором в концевых областях охватывает диапазон $\eta < 2.4$ [14], отсюда и следует примененное ограничение на псевдобыстроту треков $|\eta_i| < 2,4$. Для более детального отбора интересующих нас событий были наложены различные ограничения на поперечный импульс каждого из треков pt_i и поперечный импульс суммы двух треков pt :

$$pt_i > 0, 2 \text{ ГэВ}$$

$$pt_i > 0, 4 \text{ ГэВ}$$

$$pt_i > 0, 6 \text{ ГэВ}$$

$$pt < 0, 12 \text{ ГэВ}$$

Необходимость включения в анализ выше перечисленных ограничений на импульсы возникла в процессе самого анализа. Областью изучения являются когерентные взаимодействия, наличие которых характеризуется выраженным пиком в распределении по поперечному импульсу. В распределениях без ограничений выраженный пик не наблюдался. Таким образом, ограничение, наложенное на поперечный импульс суммы двух треков ограничивает область рассмотрения областью когерентного взаимодействия. По полученным распределениям для каждого из треков в отдельности был сделан вывод о необходимости выделения интересующего сигнала посредством наложения различных ограничений на поперечный импульс каждого из треков. Результаты проведенного анализа изложены в разделе 3.6.

3.4 Программный пакет ROOT

В 1995 году сотрудники Европейской организации по ядерным исследованиям (CERN) Рене Бран и Фонс Ридмэйкерс выпускают первую версию программного пакета, реализованного на принципах объектно – ориентированного программирования (ООП). Итогом этой работы становится объектно - ориентированная среда для анализа данных (An Object Oriented Data Analysis Framework) – программный пакет ROOT. В 2003 году произошел полный переход со старых библиотек Fortran на программный пакет ROOT. В настоящее время ROOT стал практически стандартным программным обеспечением для современных ускорительных экспериментов. ROOT – пакет программ и библиотек, разработанный для использования в качестве платформы обработки экспериментальных данных физики высоких энергий. Его основной первоначальной задачей является представле-

ние результатов измерений (визуализация) в удобном виде: гистограммы, графики, диаграммы, таблицы [29]. В данной работе программный пакет ROOT применялся, как для представления полученных в ходе анализа результатов, так и для непосредственного анализа методом фитирования (Fit method) [30]. Результаты анализа представлены в виде гистограмм и приведены в разделе 3.6. С учетом выше описанных ограничений были выделены наиболее характерные распределения. Особый интерес представляют два распределения – распределения по инвариантной массе с учетом приведенных выше ограничений при условиях $pt_i > 0,2$ и $pt_i > 0,4$, где pt_i – поперечные импульсы каждого из двух треков. На распределениях наблюдается ярко выраженный пик в области основного резонанса, демонстрирующий рождение векторного мезона $\rho^0(770)$, а также превышение в области интересующего нас широкого резонанса, характеризующего исследуемый $\rho''(1700)$. Резонансы были проанализированы методом фитирования. В процессе первой итерации фитирования широкий резонанс в области 1700 в распределениях при условиях $pt_i > 0,2$ и $pt_i > 0,4$ профитирован функцией, представляющей из себя сумму экспоненты и распределения Гаусса. В распределении при условии $pt_i > 0,2$ основной резонанс в области 770 профитирован следующим распределением Брейта–Вигнера:

$$\frac{dN}{dm} = |A \cdot BW_\rho + B|^2,$$

где A – нормировочный множитель функции Брейта–Вигнера (BW_ρ) для ρ^0 , B – нерезонансная амплитуда. Релятивистское распределение Брейта–Вигнера для векторного мезона ρ^0 :

$$BW_\rho = \frac{\sqrt{m \cdot m_{\rho^0} \cdot \Gamma(m)}}{m^2 - m_{\rho^0}^2 \cdot \Gamma(m)},$$

$$\text{где } \Gamma(m) = \Gamma(m_{\rho^0}) \cdot \frac{m_{(\rho^0)}}{m} \cdot \left(\frac{m^2 - 4m_\pi^2}{m_{\rho^0}^2 - m_\pi^2} \right)^{3/2},$$

где $\Gamma(m_{\rho^0})$ - ширина векторного мезона ρ^0 , m_{π} - масса пиона. Далее была реализована вторая итерация фитирования, в процессе которой широкий резонанс в области 1700 в распределениях при условиях $pt_i > 0,2$ и $pt_i > 0,4$ был также профитирован выше приведенным распределением Брейта–Вигнера. В распределении в области 1270 МэВ наблюдается узкий резонанс, демонстрирующее рождение скалярной частицы $f(1270)$, который также был профитирован распределением Брейта–Вигнера. Для реализации анализа была изучена работа в программном пакете ROOT, основные функции и методы. На основе изученного был написан скрипт, в котором самостоятельно реализованы все функции, использованные в процессе фитирования и описанные выше. Результаты представлены в разделе 3.5.

3.5 Результаты

В процессе данной дипломной работы проводился поиск $\rho''(1700)$ в ультрапериферических столкновениях тяжелых ионов посредством анализа данных, полученных в процессе Run 2 (2018г.) на ATLAS, общий объем которых составил 220 миллионов событий. Светимость составила $1,44 \text{ нб}^{-1}$. После отбора данных с помощью триггера на малую множественность отбор событий проводился путем наложения ограничений на кинематические характеристики треков. Из данных, полученных в процессе Run 2, были отобраны интересующие контейнеры, после чего полученный пакет данных был разбит на 39 отдельных датасетов. В качестве результатов анализа блоков светимости построено распределение блоков светимости по 39 датасетам представленное на рисунке 3.5.1.

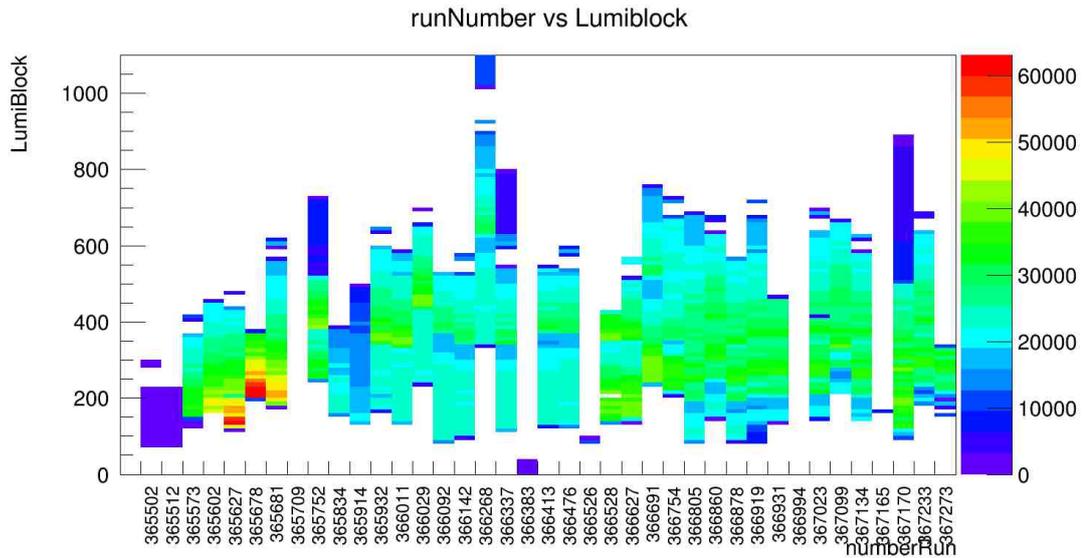


Рисунок 3.5.1 – Распределение блоков светимости (LB) от порядкового номера датасета (runN)

На которых наглядно демонстрируется отсутствие "плохих" блоков. Количественно вклад анализа блоков светимости удалось оценить, получив распределения по количеству треков в событии до анализа и после. Для визуальной оценки оба распределения построены на одной гистограмме и приведены на рисунке 3.5.2.

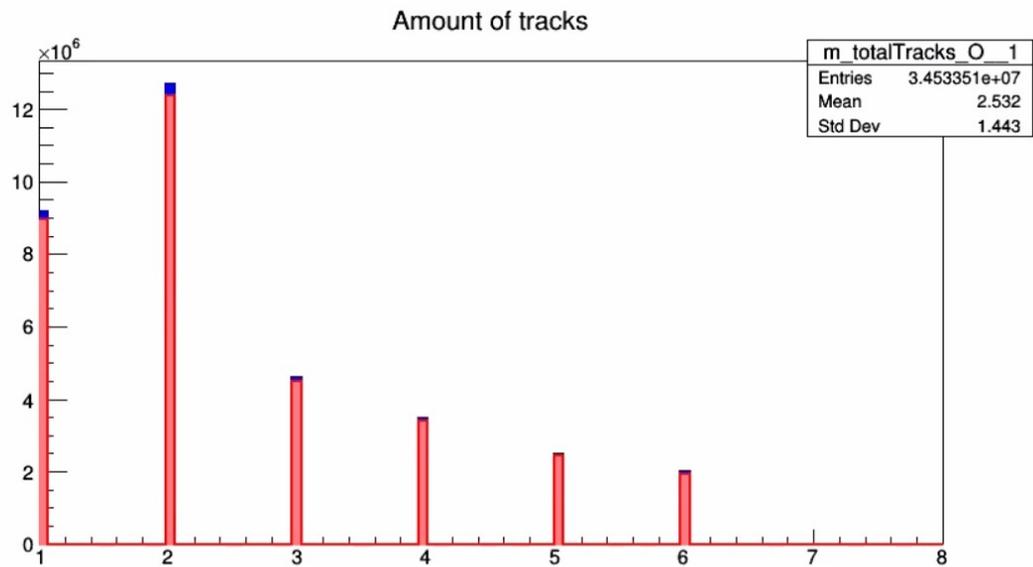


Рисунок 3.5.2 – Распределение по количеству треков в событии. Синим цветом обозначено распределение до анализа, красным – после

В процессе анализа был сделан вывод о наличии ложных треков и необходимости их исключения с помощью алгоритма Track Seeding, опи-

санного в разделе 3.2. Для проверки работы алгоритма были построены распределения по поперечному импульсу, инвариантной массе, быстройте и другие до анализа и после его проведения, это позволило качественно и количественно оценить изменения. В качестве примера результатов анализа представлены распределения по псевдобыстройте треков до исключения ложных треков (рисунок 3.5.7) и после исключения (рисунок 3.5.4).

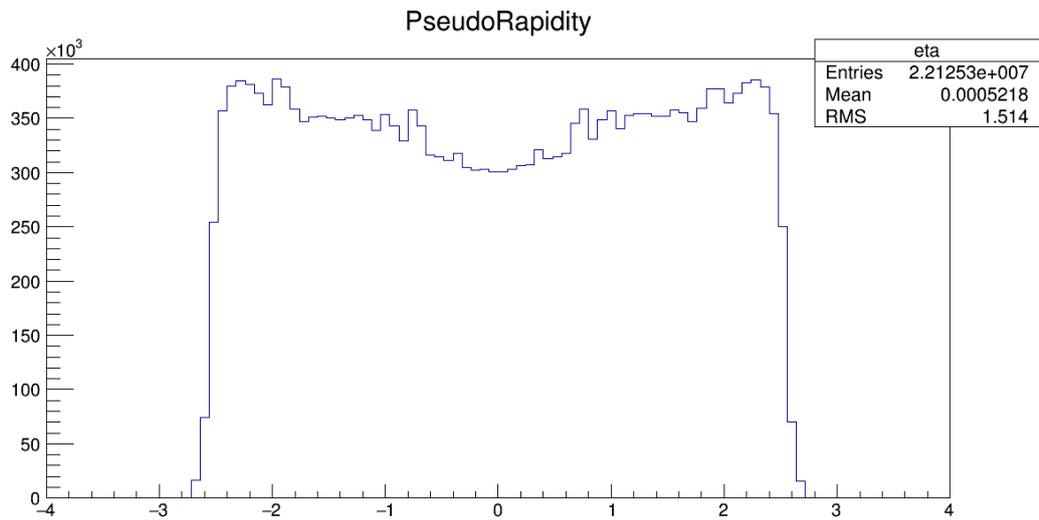


Рисунок 3.5.3 – Распределение по псевдобыстройте η без учета анализа зерен трека

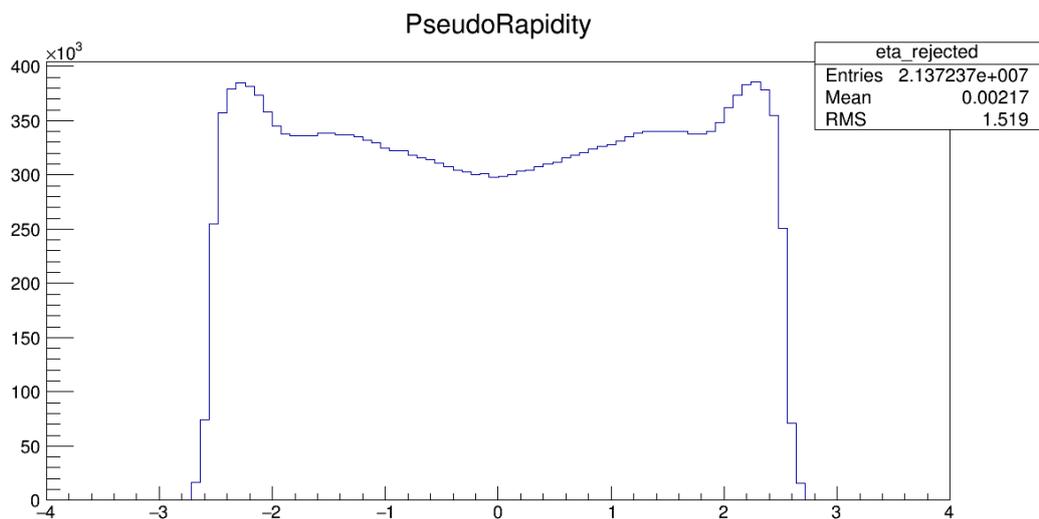


Рисунок 3.5.4 – Распределение по псевдобыстройте η с учетом анализа зерен трека

Целью анализа, как было описано выше, был поиск $\rho''(1700)$ в двухканальном распаде, для этого следующим действием было наложение огра-

ничения на количество треков в событии. В подтверждение работы условия приведено распределения по количеству треков в событии (рисунок 3.5.5).

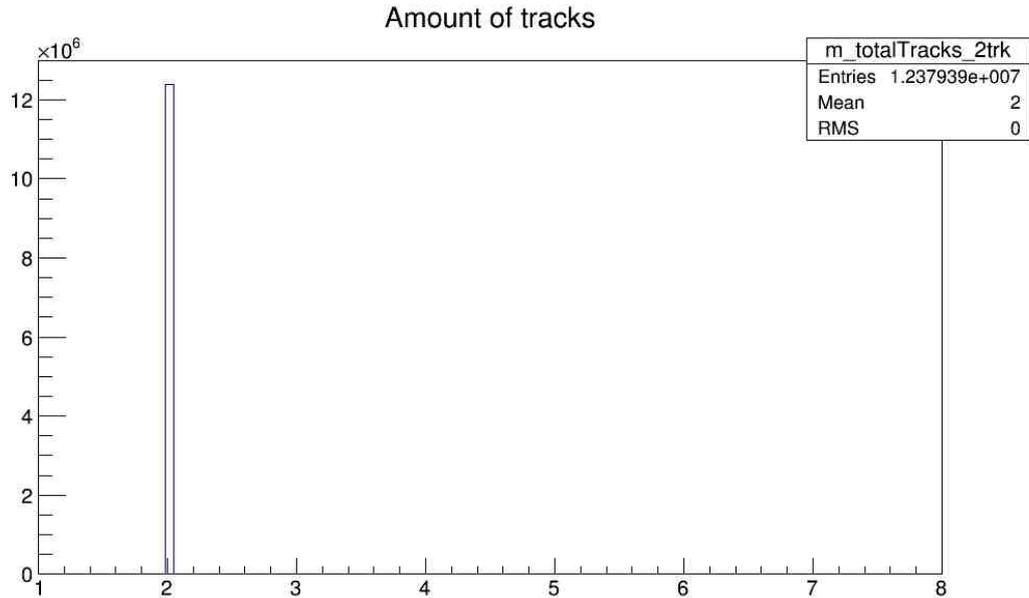


Рисунок 3.5.5 – Распределение по количеству треков в событии

Заключительной итерацией анализа был анализ треков путем применения ограничений на различные кинематические характеристики треков. В качестве результатов представлены различные распределения: распределения по поперечному импульсу (рисунок 3.5.6), по псевдобыстроте (рисунок 3.5.7), по азимутальному углу ϕ (рисунок 3.5.8), по поперечному прицельному параметру d_0 относительно измеренной вершины столкновения (рисунок 3.5.9), по продольному прицельному параметру z_0 относительно измеренной вершины столкновения вдоль оси Z (рисунок 3.5.10), по параметру $z_0 \cdot \sin \theta$ (рисунок 3.5.11).

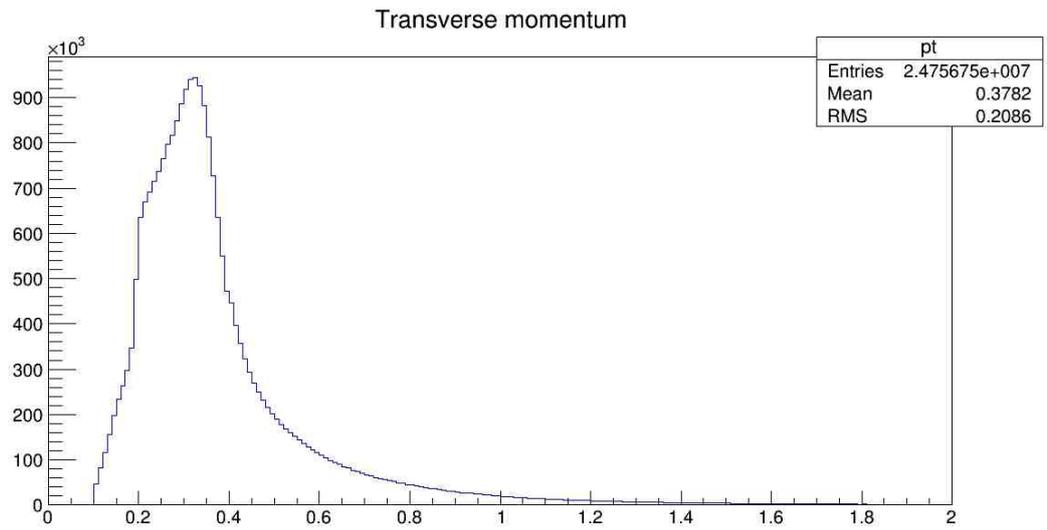


Рисунок 3.5.6 – Распределение по поперечному импульсу p_T для треков

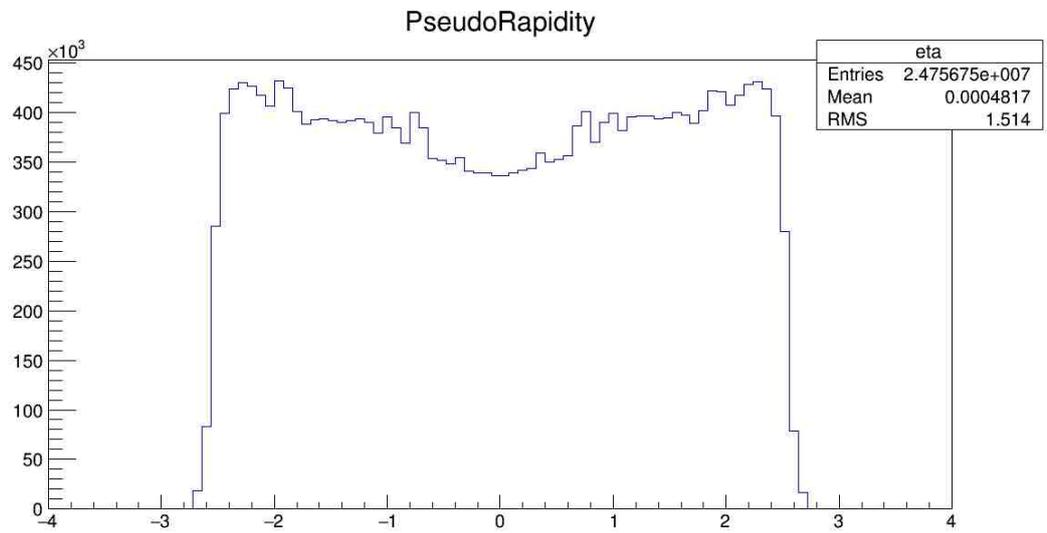


Рисунок 3.5.7 – Распределение по псевдобыстроте η для треков

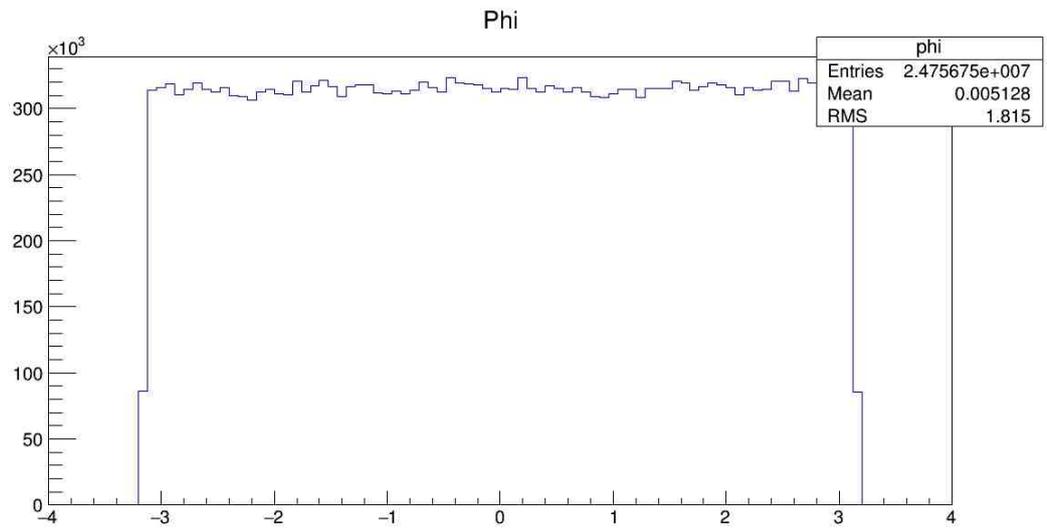


Рисунок 3.5.8 – Распределение по азимутальному углу ϕ для треков

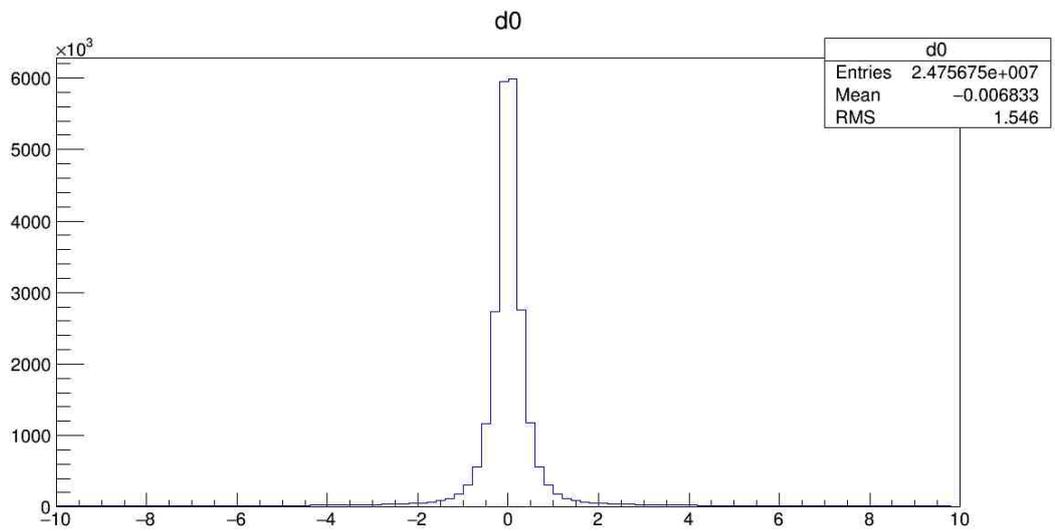


Рисунок 3.5.9 – Распределение по поперечному прицельному параметру d_0 относительно измеренной вершины столкновения для треков

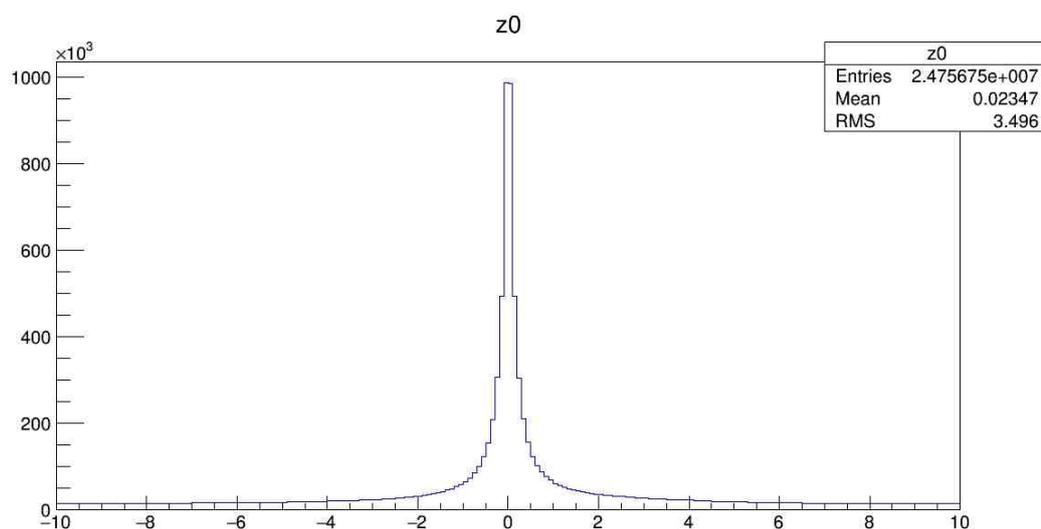


Рисунок 3.5.10 – Распределение по продольному прицельному параметру z_0 относительно измеренной вершины столкновения для треков

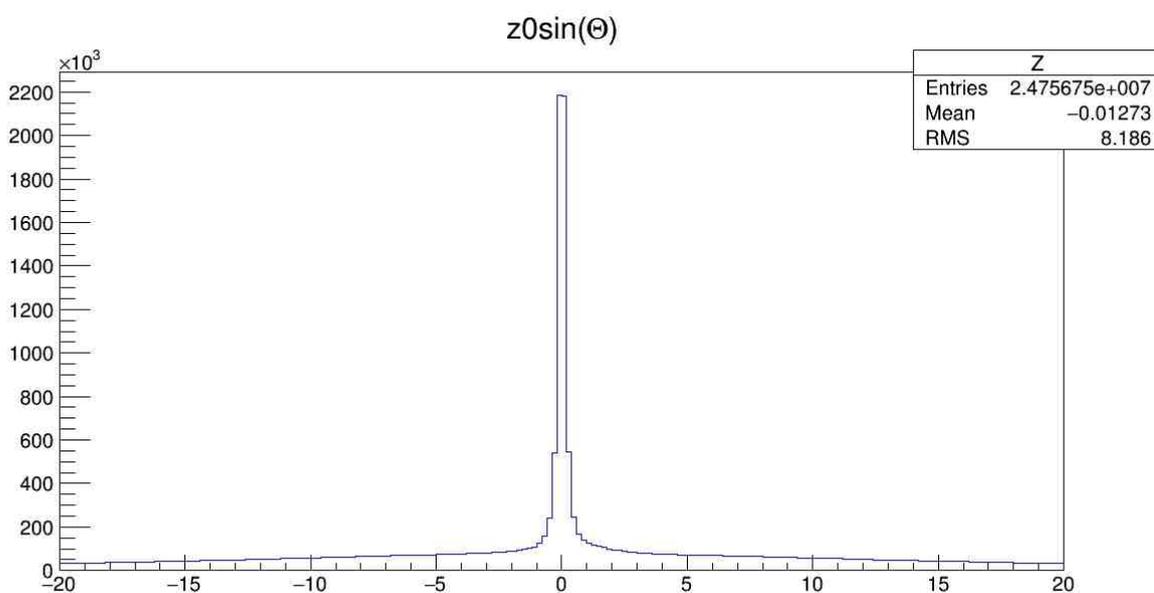


Рисунок 3.5.11 – Распределение по параметру $z_0 \cdot \sin \theta$ для треков

Аналогичные распределения построены для векторной суммы треков и для каждого трека в отдельности. На рисунке 3.5.12 представлено распределение по поперечному импульсу для векторной суммы треков. В распределении наблюдается выраженный пик, демонстрирующий наличие когерентного взаимодействия, которое и является областью изучения. Для отбора событий, относящихся к когерентным взаимодействиям, на поперечные импульсы суммы треков и каждого трека в отдельности наложены ограничения, описанные в разделе 3.4.

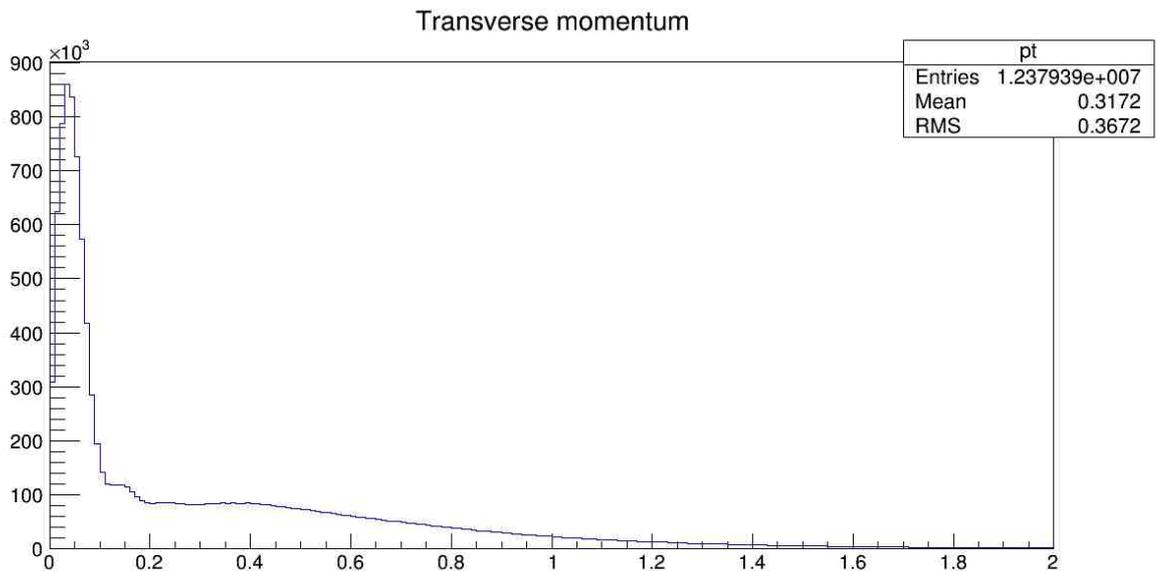


Рисунок 3.5.12 – Распределение по поперечному импульсу p_T для суммы двух треков

Дополнительно получено двумерное распределение поперечного прицельного параметра d_0 первого трека от поперечного прицельного параметра второго трека (рисунок 3.5.13), которое наглядно демонстрирует присутствие интересующего нас ρ^0 .

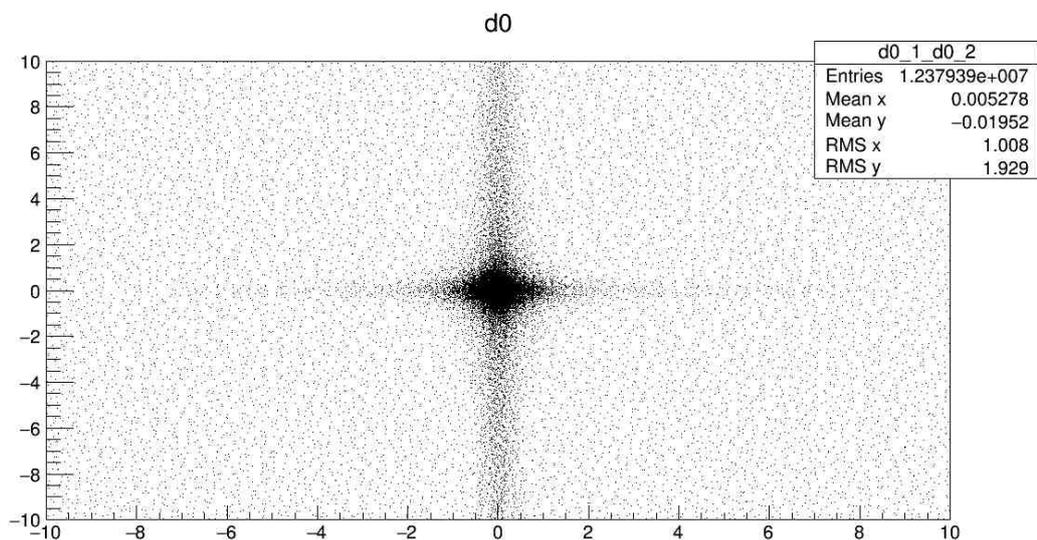


Рисунок 3.5.13 – Двумерное распределение прицельного параметра d_0 первого трека от прицельного параметра d_0 второго трека

Также были построены распределения по косинусу полярного угла θ в системе покоя частицы в области $0.6 < m_{\pi\pi} < 0.9$ (рисунок 3.5.15) и в области $1.5 < m_{\pi\pi} < 1.9$ (рисунок 3.5.15).

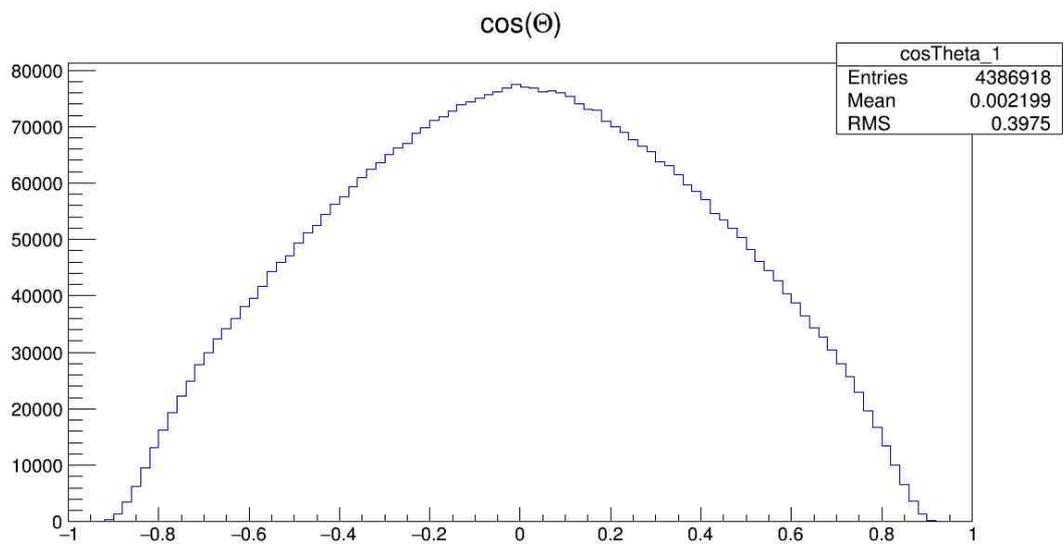


Рисунок 3.5.14 – Угловое распределение в области $0.6 < m_{\pi\pi} < 0.9$

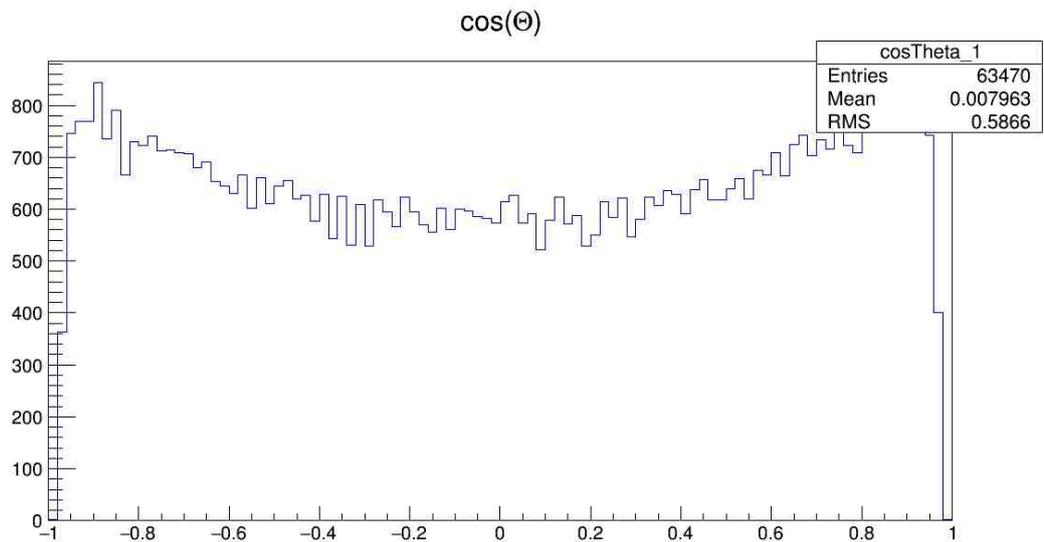


Рисунок 3.5.15 – Угловое распределение в области $1.5 < m_{\pi\pi} < 1.9$

В качестве сравнения на рисунке 3.5.16 приведены угловые распределения, полученные на SLAC [31].

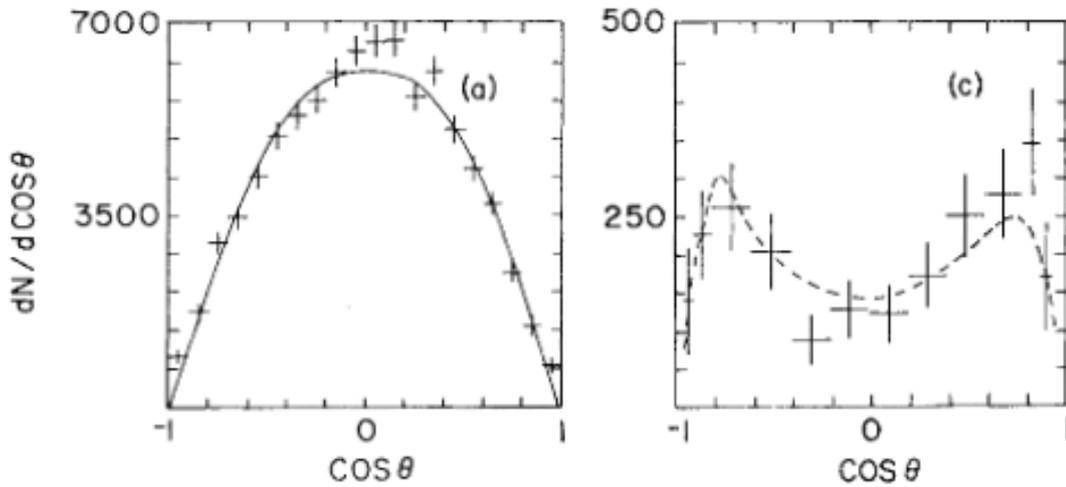


Рисунок 3.5.16 – Угловые распределения в области $0.7 < m_{\pi\pi} < 0.8$ (а) и в области $1.4 < m_{\pi\pi} < 1.8$ (с)

На рисунке 3.5.17 представлено распределение по углу разлета α , на котором наблюдается выраженный пик в области нуля. Данное явление свидетельствует о том, что разница азимутальных углов $\delta\phi$ равна 180° для основной массы событий, что свидетельствует о распаде покоящейся частицы.

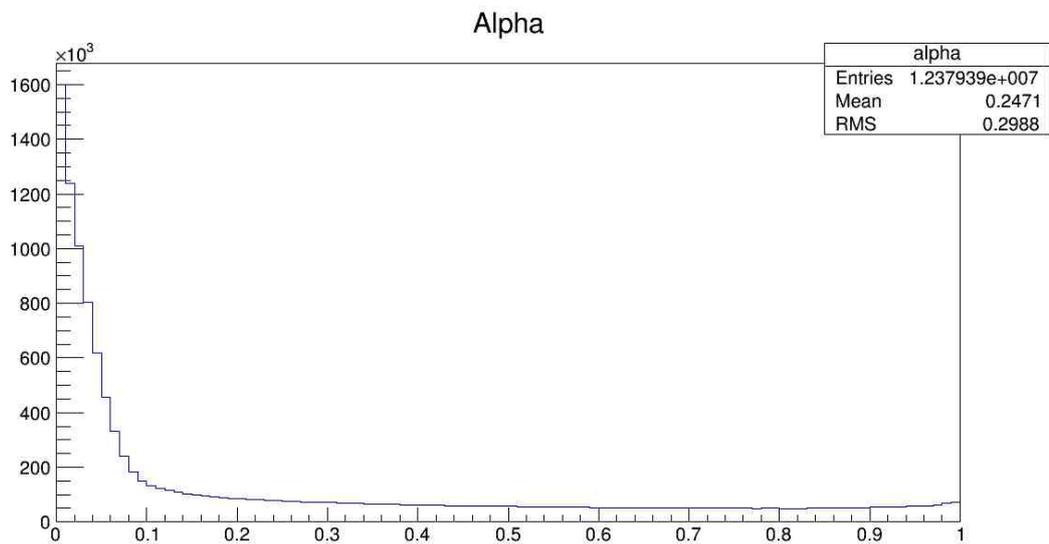


Рисунок 3.5.17 – Распределение по углу разлета α

После применения ограничений, описанных в разделе 3.4 чтобы иметь возможность проследить изменения были построены распределения по инвариантной массе, поперечному импульсу, быстроте и разности азимутальных углов для каждого ограничения в отдельности, а также с учетом всех

ограничений в сумме. Для наглядной оценки фона для всех распределений построены сопутствующие им фоновые распределения, то есть события при условии ($Q \neq 0$). Особый интерес представляют три полученных распределения – распределения по инвариантной массе при условиях $Q = 0$, $|\eta_i| < 2,4$, $\alpha < 0,1$, $pt_i > 0,2$; (0,4); (0,6), которые представлены на рисунках 3.5.18, 3.5.19, 3.5.20 соответственно. При увеличении ограничений на поперечный импульс треков превышение над фоном становится более выраженным. Все распределения по инвариантной массе построены в логарифмическом масштабе.

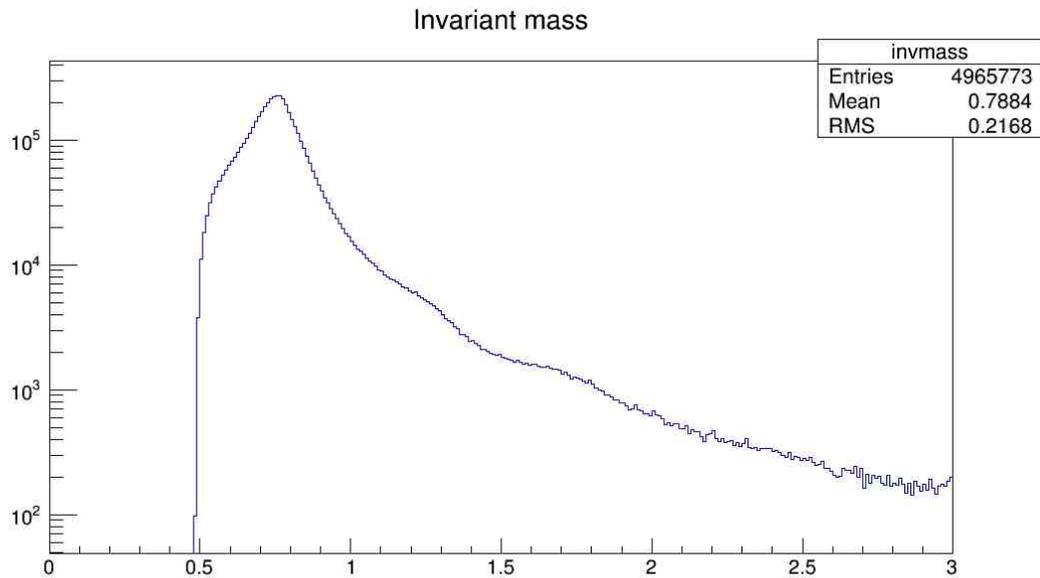


Рисунок 3.5.18 – Распределение по инвариантной массе при условии $pt_i > 0,2$

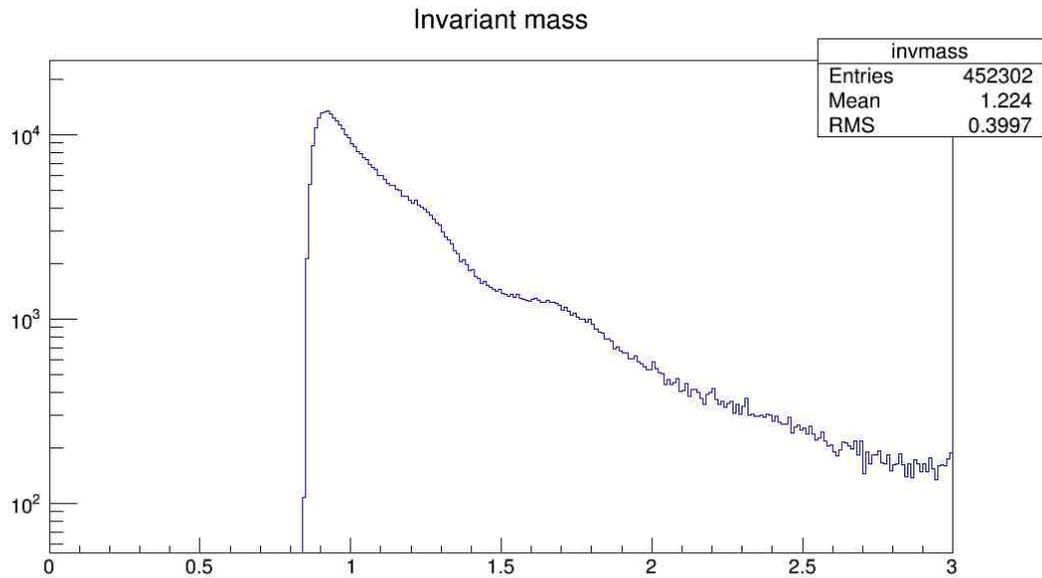


Рисунок 3.5.19 – Распределение по инвариантной массе при условии $pt_i > 0,4$

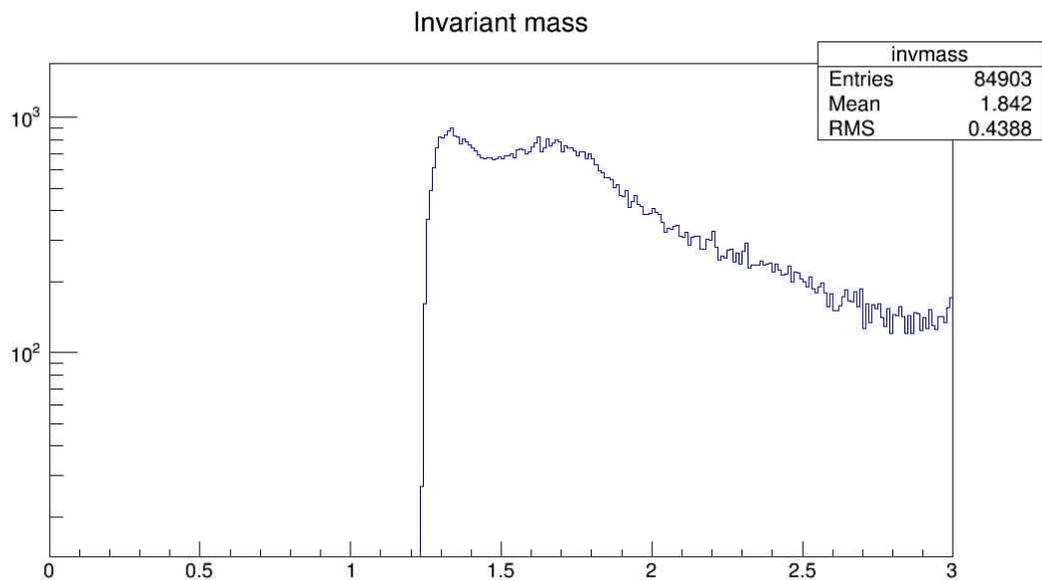


Рисунок 3.5.20 – Распределение по инвариантной массе при условии $pt_i > 0,6$

Первые два распределения были проанализированы методом фитирования с использованием программного пакета ROOT. Основной пик в области 770 МэВ в распределении при условии $pt_i > 0,2$ профитирован распределением Брейта-Вигнера (рисунок 3.5.21). Параметры фитирования и табличные значения представлены в таблице 3.5.1. На первом этапе фитирования широкий резонанс в области 1700 в распределениях при условиях $pt_i > 0,2$ и $pt_i > 0,4$ профитирован распределением Гаусса (рисунки

3.5.22 и 3.5.23 соответственно). Параметры фитирования и табличные значения приведены в таблице 3.5.2.

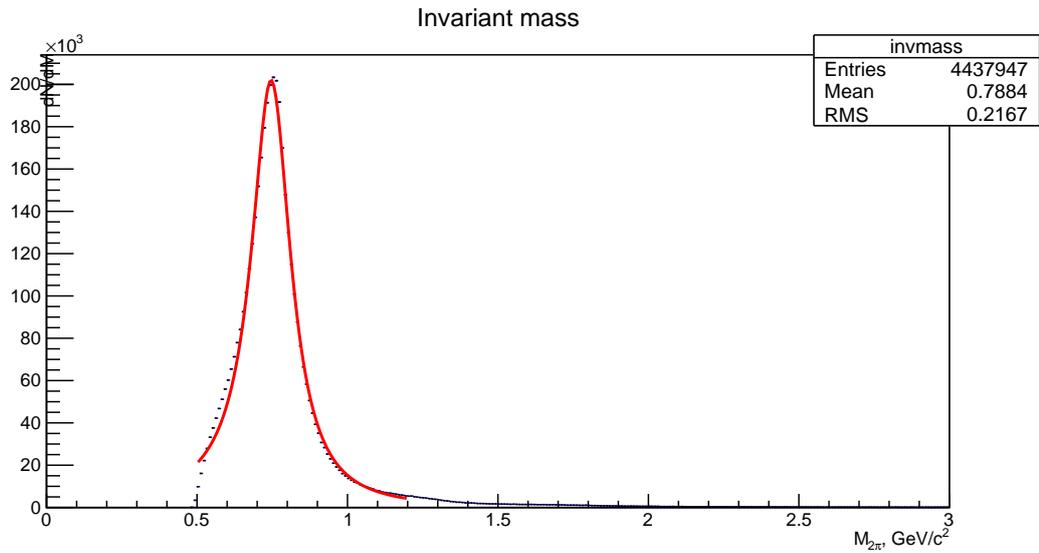


Рисунок 3.5.21 – Фит распределением Брейта-Вигнера пика в области 770 МэВ

Таблица 3.5.1 – Параметры фитирования области 770 при условии $pt_i > 0,2$

Parameter	Value	Error	PDG
Const	0.73	0.01	
Width	194.7 MeV	0.2 MeV	149.4 ± 1.0 MeV
Mass ρ^0	765.03 MeV	0.08 MeV	775.5 ± 0.4 MeV
A	206.33	0.77	
B	-83.22	0.34	

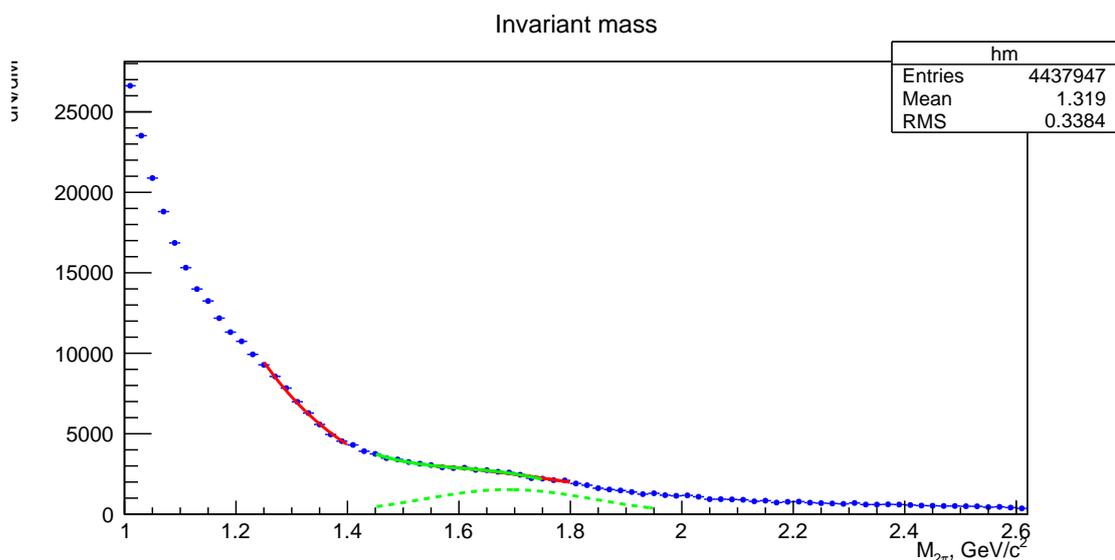


Рисунок 3.5.22 – Фит распределением Гаусса в области исследуемого широкого резонанса (1700 МэВ) при условии $pt_i > 0, 2$

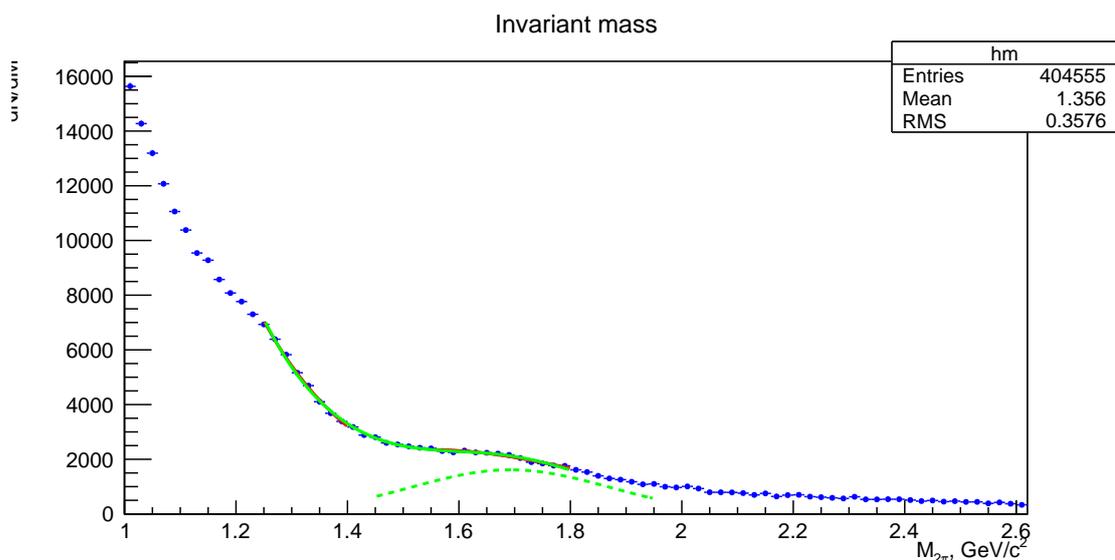


Рисунок 3.5.23 – Фит распределением Гаусса в области исследуемого широкого резонанса (1700 МэВ) при условии $pt_i > 0, 4$

В процессе следующей итерации анализа был рассмотрен также узкий резонанс $f(1270)$, который совместно с широким резонансом $\rho(1700)$ профитирован подобно основному резонансу $\rho^0(770)$ распределением Брейта–Вигнера (подробнее см. раздел 3.5). Профитированные распределения при условиях $pt_i > 0, 2$ и $pt_i > 0, 4$ представлены на рисунках 3.5.24 и 3.5.25 соответственно. Параметры фитирования для узкого резонанса $f(1270)$ и широкого резонанса $\rho(1700)$ приведены в таблицах 3.5.3 и 3.5.4 соответственно.

Таблица 3.5.2 – Параметры фитирования распределением Гаусса области 1700 при условиях $pt_i > 0,2$ и $pt_i > 0,4$

Parameter	$pt_i > 0,2$		$pt_i > 0,4$	
	Value	Error	Value	Error
Const	1528.48	149.04	1613.51	45.42
Width	0.15 GeV	0.02 GeV	0.18 GeV	0.01 GeV
Mass $\rho''(1700)$	1.69 GeV	0.01 GeV	1.69 GeV	0.01 GeV
p0	3877250	2377590	11962600	3413920
p1	-4.88	0.44	-5.95	0.23

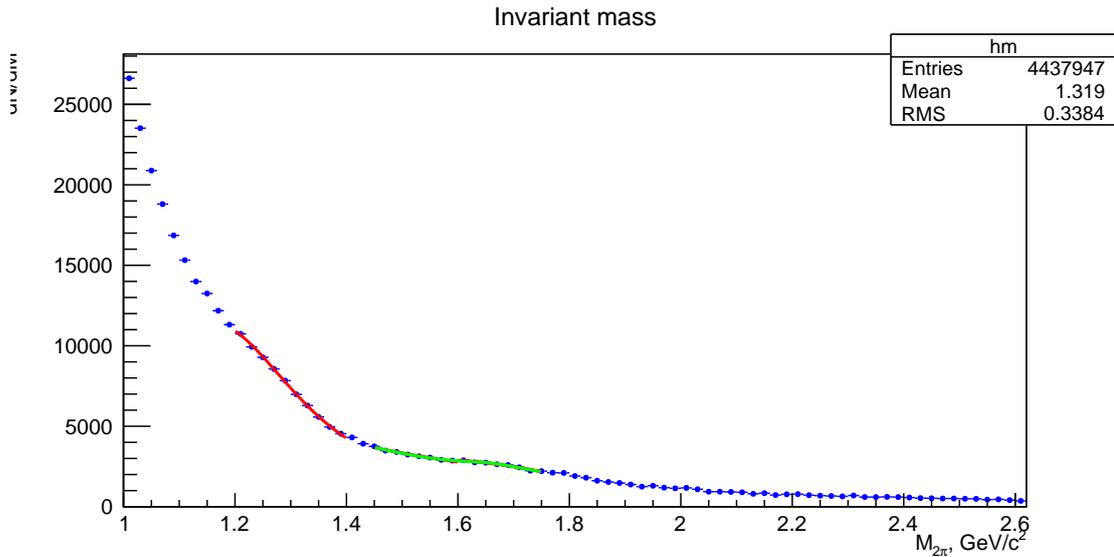


Рисунок 3.5.24 – Фит распределением Брейта–Вигнера в области узкого резонанса (1270) и исследуемого широкого резонанса (1700 МэВ) при условии $pt_i > 0,2$

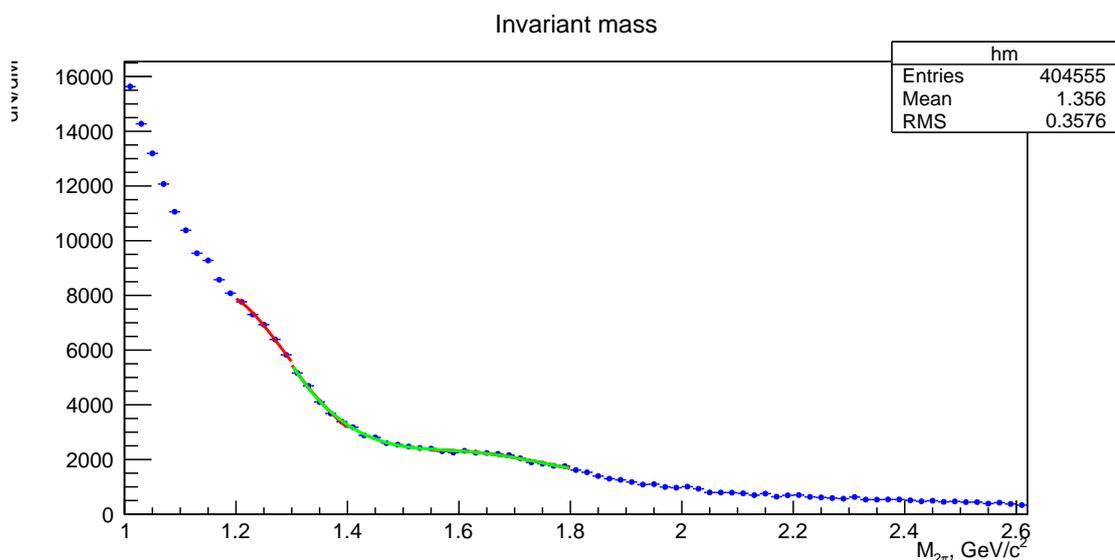


Рисунок 3.5.25 – Фит распределением Брейта–Вигнера в области узкого резонанса (1270) и исследуемого широкого резонанса (1700 МэВ) при условии $pt_i > 0,4$

Таблица 3.5.3 – Параметры фитирования распределением Брейта–Вигнера области 1270 при условиях $pt_i > 0,2$ и $pt_i > 0,4$

Parameter	$pt_i > 0,2$		$pt_i > 0,4$		PDG
	Value	Error	Value	Error	
Const	1.09	0.04	0.69	0.05	
Width, MeV	510.4	56.6	483.7	82.6	186.7 ± 2.2
Mass f(1270), MeV	1269.8	17.3	1238.7	34.5	1275.4 ± 1.1
A	45.96	12.76	66.03	3.77	
B	-58.75	14.29	-28.79	19.83	
χ^2/NDF	0.82		0.81		

Таблица 3.5.4 – Параметры фитирования распределением Брейта–Вигнера области 1700 при условиях $pt_i > 0, 2$ и $pt_i > 0, 4$

Parameter	$pt_i > 0, 2$		$pt_i > 0, 4$	
	Value	Error	Value	Error
Const	0.02	0.01	0.08	0.02
Width	0.17 GeV	0.04 GeV	0.56 GeV	0.03 GeV
Mass $\rho''(1700)$	1.65 GeV	0.05 GeV	1.65 GeV	0.01 GeV
A	-56.47	35.26	106.41	7.41
B	-42.01	47.21	27.15	8.93
p0	84039.10	14180.80	24821400	4271050
p1	-2.16	0.12	-6.51	0.14
χ^2/NDF	0.80		0.90	

Последней реализованной итерацией фитирования было получение глобального фита, представляющего собой сумму фитов трех пиков: 770, 1270, 1700. Для получения картины, представленной на рисунке 3.5.26, было выполнено две итерации фитирования каждого пика распределением Брейта–Вигнера. Зеленой пунктирной линией обозначен хвост распределения $\rho^0(770)$ с фиксированными параметрами, синяя пунктирная линия представляет собой распределение Брейта–Вигнера в области широкого резонанса $\rho''(1700)$, фиолетовая пунктирная линия – в области узкого резонанса $f(1200)$. Красным показан глобальный фит $f(1270)$ и $\rho''(1700)$. Синим цветом изображены экспериментальные данные. Полученные параметры фитирования представлены в таблице 3.5.5.

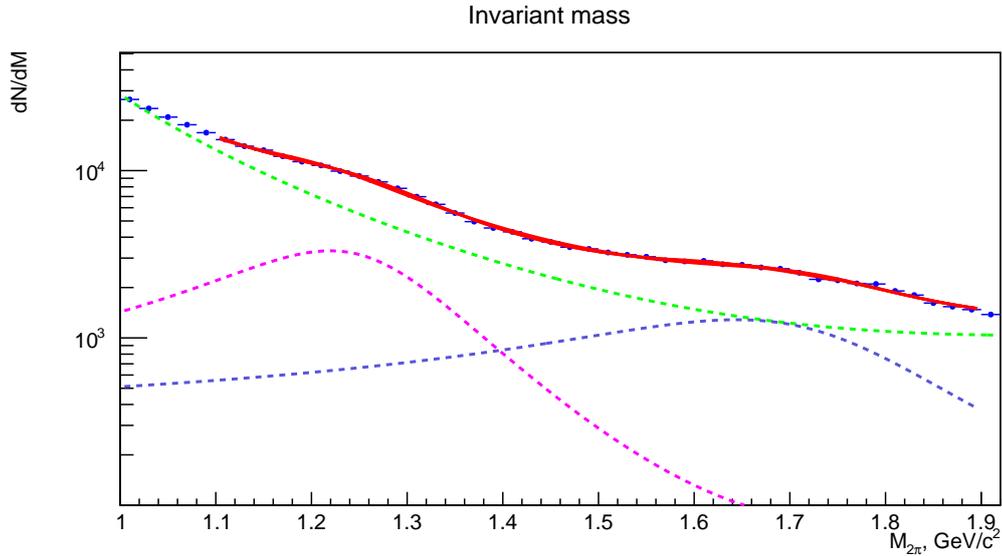


Рисунок 3.5.26 – Глобальный фит распределения по инвариантной массе двух пионов при условии $pt_i > 0, 2$. Зеленой пунктирной линией обозначен хвост распределения $\rho^0(770)$ с фиксированными параметрами, синяя пунктирная линия представляет собой распределение Брейта–Вигнера в области широкого резонанса $\rho''(1700)$, фиолетовая пунктирная линия – в области узкого резонанса $f(1200)$. Красной линией изображен глобальный фит $f(1270)$ и $\rho''(1700)$. Синим цветом изображены экспериментальные данные

Таблица 3.5.5 – Параметры фитирования при условии $pt_i > 0, 2$

Parameter	Value	Error	PDG
Const	0.250	0.001	
Width, MeV	194.3	0.3 GeV	149.4 ± 1.0
Mass, MeV ρ^0	768.7	0.1	775.5 ± 0.4
A	495.33	1.91	
B	-220.02	1.16	
Const	0.191	0.002	
Width, MeV	287.2	10.0	186.7 ± 2.2
Mass $f(1270)$, MeV	1271.9	4.3	1275.4 ± 1.1
A	58.83	3.59	
B	-46.67	4.23	
Const	0.069	0.007	
Width, MeV	427.1	19.2	
Mass $\rho''(1700)$, MeV	1754.8	8.8	
A	61.07	4.72	
B	-72.26	5.46	
χ^2/NDF	1.26		

Также были получены количества событий в основном резонансе (770) и широком резонансе (1700) посредством расчета значений интегралов под фитами. Для распределения при условии $pt_i > 0,2$ отношение количества событий в пике в области 1700 к количеству событий в основном пике в области 770 :

$$\frac{N_{1700}}{N_{770}} = \frac{34577}{4,1332 \cdot 10^6}$$

Оценив эффективность регистрации и учтя брэнчинг, можно получить отношение поперечных сечений $\sigma(\rho'')/\sigma(\rho)$.

3.6 ZDC анализ

Рождение ρ^0 мезона происходит как в процессах с участием возбужденных, так и невозбужденных ядер. Для детального анализа необходимо различать эти процессы и все их вариации. В случае возбужденных ядер необходимо различать события с испусканием нейтронов (развал ядра), регистрируемых детекторами (колориметрами) нулевого угла и события с испусканием фотонов (гигантский дипольный резонанс). Разделение всех этих процессов и рассмотрение каждого в отдельности поможет внести ясность в процесс рождения векторго ρ^0 мезона и его возбужденных состояний. На рисунке 3.6.1 показаны возможности ZDC по разделению эмиссии нулевого, одного или нескольких нейтронов при нулевых градусах.

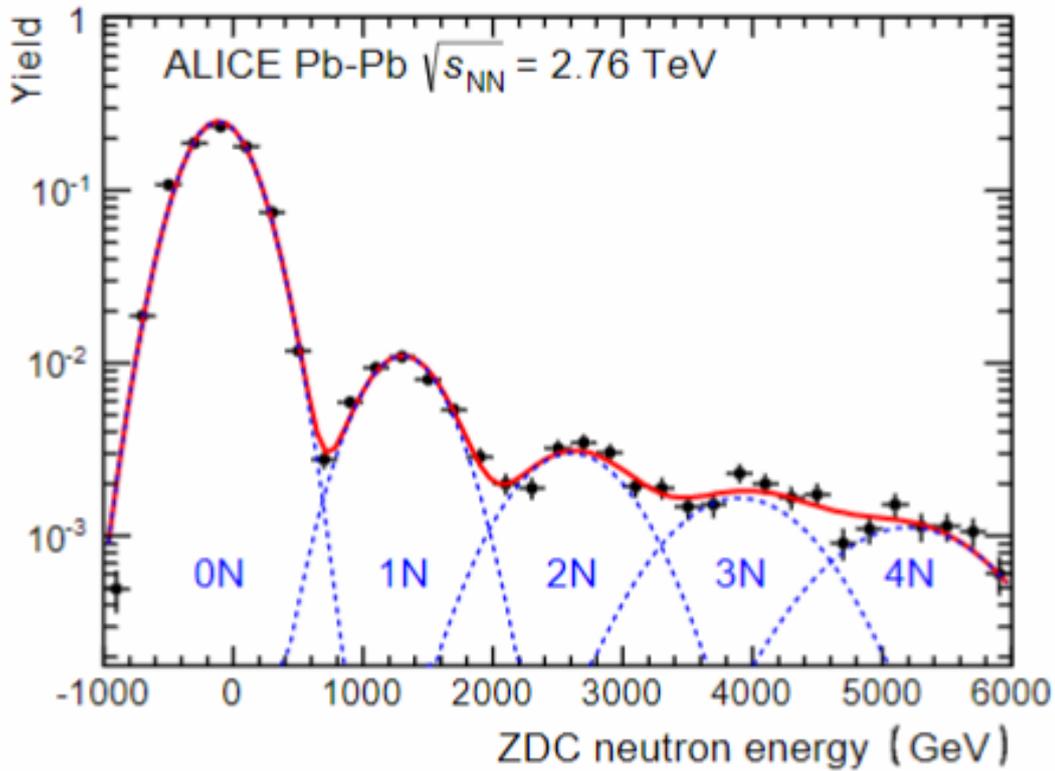


Рисунок 3.6.1 – Распределение энергии в калориметрах нулевой степени на эксперименте ALICE. Кривые соответствуют распределениям Гаусса для 0, 1, 2, 3 или 4 нейтронов, поступающих в калориметр

Как уже было описано в разделе 2.2.2 детектор ZDC предназначен для регистрации нейтронов, образующихся в процессе ультрапериферических столкновений тяжелых ионов, более подробное описание которых было приведено в главе 1. Ядра участвующие в столкновениях могут возбуждаться и впоследствии для снятия возбуждения испускать нейтроны, регистрируемые ZDC детекторами. Как следствие в процессе анализа для получения более корректных и детальных результатов необходимо различать все возможные процессы: AA , AA^* , A^*A^* , где * обозначает возбуждение. Для анализа и разделения всех этих ситуаций был проведен анализ количества зарегистрированных нейтронов или количества сработавших ZDC детекторов (0,1 или больше 1). На основе этого была написана программа и для каждого процесса отдельно построены распределение по энергии, в котором каждому случаю соответствует отпределенный пик, а также для каждого процесса в отдельности были построены распределения по поперечному импульсу, инвариантной массе, скорости и разности азимутальных углов. Таким образом появилась возможность количествен-

но оценить события соответствующие каждому случаю. Для случая, когда ни одного нейтрона не было зарегистрировано на рисунках 3.6.2 и 3.6.3 приведены распределения по поперечному импульсу и инвариантной массе соответственно.

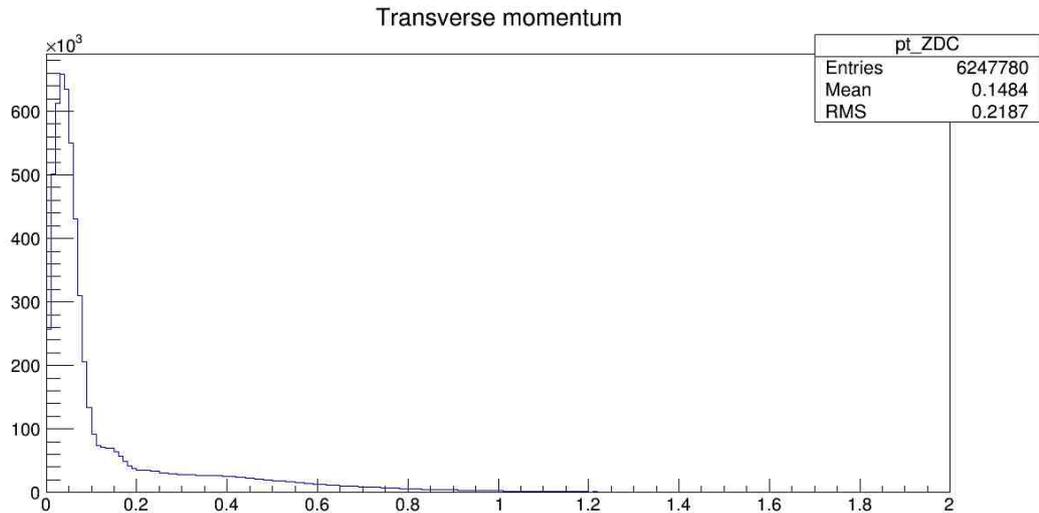
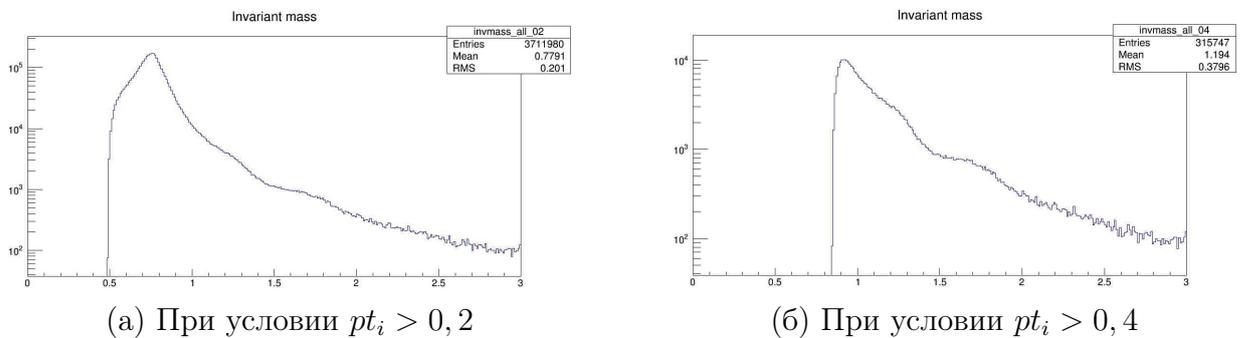


Рисунок 3.6.2 – Распределение по поперечному импульсу треков для случая отсутствия зарегистрированных нейтронов



(а) При условии $pt_i > 0,2$

(б) При условии $pt_i > 0,4$

Рисунок 3.6.3 – Распределение по инвариантной массе треков в логарифмическом масштабе для случая отсутствия зарегистрированных нейтронов

На рисунках 3.6.4 и 3.6.5 приведены распределения по поперечному импульсу и инвариантной массе для случая одного зарегистрированного нейтрона.

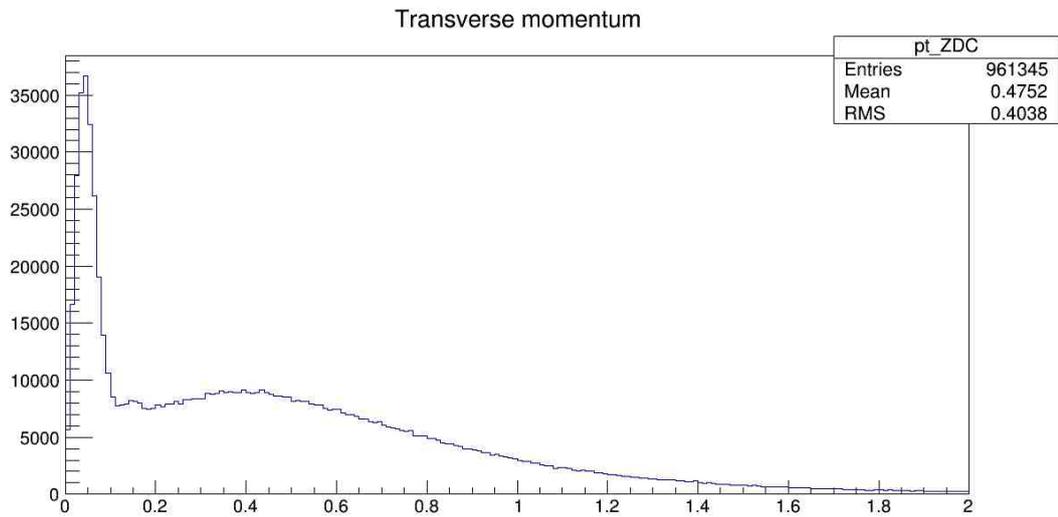


Рисунок 3.6.4 – Распределение по поперечному импульсу треков для случая одного зарегистрированного нейтрона

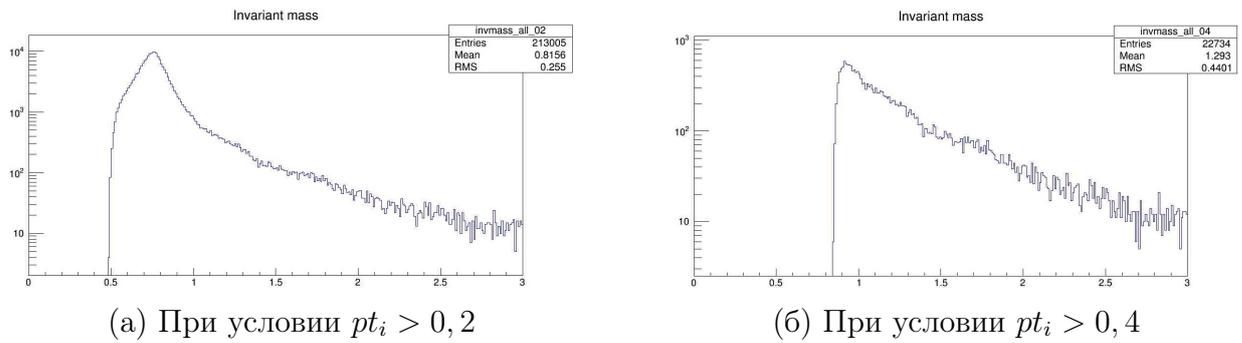


Рисунок 3.6.5 – Распределение по инвариантной массе треков в логарифмическом масштабе для случая одного зарегистрированного нейтрона

Для случая двух зарегистрированных нейтронов распределения по поперечному импульсу и инвариантной массе треков представлены на рисунках 3.6.6 и 3.6.7 соответственно.

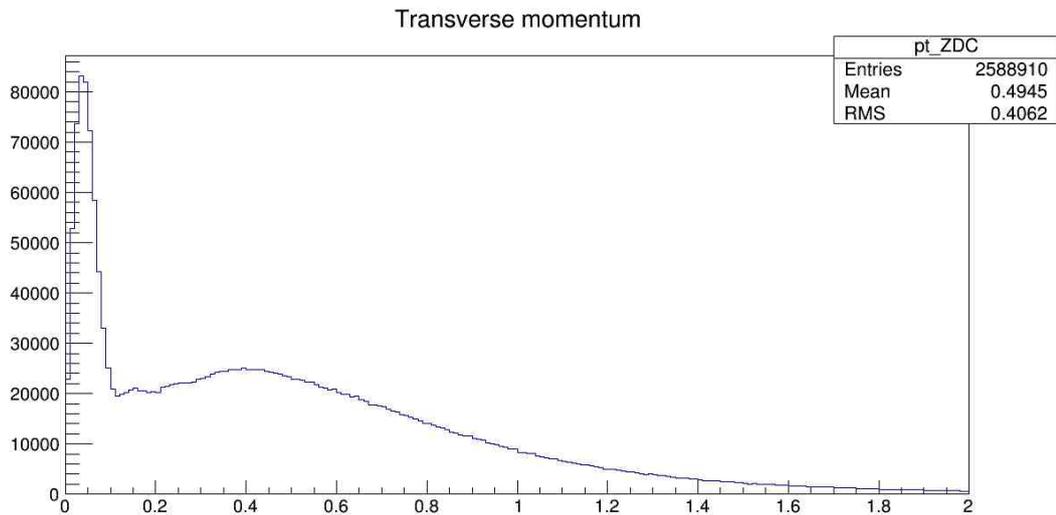
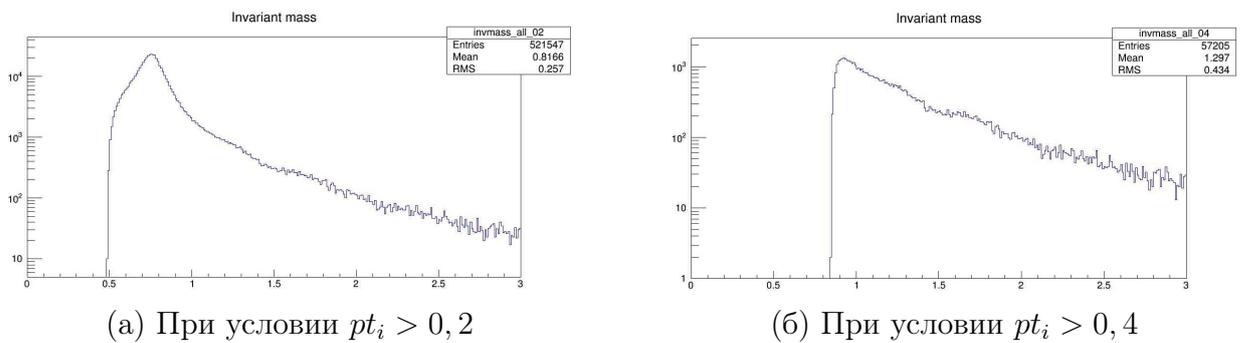


Рисунок 3.6.6 – Распределение по поперечному импульсу треков для случая двух зарегистрированных нейтронов



(а) При условии $pt_i > 0,2$

(б) При условии $pt_i > 0,4$

Рисунок 3.6.7 – Распределение по инвариантной массе треков в логарифмическом масштабе для случая двух зарегистрированных нейтронов

В полученных распределениях из-за малой статистики сложно выделить пик в области 1700, поэтому впоследствии планируется повышать статистику исследования за счет получения и анализа новых данных, полученных в следующих сеансах.

Заключение

В процессе данной дипломной работы проводилось изучение ультрапериферических столкновений, физики УРС, применимости и перспектив данной темы, исследование реакции рождения возбужденного состояния векторного ρ^0 мезона – $\rho''(1700)$ и его распада на два пиона, рассмотрение распределения $\pi^+ \pi^-$ масс в диапазоне 1400–1700 МэВ. Была проведена ознакомительная работа с теоретическими материалами и литературой о возбужденном состоянии ρ мезона и его резонансах. Было проведено ознакомление со стратегией анализа данных, пройдено обучение [32], в процессе которого была написана программа для непосредственного анализа данных, с помощью написанной программы удалось проанализировать данные, полученные в 2018 году в процессе Run 2 на ATLAS. Целью анализа был поиск $\rho''(1700)$ в двухканальном распаде. Для анализа были использованы основные критерии отбора событий с учетом кинематических характеристик. В качестве результатов анализа построены различные характерные кинематические распределения. Наиболее характерные распределения по инвариантной массе были профитированы. В процессе фитирования получены значения массы и ширины возбужденного состояния $\rho''(1700)$:

$$m_{\rho''(1700)} = 1,755 \pm 0,009 \text{ ГэВ}$$

$$\Gamma_{\rho''(1700)} = 0,43 \pm 0,02 \text{ ГэВ}$$

Было получено отношение количества событий $\rho''(1700)$ к $\rho^0(770)$:

$$\frac{N_{1700}}{N_{770}} = \frac{34577}{4,1332 \cdot 10^6}$$

Также была осуществлена попытка включения в анализ ZDC, в качестве результатов которой получены распределения по поперечному импульсу и инвариантной массе для каждого случая: отсутствия нейтронов и одного и более зарегистрированных нейтронов.

Малая множественность и небольшой фон ультрапериферических столкновений (особенно по сравнению с центральными столкновениями) – это хорошие условия для поиска новой физики. Планируется новый сеанс, который будет обладать еще более высокими энергетическими характеристиками, что позволит расширить области изучения УРС. Информация о мезонах, кроме самых легких, все еще довольно редка из-за недостатка высококачественных экспериментальных данных, а также эффективных теоретических моделей [33]. Исследование ρ – подобных резонансов поможет дополнить существующие данные по массе и ширине, что позволит более детально изучить процесс образования $\rho''(1700)$ и внесет ясность в понимание структуры состояния.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Baur G.* Coherent and A interactions in very peripheral collisions at relativistic ion colliders // *Physics Reports.* — 2002. — Т. 364, № 5. — С. 359—450. — ISSN 0370-1573.
2. *V.Korolev.* Photon-photon scattering at ATLAS. — 2017. — URL: <https://nplus1.ru/news/2017/08/16/photon-photon>.
3. *Bertulani C. A.* And there was light // *AIP Conf. Proc.* / под ред. L. Trache, D. Chesneau, C. A. Ur. — 2015. — Т. 1645, № 1. — С. 121—131. — arXiv: [1409.6671](https://arxiv.org/abs/1409.6671) [[nucl-th](#)].
4. *Williams E.* Correlation of certain collision problems with radiation theory // *Kong. Dan. Vid. Sel.Mat. Fys. Med.* — 1935. — 13N4.
5. *Bertulani C. A., Klein S. R., Nystrand J.* Physics of ultra-peripheral nuclear collisions // *Annual Review of Nuclear and Particle Science.* — 2005. — Т. 55, № 1. — С. 271—310. — ISSN 1545-4134.
6. The physics of ultraperipheral collisions at the LHC / A. Baltz [и др.] // *Physics Reports.* — 2008. — Т. 458, № 1. — С. 1—171. — ISSN 0370-1573.
7. *Breit G., Wheeler J. A.* Collision of Two Light Quanta // *Phys. Rev.* — 1934. — Т. 46, вып. 12. — С. 1087—1091.
8. Exclusive dimuon production in ultraperipheral Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV with ATLAS / G. Aad [и др.] // *Phys. Rev. C.* — 2021. — Т. 104. — С. 024906. — arXiv: [2011.12211](https://arxiv.org/abs/2011.12211) [[nucl-ex](#)].
9. *Klein S. R.* Ultra-peripheral collisions and hadronic structure // *Nuclear Physics A.* — 2017. — Т. 967. — С. 249—256. — ISSN 0375-9474.

10. Exclusive electroproduction of two pions at HERA / H. Abramowicz [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2012. — Т. 72. — С. 1869. — arXiv: [1111.4905](https://arxiv.org/abs/1111.4905) [hep-ex].
11. *Berman B. L., Fultz S. C.* Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons // Rev. Mod. Phys. — 1975. — Т. 47, вып. 3. — С. 713—761.
12. Physics achievements from the Belle experiment / J. Brodzicka [и др.] // Progress of Theoretical and Experimental Physics. — 2012. — Т. 2012, № 1. — ISSN 2050-3911. — eprint: <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2012/1/04D001/11595832/pts072.pdf> ; — 04D001.
13. Photoproduction of Neutral ρ Mesons / G. McClellan [и др.] // Phys. Rev. D. — 1971. — Т. 4, вып. 9. — С. 2683—2693.
14. ρ^0 photoproduction in AuAu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV measured with the STAR detector / G. Agakishiev [и др.] // Phys. Rev. C. — 2012. — Т. 85, вып. 1. — С. 014910.
15. Coherent rho0 production in ultraperipheral heavy ion collisions / C. Adler [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Т. 89. — С. 272302. — arXiv: [nucl-ex/0206004](https://arxiv.org/abs/nucle-ex/0206004).
16. ρ^0 photoproduction in ultraperipheral relativistic heavy ion collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / B. I. Abelev [и др.] // Phys. Rev. C. — 2008. — Т. 77. — С. 034910. — arXiv: [0712.3320](https://arxiv.org/abs/0712.3320) [nucl-ex].
17. Observation of pi+ pi- pi+ pi- Photoproduction in Ultra-Peripheral Heavy Ion Collisions at STAR / B. I. Abelev [и др.] // Phys. Rev. C. — 2010. — Т. 81. — С. 044901. — arXiv: [0912.0604](https://arxiv.org/abs/0912.0604) [nucl-ex].
18. *Crittenden J. A.* Exclusive production of neutral vector mesons at the electron - proton collider HERA. — 1997. — arXiv: [hep-ex/9704009](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9704009).
19. The hadronic properties of the photon in high-energy interactions / T. H. Bauer [и др.] // Rev. Mod. Phys. — 1978. — Т. 50, вып. 2. — С. 261—436.
20. *Frankfurt L., Strikman M., Zhalov M.* Signals for black body limit in coherent ultraperipheral heavy ion collisions // Phys. Lett. B. — 2002. — Т. 537. — С. 51—61. — arXiv: [hep-ph/0204175](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0204175).

21. *Klein S., Nystrand J.* Exclusive vector meson production in relativistic heavy ion collisions // Phys. Rev. C. — 1999. — Т. 60. — С. 014903. — arXiv: [hep-ph/9902259](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9902259).
22. *L.N.Smyrnova.* Atlas detector of the large hadron collider. — 2014. — URL: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/ATLAS/index.html>.
23. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider / G. Aad [и др.] // JINST. — 2008. — Т. 3. — S08003.
24. *and E. S.* Charged particle production in $i p / i$ Pb collisions measured by the ATLAS detector // Journal of Physics: Conference Series. — 2017. — Т. 798. — С. 012066.
25. Report from the Luminosity Task Force / S. Ask [и др.]. — 2006.
26. *Chatain P.* Track Seeding Example for ACTS (A Common Tracking Software). — 2020. — URL: <https://indico.cern.ch/event/946427/contributions/3976987/attachments/2094098/3519337/PeterChatain-August31st-trackSeeding.pdf>.
27. ATLAS Tracking Software Tutorial. — URL: <https://atlassoftwaredocs.web.cern.ch/trackingTutorial/index.html>.
28. *Nass C., Collaboration A.* Real-time flavour tagging selection in ATLAS. — 2021.
29. *Soldatov E. Y.* Лекции и практические занятия. — URL: https://indico.particle.mephi.ru/event/41/attachments/846/1016/ROOT_new3.pdf.
30. ROOT Manual. — URL: <https://root.cern/manual/>.
31. *K. A.* Study of the $\rho'(1600)$ Mass Region Using $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$ at 20 GeV. — 1984.
32. ATLAS Analysis Software Tutorial. — URL: <https://atlassoftwaredocs.web.cern.ch/ABtutorial/>.
33. $e^+ e^- \rightarrow \omega \pi$ reaction and $\rho(1450)$ and $\rho(1700)$ mesons in a quark model / K. Kittimanapun [и др.] // Phys. Rev. C. — 2009. — Т. 79. — С. 025201. — arXiv: [0803.2028 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0803.2028).

Приложение

На рисунках 3.6.8–3.6.14 представлены распределения по инвариантной массе треков при различных ограничениях.

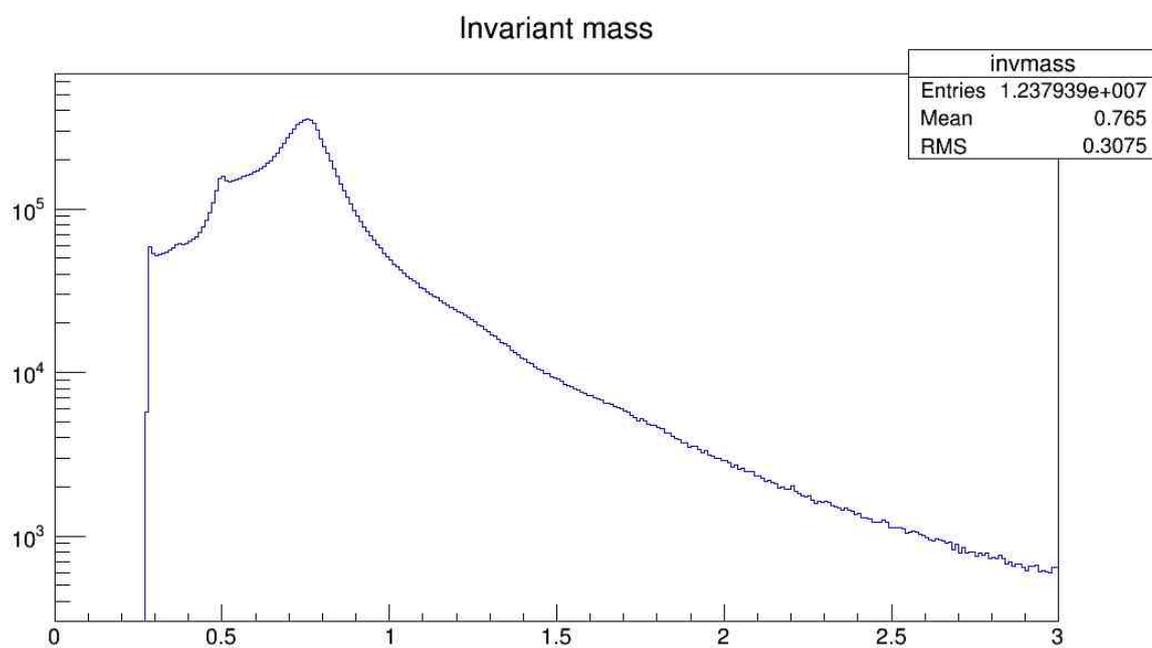


Рисунок 3.6.8 – Распределение по инвариантной массе двух треков

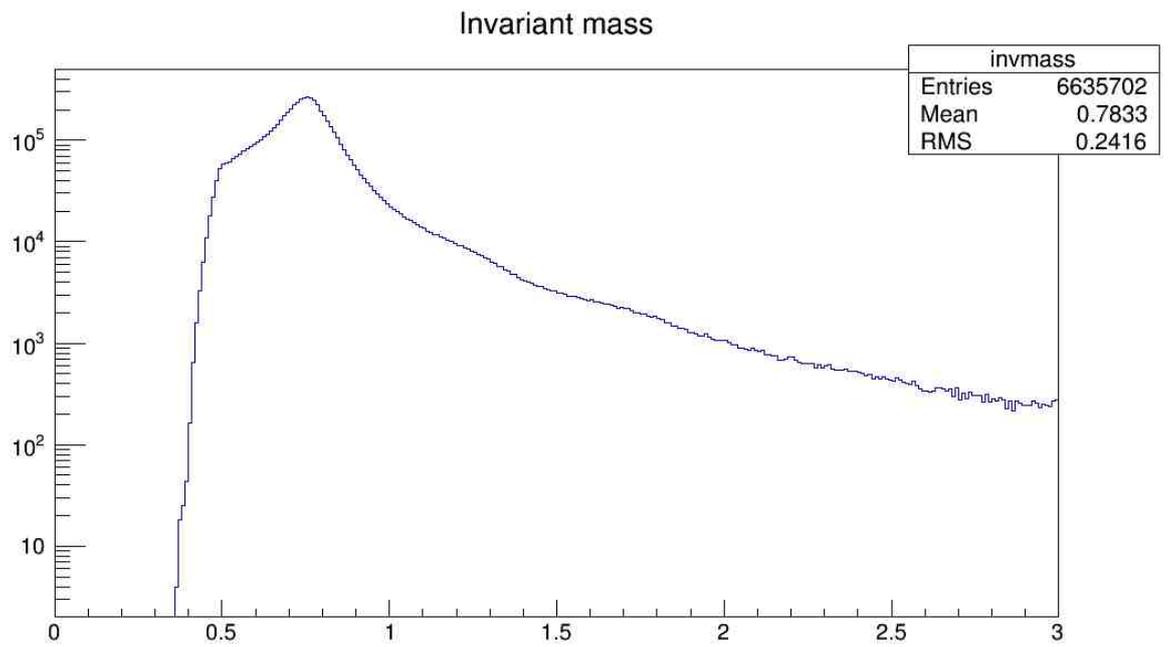


Рисунок 3.6.9 – Распределение по инвариантной массе двух треков при условии $\alpha < 0,1$

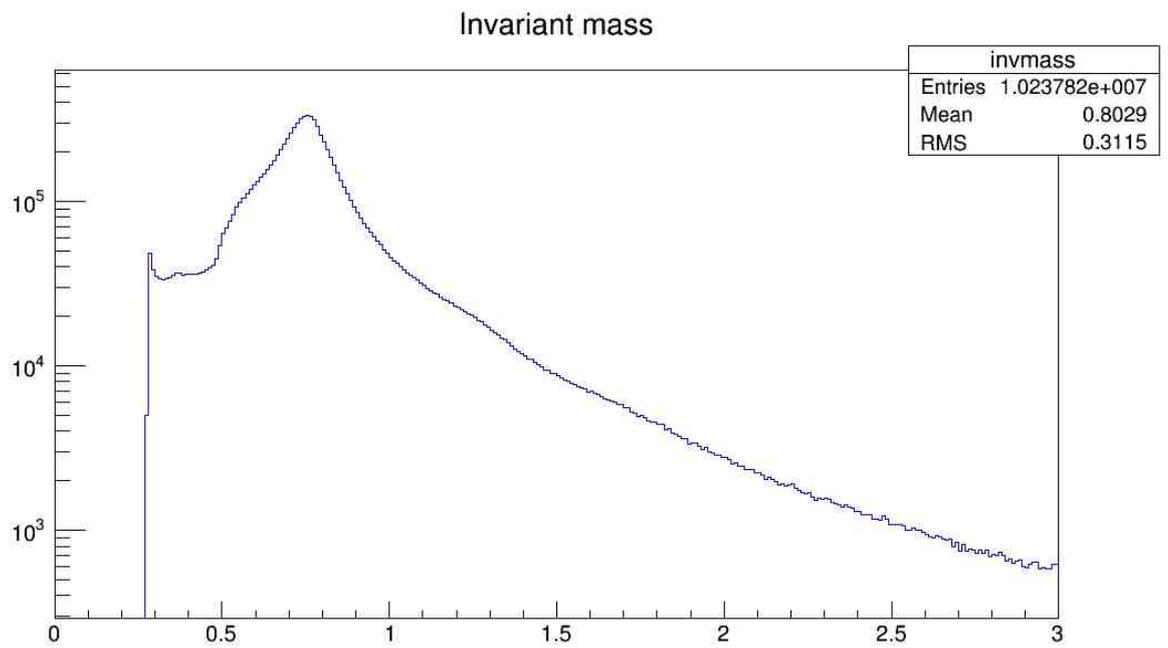


Рисунок 3.6.10 – Распределение по инвариантной массе двух треков при условии $pt_i > 0,2$

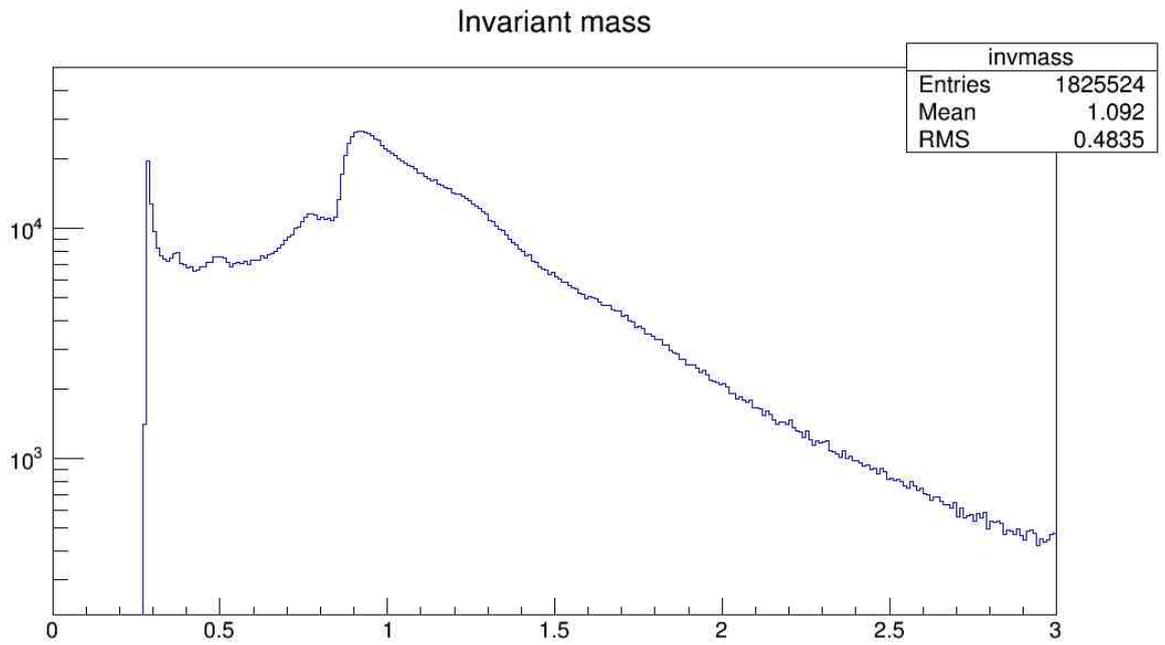


Рисунок 3.6.11 – Распределение по инвариантной массе двух треков при условии $pt_i > 0,4$

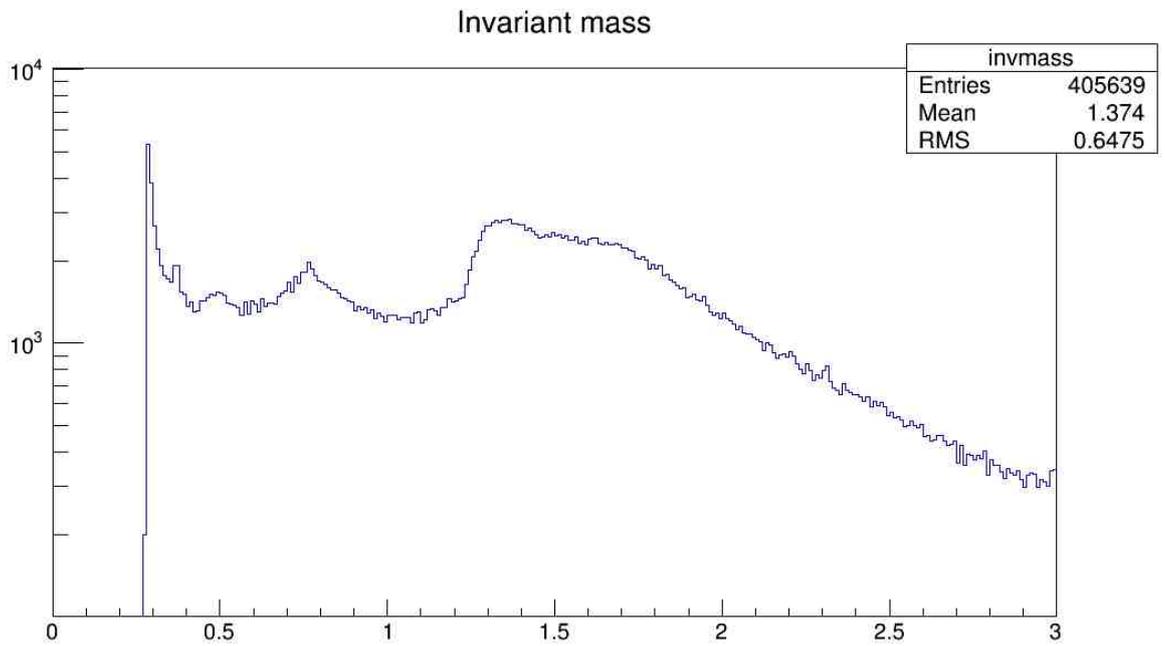


Рисунок 3.6.12 – Распределение по инвариантной массе двух треков при условии $pt_i > 0,6$

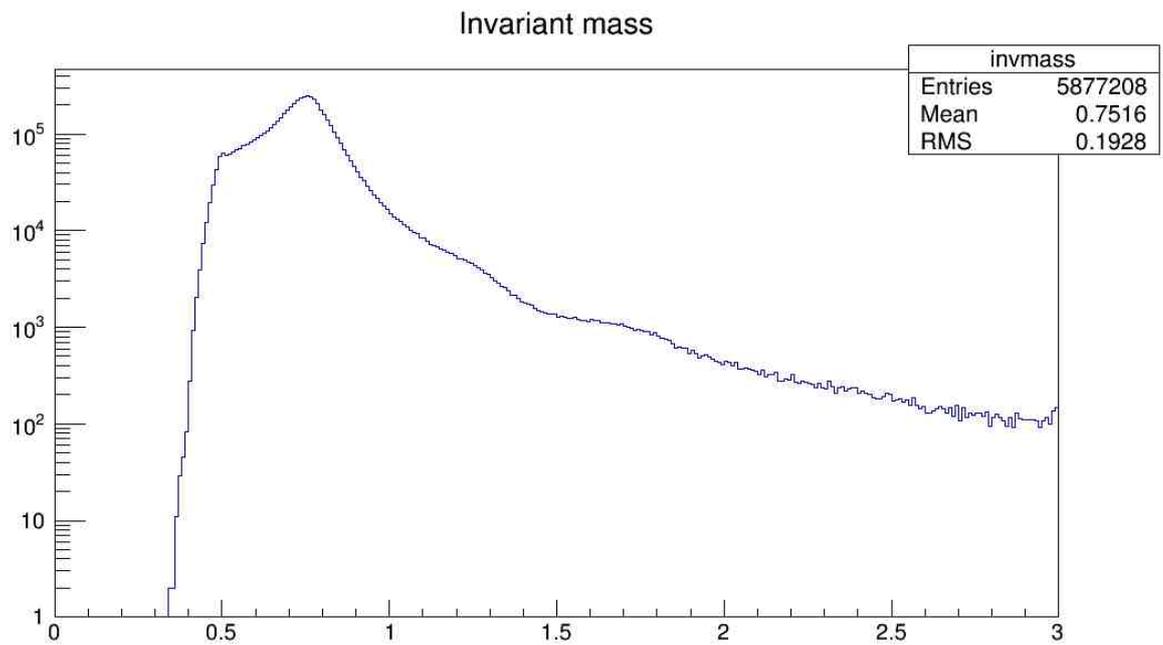


Рисунок 3.6.13 – Распределение по инвариантной массе двух треков при условии $pt < 0,12$

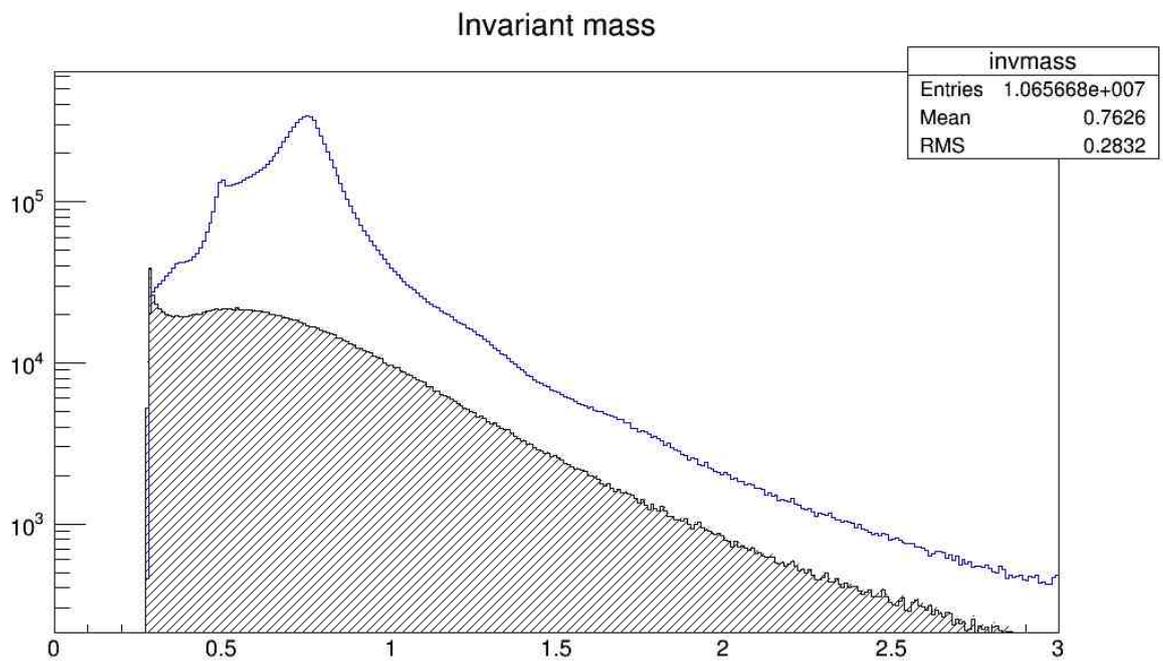


Рисунок 3.6.14 – Распределение по инвариантной массе треков при условии $Q = 0$. Здесь же построено фоновое распределение по инвариантной массе при условии $Q \neq 0$

Полный список построенных распределений приведен в таблице А.1.

Conditions	Hists
Sum of 2 tracks	Pt (Pt, Pt_reject, Pt_rejected), η (η , η _reject, η _rejected), φ (φ , φ _reject, φ _rejected), z0 (z0, z0_reject, z0_rejected), z0 · sin θ (z0 · sin θ , z0 · sin θ _reject, z0 · sin θ _rejected), d0 (d0, d0_reject, d0_rejected), m_totalTracks
Vector sum of 2 tracks	invmass (invmass, invmass_reject, invmass_rejected), Pt (Pt, Pt_reject, Pt_rejected), rapidity (rapidity, rapidity_reject, rapidity_rejected), $\Delta\varphi$ ($\Delta\varphi$, $\Delta\varphi$ _reject, $\Delta\varphi$ _rejected), Charge , alpha , d0_1(d0_2) First track: η (η , η _reject, η _rejected), z0 (z0, z0_reject, z0_rejected), z0 · sin θ (z0 · sin θ , z0 · sin θ _reject, z0 · sin θ _rejected), d0 (d0, d0_reject, d0_rejected), cos θ^* Second track : η (η , η _reject, η _rejected), z0 (z0, z0_reject, z0_rejected), z0 · sin θ (z0 · sin θ , z0 · sin θ _reject, z0 · sin θ _rejected), d0 (d0, d0_reject, d0_rejected), cos θ^*
alpha < 0.1	(all subsequent histos are rejected) invmass, Pt, rapidity, $\Delta\varphi$
eta_1<2.4, eta_2<2.4	invmass, Pt, rapidity, $\Delta\varphi$
pt_sum<0.12	invmass, Pt, rapidity, $\Delta\varphi$
pt_1>0.2, pt_2>0.2	invmass, Pt, rapidity, $\Delta\varphi$
pt_1>0.4, pt_2>0.4	invmass, Pt, rapidity, $\Delta\varphi$
pt_1>0.6, pt_2>0.6	invmass, Pt, rapidity, $\Delta\varphi$
d0_1<1.5, d0_2<1.5	invmass, Pt, rapidity, $\Delta\varphi$
z0 · sin θ _1<1.5, z0 · sin θ _2<1.5	invmass, Pt, rapidity, $\Delta\varphi$
Q=0	invmass, Pt, rapidity, $\Delta\varphi$

Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1	invmass, Pt, rapidity, $\Delta\varphi$, η, φ, z_0, $z_0 \cdot \sin \theta$, d_0, $d_0_1(d_0_2)$
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, invmass (0.6-0.9)	cos θ^*
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, invmass (1.5-1.9)	cos θ^*
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, $d_0_1_2<1.5$	invmass, Pt, rapidity, $\Delta\varphi$
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, $d_0_1_2<1.5$, invmass (0.6-0.9)	cos θ^*
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, $d_0_1_2<1.5$, invmass (1.5-1.9)	cos θ^*
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, $d_0_1_2<1.5$, $pt_1_2>0.2$	invmass, Pt, rapidity, $\Delta\varphi$
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, $d_0_1_2<1.5$, $pt_1_2>0.2$, invmass (0.6-0.9)	cos θ^*
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, $d_0_1_2<1.5$, $pt_1_2>0.2$, invmass (1.5-1.9)	cos θ^*
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, $d_0_1_2<1.5$, $pt_1_2>0.2$, $z_0 \cdot \sin \theta_1_2<1.5$,	invmass, Pt, rapidity, $\Delta\varphi$
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, $d_0_1_2<1.5$, $pt_1_2>0.2$, $z_0 \cdot \sin \theta_1_2<1.5$, $pt_sum < 0.12$	invmass, Pt, rapidity, $\Delta\varphi$
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, $d_0_1_2<1.5$, $pt_1_2>0.4$	invmass, Pt, rapidity, $\Delta\varphi$
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, $d_0_1_2<1.5$, $pt_1_2>0.4$, invmass (0.6-0.9)	cos θ^*
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, $d_0_1_2<1.5$, $pt_1_2>0.4$,	cos θ^*

invmass (1.5-1.9)	
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, d0_1_2<1.5, pt_1_2>0.4, z0 · sin θ_1_2<1.5,	invmass, Pt, rapidity, Δφ
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, d0_1_2<1.5, pt_1_2>0.4, z0 · sin θ_1_2<1.5, pt_sum < 0.12	invmass, Pt, rapidity, Δφ
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, d0_1_2<1.5, pt_1_2>0.6	invmass, Pt, rapidity, Δφ
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, d0_1_2<1.5, pt_1_2>0.6, invmass (0.6-0.9)	cos θ*
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, d0_1_2<1.5, pt_1_2>0.6, invmass (1.5-1.9)	cos θ*
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, d0_1_2<1.5, pt_1_2>0.6, z0 · sin θ_1_2<1.5,	invmass, Pt, rapidity, Δφ
Q=0, eta_1_2<2.4, alpha < 0.1, d0_1_2<1.5, pt_1_2>0.6, z0 · sin θ_1_2<1.5, pt_sum < 0.12	invmass, Pt, rapidity, Δφ
LumiBlocks analysis	runN vs LumiBlock, events in runN
2 tracks	runN vs LumiBlock, events in runN
My analysis(all conditions)	runN vs LumiBlock, events in runN
ZDC id2=0	invmass, Pt, rapidity, Δφ
ZDC id2=1	invmass, Pt, rapidity, Δφ
ZDC id2=2	invmass, Pt, rapidity, Δφ
ZDC id2=3	invmass, Pt, rapidity, Δφ

Таблица А.1 – Критерии отбора и построенные в процессе анализа распределения