

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

УДК 539.121.667

ОТЧЁТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

**Поиск (1700) в ультрапериферических столкновениях тяжелых ионов в  
условиях эксперимента ATLAS**

Научный руководитель

к.ф.-м.н., доцент

\_\_\_\_\_ С. Л. Тимошенко

Студент

\_\_\_\_\_ А. О. Журкина

Москва 2021

# Содержание

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Введение</b>  | <b>2</b>  |
| Цель и мотивация . . . . .   | 2         |
| Физика ультрапериферических столкновений . . . . .                     | 3         |
| Поток фотонов . . . . .  | 4         |
| <b>Области изучения УРС</b>  | <b>6</b>  |
| <b>Детектирование ультрапериферических столкновений</b>                | <b>7</b>  |
| <b>Рождение векторных мезонов в ультрапериферических столкновениях</b> | <b>8</b>  |
| <b>Изучение данных экспериментов</b>                                   | <b>11</b> |
| <b>Проделанная работа</b>  | <b>15</b> |
| <b>Представление результатов</b>                                       | <b>18</b> |
| <b>Заключение</b>  | <b>53</b> |
| <b>Список используемых источников</b>                                  | <b>54</b> |

# Введение

В 1924 году Ферми разработал метод [1], известный как метод эквивалентных (или виртуальных) фотонов, в котором он рассматривал электромагнитные поля заряженной частицы как поток виртуальных фотонов. Десять лет спустя Вайсзаккер и Уильямс расширили этот подход, включив в него ультрарелятивистские частицы. Движущиеся высокозарядные ионы переносят сильные электромагнитные поля, которые действуют как поле фотонов. Столкновения при больших параметрах удара и адронные взаимодействия невозможны, поэтому ионы взаимодействуют посредством фотон-ионных и фотон-фотонных столкновений, известных как ультрапериферические столкновения.

## Цель и мотивация

Изучение ультрапериферических столкновений, физики процессов, применимость и перспективы. Изучение реакции рождения векторного  $\rho$  мезона и его распада на два пиона. Рассмотрение распределения  $\pi^+\pi^-$  масс в диапазоне 1400-1700 МэВ, для более детального исследования возбужденных состояний  $\rho'(1450)$  и  $\rho''(1700)$ .

# Физика ультрапериферических столкновений

Ультрапериферические столкновения, UPC - это реакции, в которых два иона взаимодействуют через свое облако виртуальных фотонов. Интенсивность электромагнитного поля и, следовательно, количество фотонов в облаках, окружающих ядро, пропорциональны  $Z^2$ . Таким образом, эти типы взаимодействий наиболее предпочтительны при столкновении тяжелых ионов.

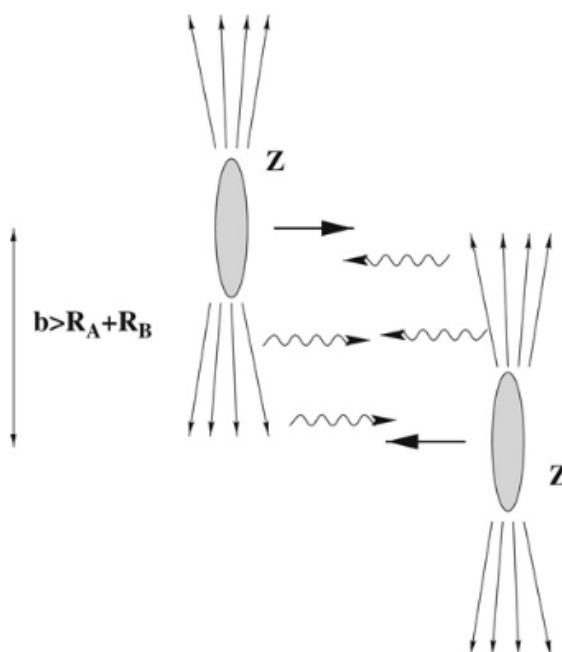


Рисунок 1 — Принципиальная схема ультрапериферического столкновения двух ионов. Прицельный параметр  $b$  больше суммы двух радиусов  $R_A + R_B$ .

На рис. 1 схематично показано ультрапериферическое столкновение тяжелых ионов. Блинная форма ядер обусловлена лоренцевым сжатием. 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 рис. 2а и 2б. На этих диаграммах ядро, излучающее фотон, остается нетронутым после столкновения. На рис. 2в 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 ультрапериферическое взаимодействие, при котором одно или оба ядра распадаются. Распад может происходить за счет обмена дополнительным фотоном.

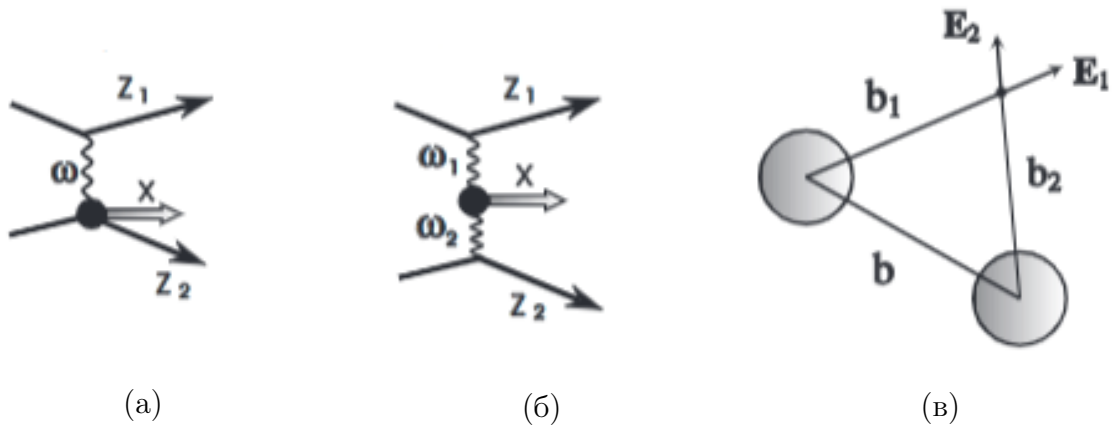


Рисунок 2 — Схематическое изображение электромагнитных процессов при столкновении двух ядер.

## Поток фотонов

При ион-ионном столкновении с прицельным параметром  $b$ , время взаимодействия  $\Delta t \sim b/\gamma V$  [2]. В расчетах ультрапериферических  $AB$ -столкновений обычно требуется, чтобы прицельный параметр был больше суммы двух ядерных радиусов,  $b > R_A + R_B$ . Максимально возможный поперечный импульс фотона, испускаемого ядром  $A$   $p_T \lesssim \hbar c/R_A$ . В продольном направлении максимально возможный импульс умножается на фактор Лоренца,  $\gamma$ , из-за лоренцевского сжатия ионов в этом направлении  $k \lesssim \hbar c\gamma/R_A$ . Следовательно, максимальная энергия  $\gamma\gamma$ -столкновения в симметричном  $A$ -столкновении составляет  $2\hbar c\gamma/R_A$ . В лабораторной системе координат максимальная энергия фотона равна  $\omega_{max} = \hbar/\Delta t \sim \gamma\hbar V/b$ , где  $\gamma$  - лоренц-фактор частицы,  $\gamma = \sqrt{1 - V^2/c^2}$ . Для сколь-

зующего столкновения, когда два ядра едва соприкасаются, мы можем принять  $b_{min} = 2R_A$ , а максимальная энергия фотона составляет  $\gamma\hbar V/2R_A$  ( $R_A =$  радиус ядра). Максимальная энергия фотона составляет примерно  $\hbar/2R_A A m_p c$  энергии иона. Здесь  $A m_p$  - масса иона. Для тяжелых ионов  $R_A \approx 7fm$ , так что  $\omega_{max}$  составляет около  $0.03/A$  энергии ионов. Для протонов  $R_A$  не очень хорошо определено, но принятие  $\omega_{max}$  равным 10% энергии протона является разумным практическим правилом.

Таблица 1 — Некоторые виды ионов, максимальная энергия и светимость для нескольких ускорителей. Также показаны максимальные эффективные энергии  $\gamma p$  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)<br>per Nucleon pair | Luminosity         | Max. $\gamma A$<br>Energy | Max. $\gamma\gamma$<br>Energy |
|-------------|-------|--------------------------------------|--------------------|---------------------------|-------------------------------|
| RHIC        | Au+Au | 200 GeV                              | $4 \times 10^{26}$ | 24 GeV                    | 6.0 GeV                       |
| RHIC        | p+p   | 500 GeV                              | $6 \times 10^{30}$ | 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                       |

# Области изучения UPC

Существуют три области двухфотонной физики, которые могут быть изучены с помощью UPC на LHC: 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  $\rho_0$ , но также  $J/J\psi/\psi$  или пары двух разных векторных мезонов. Образование пар векторных мезонов можно отличить от образования двух независимых векторных мезонов некогерентного  $\gamma A$ -рассеяния, поскольку поперечные импульсы двух векторных мезонов, образующихся в  $\gamma\gamma$ -процессах, гораздо больше и взаимосвязаны. Большой поток фотонов мотивировал предыдущие новые физические исследования, такие как Хиггс и образование 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 LHC маловероятным. И все же хотя поперечные сечения невелики, высокие энергии, длинные пробеги, большая светимость пучка и высокий диапазон инвариантных масс в столкновениях двух фотонов дают некоторые преимущества.

# 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, фотонно-ядерные 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. Подробное моделирование методом Монте-Карло было выполнено для отделения сигнала от фона. Было обнаружено, что наиболее важными критериями, которые отличают  $\gamma\gamma$ -события от фона, являются [3] :

1. множественность: многие двухфотонные реакции, которые могут быть обнаружены на RHIC, имеют две или четыре заряженных частицы в конечном состоянии;
2. сумма поперечного импульса частиц в конечном состоянии должна быть маленькой, порядка  $\sqrt{2}\hbar c/R$ ;
3. распределение скоростей центра масс системы  $\gamma\gamma$  сосредоточено вокруг нуля при небольшой ширине;



# Рождение векторных мезонов в ультрапериферических столкновениях

Как было описано выше одной из наиболее интенсивно изучаемых реакций УРС является реакция рождения векторных мезонов. Рождение векторных мезонов происходит через виртуальный фотон  $\gamma^*$  посредством процесса  $\gamma^*p \rightarrow Vp$ . Этот процесс обычно рассматривается как трехступенчатый; виртуальный фотон  $\gamma^*$  флуктуирует в пару  $q\bar{q}$ , которая взаимодействует с протоном и адронизируется в векторный мезон  $V$ . Рождение мезонов с вектором основного состояния,  $V = \rho, \omega, \Phi, J/\Psi, \gamma$ . Эксклюзивное  $\pi^+\pi^-$  производство было измерено ранее в аннигиляционном процессе  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ , а также в фотопроизводстве. Распределение  $\pi^+\pi^-$  масс показывает сложную структуру в диапазоне масс 1000–2000 МэВ. Представлены доказательства наличия двух возбужденных состояний векторных мезонов в области 1600 МэВ:  $\rho'(1450)$  и  $\rho''(1700)$ . Для мезона  $\rho'(1450)$  доминирующим распадом является  $4\pi$ - распад, для мезона  $\rho''(1700)$ -  $2\pi$ . 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 произведены измерения форм фактора пиона и обнаружен глубокий минимум около 1,6 ГэВ. Наилучшее соответствие было получено с гипотезой  $\rho$ -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  $\tau$ . 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  $\tau$  распадах. Структура этих  $\rho$ -состояний еще не до конца ясна. Различные режимы распада  $\rho'(1450)$  и  $\rho''(1700)$  наблюдаются при аннигиляции  $pn$  и  $pp$ , но однозначных выводов сделать нельзя. Необходимо собрать больше данных, чтобы прояснить природу состояний, особенно в диапазоне энергий выше 1,6 ГэВ.

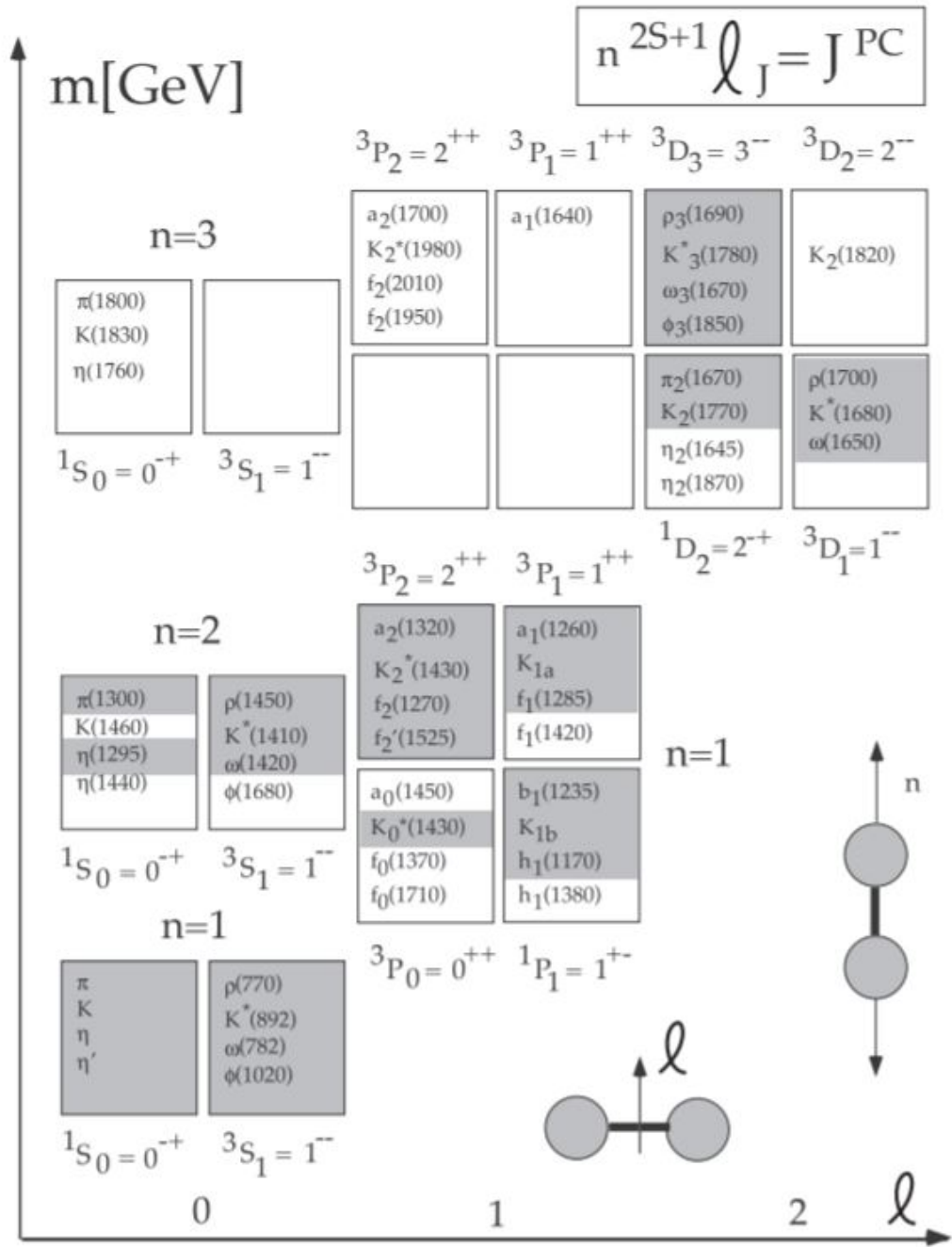


Рисунок 3 — Диаграмма основных и возбужденных состояний легких мезонов.

# Изучения данных экспериментов

Ниже приведены примеры экспериментов и реакций, в процессе которых проводился поиск и изучение  $\rho''(1700)$ .

| Experiment | Reaction                                      |
|------------|---|
| BELL       | $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$     |
| ZEUS       | $e p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$               |
| RVUE       | $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$             |
| BABR       | $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$      |
| OBLX       | $0.0 \bar{p} p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ |

Рисунок 4 — Примеры экспериментов и реакций, в процессе которых проводился поиск и изучение  $\rho''(1700)$ .

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

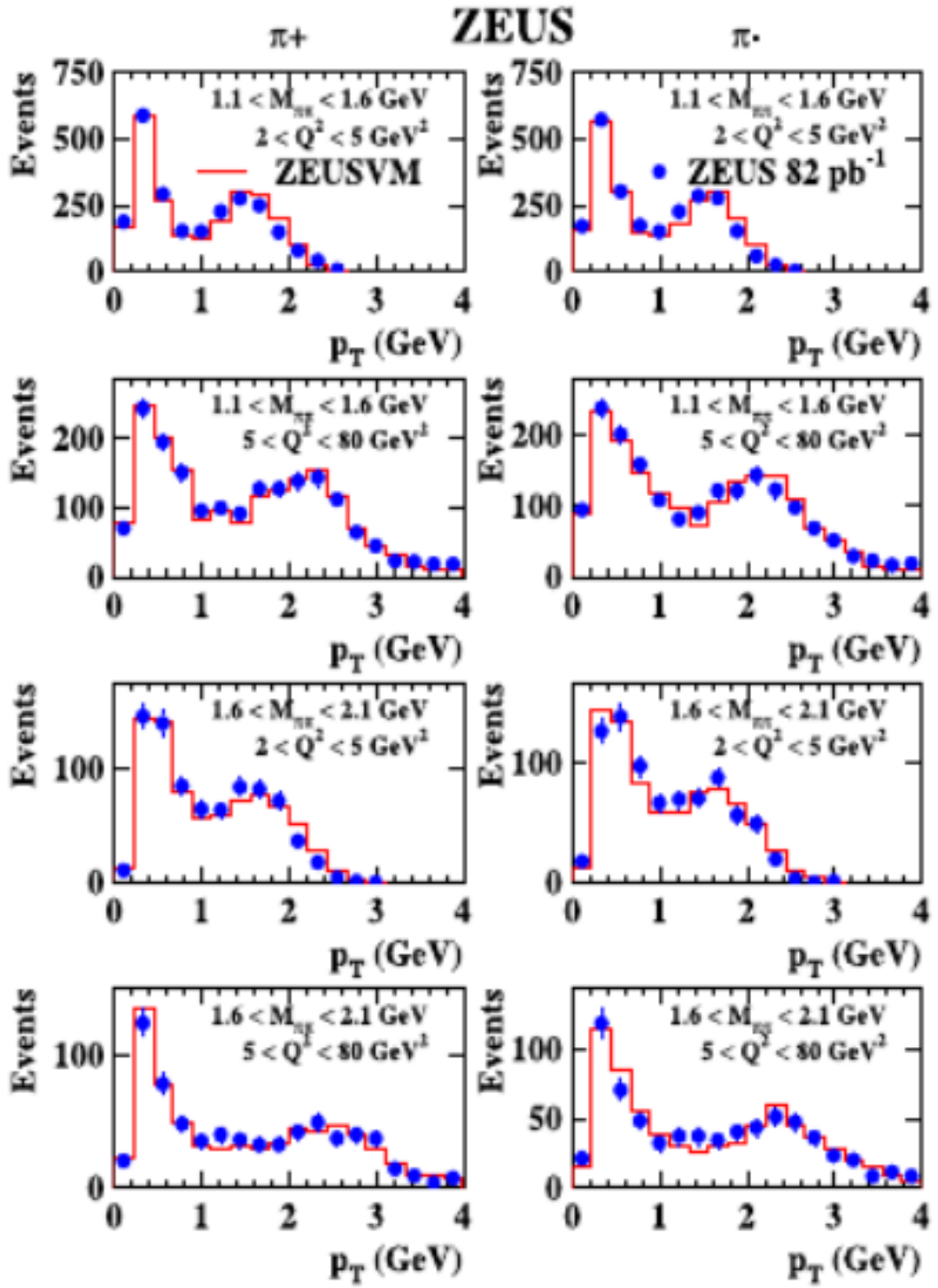


Рисунок 5 — Распределение по поперечному импульсу.

# ZEUS

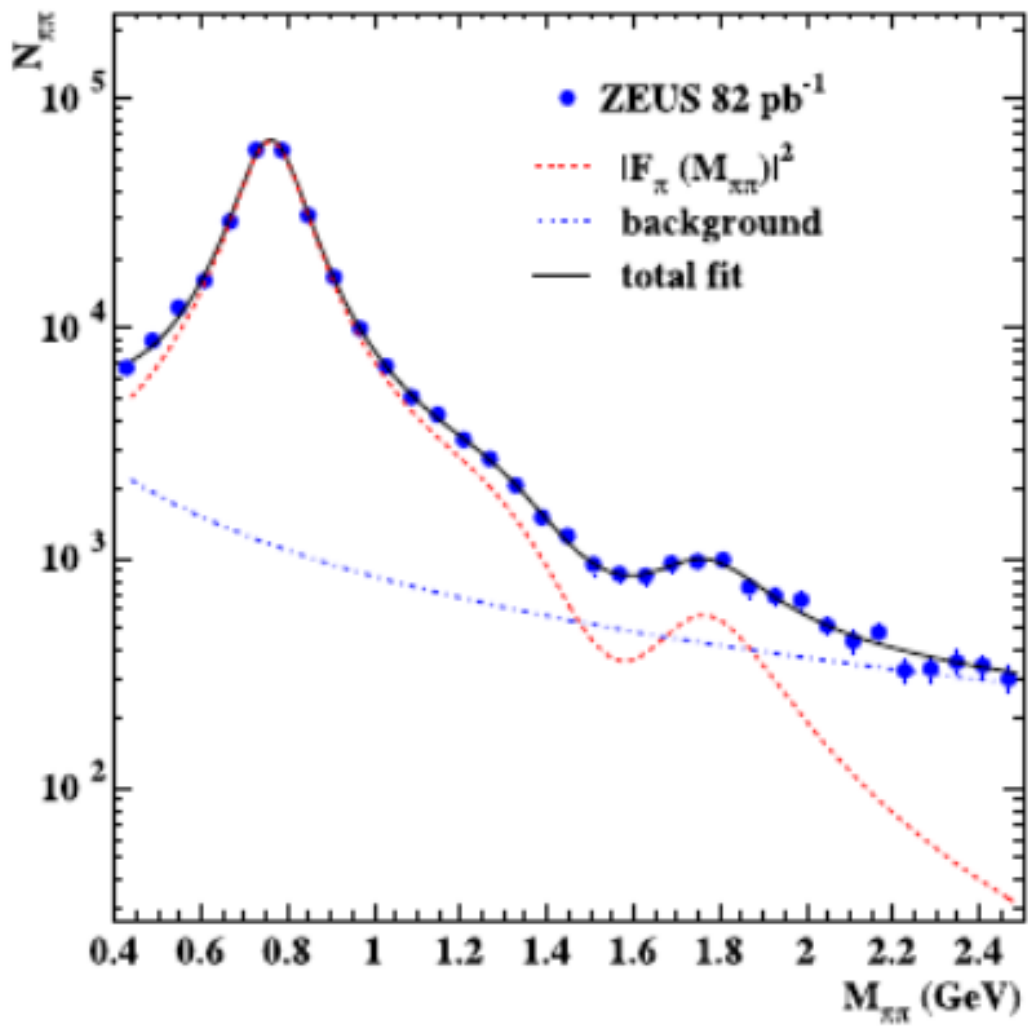


Рисунок 6 — Распределение по инвариантной массе пионов.

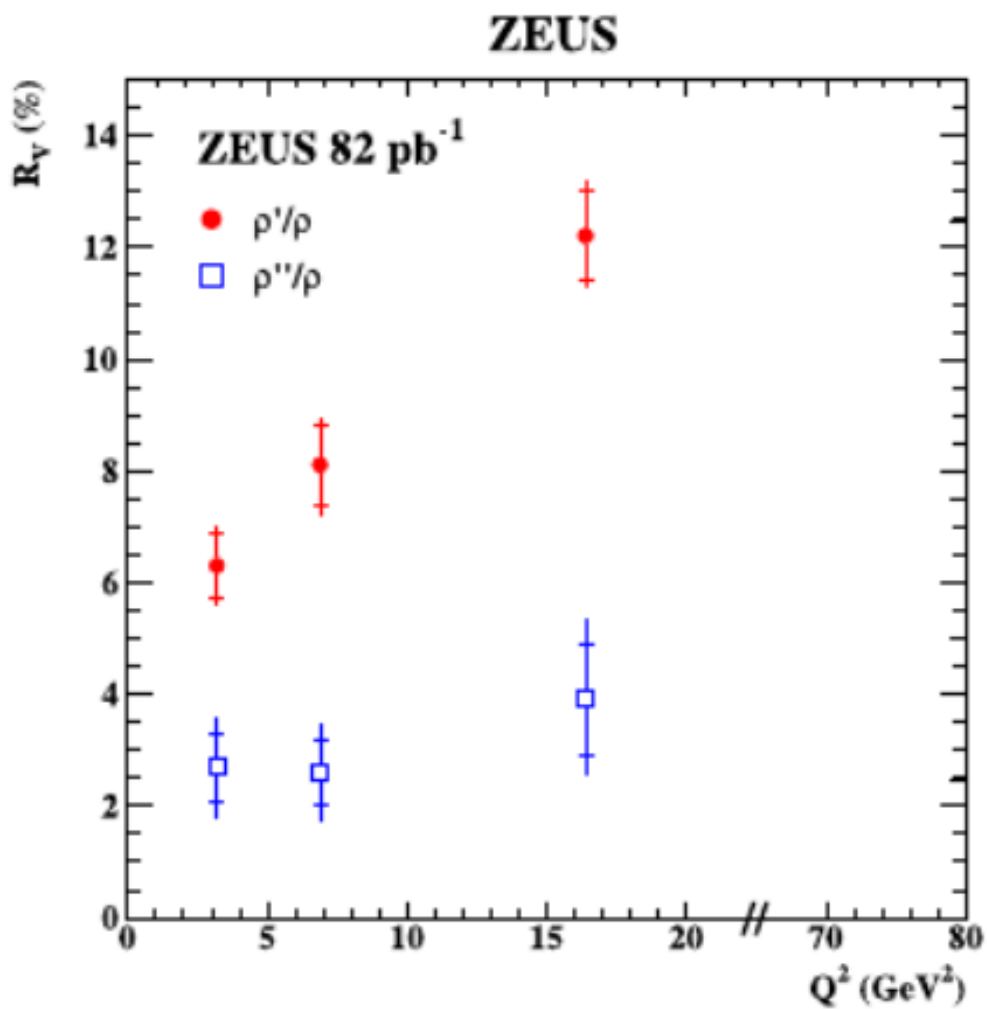


Рисунок 7 — Зависимость отношения поперчных сечений  $\sigma(\rho')/\sigma(\rho)$  и  $\sigma(\rho'')/\sigma(\rho)$  от параметра  $Q^2$ .

# Проведенная работа

В течение прошлого семестра была проведена ознакомительная работа с теоретическими материалами и литературой о возбужденном состоянии  $\rho$  мезона. Проведено ознакомление со стратегией анализа данных, пройден тьюториал, в процессе которого был написан софт для непосредственного анализа данных, на основании которого был написан собственный макрос. С помощью написанного макроса удалось проанализировать данные, содержащиеся в трех датасетах, имеющие облачное хранение. Анализ произведен в качестве «отладки» программы и для проверки ее корректной работы перед запуском в GRID. Целью анализа был поиск  $\rho''(1700)$  в двухканальном распаде. В качестве результатов анализа получены распределения по поперечному импульсу и псевдобыстроте для одного трека и для суммы двух треков, распределение по инвариантной массе. Также было построено распределение количества треков в событие.

В течение этого семестра было проведено более детальное ознакомление со стратегией анализа данных. Были решены технические проблемы и произведена загрузка макроса в GRID. Набрана статистика и произведен анализ. Одной из задач было выделение фона. Для этого в процессе анализа были наложены ограничения на заряд  $Q$  суммы двух треков, прицельный параметр относительно измеренной вершины столкновения для каждого трека  $d0_i$ , который определяется как наименьшее расстояние от трека до точки взаимодействия, величину  $z0_i \cdot \sin \theta$ , где  $z0_i$  прицельный параметр относительно измеренной вершины столкновения вдоль оси  $Z$  для каждого трека и на параметр  $\alpha$ , который определяется по следующей формуле  $\alpha = 1 - \frac{\delta\phi}{\pi}$ . Также для более детального отбора интересующих нас событий были наложены ограничения на поперечный импульс каждого из треков, поперечный импульс суммы двух треков и на псевдобыстроту каждого из треков:



$$Q = 0$$

$$|d0_i| < 1,5$$

$$|z0_i \cdot \sin \theta| < 1,5$$

$$\alpha < 0,1$$

$$pt_i > 0,4$$

$$pt < 0,12$$

$$|\eta_i| < 2,4$$

В качестве результатов анализа без учета ограничений и фона получены следующие распределения для суммы двух треков: распределения по инвариантной массе, по поперечному импульсу, по быстройте. В распределении по поперечному импульсу наблюдается выраженный пик, демонстрирующий наличие когерентного взаимодействия, которое и является областью изучения. Таким образом, ограничение, наложенное на поперечный импульс суммы двух треков ограничивает область рассмотрения областью когерентного взаимодействия. Также получены следующие распределения для каждого из треков: распределения по поперечному импульсу, по псевдобыстройте, по прицельному параметру  $d0$  относительно измеренной вершины столкновения, по прицельному параметру  $z0$  относительно измеренной вершины столкновения вдоль оси  $Z$ , по параметру  $z0 \cdot \sin \theta$ . По полученным распределениям был сделан вывод о необходимости выделения сигнала посредством наложения ограничения на поперечный импульс каждого из треков. Ограничение, наложенное на псевдобыстройту каждого из треков связано с геометрией эксперимента. Также было построено распределение по параметру  $\alpha$ . Распределение имеет выраженный пик в области нуля и говорит о том, что разница азимутальных углов двух треков  $\delta\phi$  равна  $180^\circ$ , то есть рассматриваемая частица практически покоится. Для

более детального изучения данного явления и, соответственно, выделения области нуля в распределении по параметру  $\alpha$  на параметр  $\alpha$  было наложено ограничение, приведенное выше. Для наглядной оценки изменений для каждого ограничения в отдельности были построены распределения по инвариантной массе, поперечному импульсу и быстроте, а также построены распределения по инвариантной массе, поперечному импульсу и быстроте с учетом всех ограничений в сумме. Аналогичные распределения получены для фона ( $Q \neq 0$ ). Следующим этапом работы является вычитание фона из полученных распределений.

# Представление результатов

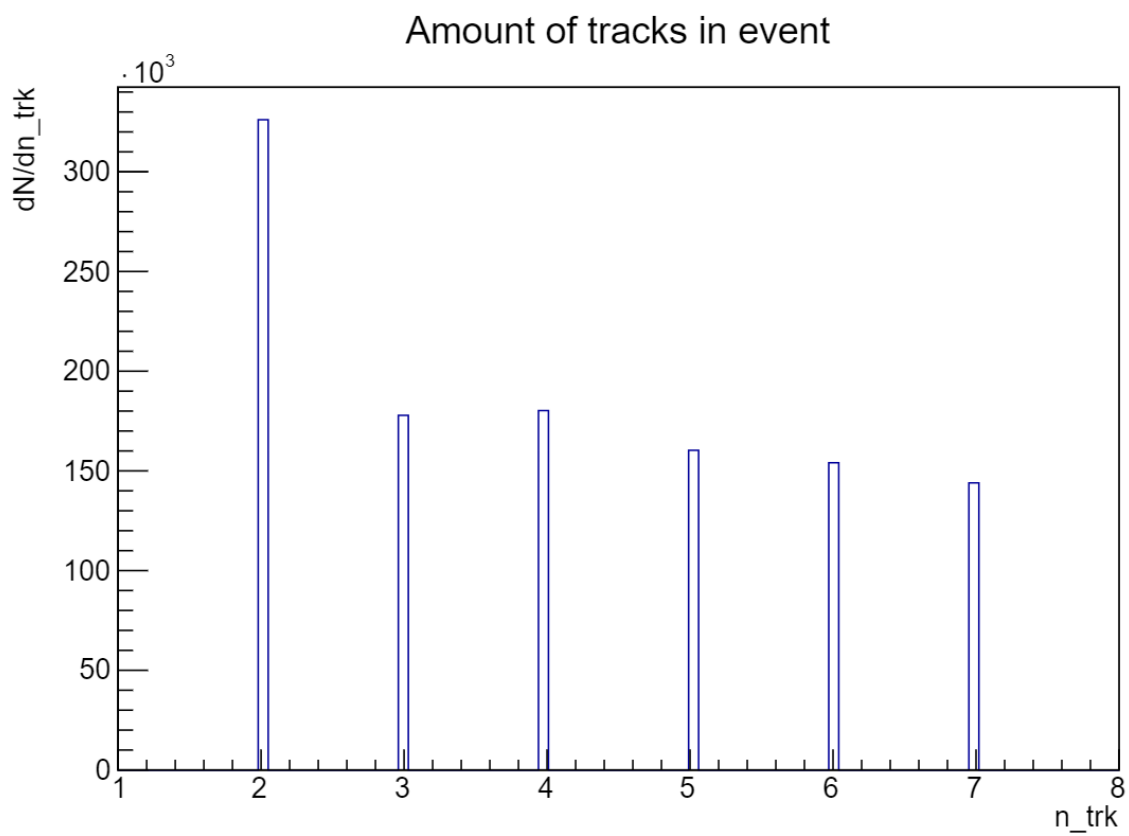


Рисунок 8 — Распределение по количеству треков в событие.

# Представление результатов

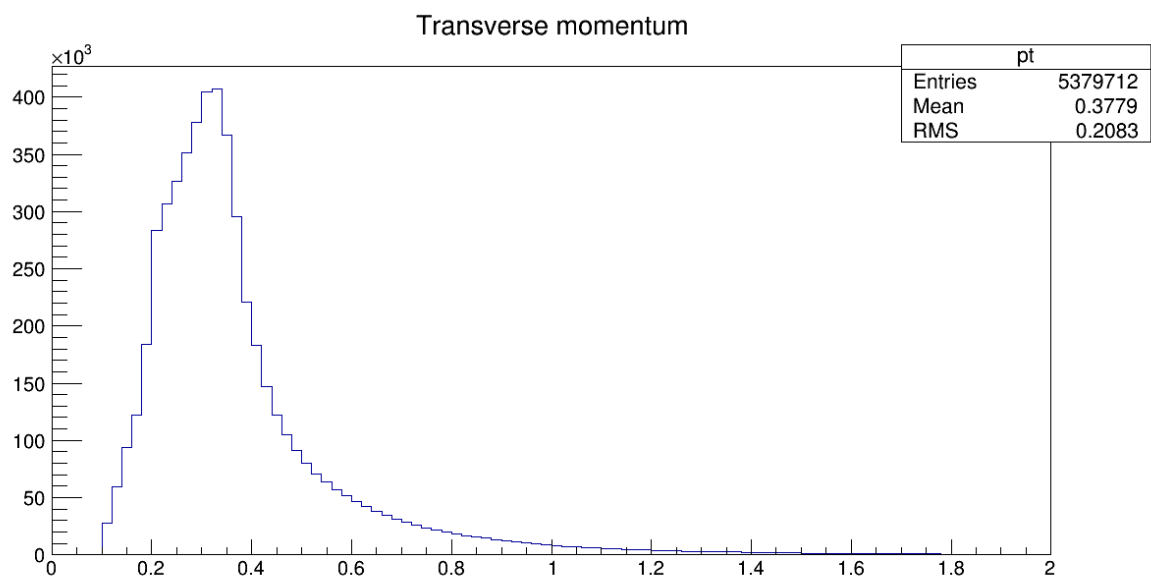


Рисунок 9 — Распределение по поперечному импульсу  $p_T$  для одного трека.

# Представление результатов

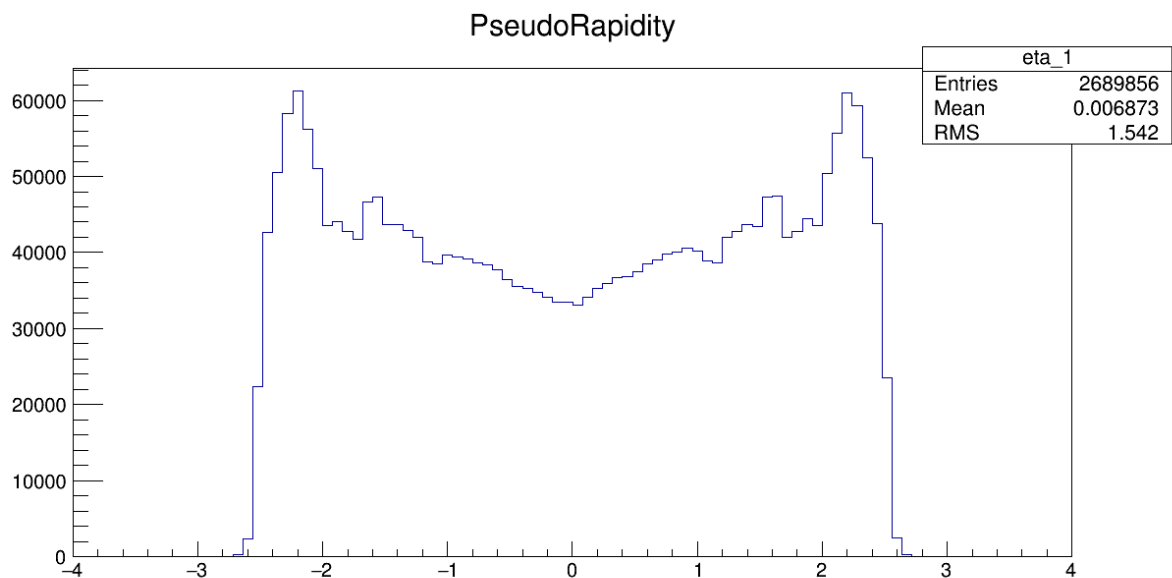


Рисунок 10 — Распределение по псевдобыстроте  $\eta$  для первого трека.

# Представление результатов

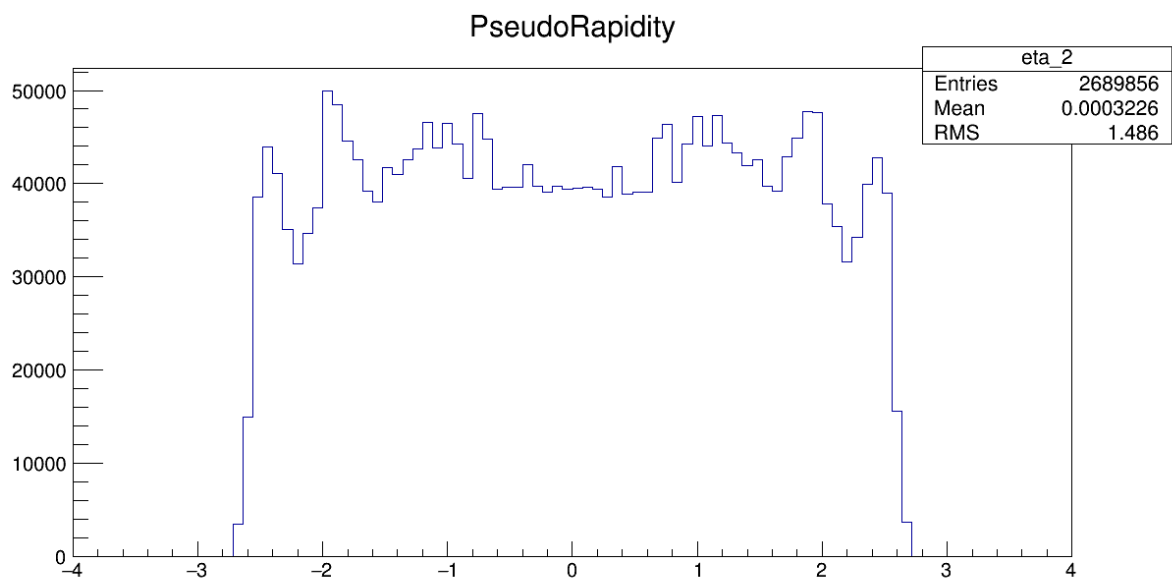


Рисунок 11 — Распределение по псевдобыстроте  $\eta$  для второго трека.

# Представление результатов

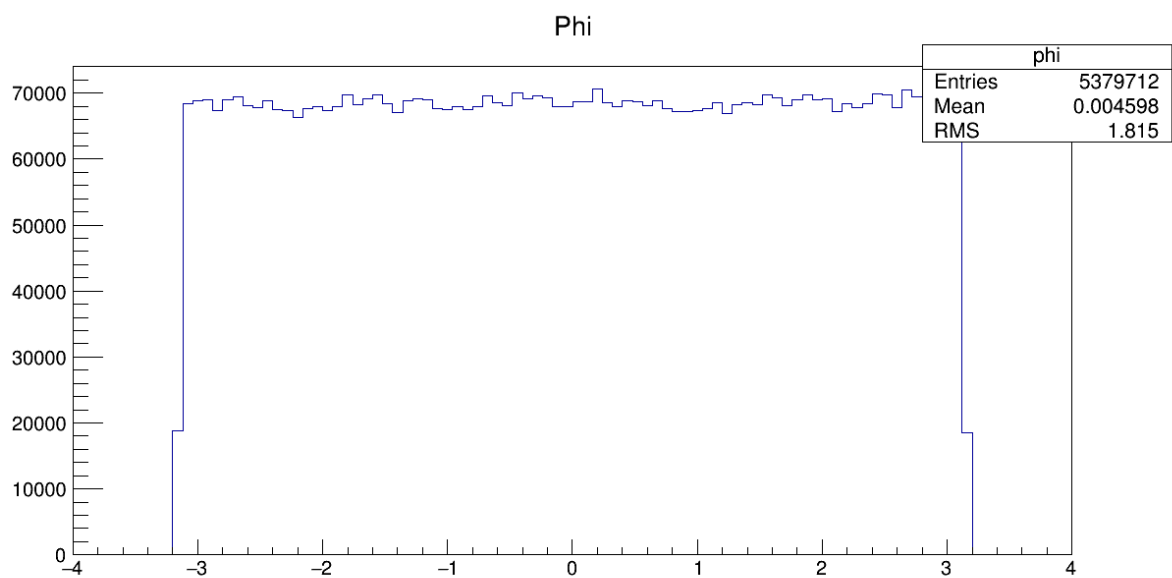


Рисунок 12 — Распределение по азимутальному углу  $\phi$  для одного трека.

# Представление результатов

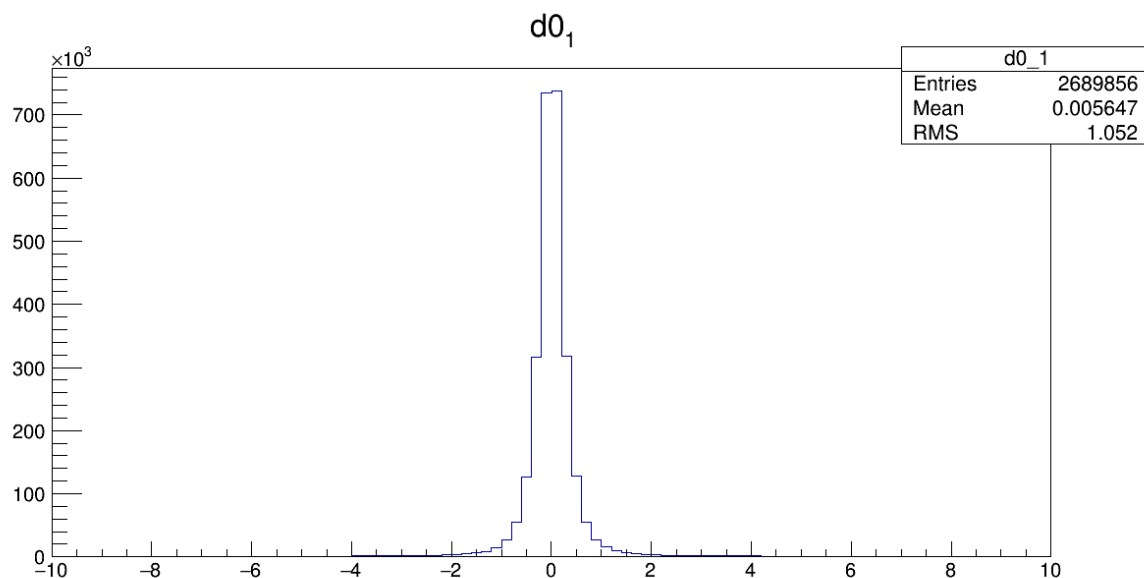


Рисунок 13 — Распределение по прицельному параметру  $d0$  относительно измеренной вершины столкновения для первого трека.



# Представление результатов

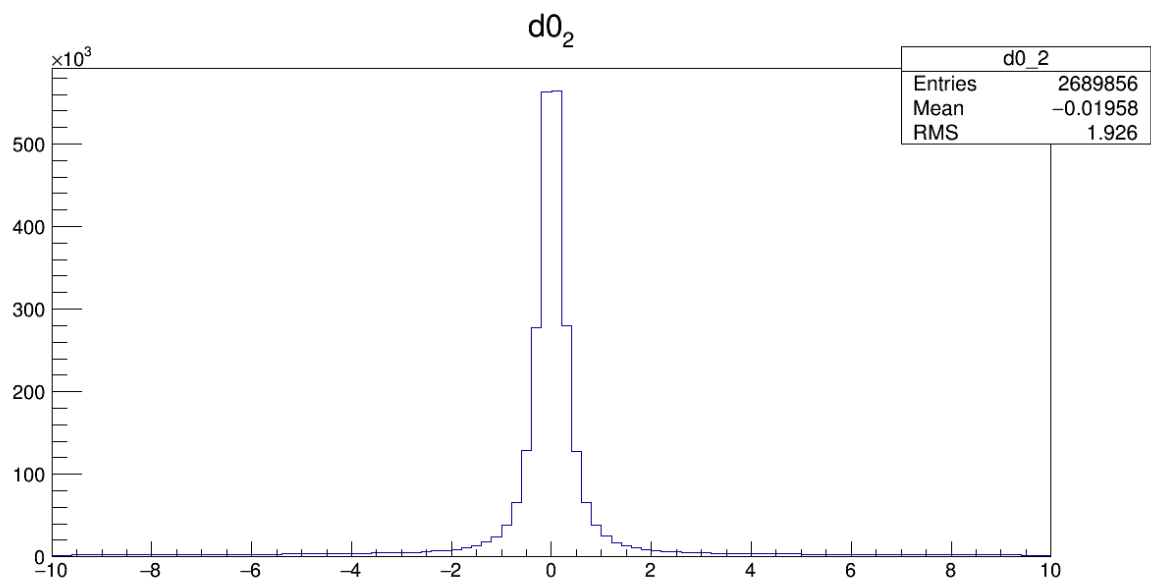


Рисунок 14 — Распределение по прицельному параметру  $d0$  относительно измеренной вершины столкновения для второго трека.

# Представление результатов

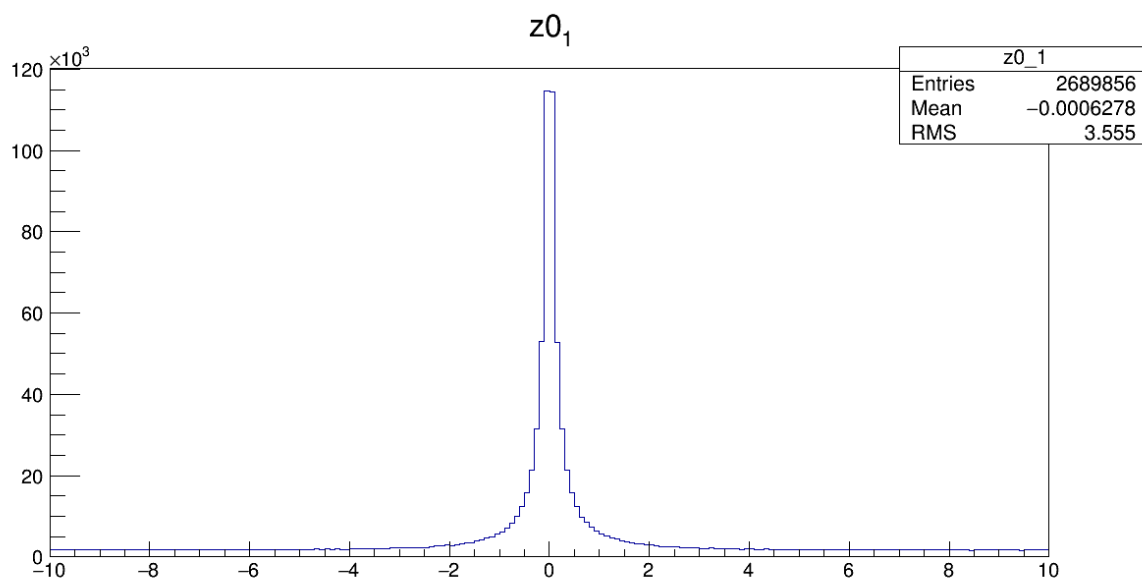


Рисунок 15 — Распределение по прицельному параметру  $z_0$  относительно измеренной вершины столкновения вдоль оси  $Z$  для первого трека.

# Представление результатов

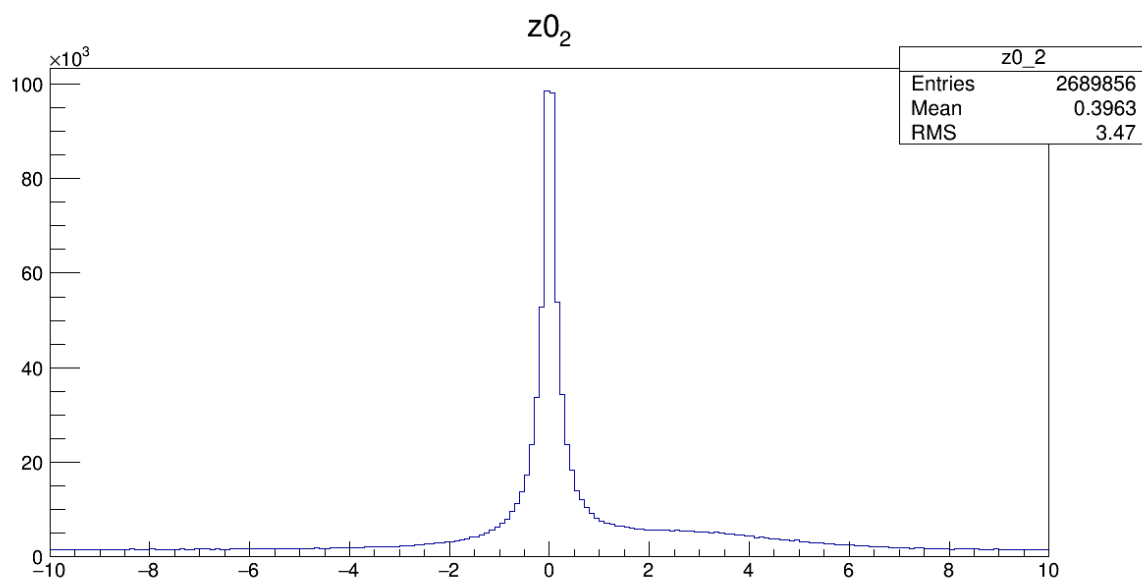


Рисунок 16 — Распределение по прицельному параметру  $z0$  относительно измеренной вершины столкновения вдоль оси  $Z$  для второго трека.

# Представление результатов

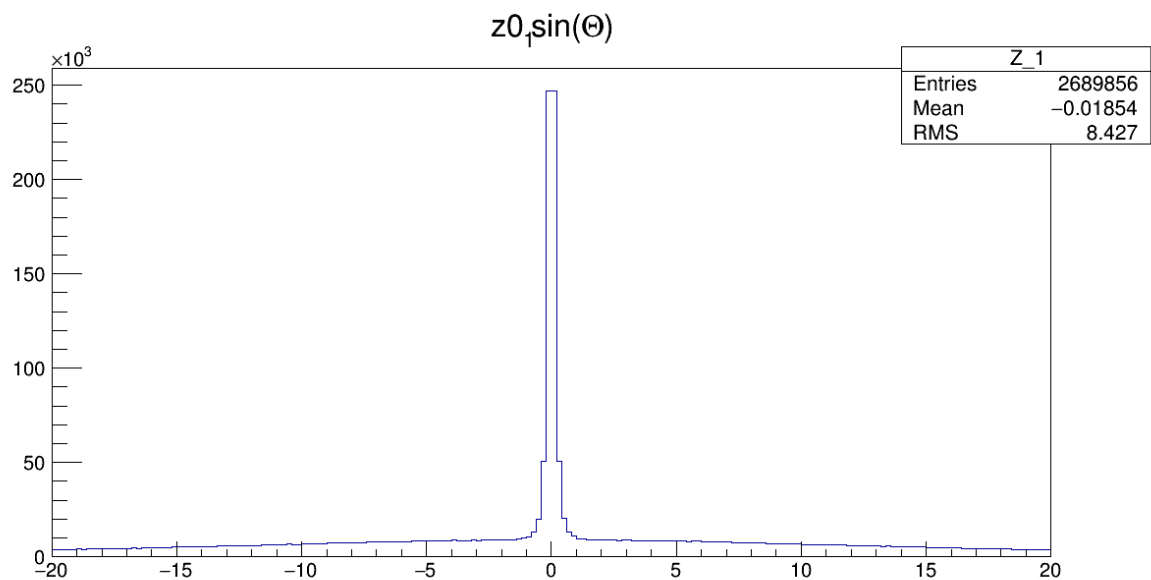


Рисунок 17 — Распределение по параметру  $z_0 \cdot \sin \theta$  для первого трека.

# Представление результатов

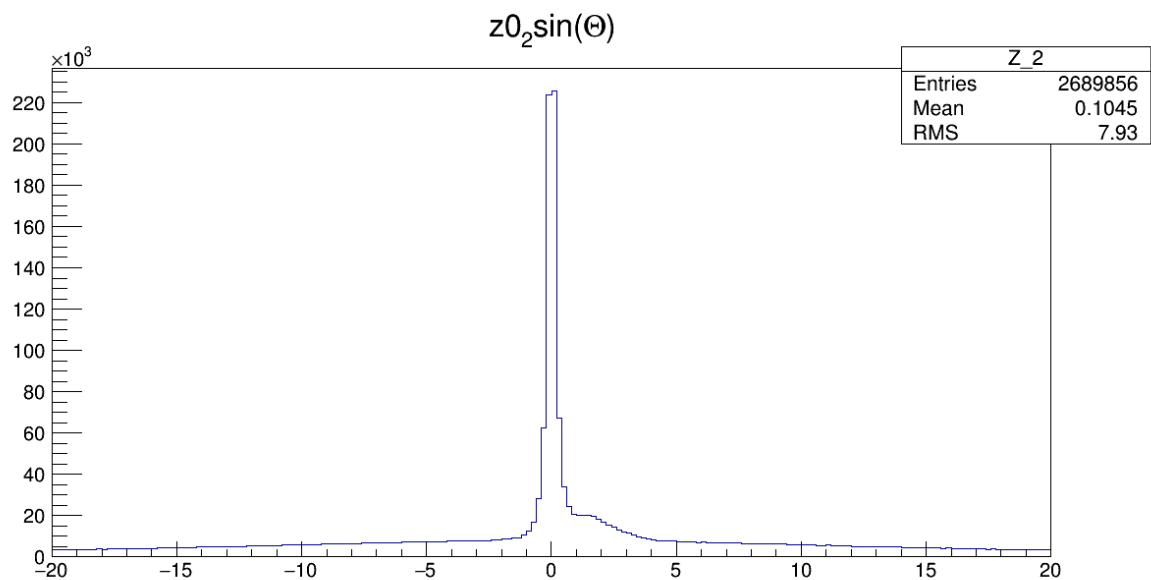


Рисунок 18 — Распределение по параметру  $z_0 \cdot \sin \theta$  для второго трека.

# Представление результатов

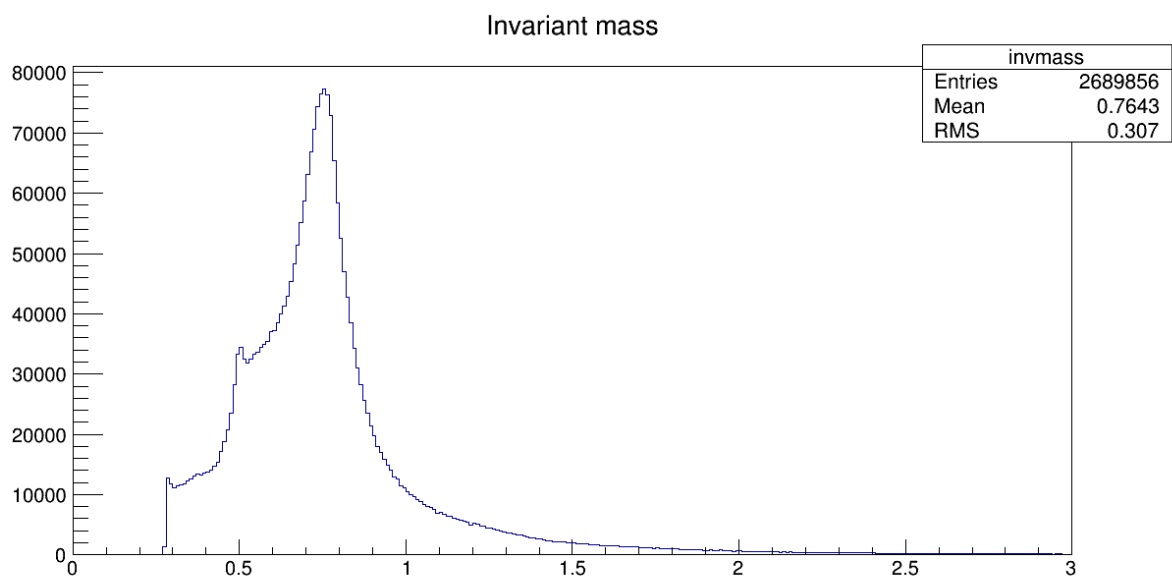


Рисунок 19 — Распределение по инвариантной массе.

# Представление результатов

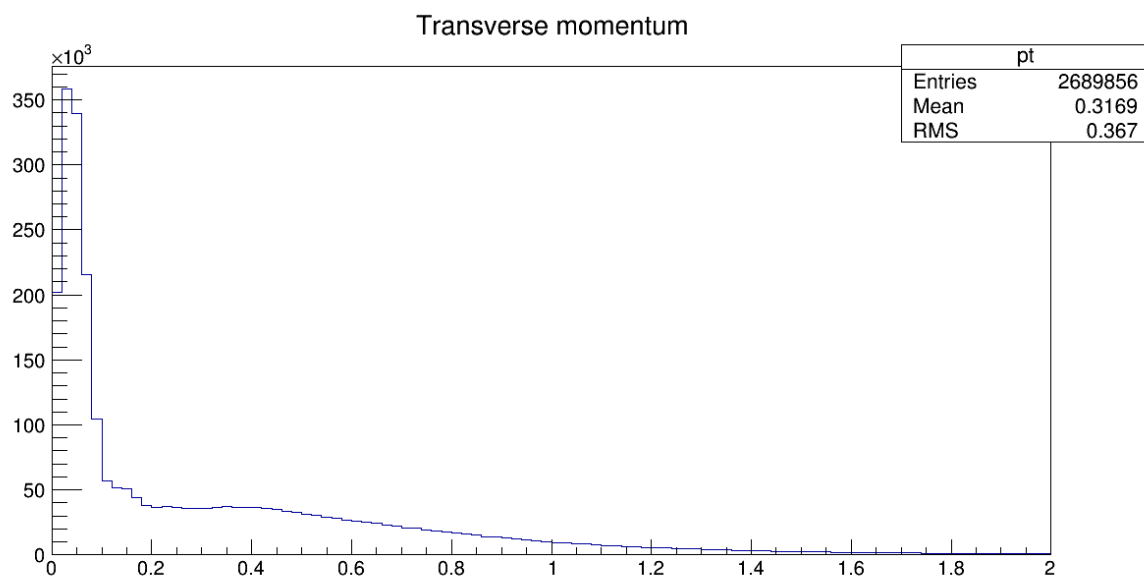


Рисунок 20 — Распределение по поперечному импульсу  $p_T$  для суммы двух треков.

# Представление результатов

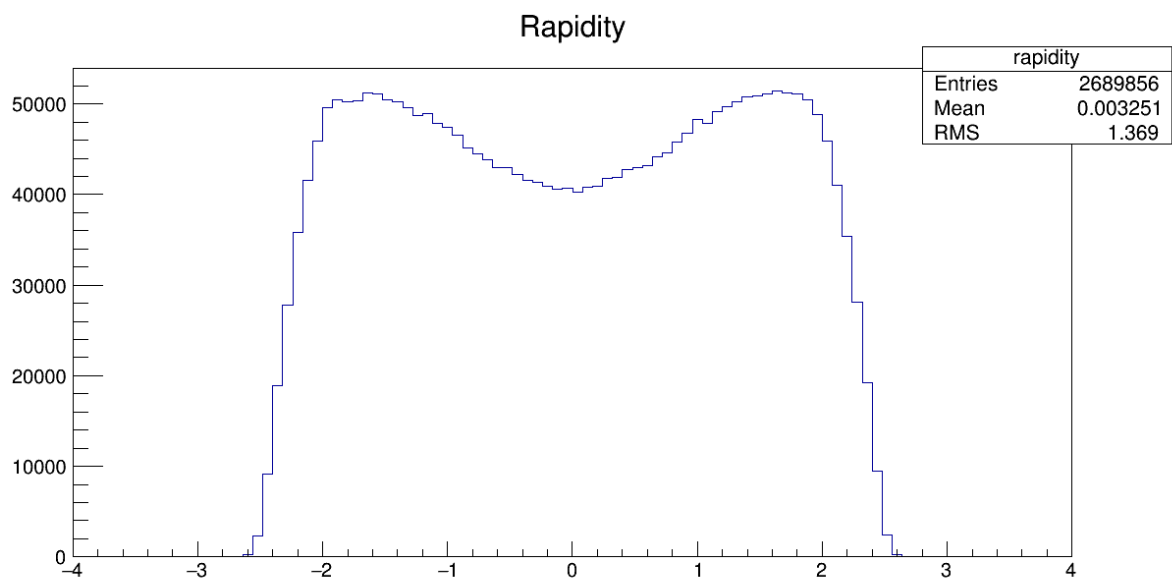


Рисунок 21 — Распределение по быстроте.



# Представление результатов

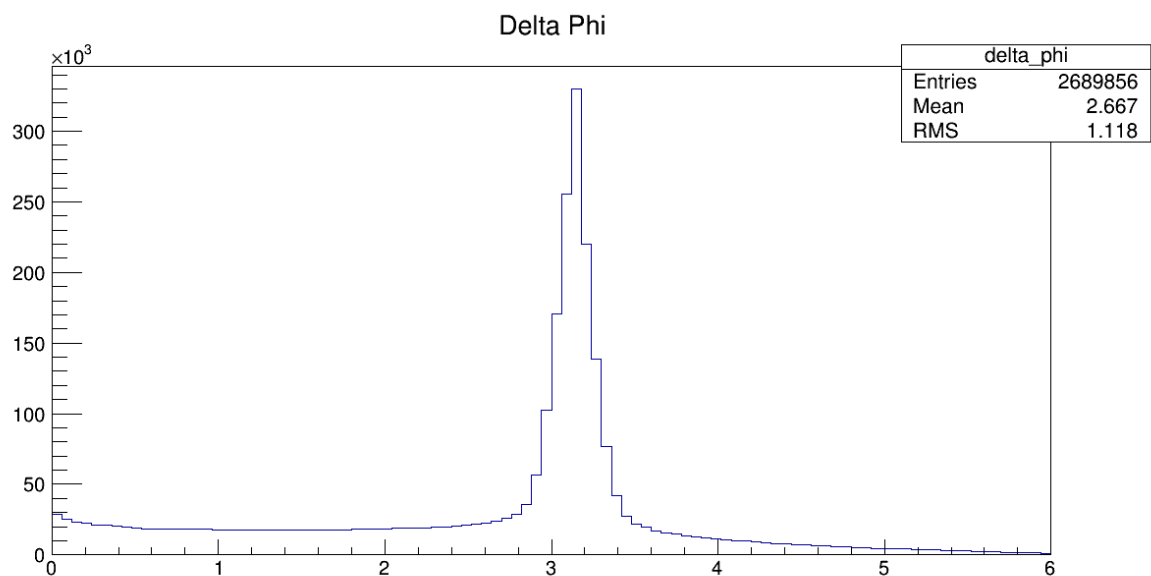


Рисунок 22 — Распределение по разности азимутальных углов двух треков  $\delta\phi$ .

# Представление результатов

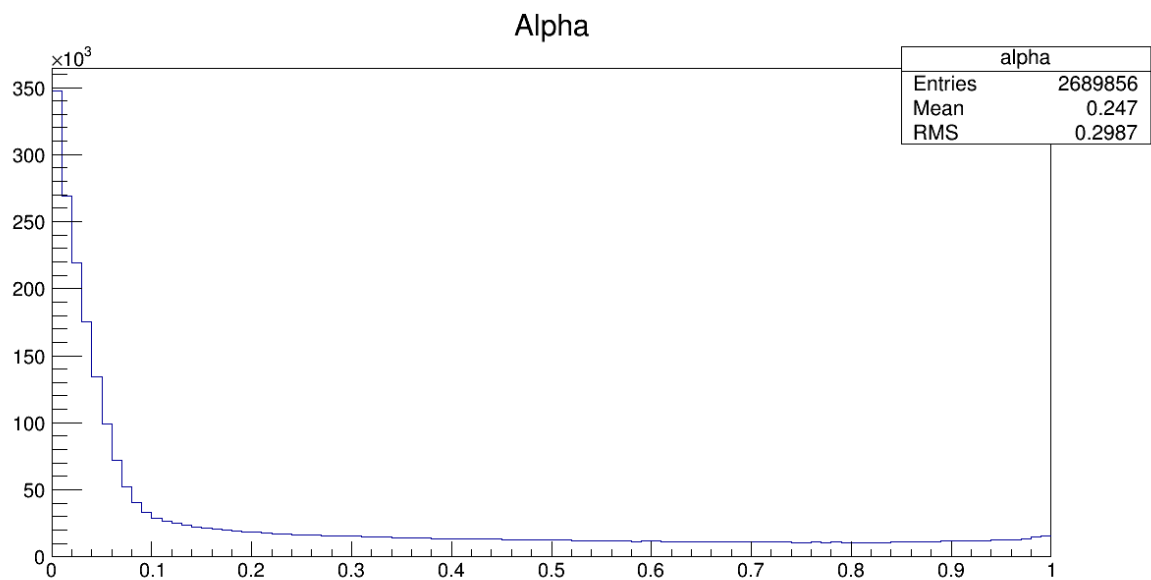


Рисунок 23 — Распределение по параметру  $\alpha$ .

# Представление результатов

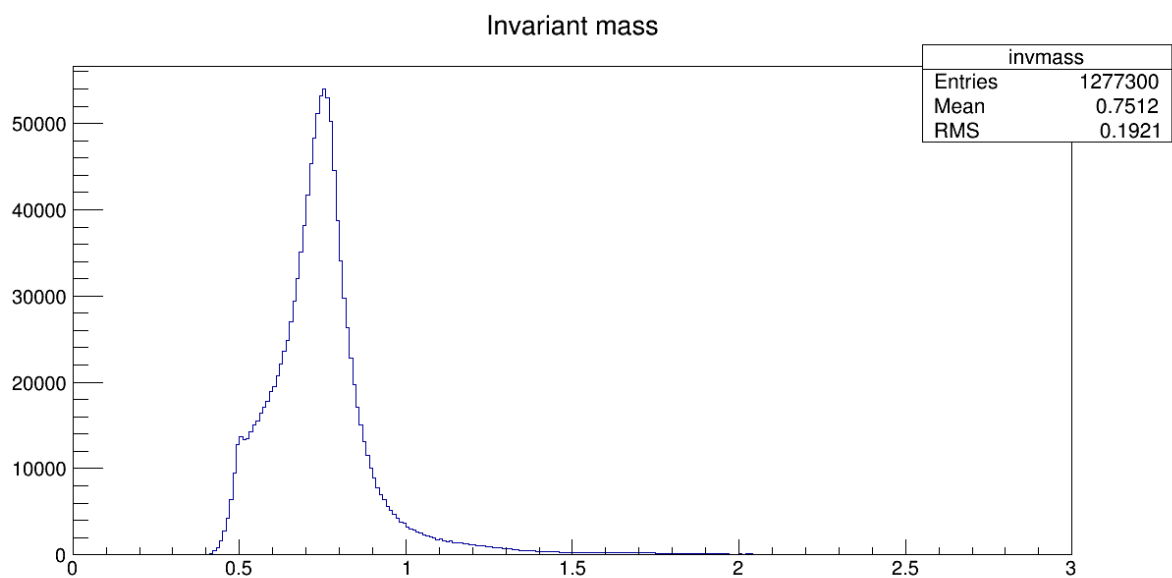


Рисунок 24 — Распределение по инвариантной массе при учете ограничения  $p_t < 0,12$ .

# Представление результатов

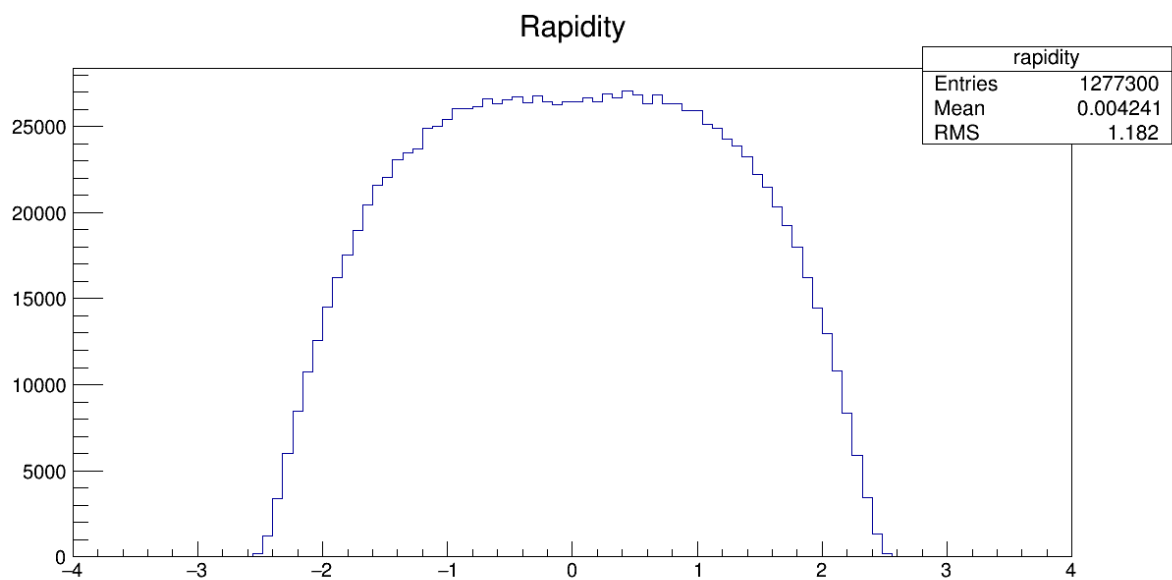


Рисунок 25 — Распределение по быстроте при учете ограничения  $pt < 0, 12$ .

# Представление результатов

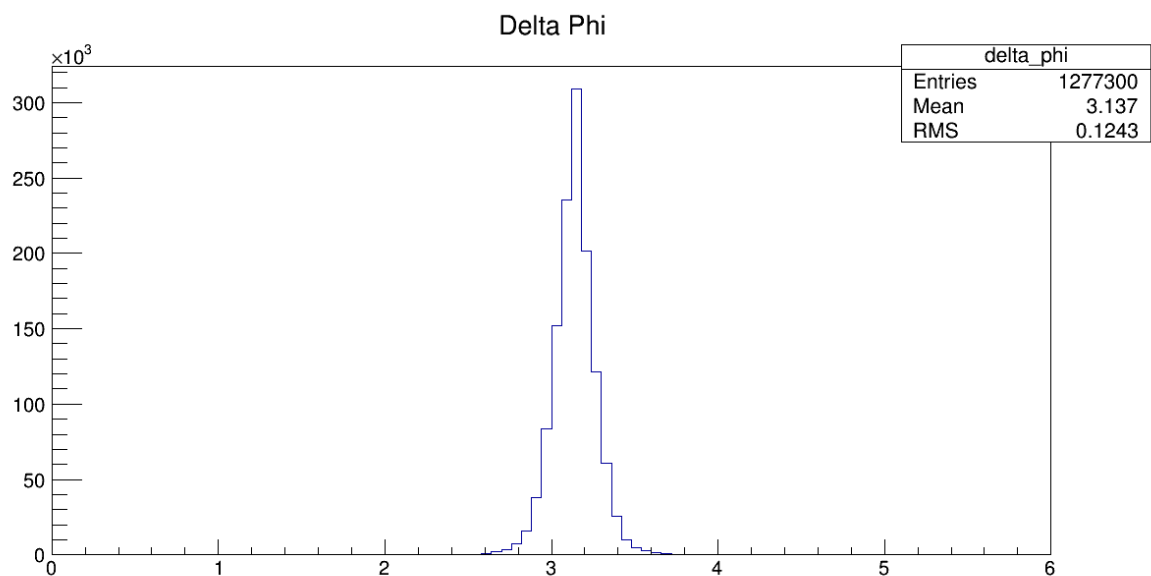


Рисунок 26 — Распределение по разности азимутальных углов двух треков  $\delta\phi$  при учете ограничения  $pt < 0,12$ .

# Представление результатов

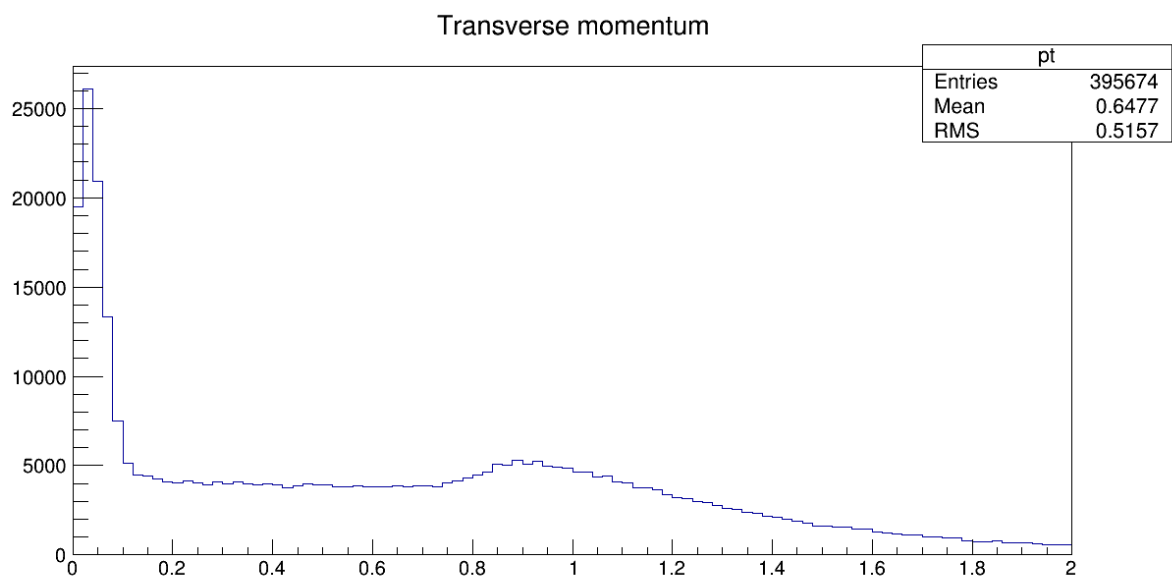


Рисунок 27 — Распределение по поперечному импульсу при учете ограничения  $pt_i > 0,4$ .

# Представление результатов

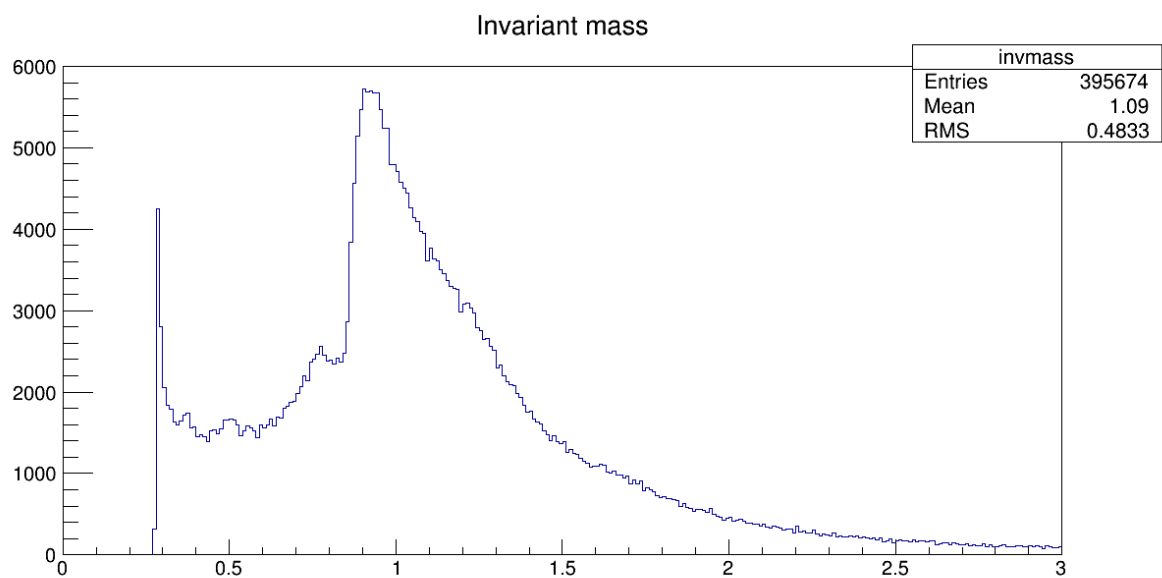


Рисунок 28 — Распределение по инвариантной массе при учете ограничения  $pt_i > 0,4$ .

# Представление результатов

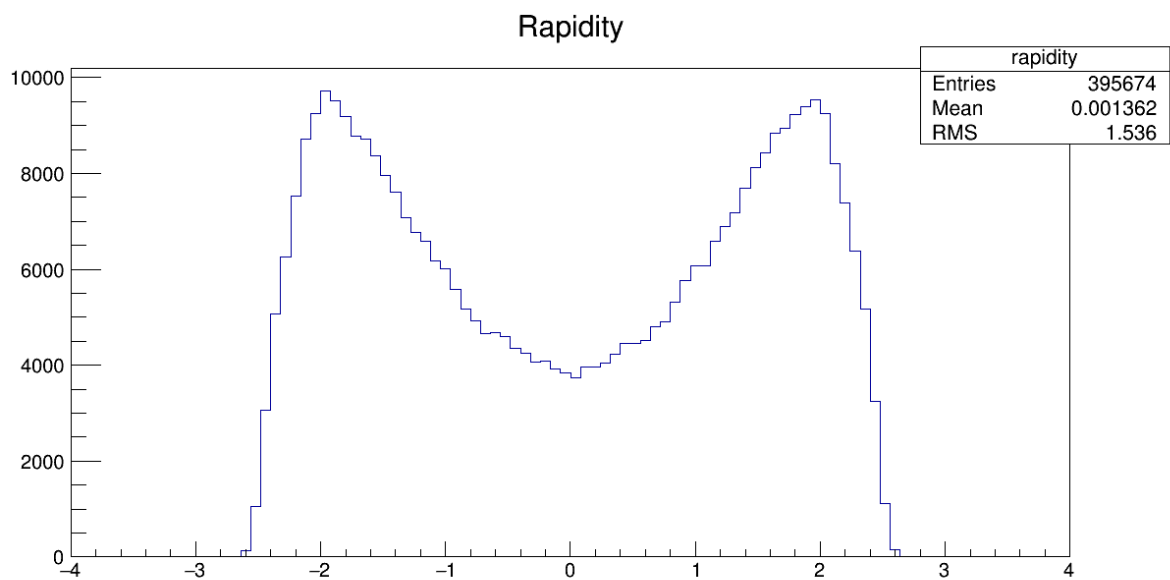


Рисунок 29 — Распределение по быстроте при учете ограничения  $pt_i > 0,4$ .



# Представление результатов

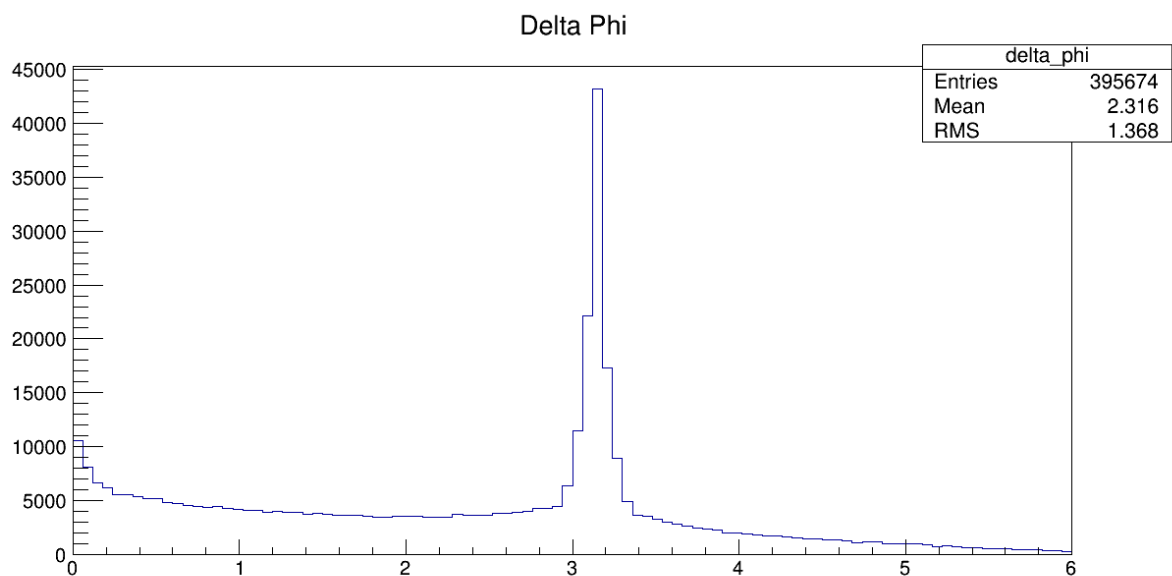


Рисунок 30 — Распределение по разности азимутальных углов двух треков  $\delta\phi$  при учете ограничения  $pt_i > 0,4$ .

# Представление результатов

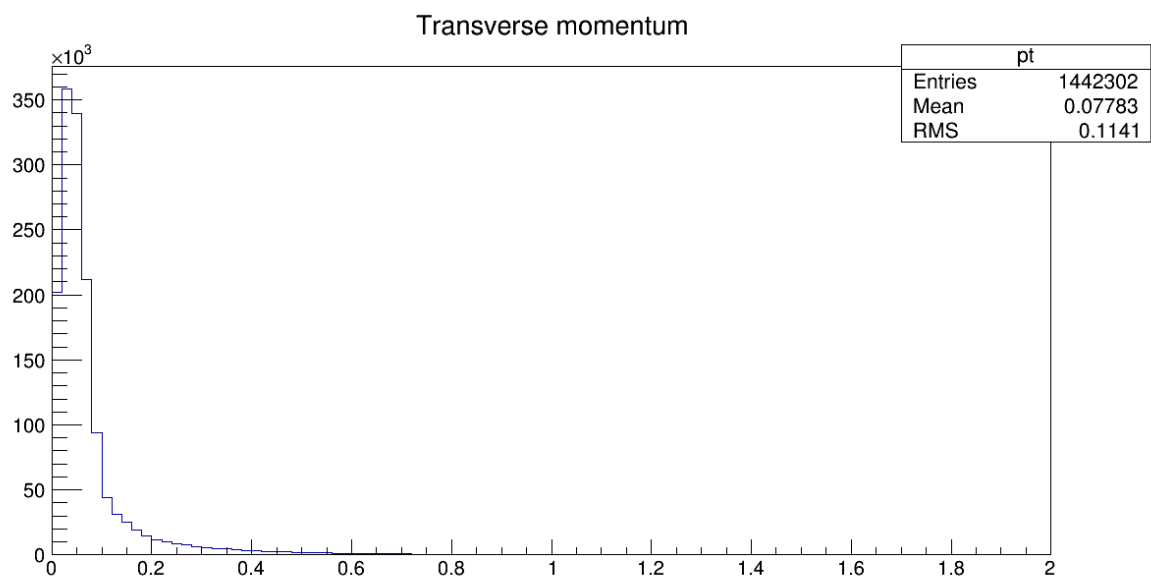


Рисунок 31 — Распределение по поперечному импульсу при учете ограничения  $\alpha < 0, 1$ .

# Представление результатов

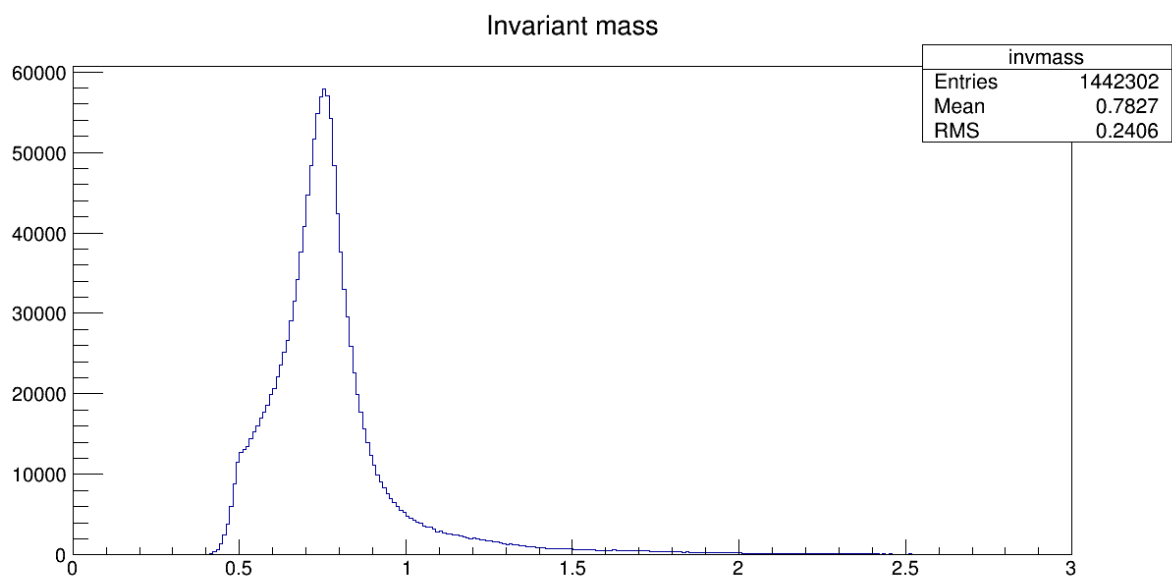


Рисунок 32 — Распределение по инвариантной массе при учете ограничения  $\alpha < 0,1$ .

# Представление результатов

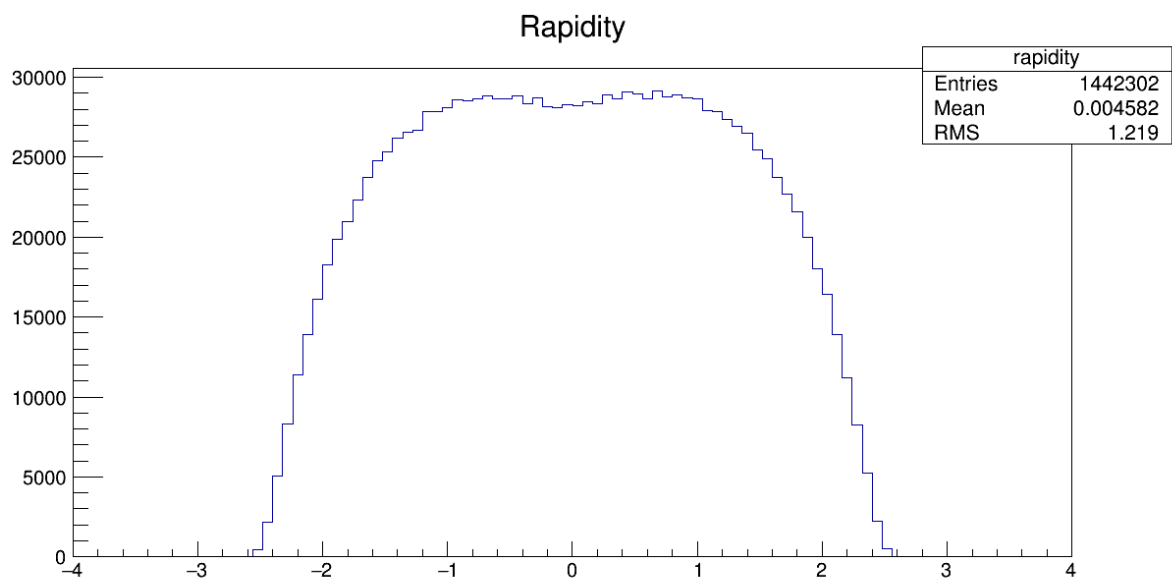


Рисунок 33 — Распределение по быстроте при учете ограничения  $\alpha < 0, 1$ .

# Представление результатов

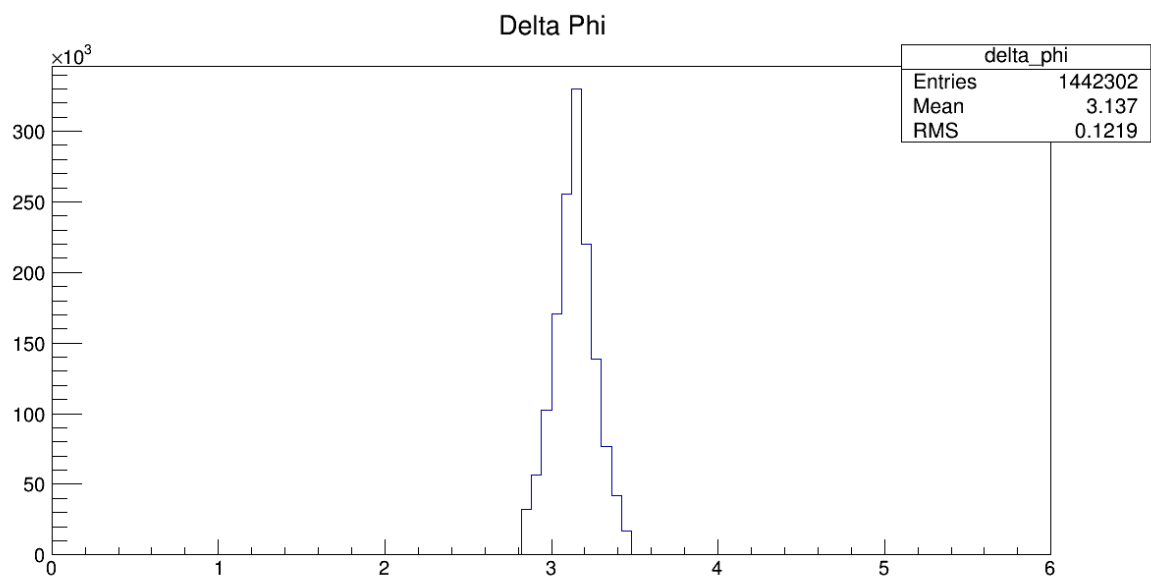


Рисунок 34 — Распределение по разности азимутальных углов двух треков  $\delta\phi$  при учете ограничения  $\alpha < 0, 1$ .

# Представление результатов

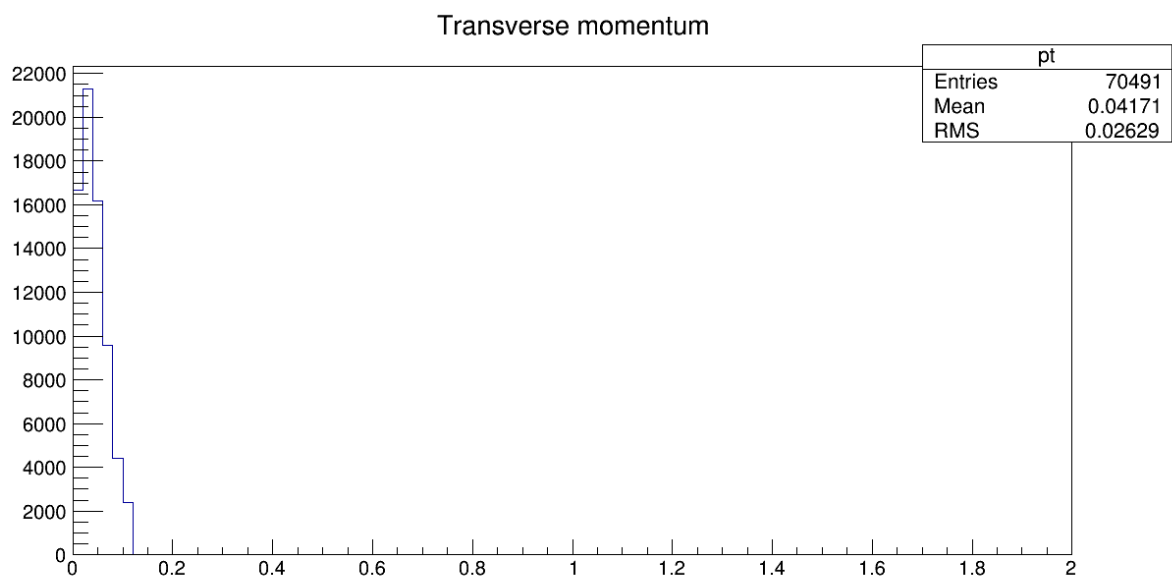


Рисунок 35 — Распределение по поперечному импульсу при учете всех ограничений.

# Представление результатов

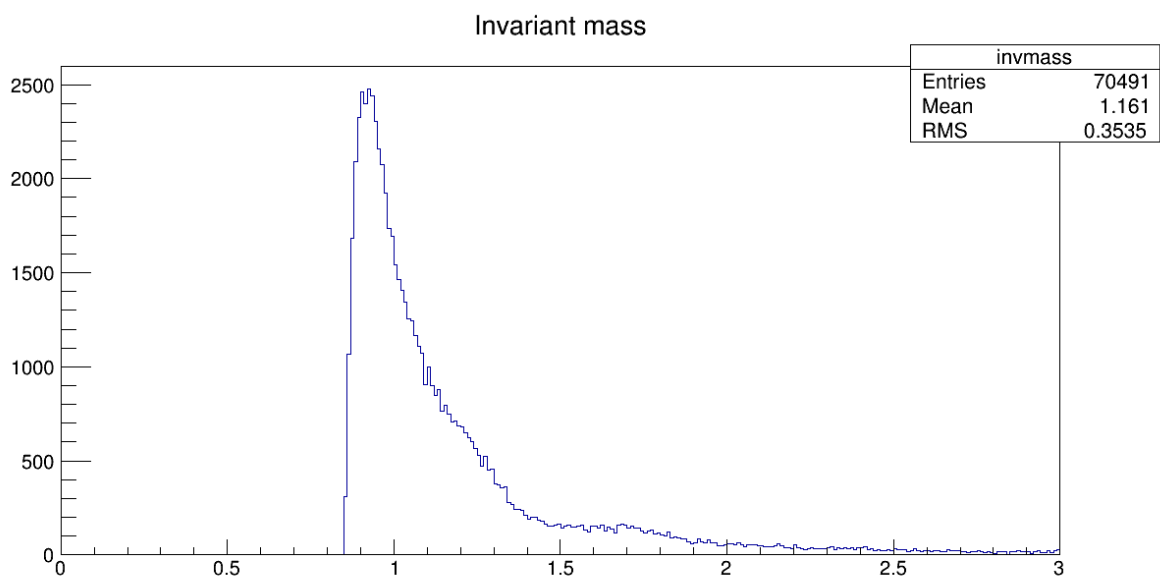


Рисунок 36 — Распределение по инвариантной массе при учете всех ограничений.

# Представление результатов

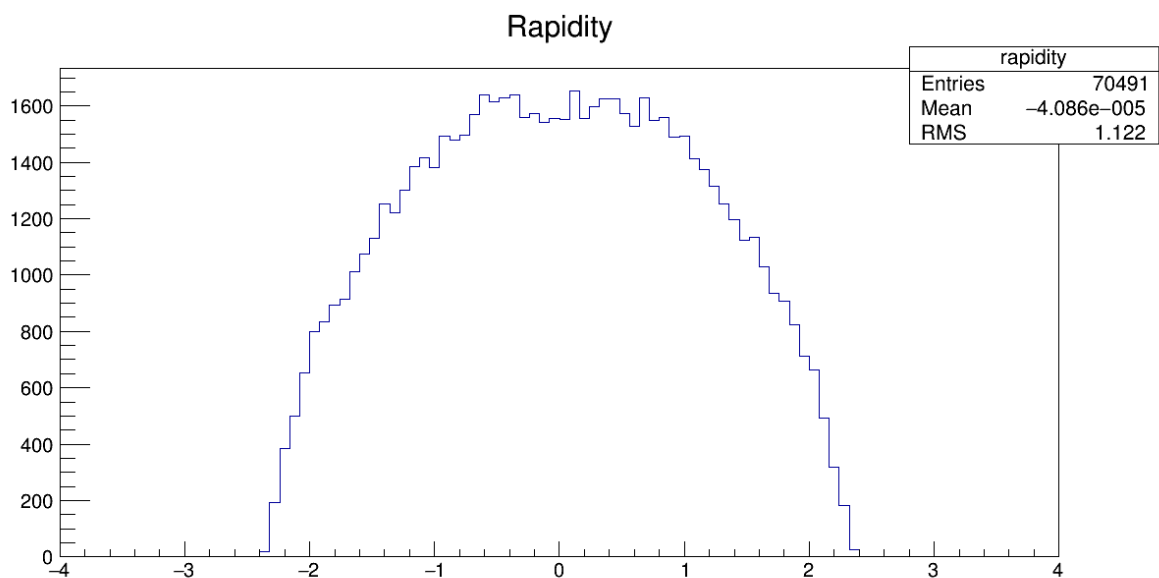


Рисунок 37 — Распределение по быстроте при учете всех ограничений.



# Представление результатов

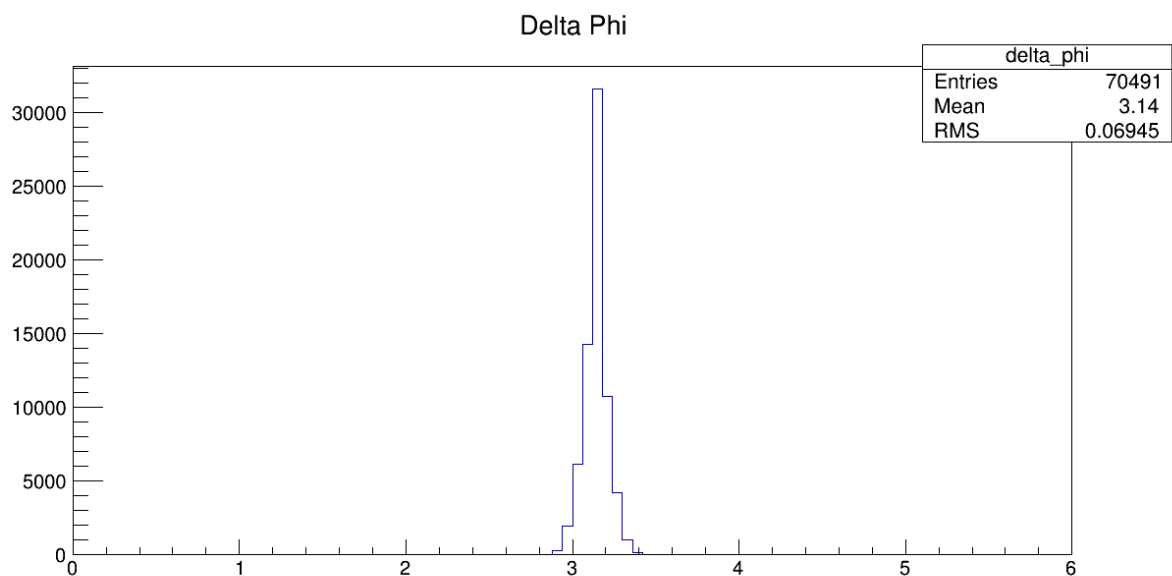


Рисунок 38 — Распределение по разности азимутальных углов двух треков  $\delta\phi$  при учете всех ограничений.

# Представление результатов

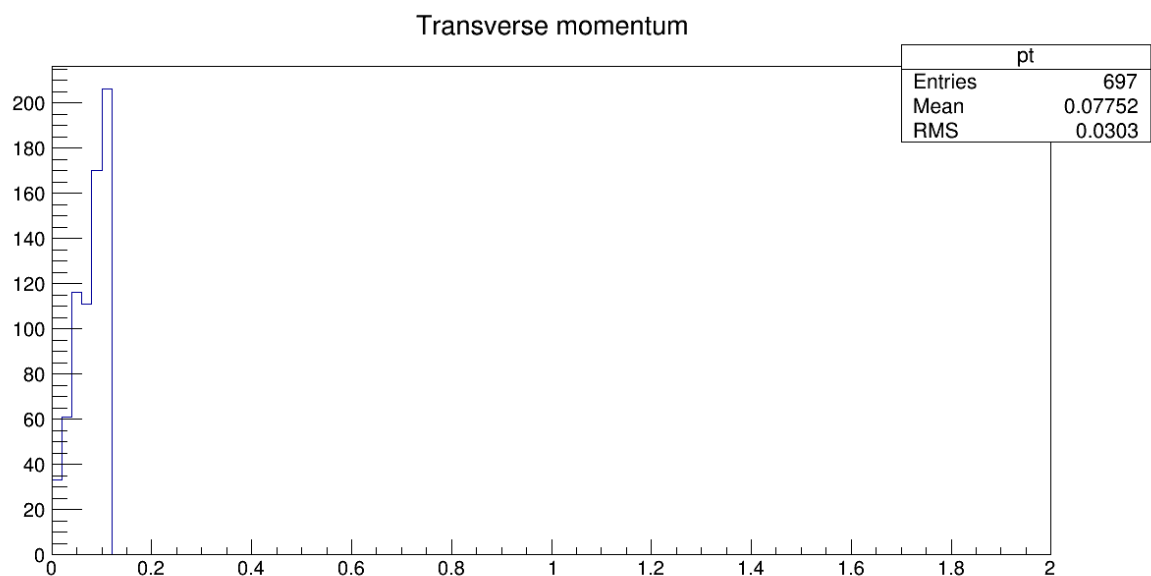


Рисунок 39 — Фон распределения по поперечному импульсу при учете всех ограничений.

# Представление результатов

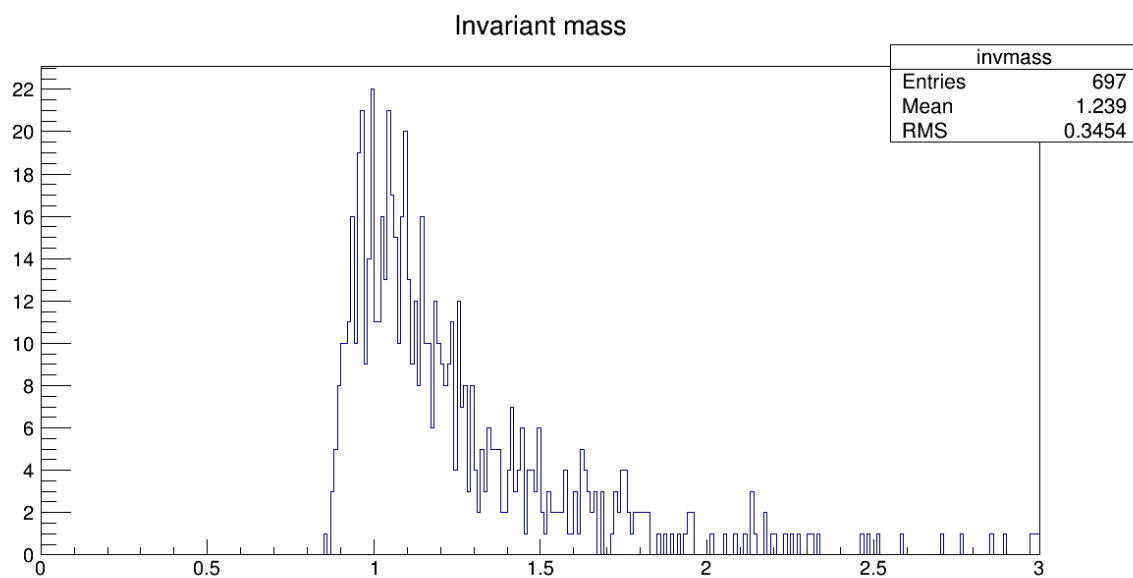


Рисунок 40 — Фон распределения по инвариантной массе при учете всех ограничений.

# Представление результатов

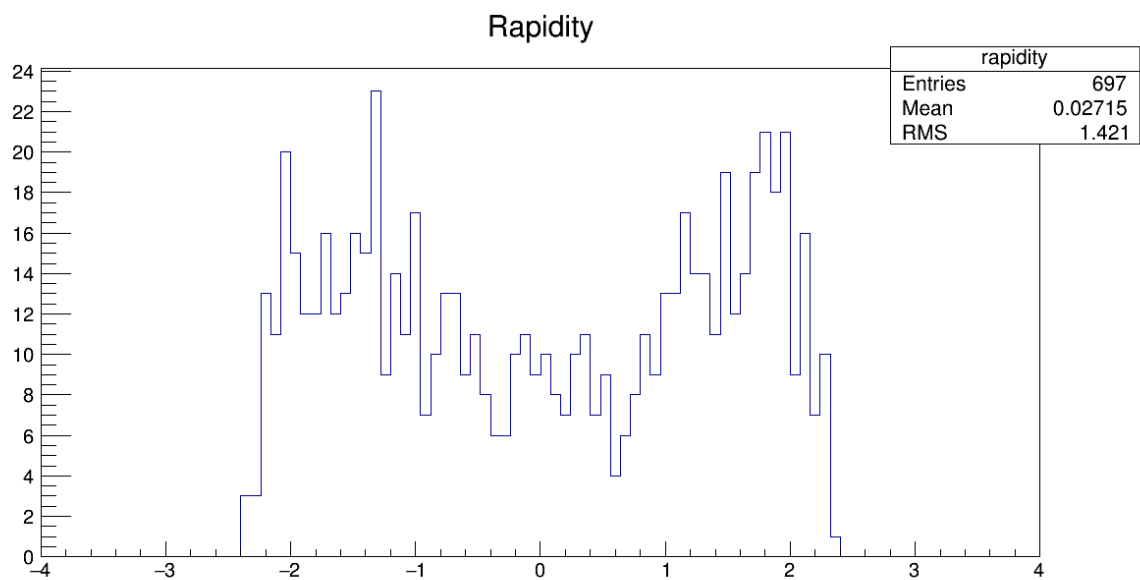


Рисунок 41 — Фон распределения по быстроте при учете всех ограничений.

# Представление результатов

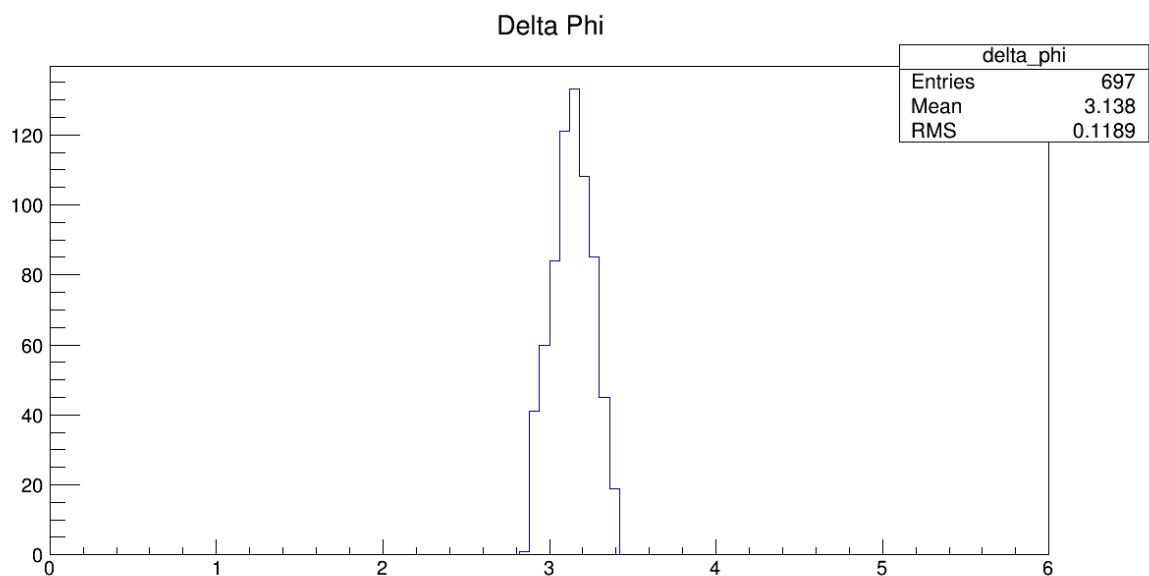


Рисунок 42 — Фон распределения по разности азимутальных углов двух треков  $\delta\phi$  при учете всех ограничений.

## Заключение

Малая множественность и небольшой фон ультрапериферических столкновений (особенно по сравнению с центральными столкновениями) - это хорошие условия для поиска новой физики. Планируется новый запуск, который будет обладать еще более высокими энергетическими характеристиками, что позволит расширить области изучения УРС. Для того, чтобы иметь возможность получения доступа к данным будущих экспериментов и непосредственного участия в них необходимо глубже изучить данный тип столкновений и провести более детальный анализ данных, полученных на сегодняшний день. Что касается изучения  $\rho$  - подобных резонансов необходимо более тщательно изучить результаты экспериментов, имеющихся на данный момент и провести более глубокий и тщательный собственный анализ. Построенные распределения с учетом фона и ограничений на вышеприведенные характеристики позволили лучше оценить данные. В ближайшем времени планируется набирать статистику и в последствии произвести оценку методом фитирования. Это позволит более детально изучить  $\rho''(1700)$ . Глобальной задачей является получение отношения поперечных сечений  $\sigma(\rho'')/\sigma(\rho)$ , одним из этапов которой является получение отношения количества частиц  $N(\rho'')/N(\rho)$ . Для того, чтобы лучше изучить возбужденное состояние  $\rho''(1700)$  необходимо рассмотреть распады на 2 пиона и 4 пиона, оценить отношение  $N(2\pi)/N(4\pi)$  и произвести моделирование.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Baur G.* Coherent  $\gamma\gamma$  and  $\gamma A$  interactions in very peripheral collisions at relativistic ion colliders // *Physics Reports.* — 2002. — Vol. 364, no. 5. — P. 359–450. — ISSN 0370-1573. — URL: [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573\(01\)00101-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573(01)00101-6).
2. *Bertulani C. A., Klein S. R., Nystrand J.* PHYSICS OF ULTRA - PERIPHERAL NUCLEAR COLLISIONS // *Annual Review of Nuclear and Particle Science.* — 2005. — Vol. 55, no. 1. — P. 271–310. — ISSN 1545-4134. — URL: <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.nucl.55.090704.151526>.
3. *Klein S. R.* Ultra-peripheral collisions and hadronic structure // *Nuclear Physics A.* — 2017. — Vol. 967. — P. 249–256. — ISSN 0375-9474. — URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2017.05.098>.