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 2022

Содержание

Введение **2**

Цель и мотивация 2

Физика ультрапериферических столкновений 3

Поток фотонов 4

Области изучения UPC **6**

Детектирование ультрапериферических столкновений **7**

Рождение векторных мезонов в ультрапериферических столкновениях **8**

Изучение данных экспериментов **11**

Track Seeding **15**

Проведенная работа **16**

Представление результатов **21**

Заключение **64**

Список используемых источников **66**

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 ρ 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.

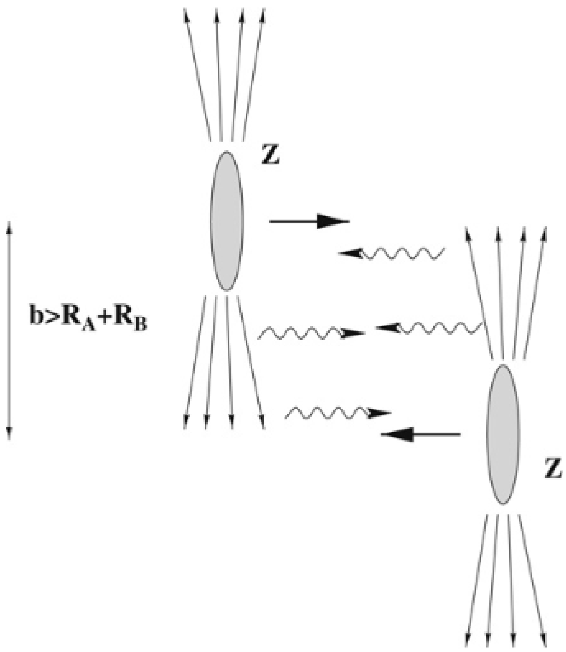
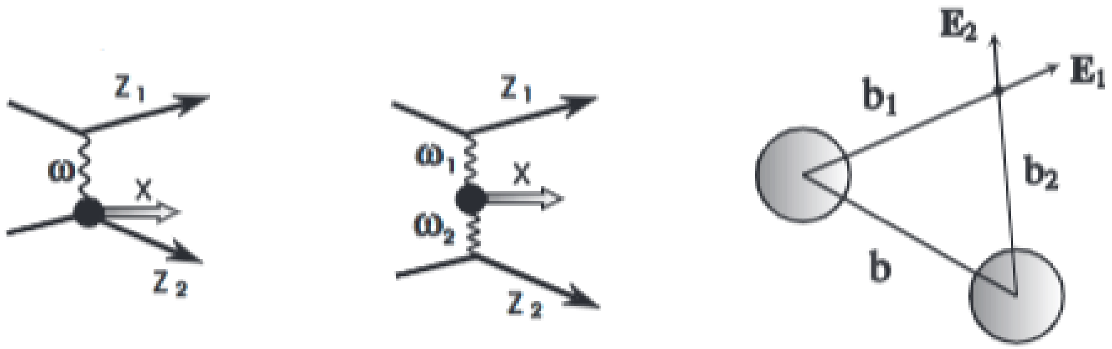


Рисунок 1 — Принципиальная схема ультрапериферического столкновения двух ионов. Прицельный параметр b больше суммы двух радиусов R_A+R_B.

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.



(а) (б) (в)

Рисунок 2 — Схематическое изображение электромагнитрых 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 импульса фотона, испускаемого ядром A $p_T \lesssim \hbar c/R_A$. В продольном направлении максимально возможный импульс умножается на фактор Лоренца, γ, 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 γ - лоренц-фактор частицы, $\gamma = \sqrt{1 - V^2/c^2}$. Для скользящего столкновения, когда два ядра едва соприкасаются, мы можем принять $b_{min} = 2R_A$, а максимальная энергия фотона составляет $\gamma\hbar V/2R_A$ (R_A = радиус ядра). Максимальная энергия фотона составляет примерно $\hbar/2R_A A m_p c$ энергии иона. Здесь Am_p - масса иона. Для тяжелых ионов $R_A \approx 7fm$, так что ω_{max} составляет около $0.03/A$ энергии ионов. Для протонов R_A не очень хорошо определено, но принятие ω_{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 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

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 $\gamma A \to XA$. В двойном векторном рождении мезонов могут быть изучены не только легкие мезоны типа ρ_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 γA-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 ультраериферических 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 UPC является реакция рождения векторных мезонов. Рождение векторных мезонов происходит через виртуальный фотон γ^* посредством процесса $\gamma^* p \rightarrow Vp$. Этот процесс обычно рассматривается как трехступенчатый; виртуальный фотон γ^* 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 4π- распад, для мезона $\rho''(1700)$- 2π. Теоретический анализ согласованности 2π- и 4π- электромагнитных форм факторов и длины $\pi\pi$-рассеяния и полный анализ данных о 2π- и 4π- 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 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 $p\overline{p}$ в состоянии покоя. Высокостатистические исследования распадов $\tau \to \pi\pi\nu_\tau$ и $\tau \to 4\pi\nu_\tau$ также требуют $\rho'(1450)$, но не чувствительны к $\rho''(1700)$, потому что они слишком близки к массе τ. В недавнем исследовании распада $\tau \to \pi\pi\nu_\tau$ с очень высокой статистикой, проведенном в Belle, сообщается о первом наблюдении как $\rho'(1450)$, так и $\rho''(1700)$ в τ распадах. Структура этих ρ-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.

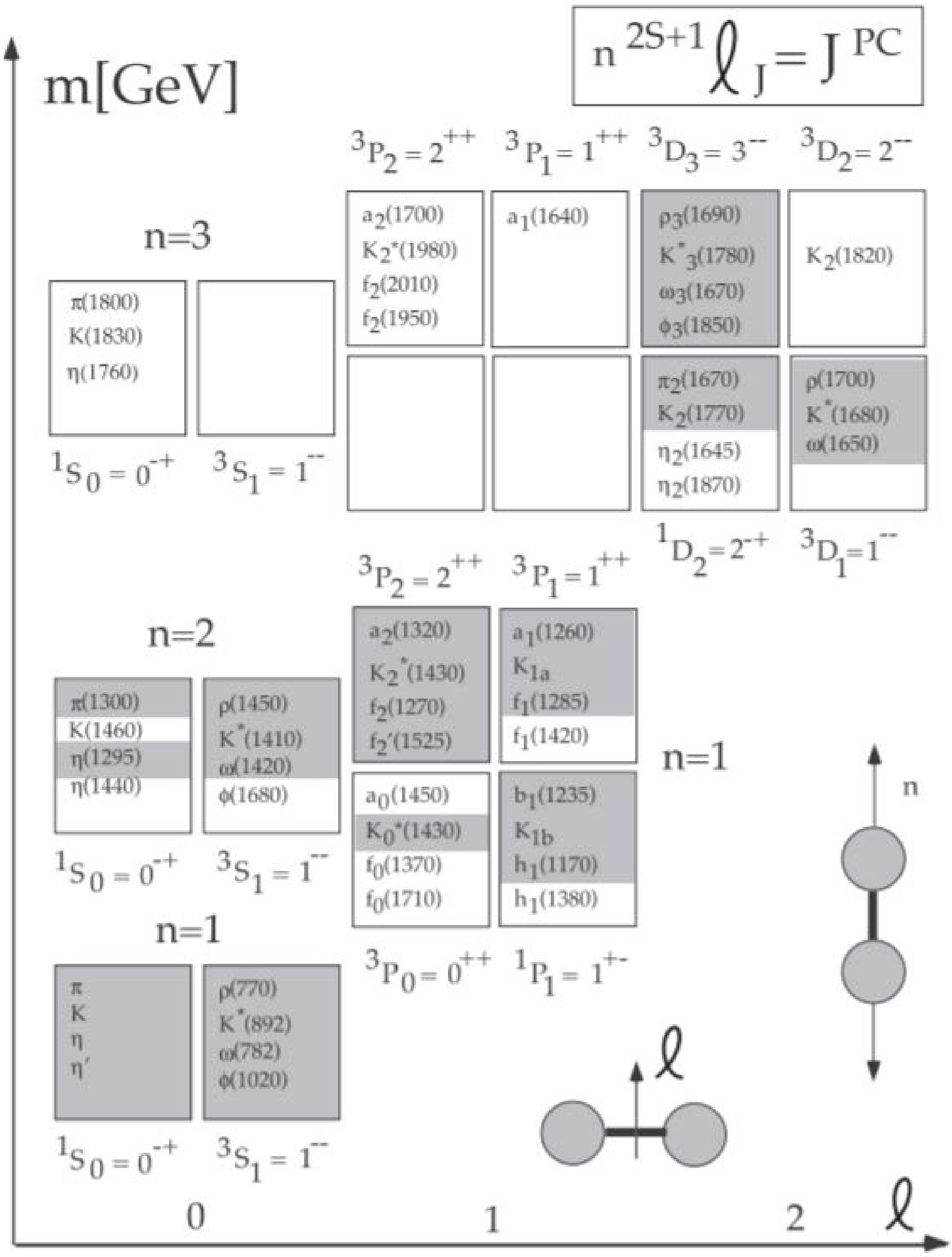


Рисунок 3 — Диаграмма основных и возбужденных состояний легких мезонов.

Изучения данных экспериментов

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

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

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 поперчных сечений $\sigma(\rho')/\sigma(\rho)$ и $\sigma(\rho'')/\sigma(\rho)$ от параметра Q^2.

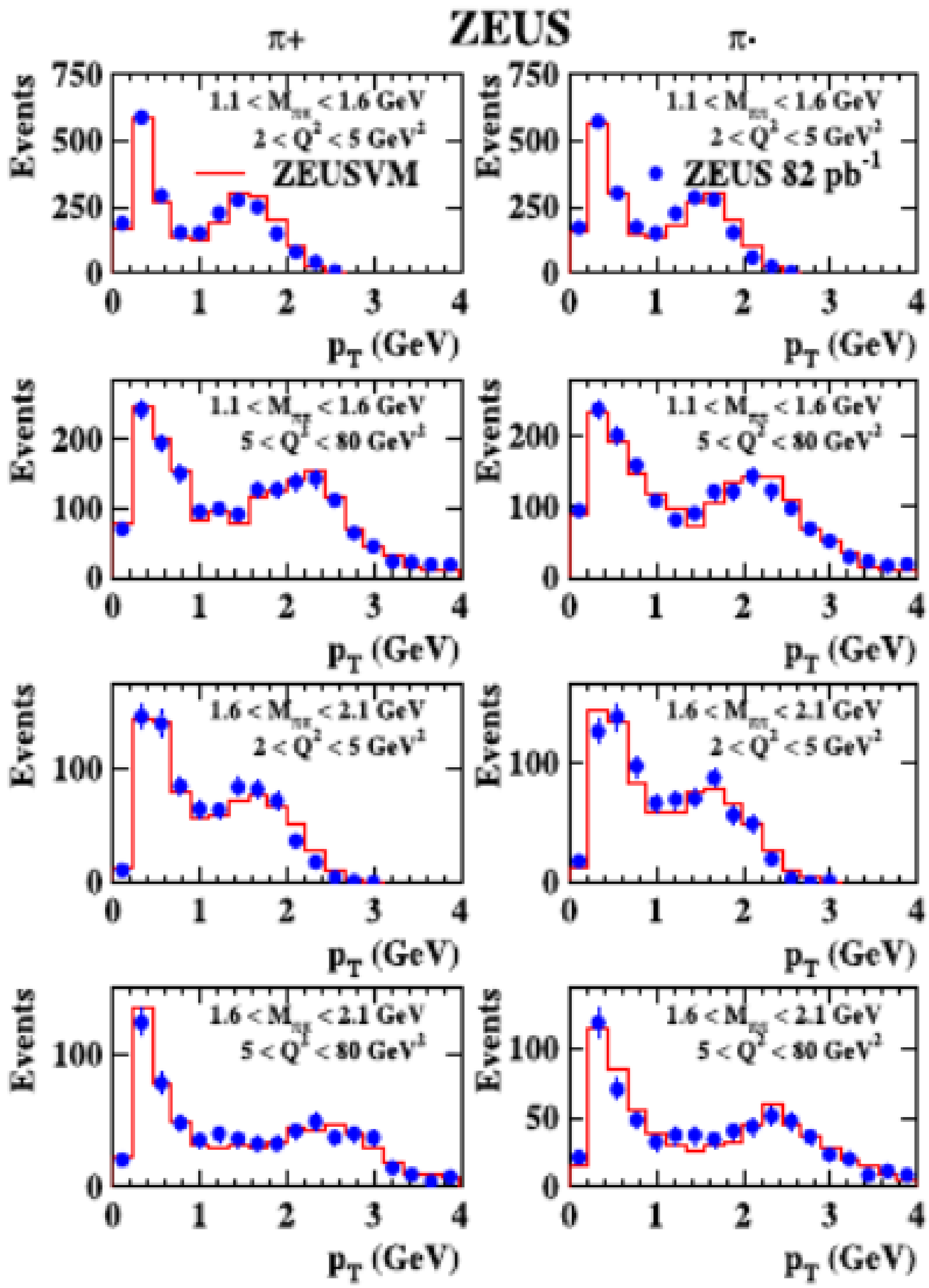


Рисунок 5 — Распределение по поперечному импульсу.

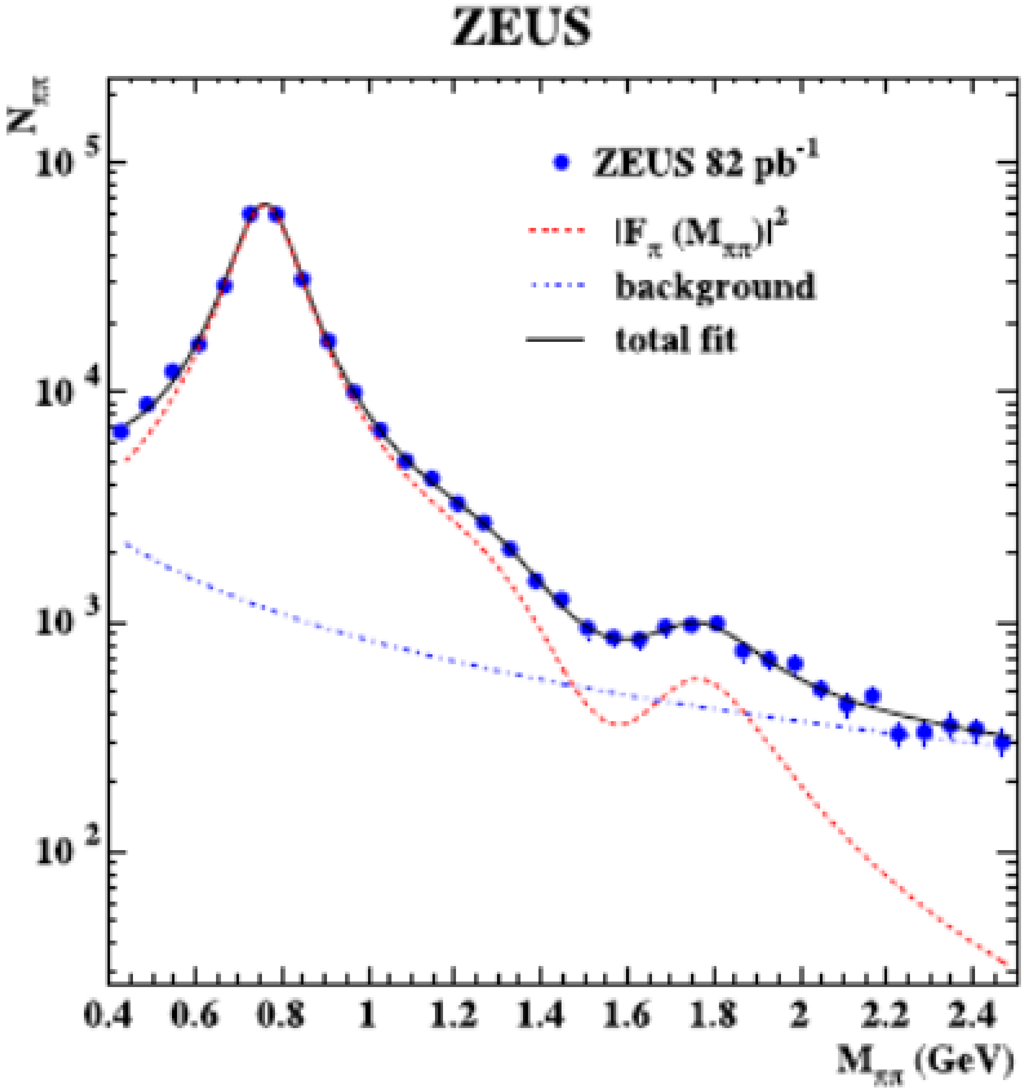


Рисунок 6 — Распределение по инвариантной массе пионов.

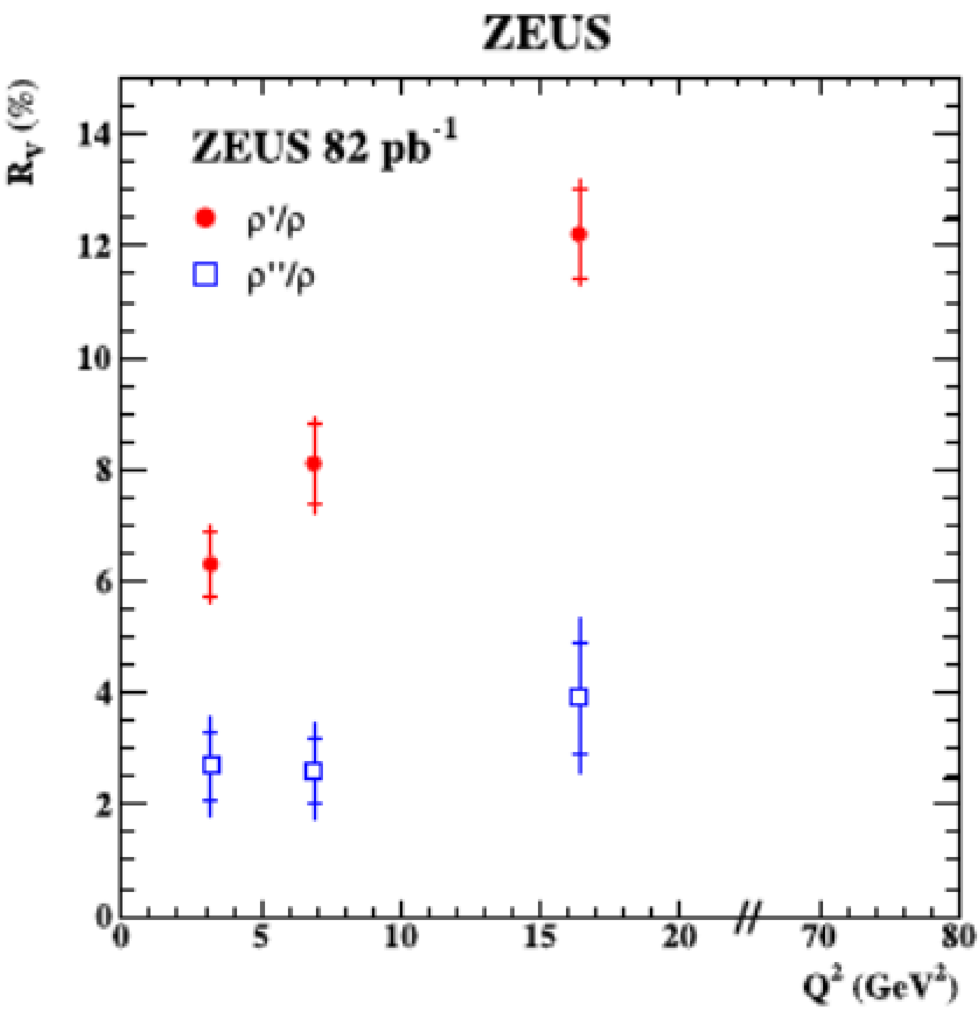
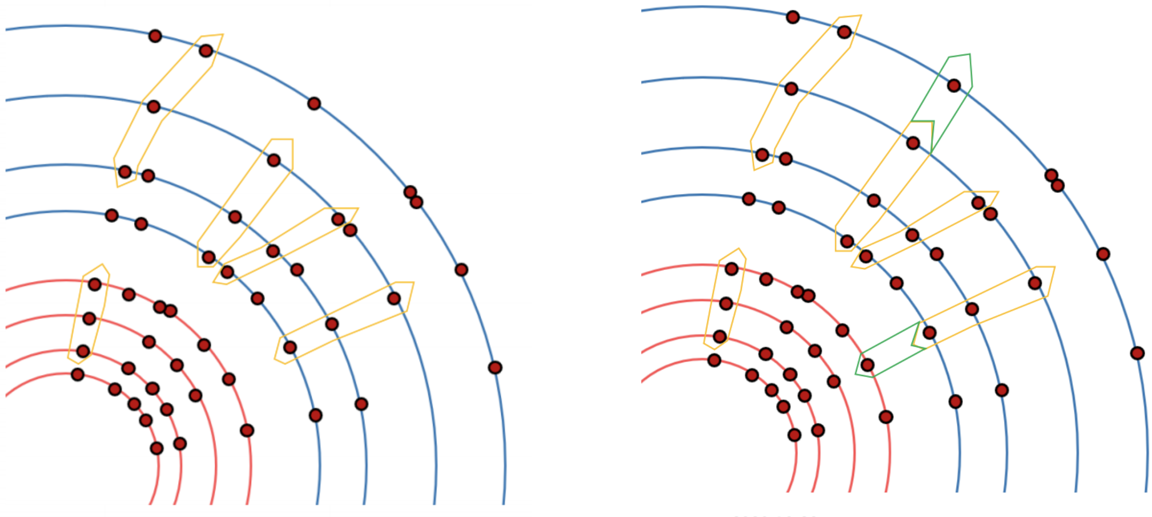


Рисунок 7 — Зависимость отношения поперчных сечений $\sigma(\rho')/\sigma(\rho)$ и $\sigma(\rho'')/\sigma(\rho)$ от параметра Q^2.

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.



Зерна треков имеют некоторые свободные критерии отбора, применяемые для улучшения времени вычислений (например, срезы по параметрам удара и т.д., чтобы отменить реконструкцию сидов, которые создадут низкокачественные треки). Подтверждающей точкой пространства (confirmation space-point), как показано ниже, является четвертая точка пространства из другого слоя, при использовании которого для замены самой внешней точки пространства на данном сиде, получается новый сид 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. Иначе говоря, близко расположенные пространственные точки или хиты могут приводить к возникновению ложных треков, которые необходимо исключить для получения корректных данных.

Проведенная работа

В течение прошлого семестра была проведена ознакомительная работа с теоретическими материалами и литературой о возбужденном состоянии ρ мезона. Проведено ознакомление со стратегией анализа данных, пройден туториал, 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. Впоследствие было проведено более детальное ознакомление со стратегией анализы 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 взаимодействияна, величину $z0_i \cdot \sin\theta$, где $z0_i$ прицельный параметр относительно измеренной вершины столкновения вдоль оси Z для каждого трека и на параметр α, 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, поперечений импульс суммы двух треков и на псевдобыстроту каждого из треков:

$$Q = 0 \qquad\qquad pt_i > 0,2$$

$$|d0_i| < 1,5 \qquad\qquad pt_i > 0,4$$

$$|z0_i \cdot \sin\theta| < 1,5 \qquad\qquad pt < 0,12$$

$$\alpha < 0,1 \qquad\qquad |\eta_i| < 2,4$$

В качестве результатов анализа без учета ограничений и фона получены следующие распределения для суммы двух треков: распределения по инвариантной массе, по поперечному импульсу, по быстроте. 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 псевдобыстроте, 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 псевдобыстроту каждого из треков связано с геометрией эксперимента. Также было построено распределение по параметру α. Распределение имеет выраженный пик в области нуля и говорит о том, что разница азимутальных углов двух треков $\delta\phi$ равна $180°$, то есть рассматриваемая частица практически покоется. Для более детального изучения данного явления и, соответственно, выделения области нуля в распределении по параметру α на параметр α 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 инваиантной массе, поперечному импульсу и быстроте с учетом всех ограничений в сумме. Аналогичные распределения получены для фона ($Q \neq 0$). Для всех распределений, как было описано выше, был получен фон, который впоследствие должен быть вычтен.

В этом семестре была набрана необходимая статистика для распределений, полученных в прошлом семестре. В качестве результатов анализа предоставлены различные распределения, приведенные ниже. На распределении по псевдобыстроте трека наблюдались нехарактерные пики, возникновение которых, вероятно, было вызвано присутствием ложных треков в событии. Для отбора и исключения ложных событий был проведен анализ зерен треков. Более подробное описание о зернах и причинах возникновения ложных треков представлено выше. В качетсве результов анализа для более наглядного наблюдения за изменениями представлены распределения по псевдобыстроте треков, по поперечному импульсу, инвариантной массе и др. Во всем остальных представленных распределениях ложные треки так же исключены. Особый интерес представляют два распределения - распределения по инвариантной массе с учетом приведенных выше ограничей 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 $\rho''(770)$, а также пик в области интересующего нас широкого резонанса, характеризующего исследуемый $\rho''(1700)$. Резонансы были проанализированы методом фитирования. На данный момент осуществлена лишь первая итерация фитирования. В распределении при условии $pt_i > 0,2$ основной резонанс в области 770 профитирован следующим распределением:

$$\frac{d\sigma}{dmdy} = |A \cdot BW_\rho + B|^2,$$

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. Широкий резонанс в области 1700 профитирован функцией, представляющей из себя сумму экспоненты и распределения Гаусса. В распределении при условии $pt_i > 0,4$ широкий резонанс также профитирован суммой экспоненты и распределения Гаусса. Параметры фитирования приведены в таблицах ниже. На данном этапе фитирования широкий резонанс в области 1700

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

Parameter	Value	Error
Const	0.731588	0.005491
Width	0.194655 GeV	0.000162 GeV
Mass ρ^0	0.765034 GeV	0.000079 GeV
A	206.326	0.774
B	-83.2202	0.3448

Таблица 3 — Параметры фитирования области 1700 при условии $pt_i > 0,2$

Parameter	Value	Error
Const	1528.48	149.04
Width	0.154393 GeV	0.018144 GeV
Mass ρ^0	1.68922 GeV	0.00727 GeV
p0	3877250	2377590
p1	-4.87921	0.44015

профитирован распределением Гаусса. 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 :

$$\frac{N_{1700}}{N_{770}} = \frac{867}{42092}$$

Таблица 4 — Параметры фитирования области 1700 при условии $pt_i > 0,4$

Parameter	Value	Error
Const	1613.51	45.42
Width	0.177594 GeV	0.010550 GeV
Mass ρ^0	1.69240 GeV	0.00523 GeV
p0	11962600	3413920
p1	-5.94987	0.22650

Для распределния при условии $pt_i > 0,4$ количество событий в пике в области 1700: $N_{1700} = 1657$. Далее планируется перейти к следующей итерации анализа и профитировать широкий резонанс в области 1700 распределением Брейта-Вигнера, и в конечном итоге получить общий фит распределения с учетом фона. В области 1270 наблюдается превышение, демонстрирующее рождение скалярной частицы $f(1270)$, так называемый узкий резонанс, который также планируется более тщательно исследовать.

Представление результатов

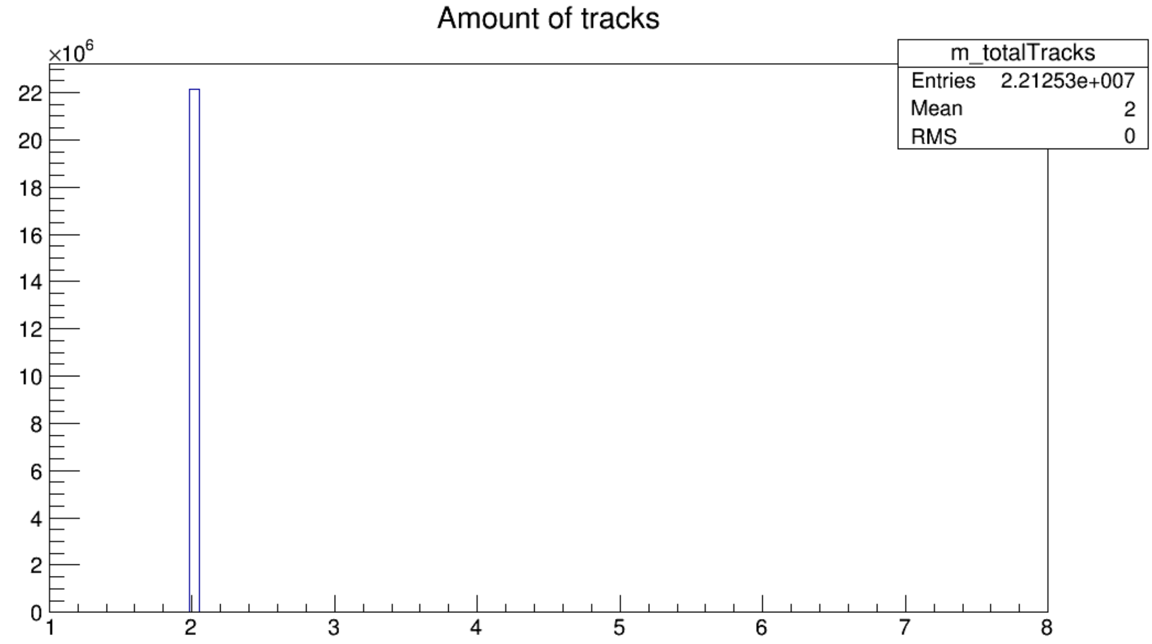


Рисунок 9 — Распределение по количеству треков в событие.

Представление результатов

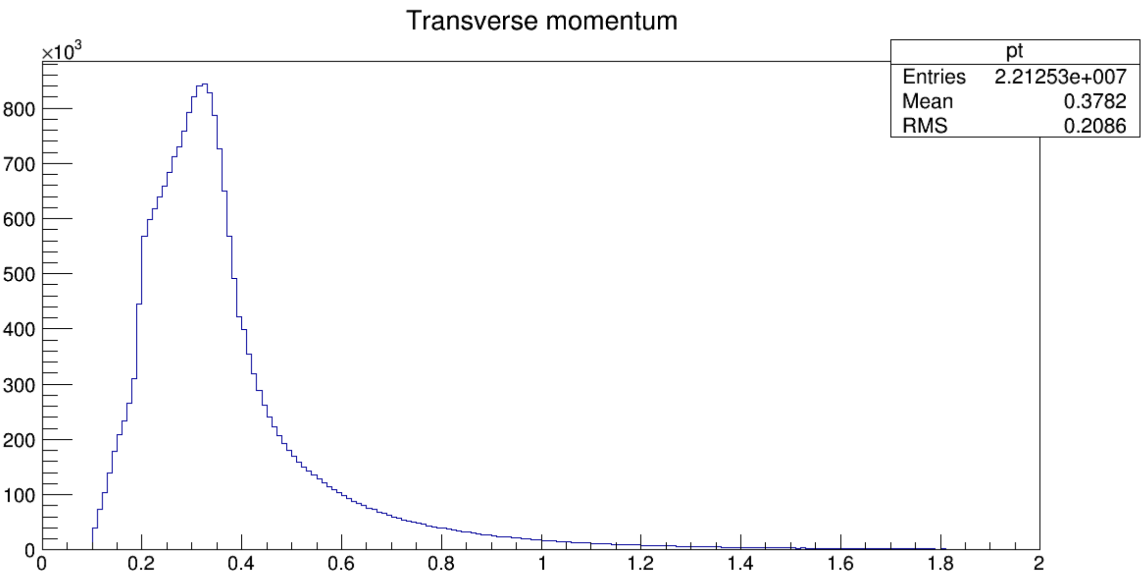


Рисунок 10 — Распределение по поперечному импульсу p_T для одного трека.

Представление результатов

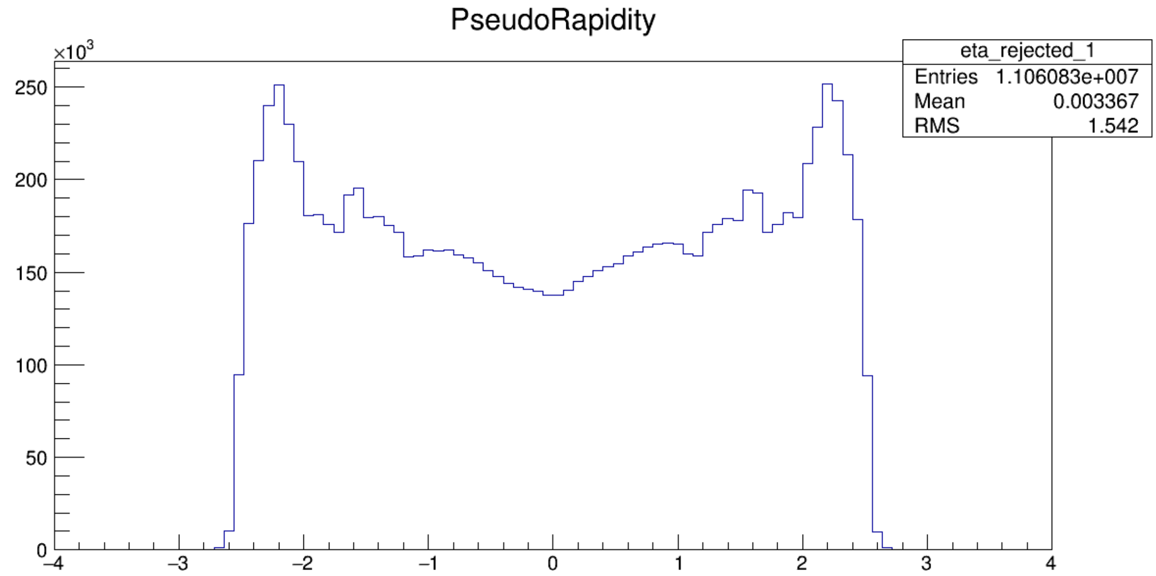


Рисунок 11 — Распределение по псевдобыстроте η для первого трека.

Представление результатов

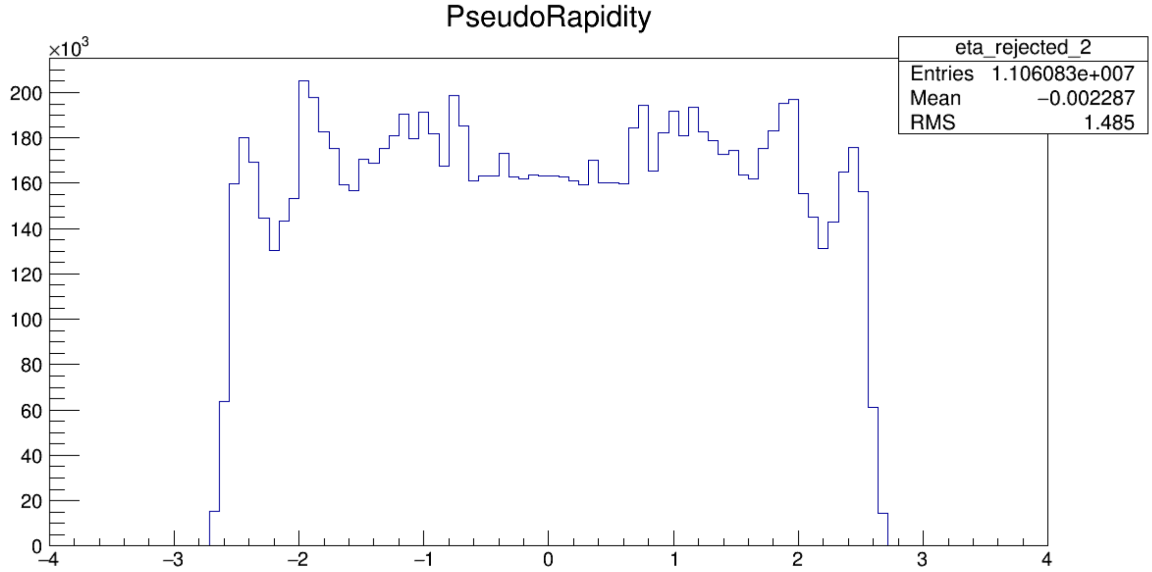


Рисунок 12 — Распределение по псевдобыстроте η для второго трека.

Представление результатов

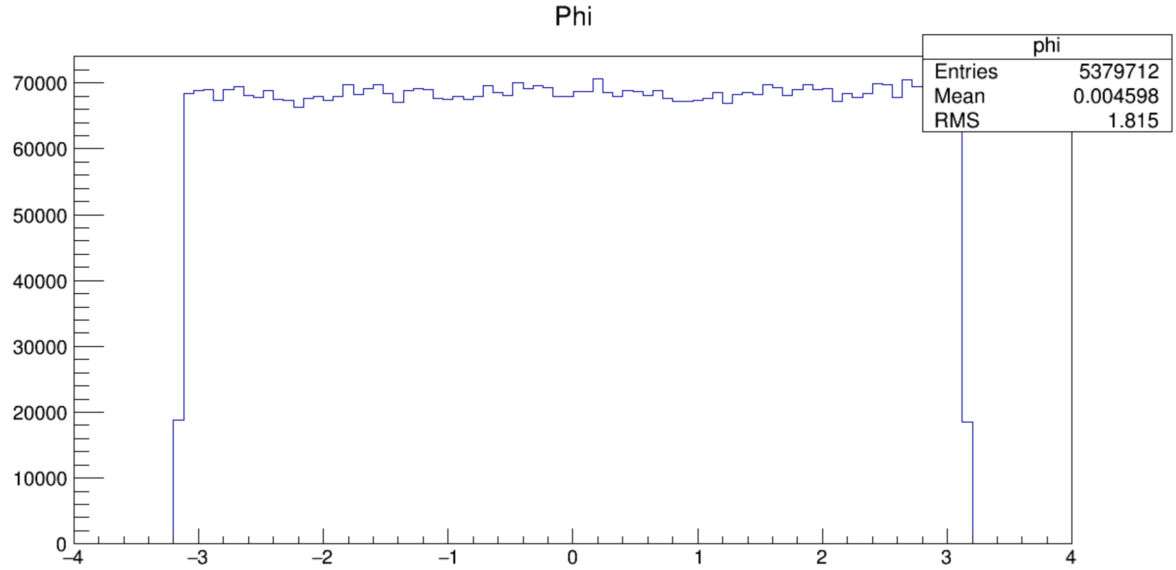


Рисунок 13 — Распределение по азимутальному углу ϕ для одного трека.

Представление результатов

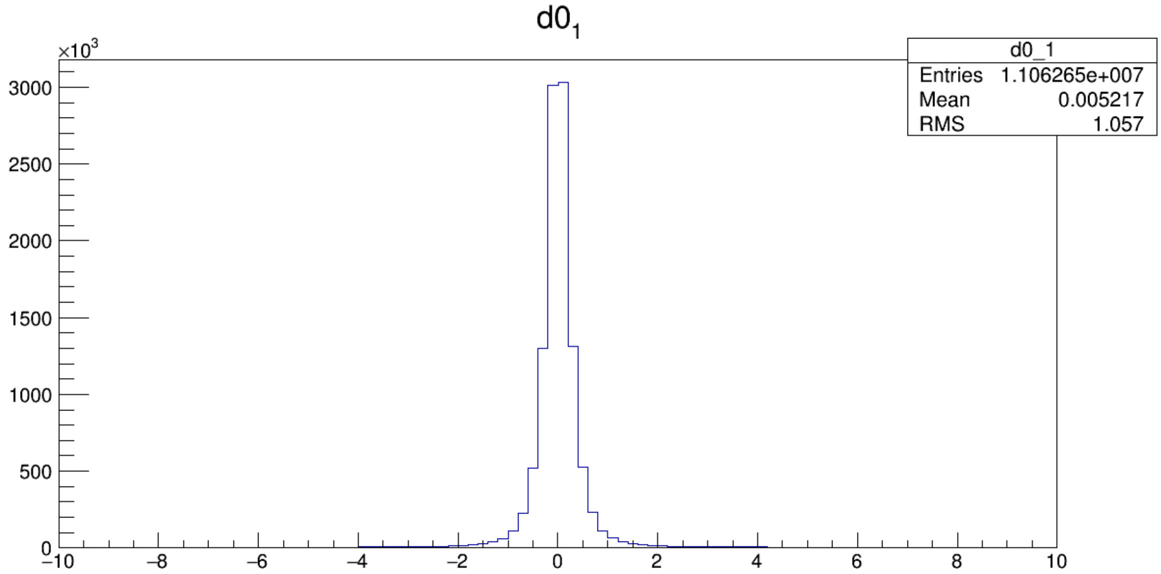


Рисунок 14 — Распределение по прицельному параметру $d0$ относительно измеренной вершины столкновения для первого трека.

Представление результатов

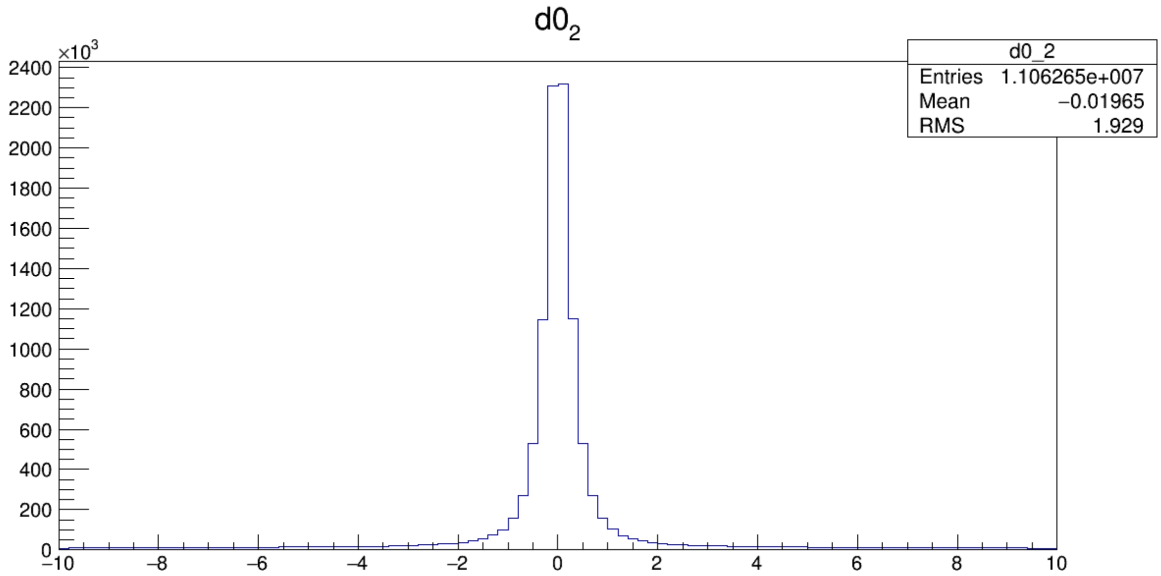


Рисунок 15 — Распределение по прицельному параметру $d0$ относительно измеренной вершины столкновения для второго трека.

Представление результатов

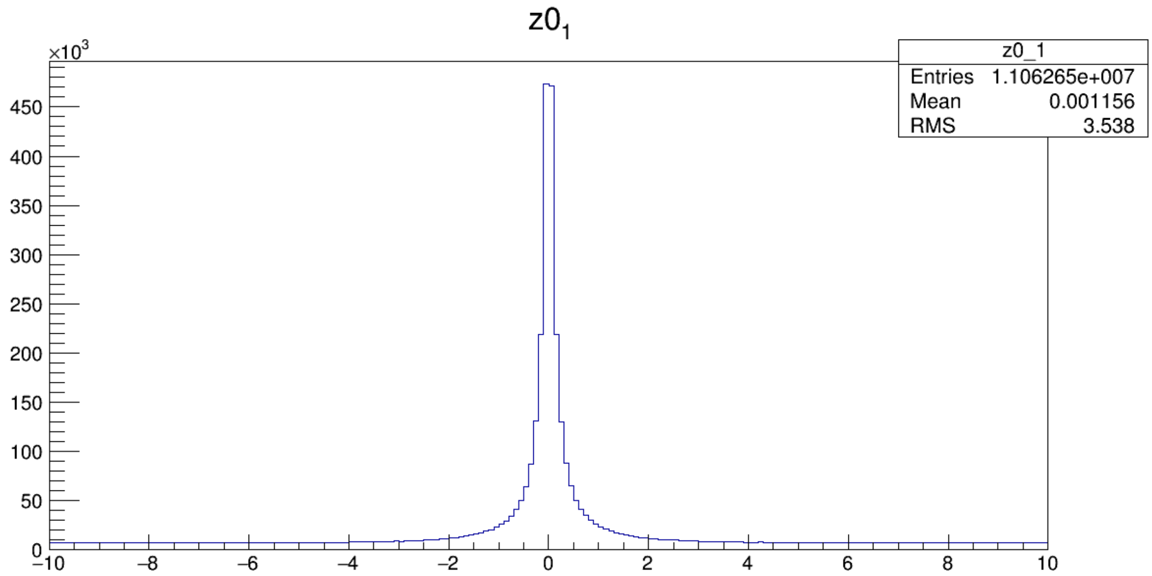


Рисунок 16 — Распределение по прицельному параметру $z0$ относительно измеренной вершины столкновения вдоль оси Z для первого трека.

Представление результатов

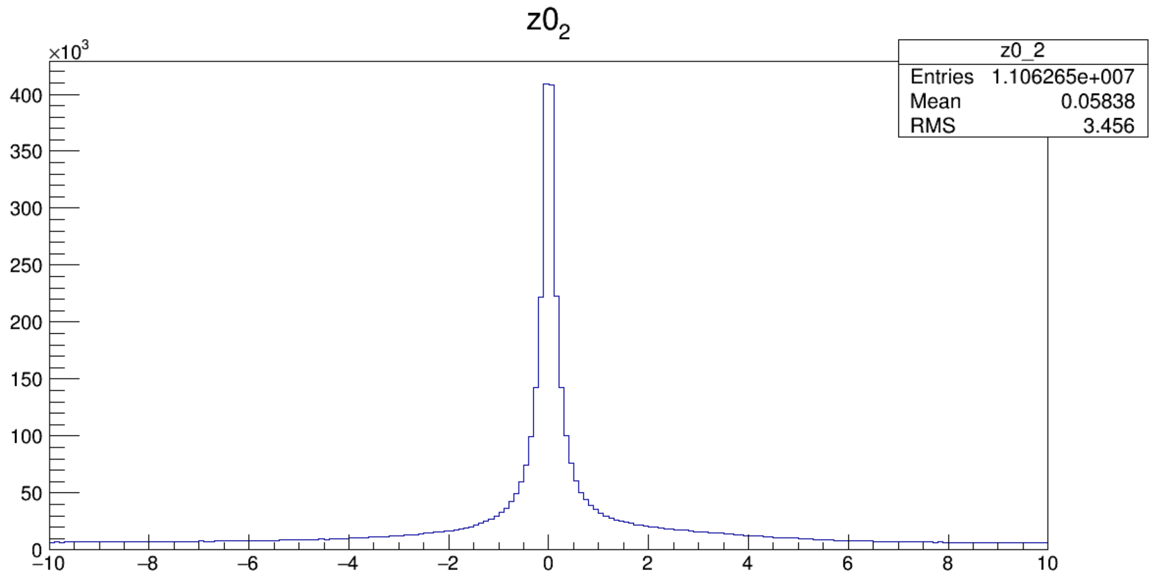


Рисунок 17 — Распределение по прицельному параметру $z0$ относительно измеренной вершины столкновения вдоль оси Z для второго трека.

Представление результатов

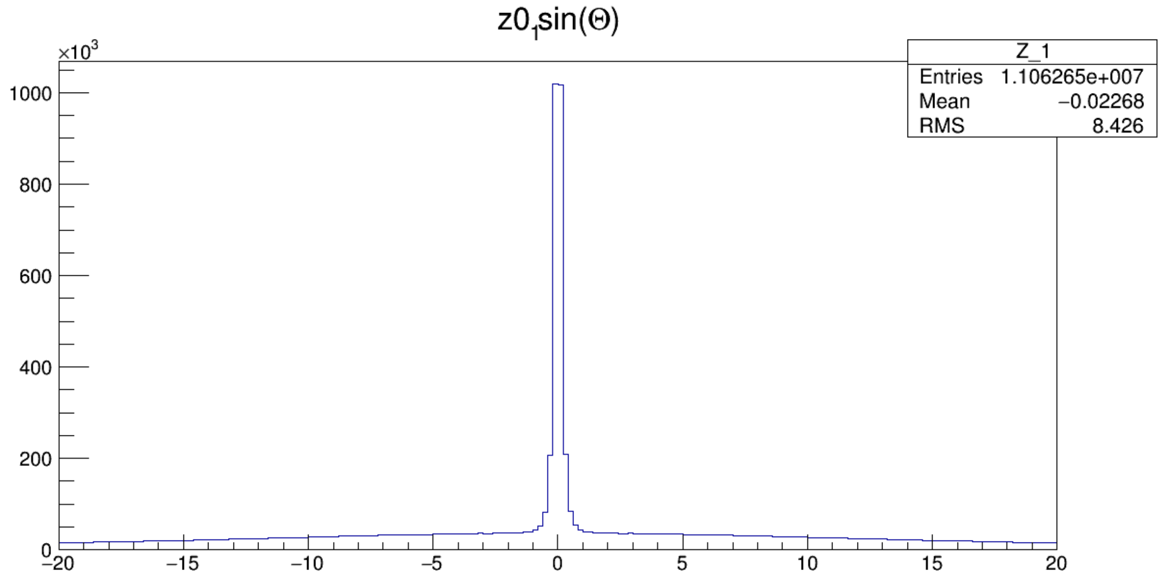


Рисунок 18 — Распределение по параметру $z0 \cdot \sin\theta$ для первого трека.

Представление результатов

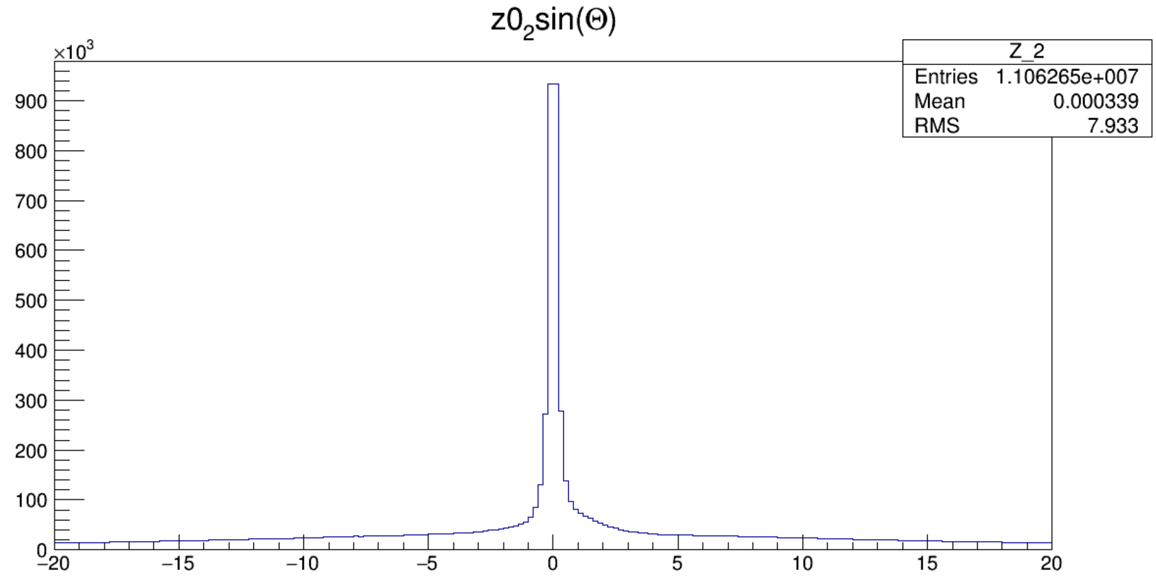


Рисунок 19 — Распределение по параметру $z0 \cdot \sin\theta$ для второго трека.

Представление результатов

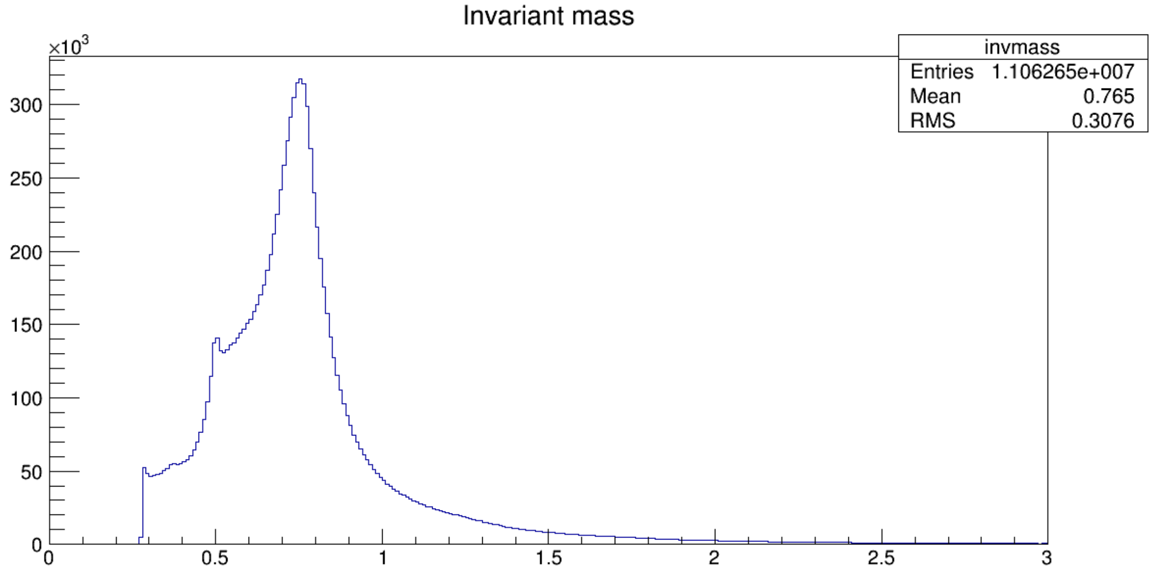


Рисунок 20 — Распределение по инвариантной массе.

Представление результатов

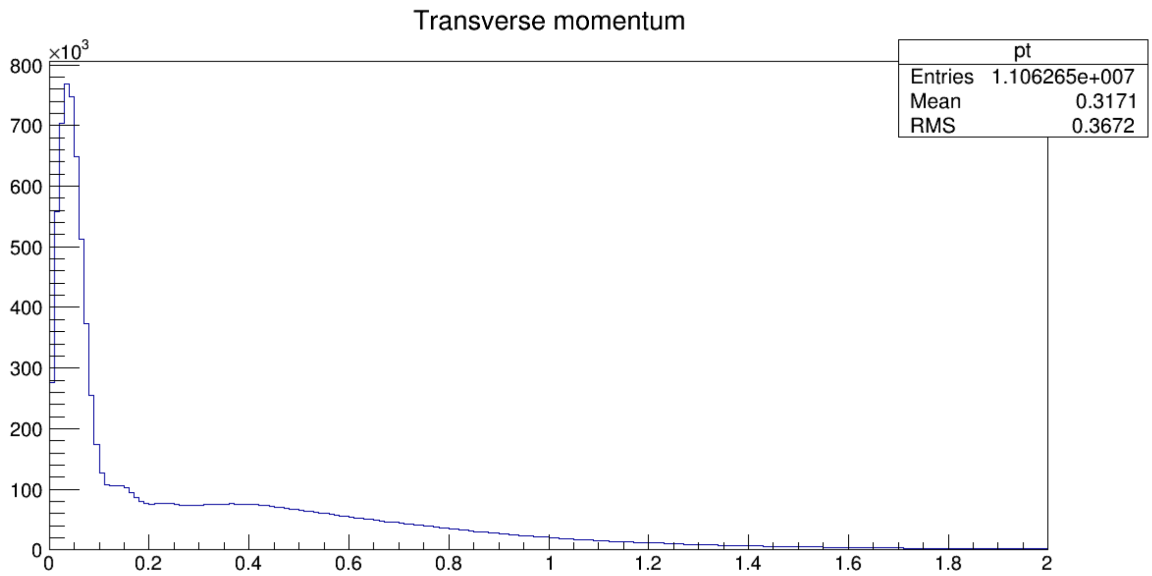


Рисунок 21 — Распределение по поперечному импульсу p_T для суммы двух треков.

Представление результатов

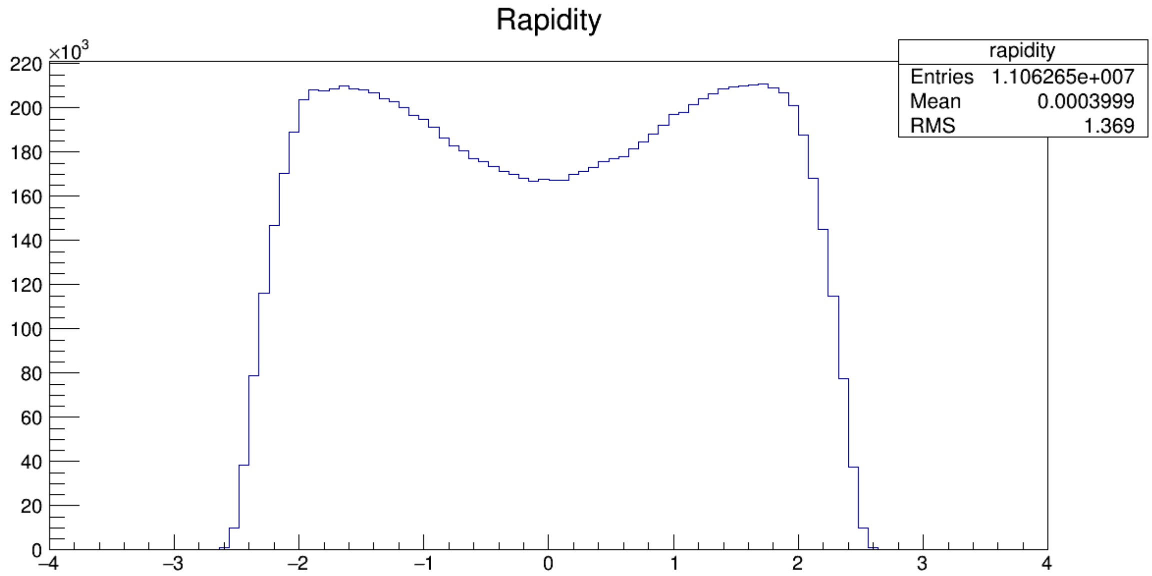


Рисунок 22 — Распределение по быстроте.

Представление результатов

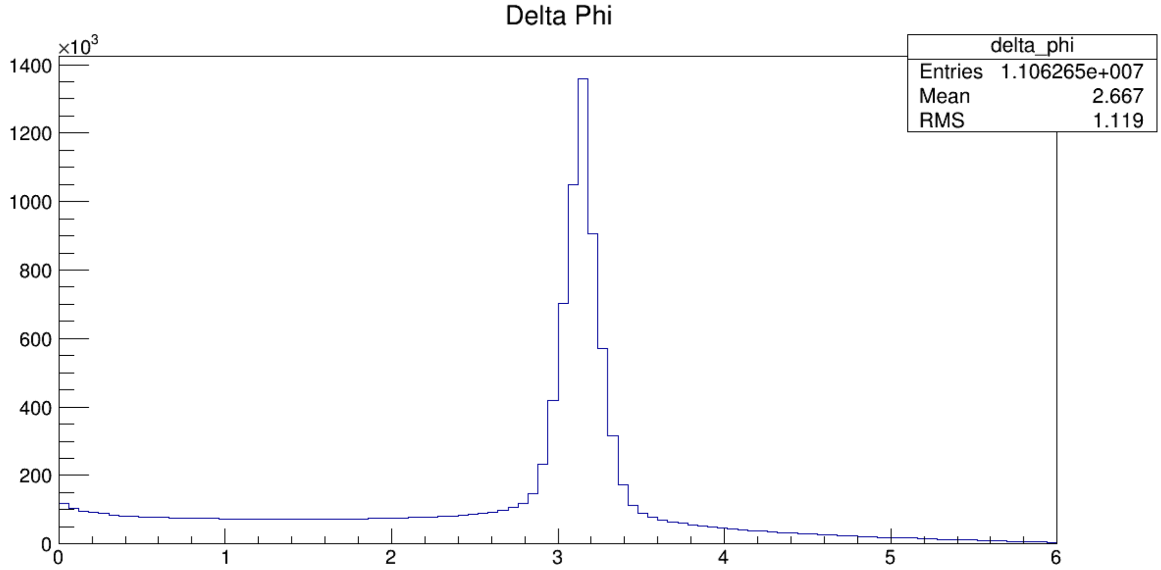


Рисунок 23 — Распределение по разности азимутальных углов двух треков $\delta\phi$.

Представление результатов

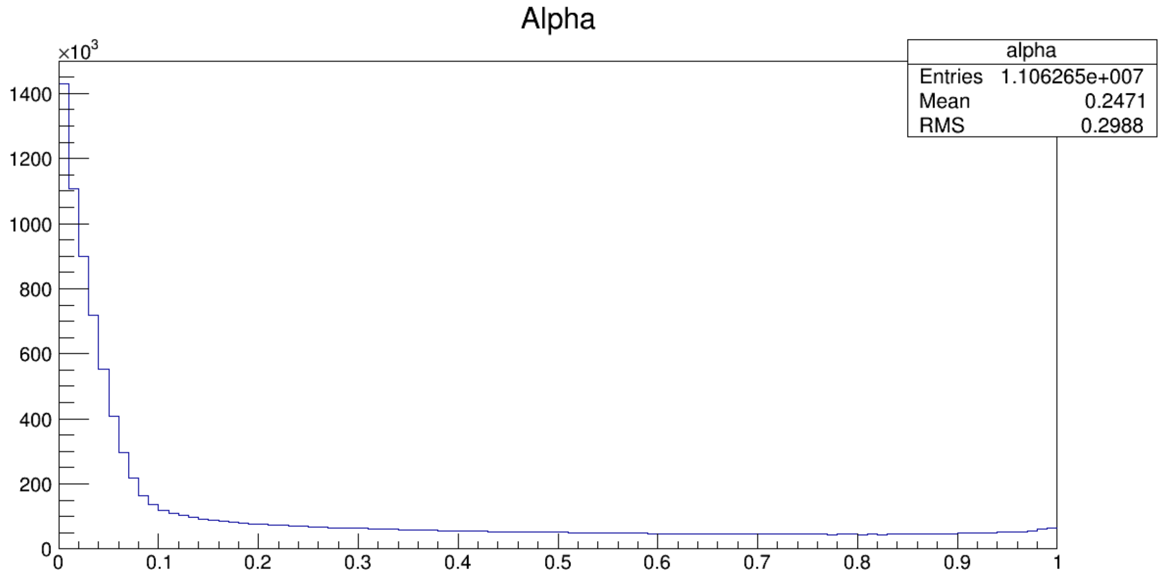


Рисунок 24 — Распределение по параметру α.

Представление результатов

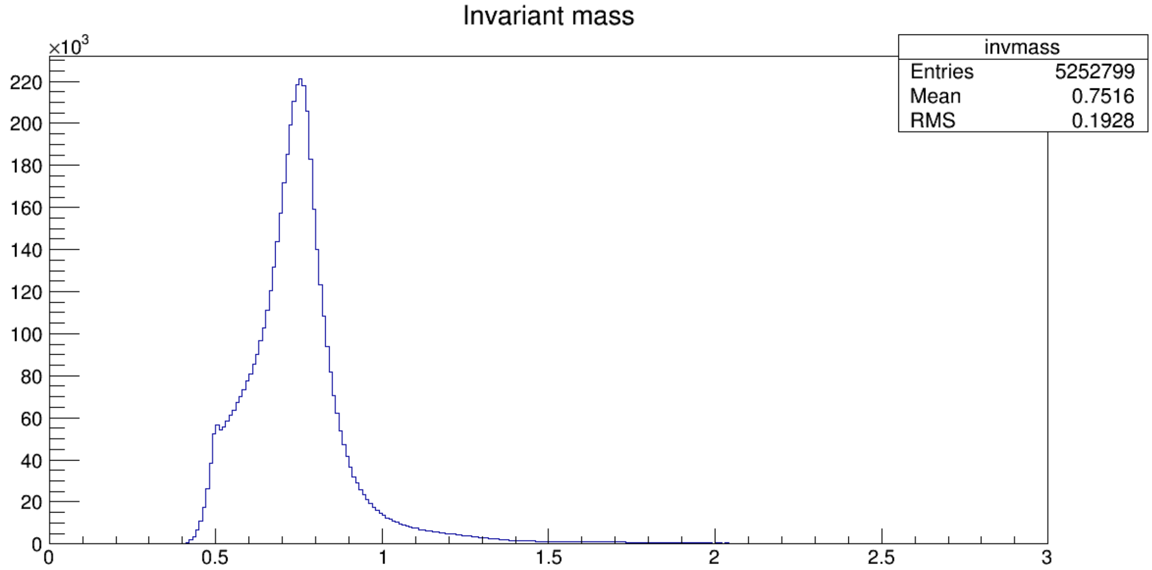


Рисунок 25 — Распределение по инвариантной массе при учете ограничения $pt < 0,12$.

Представление результатов

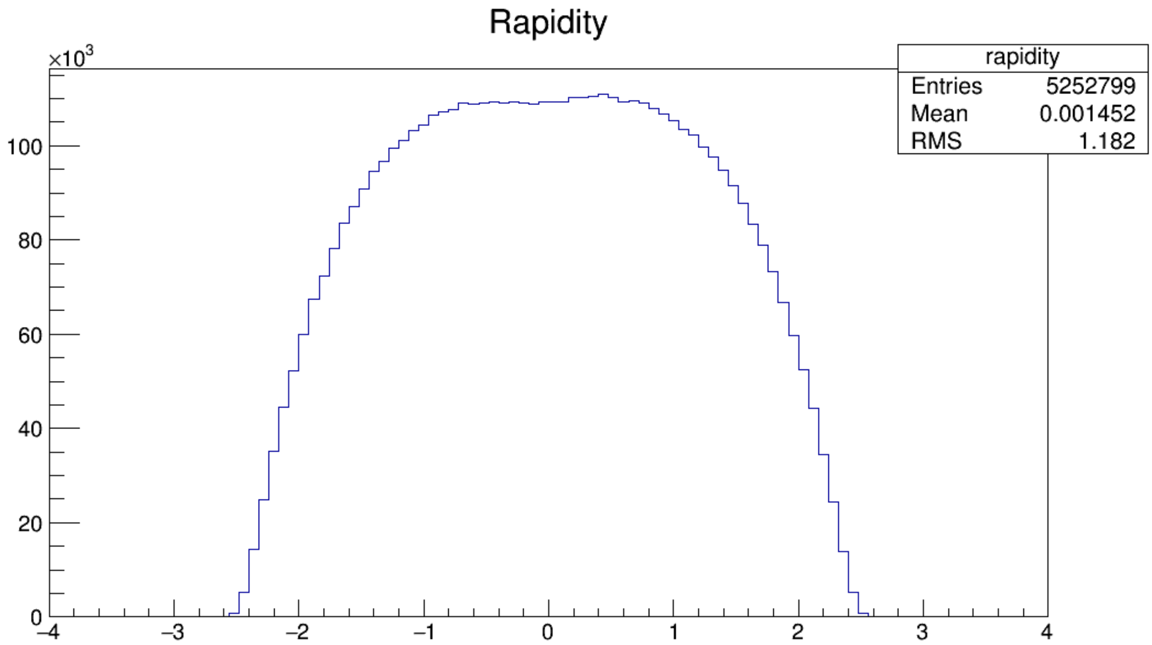


Рисунок 26 — Распределение по быстроте при учете ограничения $pt < 0,12$.

Представление результатов

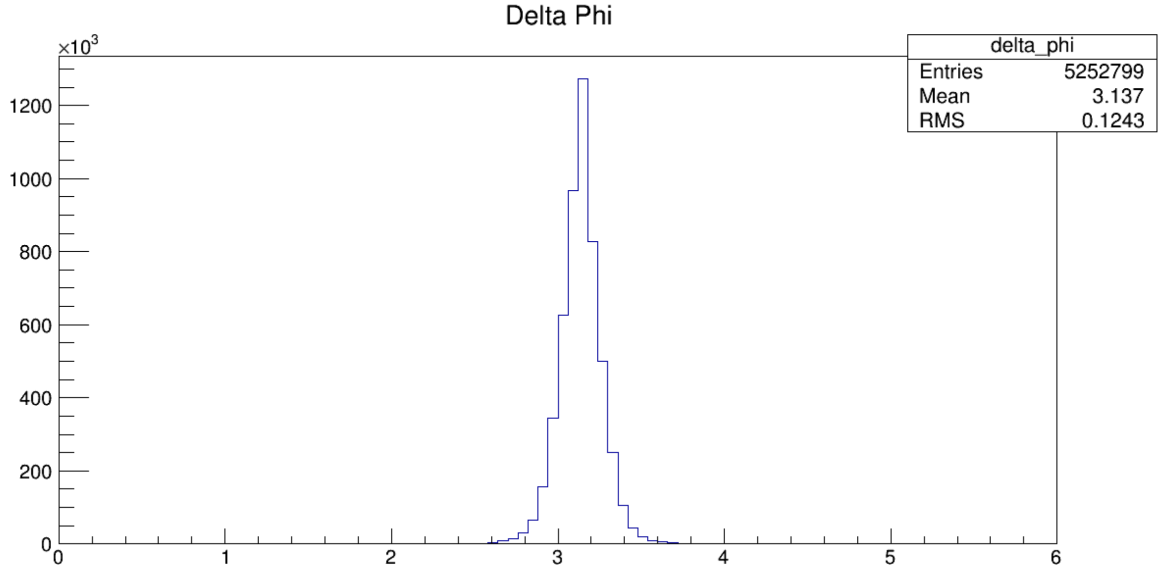


Рисунок 27 — Распределение по разности азимутальных углов двух треков $\delta\phi$ при учете ограничения $pt < 0,12$.

Представление результатов

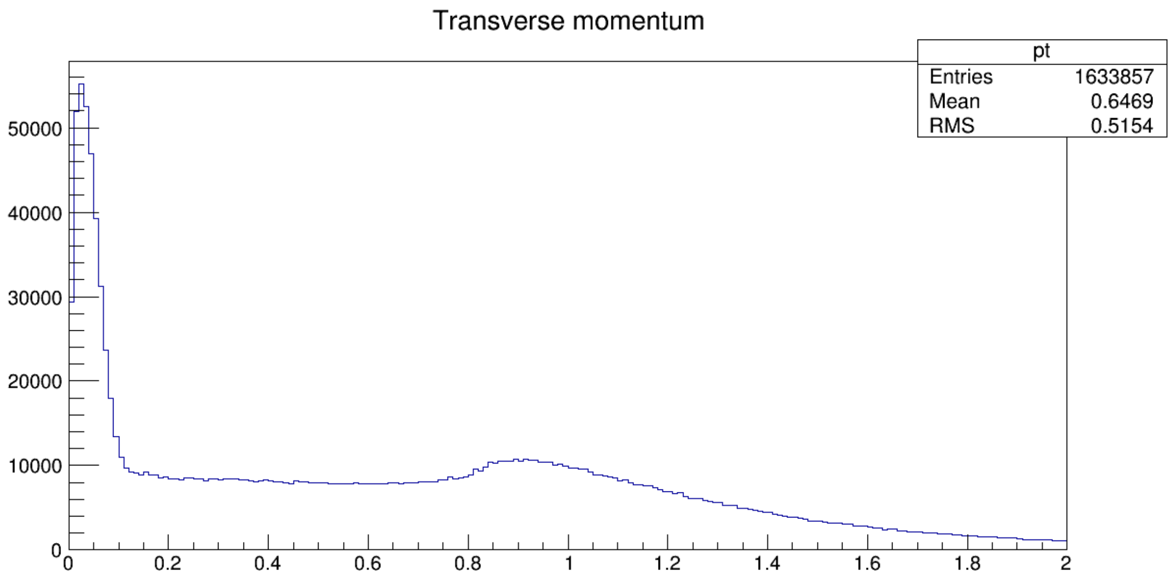


Рисунок 28 — Распределение по поперечному импульсу при учете ограничения $pt_i > 0,4$.

Представление результатов

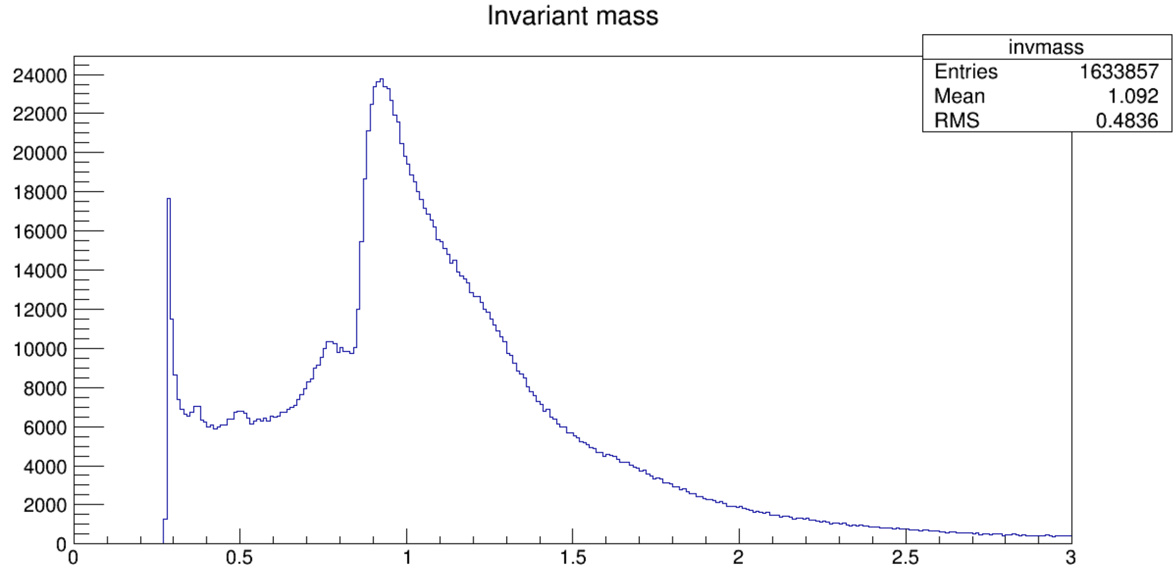


Рисунок 29 — Распределение по инвариантной массе при учете ограничения $pt_i > 0,4$.

Представление результатов

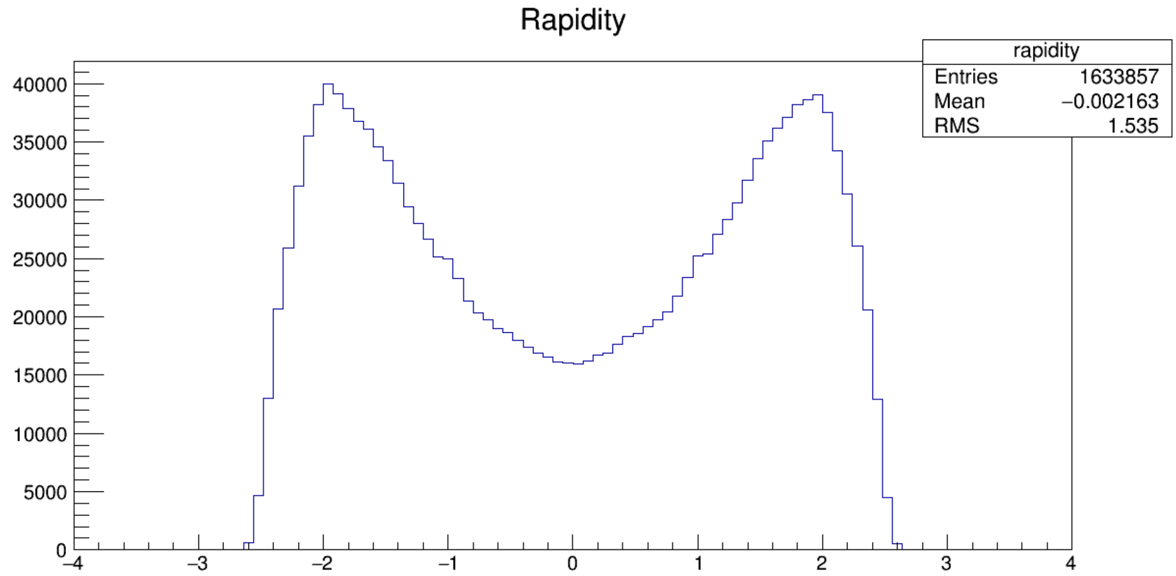


Рисунок 30 — Распределение по быстроте при учете ограничения $pt_i > 0,4$.

Представление результатов

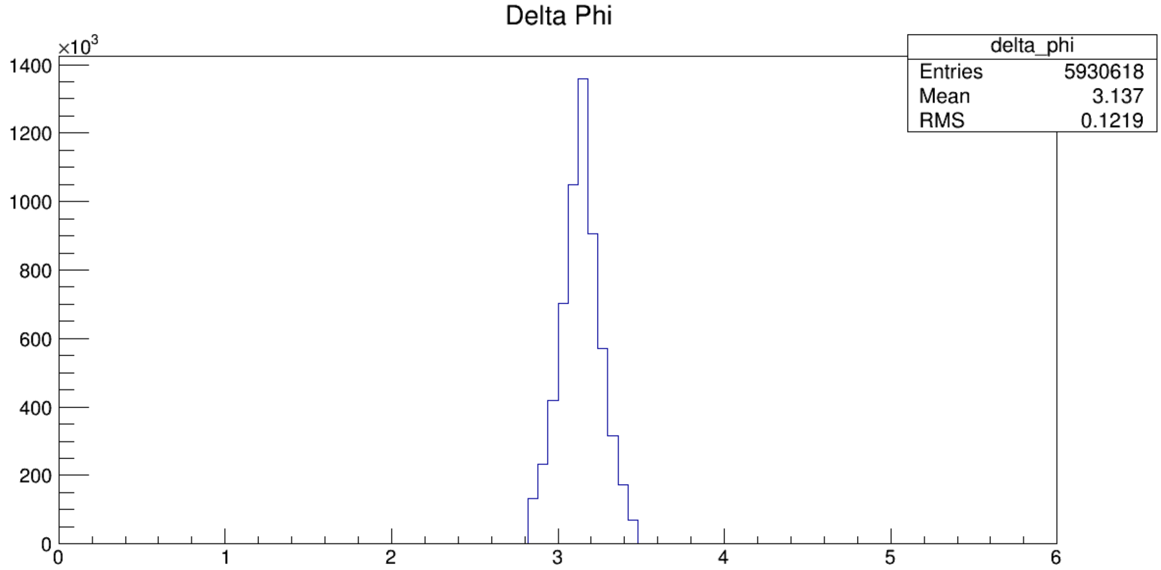


Рисунок 31 — Распределение по разности азимутальных углов двух треков $\delta\phi$ при учете ограничения $pt_i > 0,4$.

Представление результатов

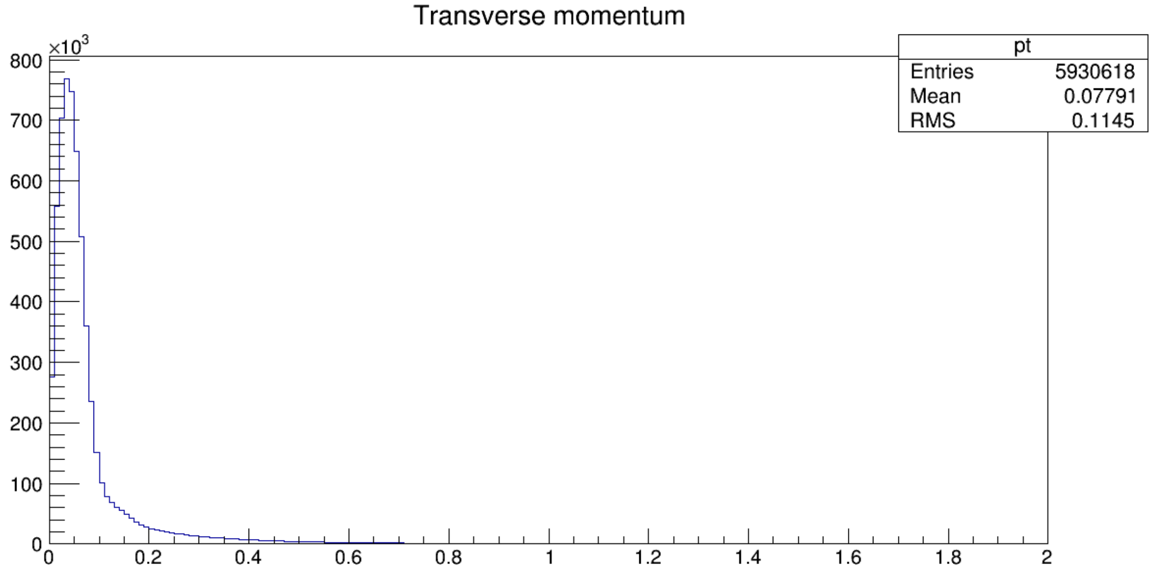


Рисунок 32 — Распределение по поперечному импульсу при учете ограничения $\alpha < 0,1$.

Представление результатов

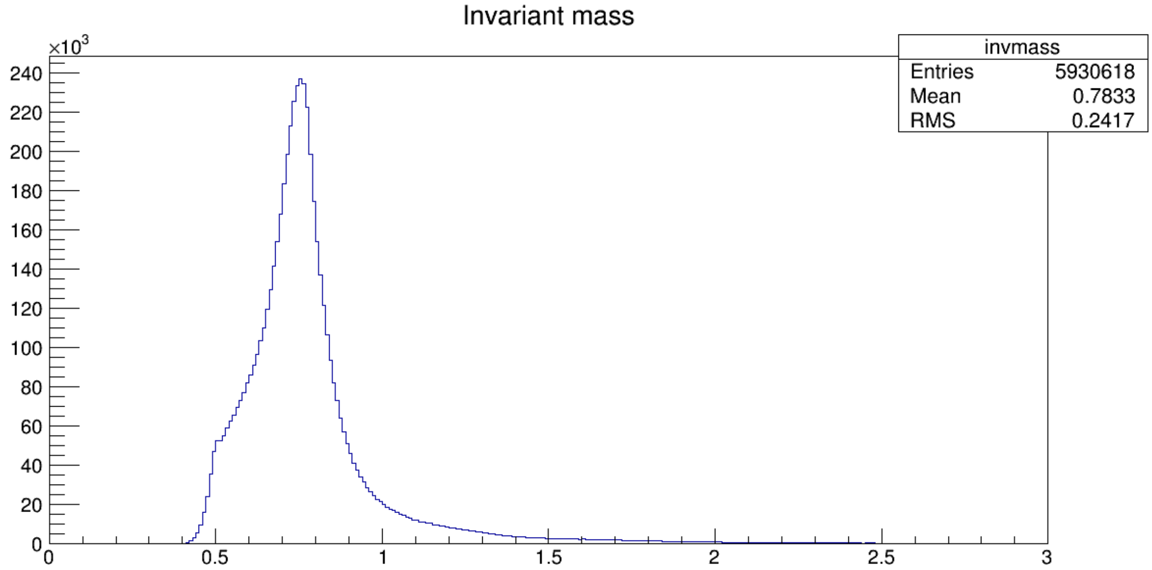


Рисунок 33 — Распределение по инвариантной массе при учете ограничения $\alpha < 0,1$.

Представление результатов

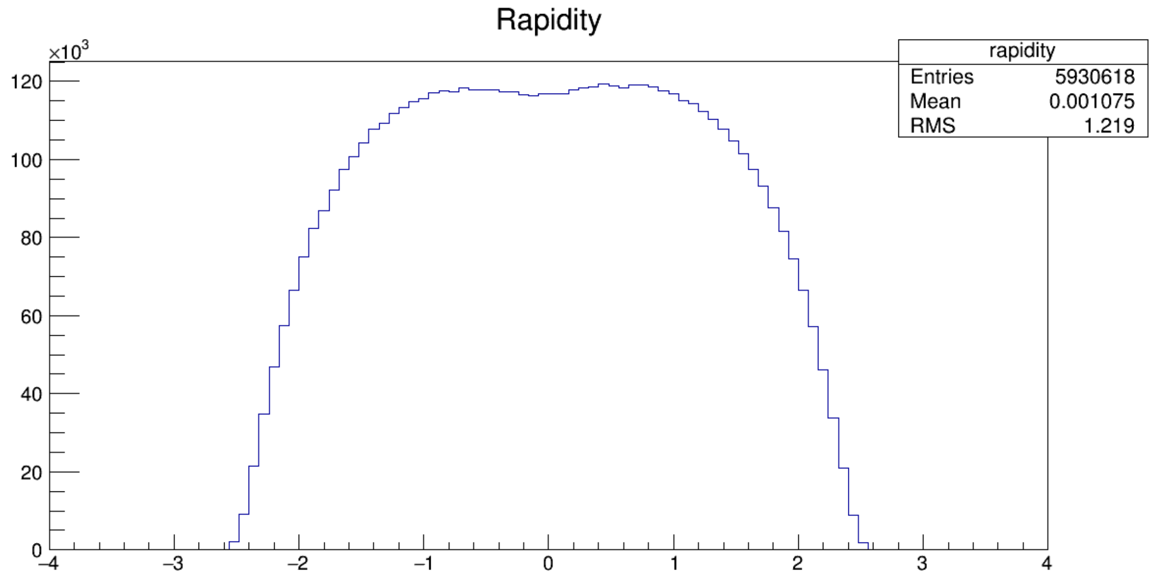


Рисунок 34 — Распределение по быстроте при учете ограничения $\alpha < 0,1$.

Представление результатов

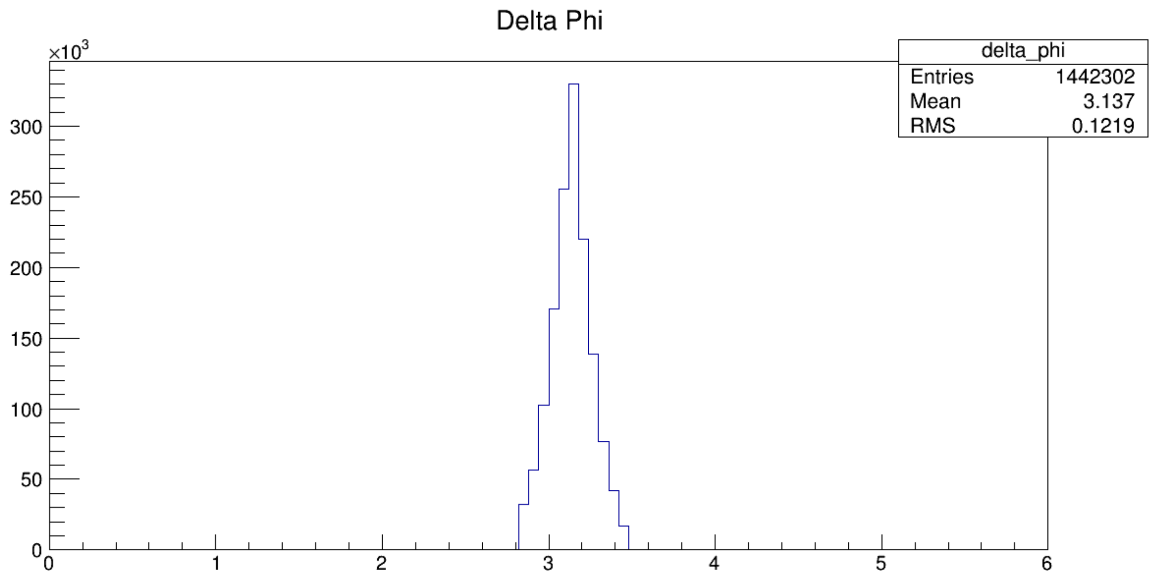


Рисунок 35 — Распределение по разности азимутальных углов двух треков $\delta\phi$ при учете ограничения $\alpha < 0,1$.

Представление результатов

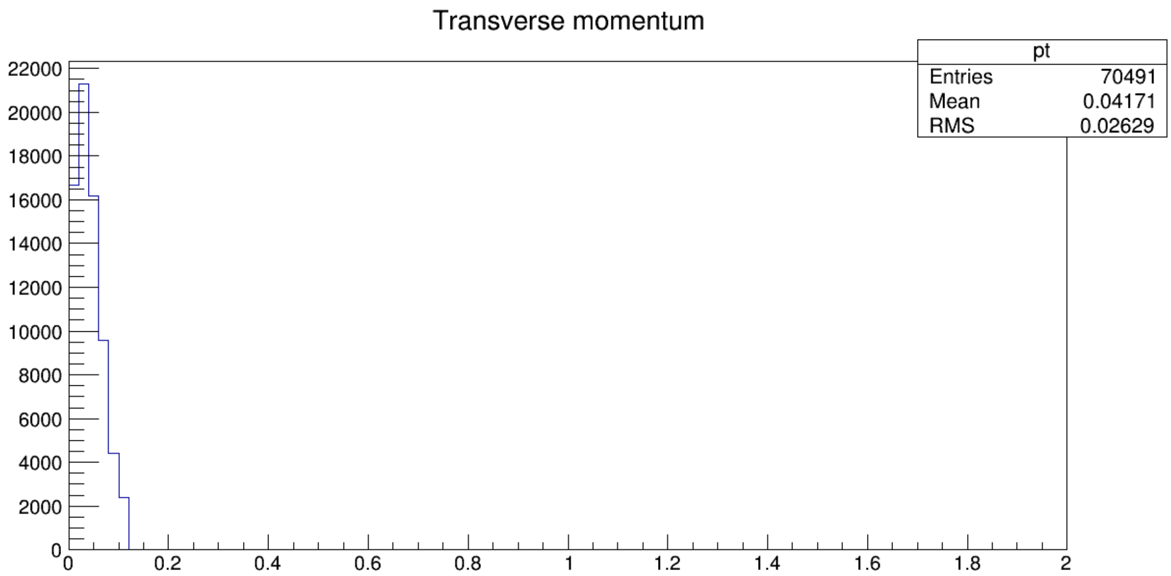


Рисунок 36 — Распределение по поперечному импульсу при учете всех ограничений.

Представление результатов

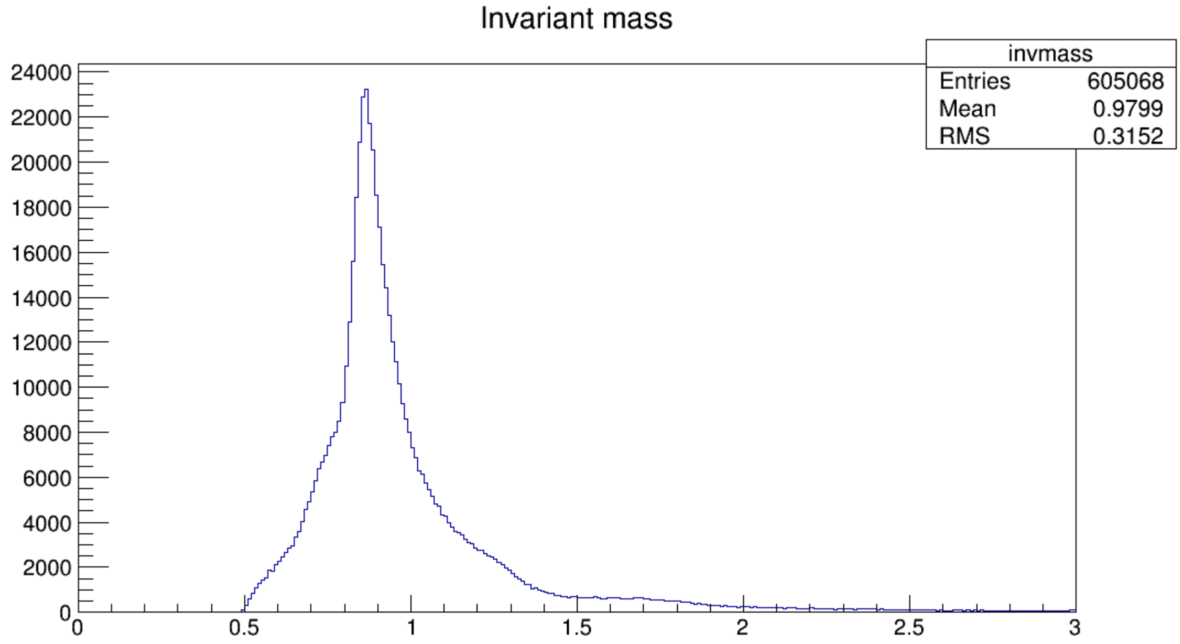


Рисунок 37 — Распределение по инвариантной массе при учете всех ограничений.

Представление результатов

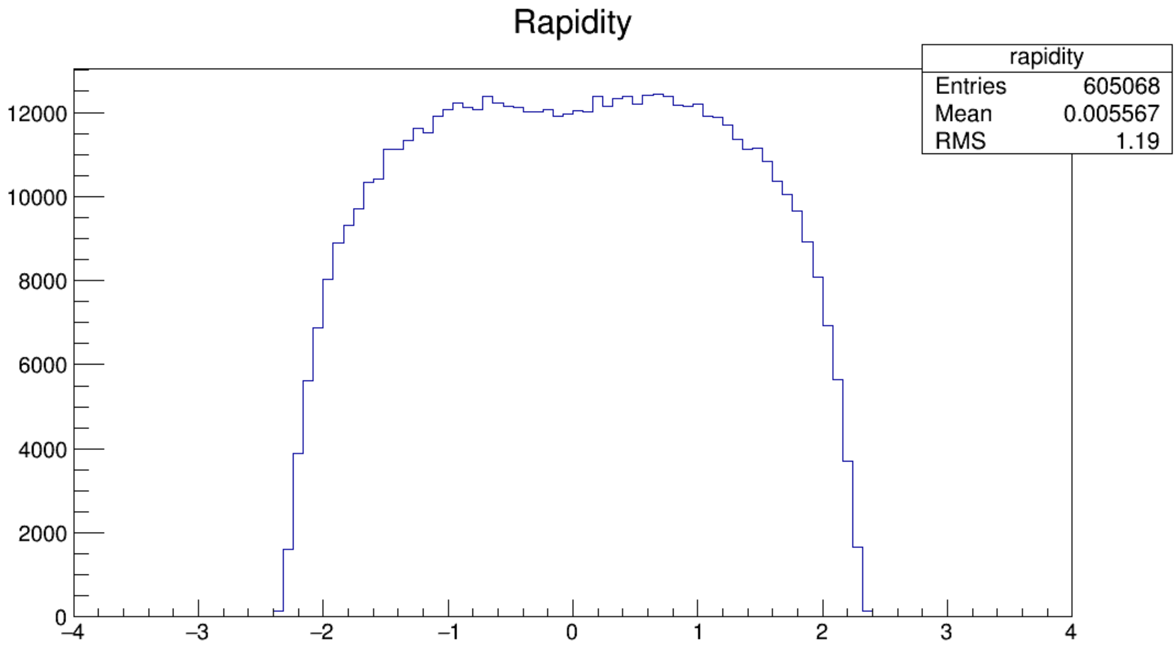


Рисунок 38 — Распределение по быстроте при учете всех ограничений.

Представление результатов

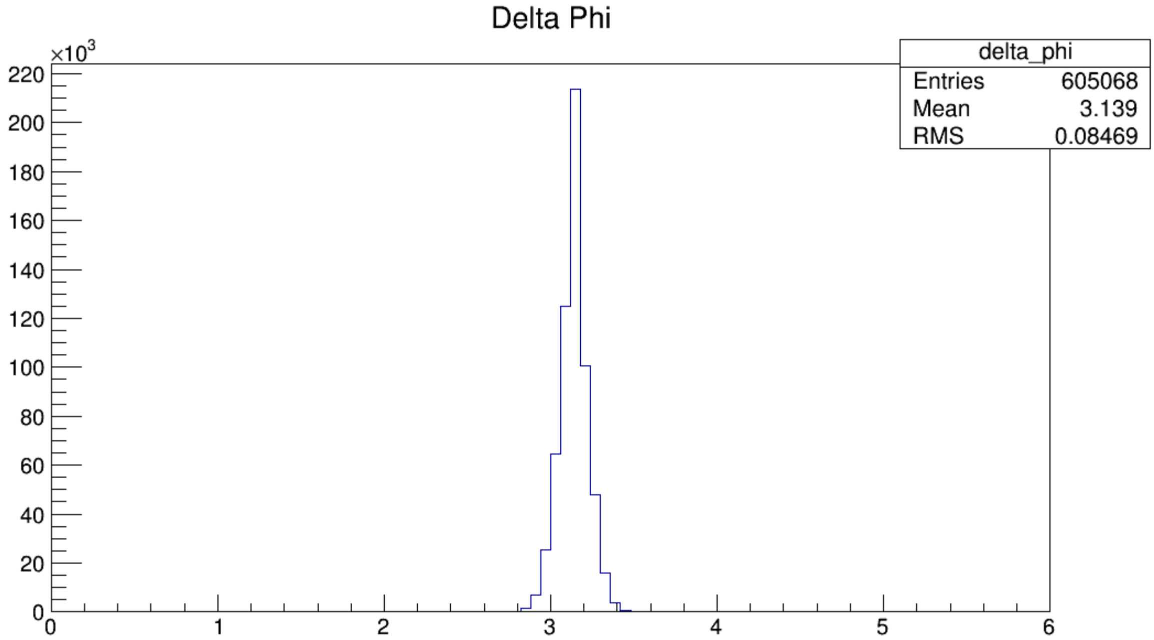


Рисунок 39 — Распределение по разности азимутальных углов двух треков $\delta\phi$ при учете всех ограничений.

Представление результатов

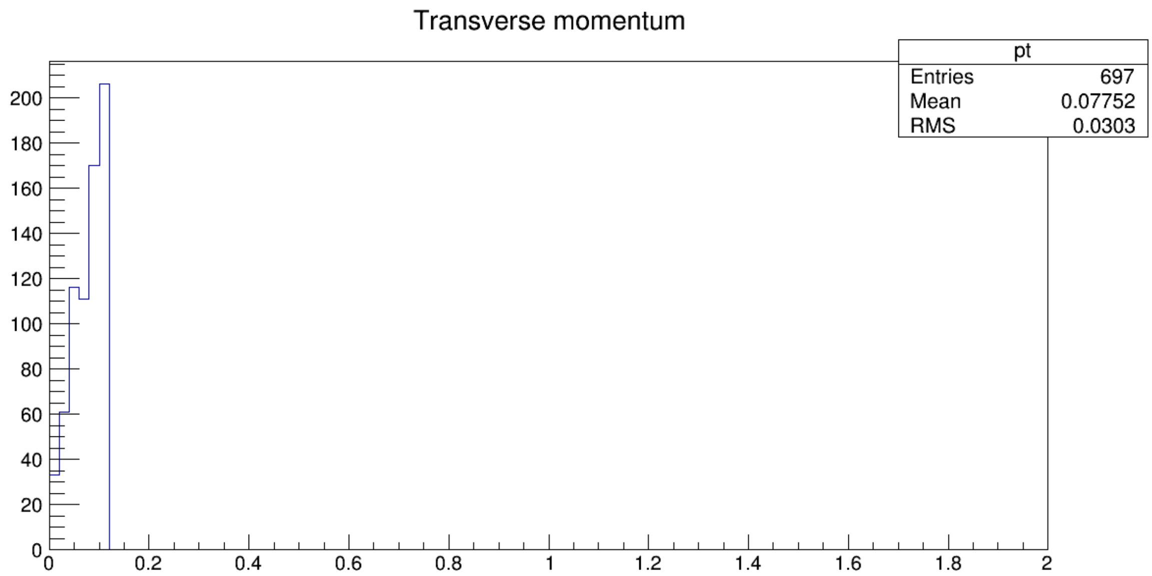


Рисунок 40 — Фон распределения по поперечному импульсу при учете всех ограничений.

Представление результатов

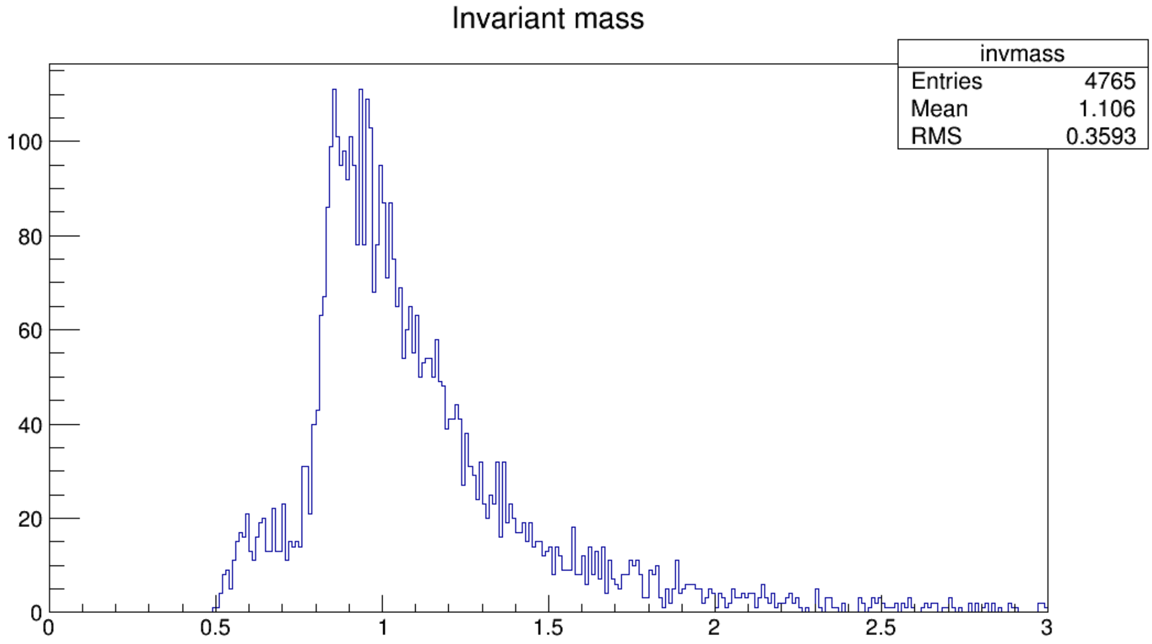


Рисунок 41 — Фон распределения по инвариантной массе при учете всех ограничений.

Представление результатов

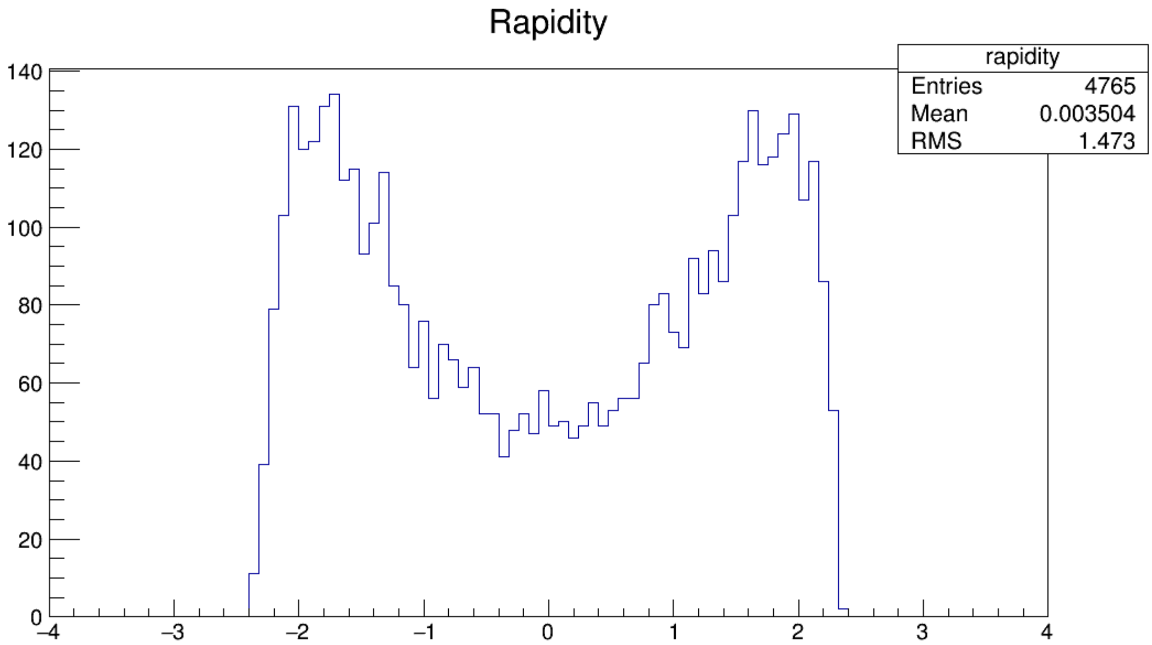


Рисунок 42 — Фон распределения по быстроте при учете всех ограничений.

Представление результатов

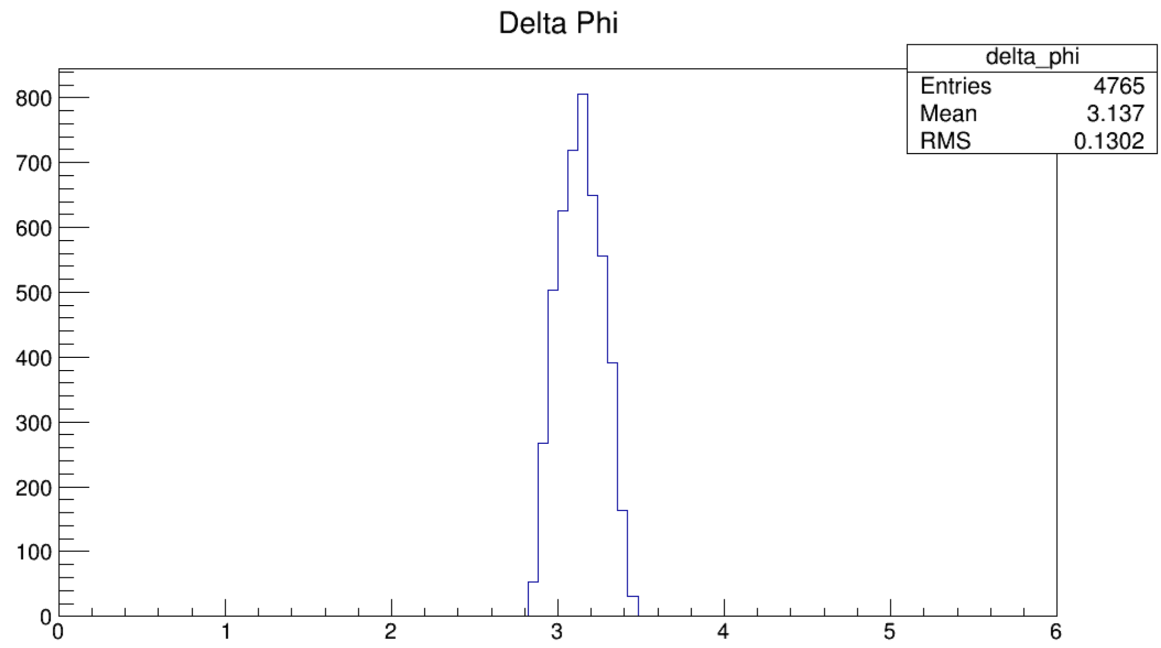


Рисунок 43 — Фон распределения по разности азимутальных углов двух треков $\delta\phi$ при учете всех ограничений.

Представление результатов

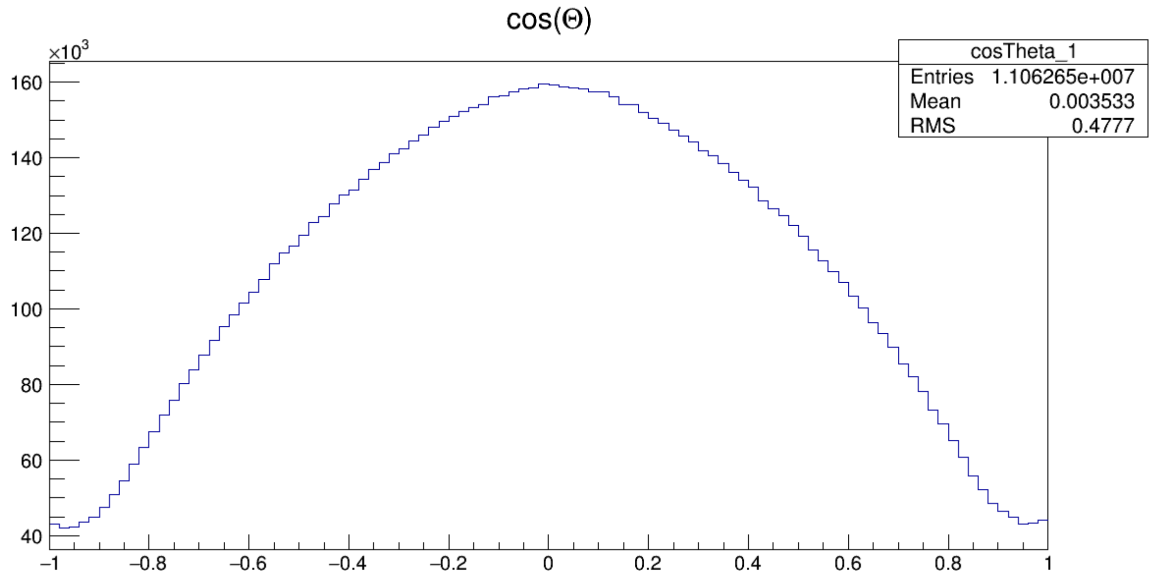


Рисунок 44 — Распределение по косинусу угла θ_1 в системе покоя частицы.

Представление результатов

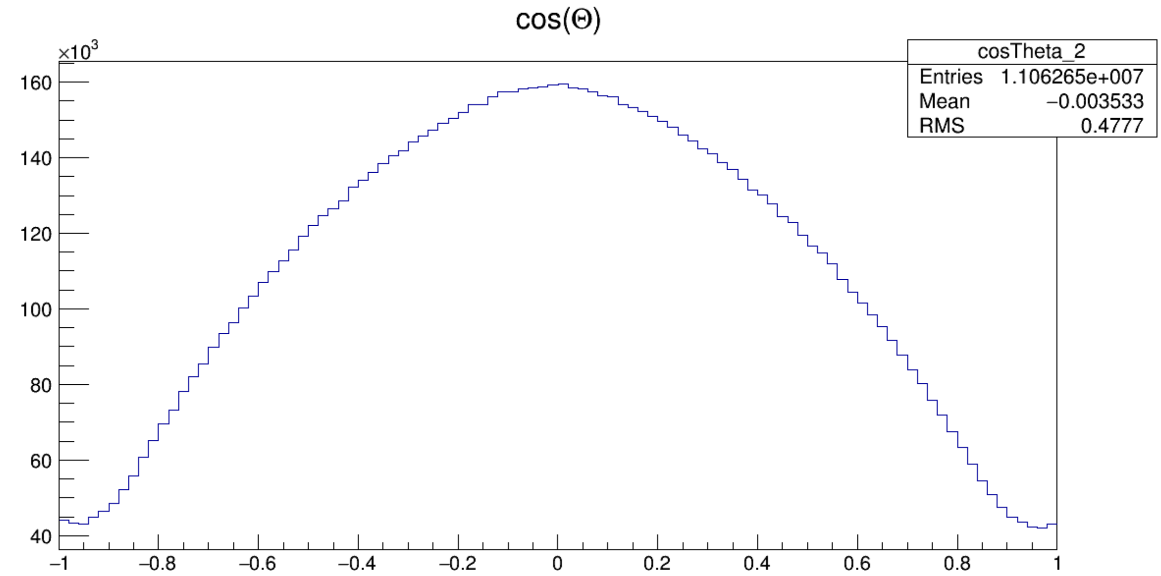


Рисунок 45 — Распределение по косинусу угла θ_2 в системе покоя частицы.

Представление результатов

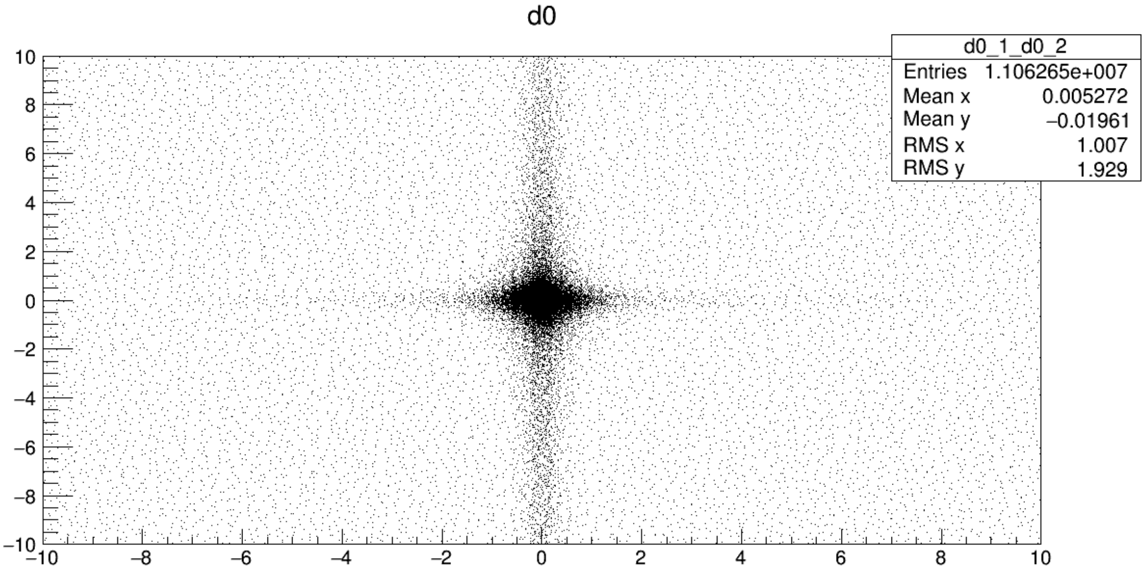


Рисунок 46 — Двумерное распределение прицельного параметра $d0_1$ от прицельного параметра $d0_2$.

Представление результатов

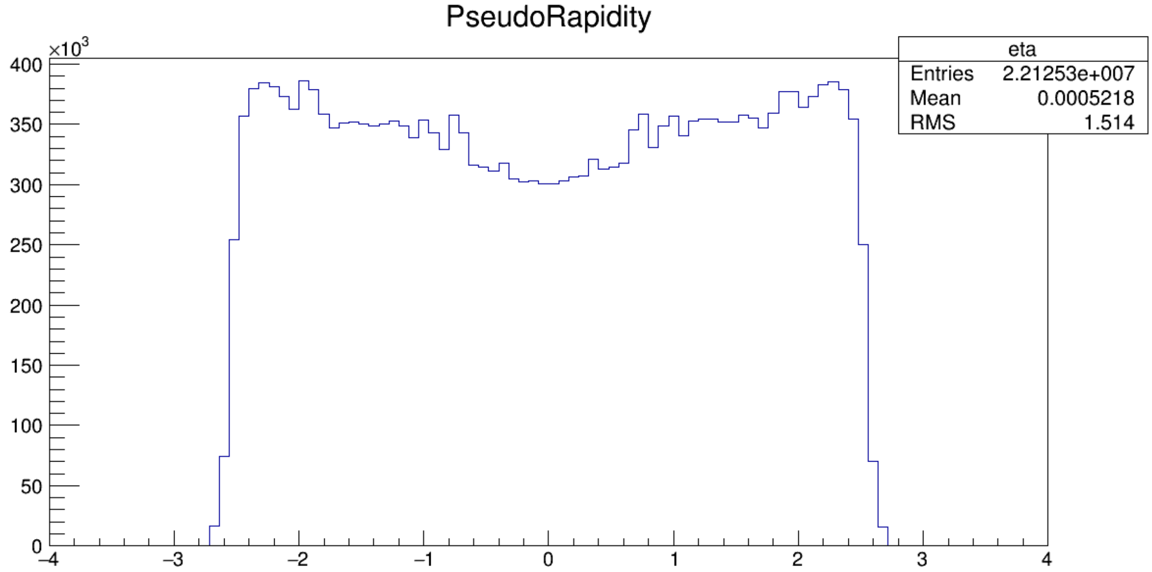


Рисунок 47 — Распределение по псевдобыстроте η без учета анализа зерен трека.

Представление результатов

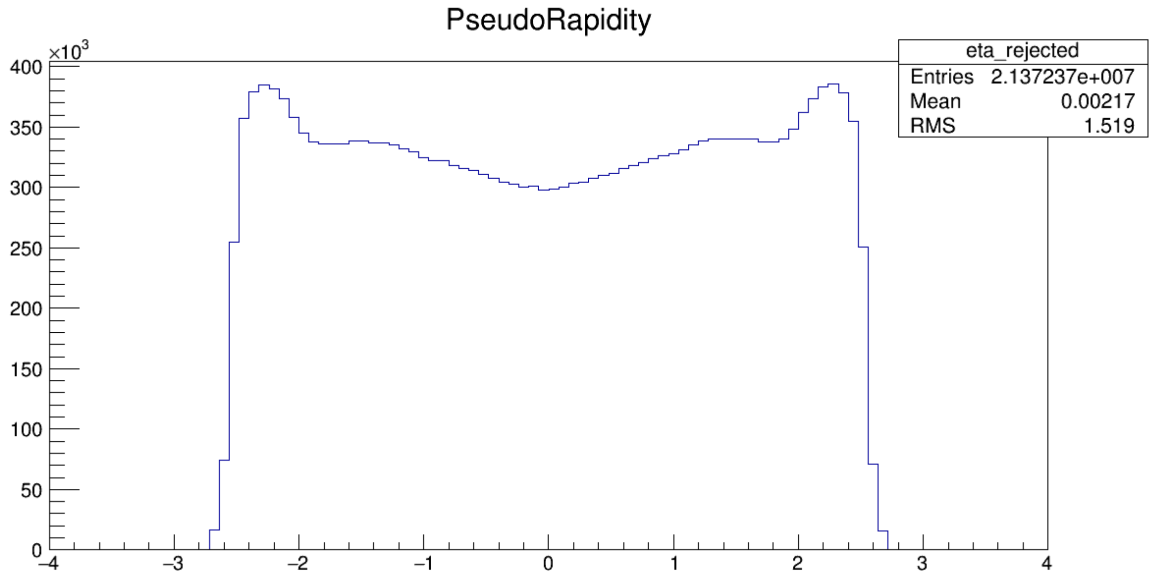


Рисунок 48 — Распределение по псевдобыстроте η с учетом анализа зерен трека.

Представление результатов

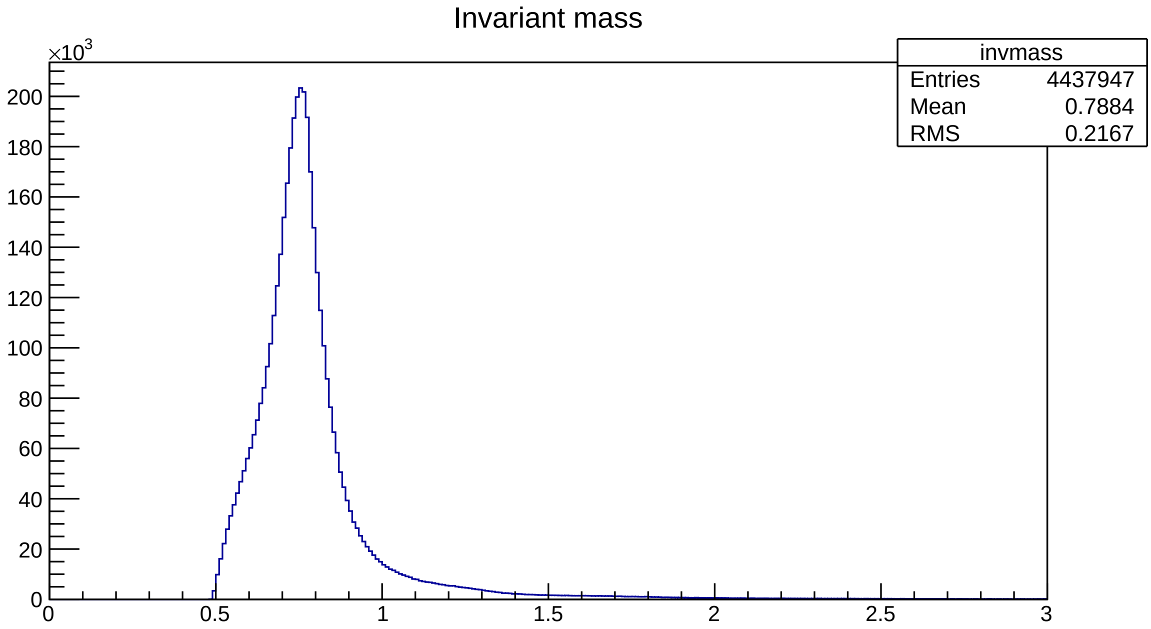


Рисунок 49 — Примечательное распределение по инвариантной массе при условии $pt_i > 0,2$.

Представление результатов

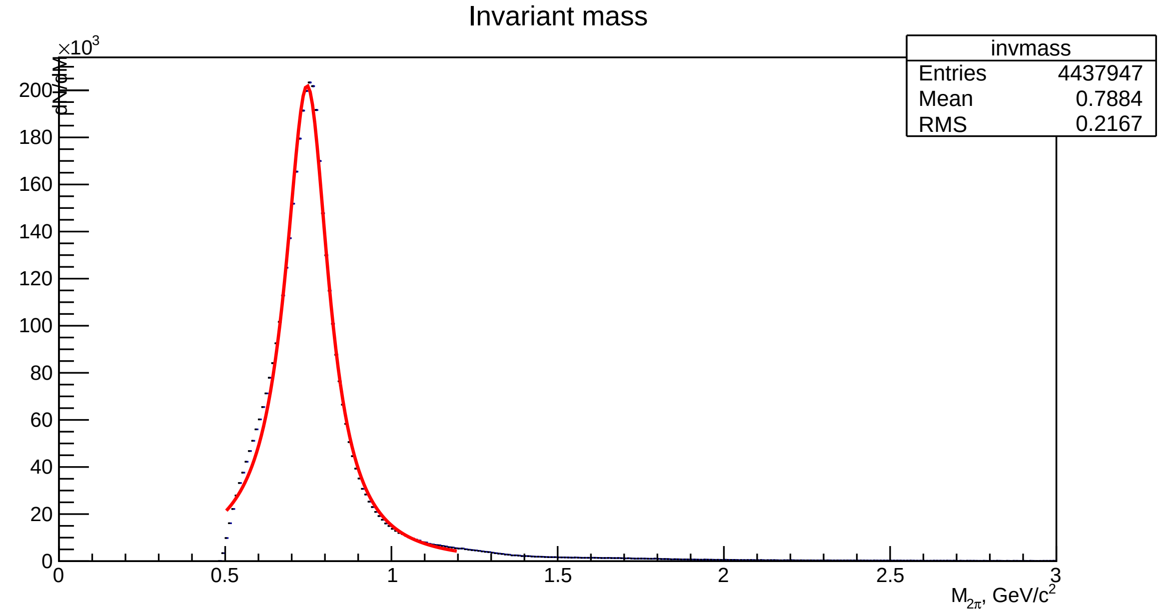


Рисунок 50 — Фит распределением Брейта-Вигнера пика в области 770 МэВ.

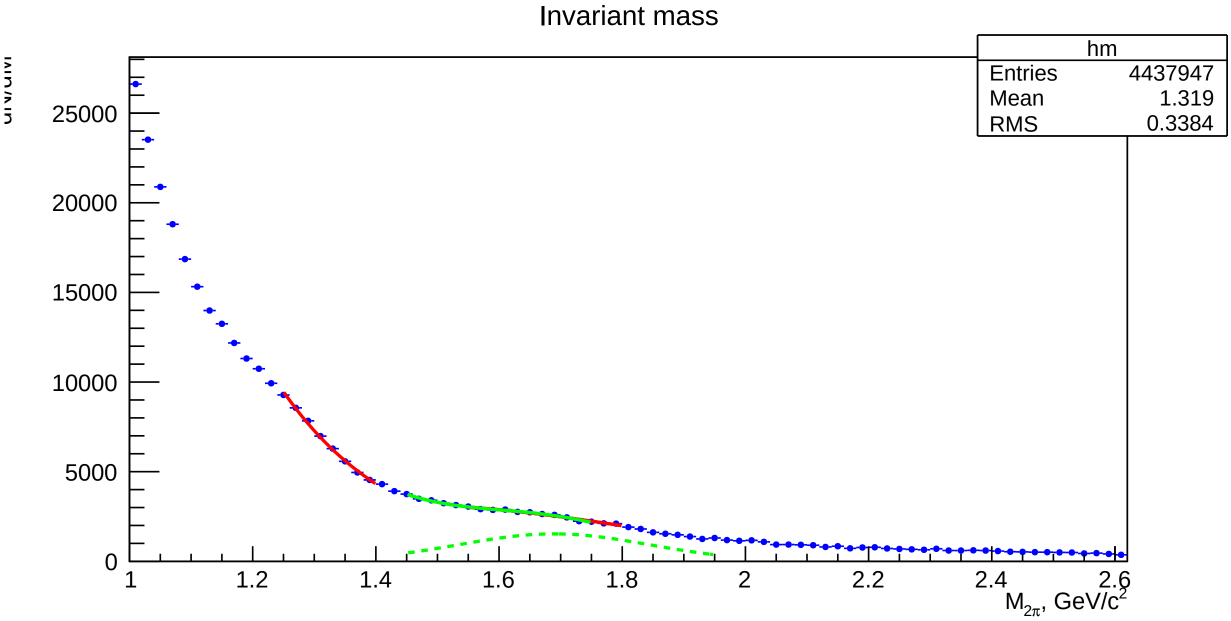


Рисунок 51 — Фит в области исследуемого широкого резонанса (1700 МэВ) при условии $pt_i > 0, 2$.

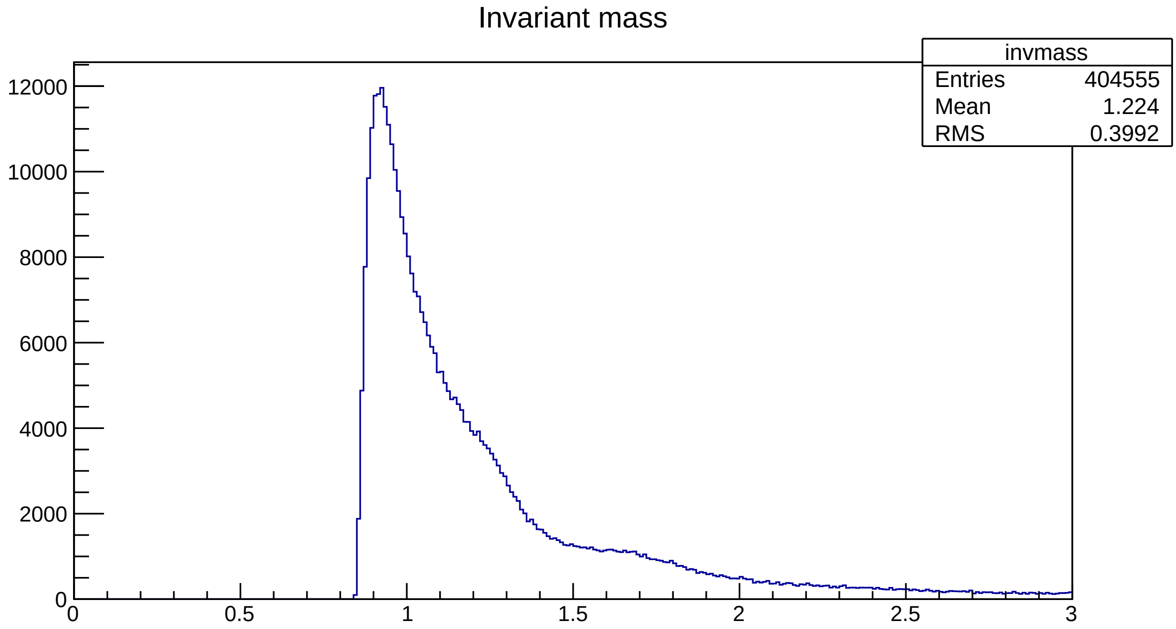


Рисунок 52 — Примечательное распределение по инвариантной массе при условии $pt_i > 0,4$.

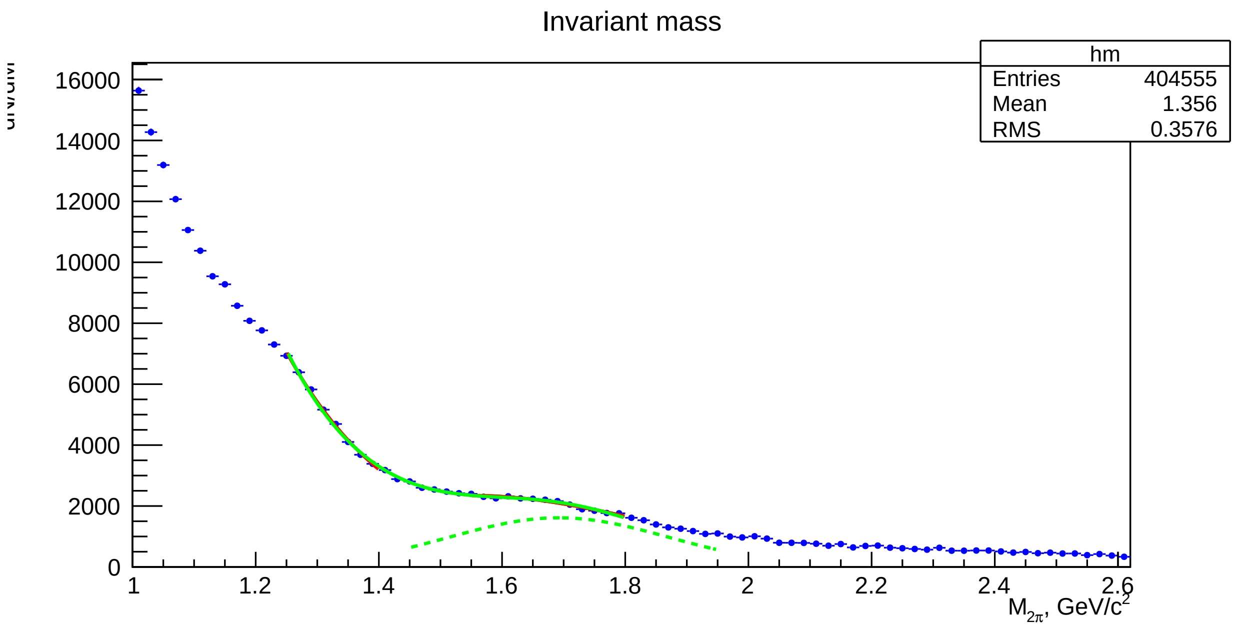


Рисунок 53 — Фит в области исследуемого широкого резонанса (1700 МэВ) при условии $pt_i > 0,4$.

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 UPC. 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 ρ - 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, ограничений на вышеприведенные характеристики, отбором зерен треков и фитирования основного пика в обсласти 770 МэВ и широкого резонанса в области 1700 МэВ при двух различных учловиях, наложенных на поперечный импульс, позволили лучше оценить данные. В близжайшее время планируется перейти к следующей итерации фитирования исследуемой области 1700, что позволит более детально изучить $\rho''(1700)$. Глобальной задачей является получение отношения поперечных сечений $\sigma(\rho'')/\sigma(\rho)$, одним из этапов которой было получение отношения количества событий $N(\rho'')/N(\rho)$. Для того, чтобы лучше изучить возбужденное состояние $\rho''(1700)$ необходимо увеличить количество критериев отбора событий. Для этого необходимо различать процессы с участием возбужденных и невозбужденных ядер 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 физику процесса. Также планируется произвести моделирование процесса с использованием таких Monte-Carlo (MC) генераторов, как Starlight или Pythia. Это поможет оценить эффективность регистрации, рассмотреть распады на 2 пиона и 4 пиона, оценить отношение $N(2\pi)/N(4\pi)$ и, в конечном итоге, оценить отношение поперечных сечений $\sigma(\rho'')/\sigma(\rho)$.

Список используемых источников

1. *Baur G.* Coherent $\gamma\gamma$ and γA 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.

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.