

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
ИССЛЕДОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ ЛЕГКИХ ВЕКТОРНЫХ
МЕЗОНОВ В УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ
СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ**

Студент

_____ А. М. Захаров

Научный руководитель,
к.ф.-м.н., доцент

_____ С. Л. Тимошенко

Москва 2022

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**ИССЛЕДОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ ЛЕГКИХ ВЕКТОРНЫХ
МЕЗОНОВ В УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ
СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ**

Студент

_____ А. М. Захаров

Научный руководитель,

к.ф.-м.н., доцент

_____ С. Л. Тимошенко

Рецензент,

к.ф.-м.н.

_____ Е. А. Литвинович

Секретарь ГЭК,

к.ф.-м.н.

_____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,

д.ф.-м.н., проф.

_____ М. Д. Скорохватов

СОДЕРЖАНИЕ

1	Введение	4
1.1	Эксперименты по взаимодействию тяжелых ионов	5
1.2	Эксперимент ATLAS	8
1.2.1	Строение детектора ATLAS	9
1.2.2	Триггерная система ATLAS	12
1.3	Классификация реакций при релятивистских столкновениях тяжелых ионов	14
1.4	Цель работы	17
2	Монте-Карло моделирование	18
2.1	Монте-Карло генераторы	18
2.2	Процедура Монте-Карло моделирования	20
2.3	Возможности STARLight	22
2.4	Полное моделирование на эксперименте ATLAS	23
2.5	Результаты генерации событий с помощью STARLight	27
3	Программное обеспечение	33
3.1	ATLAS Software Git Workflow	33
3.2	ParticleGun	34
3.3	HTCondor	36
3.4	Analysis Software Tutorial	38
4	Анализ результатов моделирования и данных	39
4.1	Этапы полного моделирования MC данных	39
4.2	Результаты анализа	41
4.2.1	STARLight	41
4.2.2	ParticleGun	48
4.2.3	Экспериментальные данные	52

5	Заключение	71
6	Приложение	72
6.1	Track Seeding	72
	Список используемых источников	77

1 ВВЕДЕНИЕ

В последние годы одним из основных направлений науки о ядерном ядре стала физика тяжелых ионов. Тяжелые ионы — это ионы элементов с $Z > 2$ и $A > 4$, т.е. все ионы тяжелее гелия. Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами происходит с полной перестройкой ядерных систем, участвующих в реакциях. Это и приводит к большому разнообразию каналов реакции — путей, по которым могут происходить изменения ядер, участвующих в реакции. Тяжелые ионы обладают уникальными свойствами, позволяющие получать и изучать ядра, сильно отличающиеся от уже известных по нуклонному составу, либо находящиеся в необычных состояниях.

С момента открытия кварков в 1960-х годах, основные вопросы ядерной физики частиц эволюционировали. Долгое время ядра рассматривались как совокупность нейтронов и протонов, плотно упакованных в центре атома и связанных между собой силой, переносимой пионами и другими мезонами. Сейчас же мы понимаем, что эти «элементарные» частицы состоят из более фундаментальных составляющих: кварков и антикварков, связанных между собой взаимодействием, обусловленным глюонами. Квантовая хромодинамика (КХД), современная фундаментальная теория сильных взаимодействий, является теорией поля кварков и глюонов. Она запрещает появление свободных кварков и глюонов, но считается, что их существование играет фундаментальную роль в природе материи. Протоны, нейтроны, пионы и множество других адронов, открытых за последние полвека, можно понять с точки зрения входящих в их состав кварков и глюонов.

Главной целью физики релятивистских тяжелых ионов является исследование свойств материи с большой плотностью энергии, рожденной в релятивистских столкновениях ядер, и описание этих свойств с помощью первых принципов КХД.

1.1 ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Использование пучков релятивистских ядер в экспериментальных исследованиях является одним из новых и самых интенсивно развивающихся направлений в физике тяжелых ионов. В связи с бурно развивающейся отраслью во многих странах строятся уникальные ускорители тяжелых ионов средних и высоких энергий. На ускорителях исследуют экстремальные состояния ядерной материи, которая возникает вследствие флуктуации плотностей энергий из-за сверхвысоких энергий тяжелых ионов. Исследуются такие величины, как: поперечный импульс частиц, быстрота, множественность и т.д. Также возможно исследование реакций в зависимости от прицельного параметра столкновения двух пучков тяжелых ионов или числа нуклонов, взаимодействующих в данной реакции. На рисунке 1.1 приведены несколько ускорителей релятивистских ядер.

Название	Страна	Организация	Максимальная энергия, А ГэВ	Ускоряемые ионы	Тип	Статус
Синхро-фазотрон	Россия	ОИЯИ	5	$p, d, \dots, S$	С фиксированной мишенью	Выведен
Нуклотрон	Россия	ОИЯИ	6	$p, d, \dots, Xe$	С фиксированной мишенью	Действует
NICA	Россия	ОИЯИ	12	$p, d, \dots, Au$	Коллайдер	Строится
У-70	Россия	ИФВЭ	30	p, d, C	С фиксированной мишенью	Действует
SIS100 (FAIR)	Германия	GSI	60	$p, d, \dots, Au$	С фиксированной мишенью	Строится
RHIC	США	BNL	200	$p, d, \dots, Au$	Коллайдер	Действует
SPS	Швейцария	ЦЕРН	159	p, Pb	С фиксированной мишенью	Действует
LHC	Швейцария	ЦЕРН	6000	p, Pb	Коллайдер	Действует

Рисунок 1.1 — Ускорители релятивистских ядер

Оптимизация современных детекторов способствует изучению столкновений тяжелых ионов с энергией до 6.5 TeV на нуклон. Ожидается, что в результате соударений тяжелых ионов будет достигнута плотность энергии и температуры, достаточной для образования кварк-глюонной плазмы. Это состояние материи, в котором глюоны и кварки находятся в свободном виде. Предсказывается, что такие же условия существовали после большого

взрыва, в первые секунды, когда кварки и глюоны еще не образовали первые адроны или более тяжелые частицы [1]. В первые секунды большого взрыва, когда температура составляла порядка $T \sim 10^{19} \text{ GeV}$, квантовая гравитация имела самое важное значение. При несколько более низких температурах, возможно, происходило великое объединение всех сил, кроме гравитации. Возможно, что барионное число вселенной формировалось при этом температурном масштабе. При более низких температурах, порядка $T \sim 100 \text{ GeV}$, происходит нарушение электрослабой симметрии. Возможно, здесь могла возникнуть барионная асимметрия вселенной. При температурах порядка $T \sim 1 \text{ GeV}$, кварки и глюоны сворачиваются в адроны. Этот температурный диапазон подходит для исследований на RHIC и LHC. При температуре $T \sim 1 \text{ MeV}$ образуются легкие элементы, этот диапазон температуры хорошо изучен и является областью обычной ядерной физики. При $T \sim 1 \text{ eV}$, соответствующей энергии связи электронов в атоме, вселенная превращается из ионизированного газа в газ атомов с более низким давлением, начинает формироваться структура. Получение и изучение свойств кварк-глюонной плазмы не только ответит на вопросы рождения вселенной, но и сможет объяснить существование вселенной и ее объектов такими, какими мы знаем их сейчас. Изучение свойств этой материи может также приоткрыть занавес и предсказать, что может ждать вселенную в будущем.

Среди всех перечисленных экспериментов, самыми известными являются следующие два: RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider, Брукхейвенская национальная лаборатория, Нью-Йорк) [2] и LHC (Large Hadron Collider, Большой Адронный Коллайдер, БАК)(Швейцария, Женева, ЦЕРН) [3]. Первый включает в себя такие коллаборации, как BRAHMS, PHENIX, PHOBOS и STAR. На рисунке 1.2 приведено схематичное изображение треков от столкновения тяжелых ионов — ионов Pb-Pb, которое было зарегистрировано на установке ATLAS на коллайдере LHC.

Экспериментальное исследование релятивистской физики тяжелых ионов получило еще большее развитие в CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire), где расположен БАК. Он обеспечивает энергию свинцового пучка в 30 раз большую, чем была получена на RHIC. На большом адронном коллайдере были построены несколько экспериментальных уста-

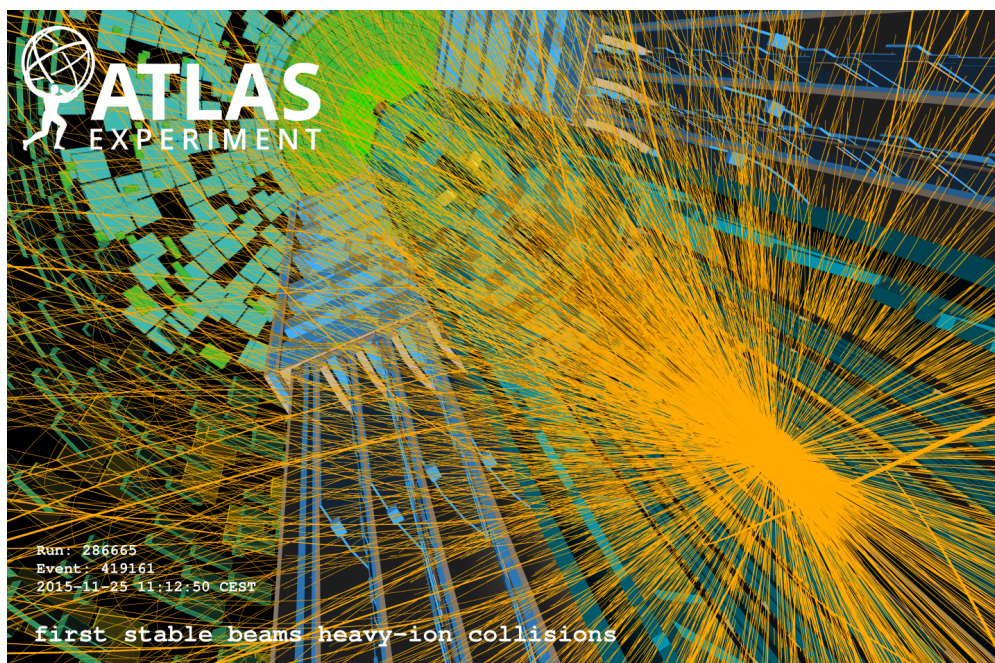


Рисунок 1.2 — Столкновение ионов Pb-Pb, зарегистрированное на установке ATLAS, LHC

новок, самыми масштабными из которых являются ALICE (A Large Ion Collider Experiment), ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) и CMS (Compact Muon Solenoid). Эксперимент ALICE предназначен для изучения релятивистских столкновений тяжелых ионов при самых высоких энергиях в истории. Эксперименты ATLAS и CMS также изучают взаимодействия тяжелых ионов, в дополнение к уже богатой программе по изучению протон-протонных столкновений. На рисунках 1.3 и 1.4 приведены схема ускорительного комплекса и расположения основных установок БАК.



Рисунок 1.3 — Расположения основных установок БАК

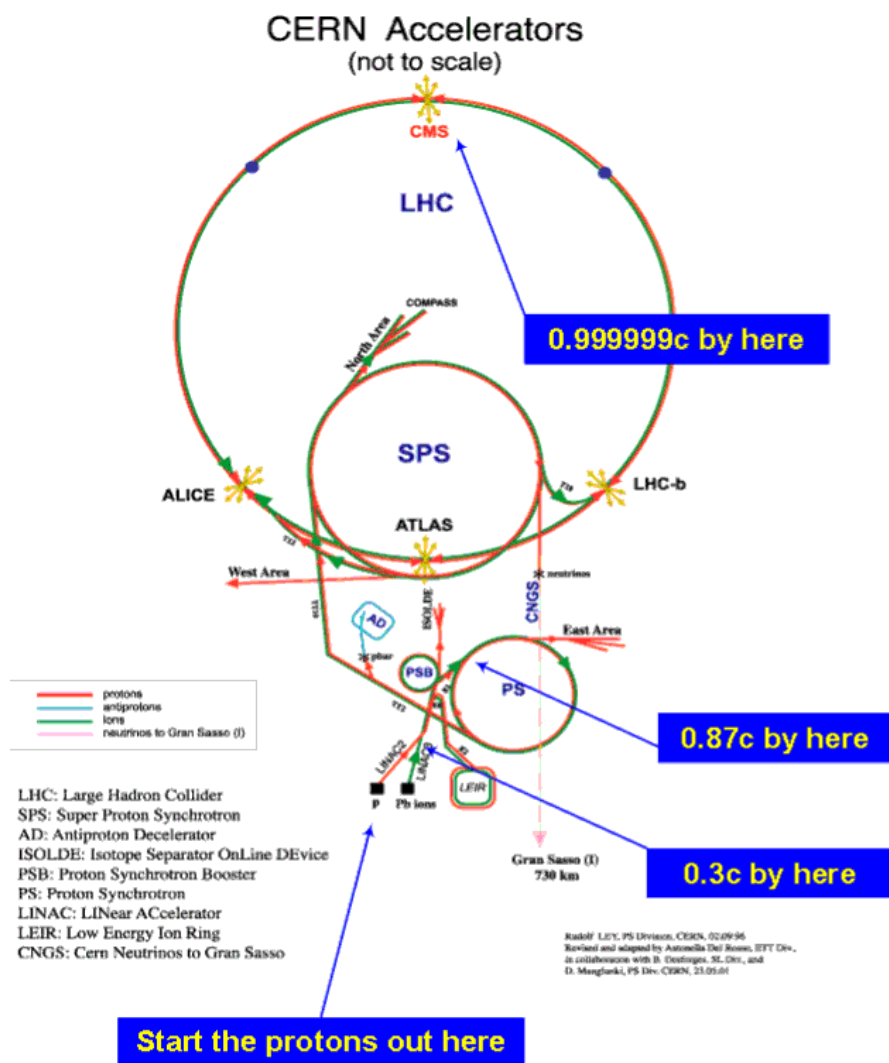


Рисунок 1.4 — Схема ускорительного комплекса CERN

1.2 ЭКСПЕРИМЕНТ ATLAS

Одним из самых масштабных детекторов на коллайдере БАК является ATLAS. Вместе с детектором CMS, он относится к детекторам общего назначения, основной задачей которых является поиск бозона Хиггса и суперсимметричных частиц.

ATLAS — самый большой детектор из когда-либо построенных для столкновения частиц: детектор имеет длину до 46 метров и около 25 метров в диаметре. Его строительство является плодом сотрудничества и совместной работы физиков, инженеров, техников, студентов и вспомогательного персонала со всего мира. Работа ATLAS зависит от тесного сотрудничества исследовательских групп, расположенных в CERN, а также в университетах и лабораториях по всему миру. Детектор предназначен для регистра-

ции высокоэнергетических столкновений частиц на БАК, которые происходят со скоростью более миллиарда взаимодействий в секунду. Более 100 миллионов чувствительных электронных каналов используются для регистрации частиц, образованных при столкновениях, а затем анализируются учеными по всему миру.

На детекторе ATLAS реализуются программы по изучению как протон-протонных (p-p) столкновений, так и столкновения тяжелых ионов (p-Pb, Pb-Pb). Однако для физики тяжелых ионов уделено около одной десятой времени для набора данных на этом эксперименте, нежели для протон-протонных столкновений. Основной идеей физики тяжелых ионов является поиск и изучение кварк-глюонной плазмы, струй (jets) с адронизацией, J/ψ , Υ -мезонов, странных мезонов, Z-бозонов, образование лептонных пар и т.д. При этом исследуются не только центральные, но и не центральные столкновения. Не центральные столкновения характеризуются прицельным параметром, при очень больших значениях которого столкновения называются ультрапериферическими (UPC, UltraPeripheral Collisions). Основным типом взаимодействия в UPC является электромагнитное.

1.2.1 СТРОЕНИЕ ДЕТЕКТОРА ATLAS

Магнитная система ATLAS [4] является главным элементом детектора, а вместе с тем она определяет его внешний вид и размеры. Торойд, расположенный на внешней части, является ключевым элементом детектора и обеспечивает точное измерение импульсов мюонов по всему интервалу их значений. Детектор симметричен относительно оси, вдоль которой направлен пучок ускоренных частиц и симметричен относительно плоскости с центром в точке столкновения пучков. Общая схема детектора ATLAS приведена на рисунке 1.5.

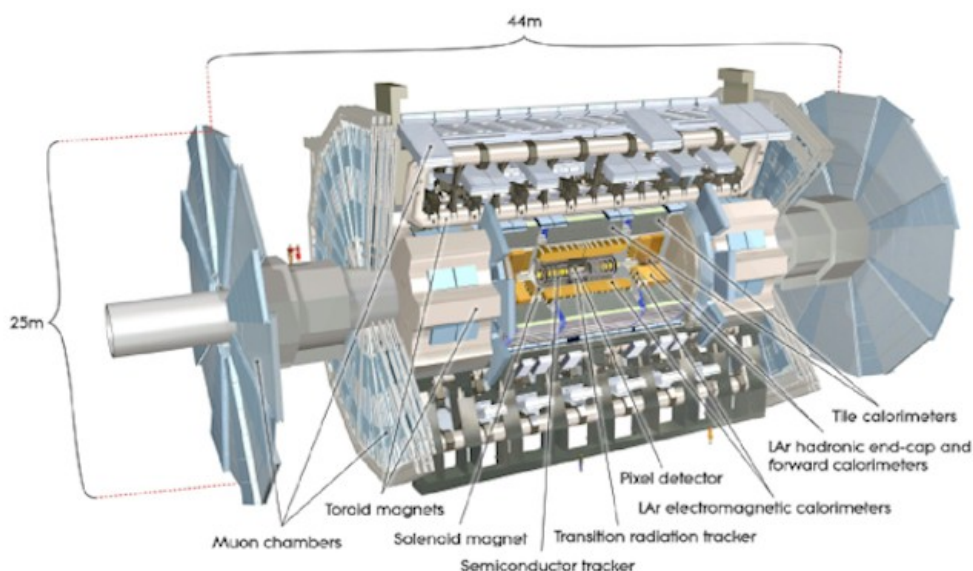


Рисунок 1.5 — Общая схема детектора ATLAS

На рисунке показаны конструктивные элементы тороида, состоящего из центрального и двух боковых тороидов. Мюонные детекторы расположены в магнитном поле тороидов. По краям находятся боковые диски мюонных камер с радиусом около 12.5 метров каждый. Тороидальный магнит с мюонной камерой образует мюонный спектрометр детектора ATLAS.

Следующим элементом является адронный калориметр. Он состоит из нескольких блоков. В центральной части расположены три части адронного калориметра. В непосредственной близости от оси детектора находится передний адронный калориметр. Эти калориметры имеют сотовую структуру: сцинтиллирующие пластины помещаются в стальной поглотитель, а сигналы с них считываются с помощью спектрозамещающих волокон. Адронный калориметр содержит в себе электромагнитный жидкоаргоновый калориметр. Он также имеет среднюю, боковую и переднюю части. Все калориметры образуют калориметрическую систему детектора.

Калориметрическая система включает в себя внутренний детектор (Inner Detector, ID), расположенный вблизи к трубе, в которой происходит движение и столкновения протонных пучков. Детектор расположен внутри магнитного поля, его диаметр составляет два метра, а длина — около пяти с половиной метров. Внутренний детектор состоит из нескольких элементов — из пиксельных и микростриповых кремниевых детекторов, а также из дрейфовых трубок детектора переходного излучения. Это герметичная твердая система, задачей которой является точное измерение

координатных и импульсных составляющих треков заряженных частиц, а также вершин первичного и вторичного взаимодействий. На импульсные составляющие накладывают ограничение, тем самым измеряя импульс выше 0,5 ГэВ/с в области псевдобыстрот $|\eta| < 2,5$. [5].

Наиболее точные координатные измерения следует проводить вблизи столкновений пучков. Эту задачу выполняют пиксельные кремниевые детекторы. Они делятся на сегменты относительно радиуса и азимутального угла ($R - \phi$) и продольного направления z . Каждая частица пересекает три слоя пиксельных детекторов.

Элемент сенсорной ячейки пиксельных детекторов имеет размеры 50 мкм $\times$ 400 мкм. Собственное координатное разрешение пикселей в барреле составляет 10 мкм ($R - \phi$) и 115 мкм вдоль продольной оси z . Для дисков они составляют 10 мкм ($R - \phi$) и 115 мкм по R соответственно. На рисунке 1.6 изображено строение внутреннего детектора и расположение пиксельных детекторов.

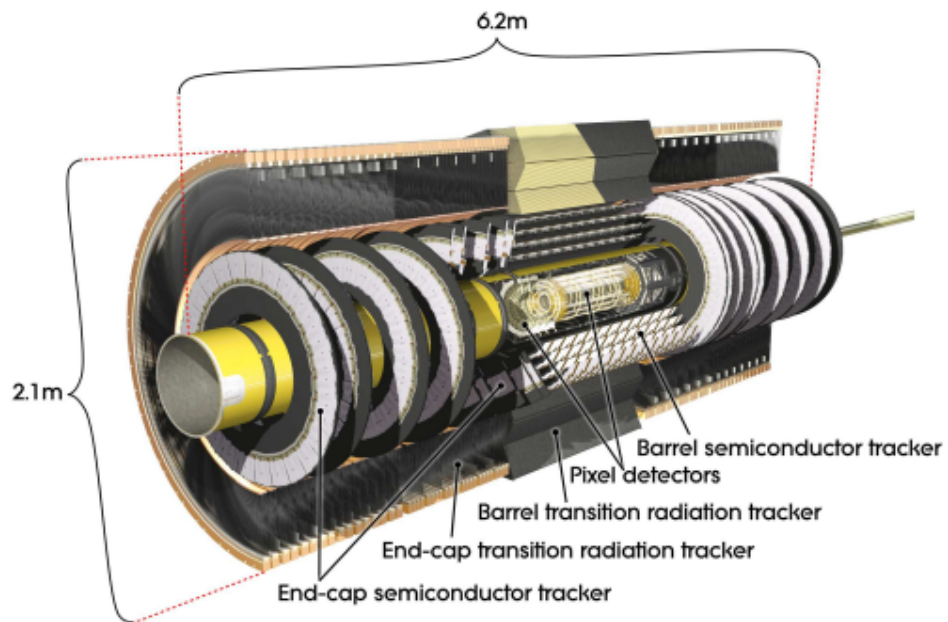


Рисунок 1.6 — Строение внутреннего детектора

Преодолев три слоя пикселей, каждая частица пересекает восемь слоев микроstriповых кремниевых детекторов (SCT), что позволяет измерить координаты четырех пространственных точек. Сенсоры детектора имеют длину 6,4 см и период нанесения стрипов для считывания сигнала 80 мкм. Для координатных измерений стрипы ближайших слоев расположены под

углом 40 миллирадиан. Количество электронных каналов детекторов SCT составляет около 6,3 млн.

Таким образом, трек заряженной частицы, выходящей из области столкновения протонов, имеет семь точных измерений пространственных координат. Пиксели и микростриповые кремниевые детекторы создают отдельную трековую систему внутреннего детектора. Эта система дополняется системой «непрерывных» треков, состоящей из тонких дрейфовых трубок диаметром 4 мм, находящихся близко друг к другу, что позволяет регистрировать до 36 координат пересечения частицей трубок. Фотоны переходного излучения регистрируются дрейфовыми трубками вместе с сигналами от ионизационных потерь. По этой причине эта система называется детектором переходного излучения (ТРТ). Эффективная регистрация переходного излучения позволяет разделять треки адронов и электронов.

В отличие от всех экспериментов, что были до коллайдера LHC и есть в настоящее время, основным источником радиационного фона высокой светимости являются частицы, образующиеся при взаимодействии ускоренных протонов в области соударений. Наибольшую опасность радиационный фон представляет для внутреннего детектора. Предполагается, что внутренний детектор выполнит все свои задачи при максимально высокой светимости. Это достигается за счет использования самых передовых технологий.

1.2.2 ТРИГГЕРНАЯ СИСТЕМА ATLAS

Триггерная система детектора ATLAS вместе с системой сбора данных, временной и управляющей логикой составляют систему TDAQ. Детекторы подсистем управляются медленной системой, обозначаемой DCS. Системы TDAQ и DCS распределены в основном по подсистемам детекторов и имеют как одинаковую логику, так и блоки.

Триггер состоит из трех отдельных систем: триггера первого уровня L1, триггера второго уровня L2 и фильтра событий EF. Последние два уровня вместе создают триггер высокого уровня.

Поиск фотонов, электронов, мюонов, струй, τ -лептонов, которые распадаются в адроны, имея большой поперечный импульс и большие недо-

стающую и полную поперечную энергию, осуществляется за счёт триггера первого уровня L1. Триггер выполняется из электроники промышленного производства, в то время как триггер высокого уровня использует промышленные компьютеры и системы связи. Триггер первого уровня L1 объединяет данные триггерных камер мюонного спектрометра и калориметров в центральном триггерном процессоре, располагая «меню» триггера в виде комбинаций критериев отбора событий. При изменении светимости или фоновых условий возможна оптимизация набора регистрируемых событий. В таком случае используют фактор прескейлинга.

Для каждого события триггер первого уровня L1 формирует области интереса (Region of Interest, RoI). Таких областей может быть несколько, и для каждой из них определяется пара координат η и ϕ . Данные из области особого интереса позволяют установить тип триггера и порог, принадлежащий данной RoI. Эти данные используют триггеры высокого уровня. На рисунке 1.7 приведена блок-схема триггера первого уровня установки ATLAS.

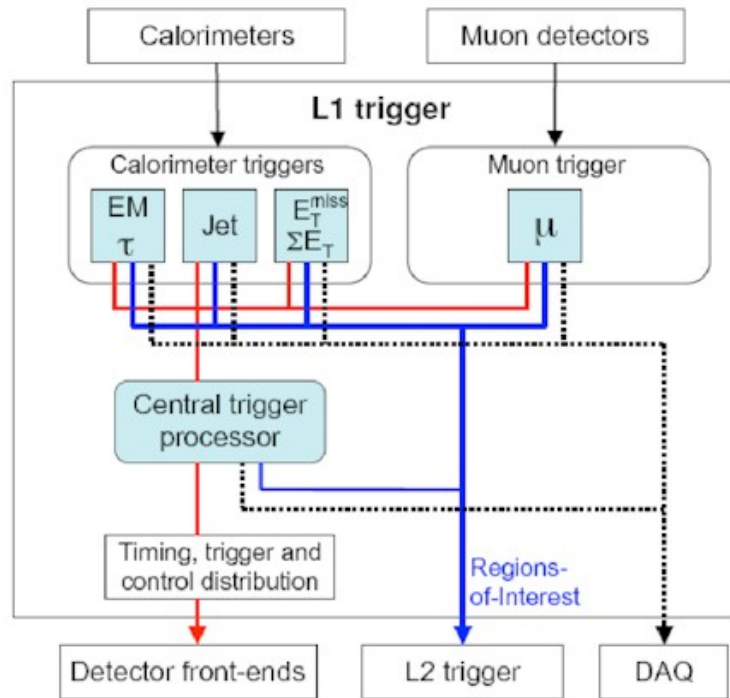


Рисунок 1.7 — Блок-схема триггера первого уровня L1

Единая структура данных создаётся благодаря триггеру второго уровня L2. Получая данные от триггера первого уровня L1 относительно RoI, триггер второго уровня L2 собирает данные детекторов и представляет их уже в виде единой структуры. В триггере L2 основным элементом является

процессорная ферма, на которой происходит отбор событий, позволяющий снизить их поток примерно в 30 раз и сформировать конечное событие. Затем, конечное событие проходит анализ в фильтре событий, являющимся второй компонентой триггера высокого уровняHLT. В триггере высокого уровняHLT имеется набор триггерных цепочек и алгоритмов реконструкции, позволяющих восстановить требуемые параметры, к примеру, трек или кластер в калориметре.

Фильтр событий EF позволяет осуществить окончательный отбор событий. Для такого фильтра поток на выходе составляет около нескольких сотен герц. Благодаря специальным алгоритмам, отбор на уровне EF позволяет проводить физический анализ в пределах отведённого времени, порядка четырёх секунд.

Результаты работы триггера могут присоединиться к структуре данных события, это происходит после обработки и события и его сохранения с целью дальнейшего анализа. В таком случае событие отмечается меткой триггера, что позволит при дальнейшей работе определить поток данных, в который необходимо будет направить событие, чтобы провести физический анализ.

1.3 КЛАССИФИКАЦИЯ РЕАКЦИЙ ПРИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

В зависимости от значения прицельного параметра b различают несколько типов реакций при столкновениях релятивистских тяжелых ионов. Всего этих типов три — центральные, периферические и ультрапериферические (рис. 1.8)

При центральных столкновениях ($b \sim 0$) или близких к ним ($b < R$) взаимодействуют почти все нуклоны и образуют материю с максимальной плотностью энергии, размер которой пропорционален полному числу участвующих нуклонов, а также зависит от размера сталкивающихся ядер и прицельного параметра. Подобные взаимодействия используются, например, для поиска эффектов, связанных с кварк-глюонной плазмой.

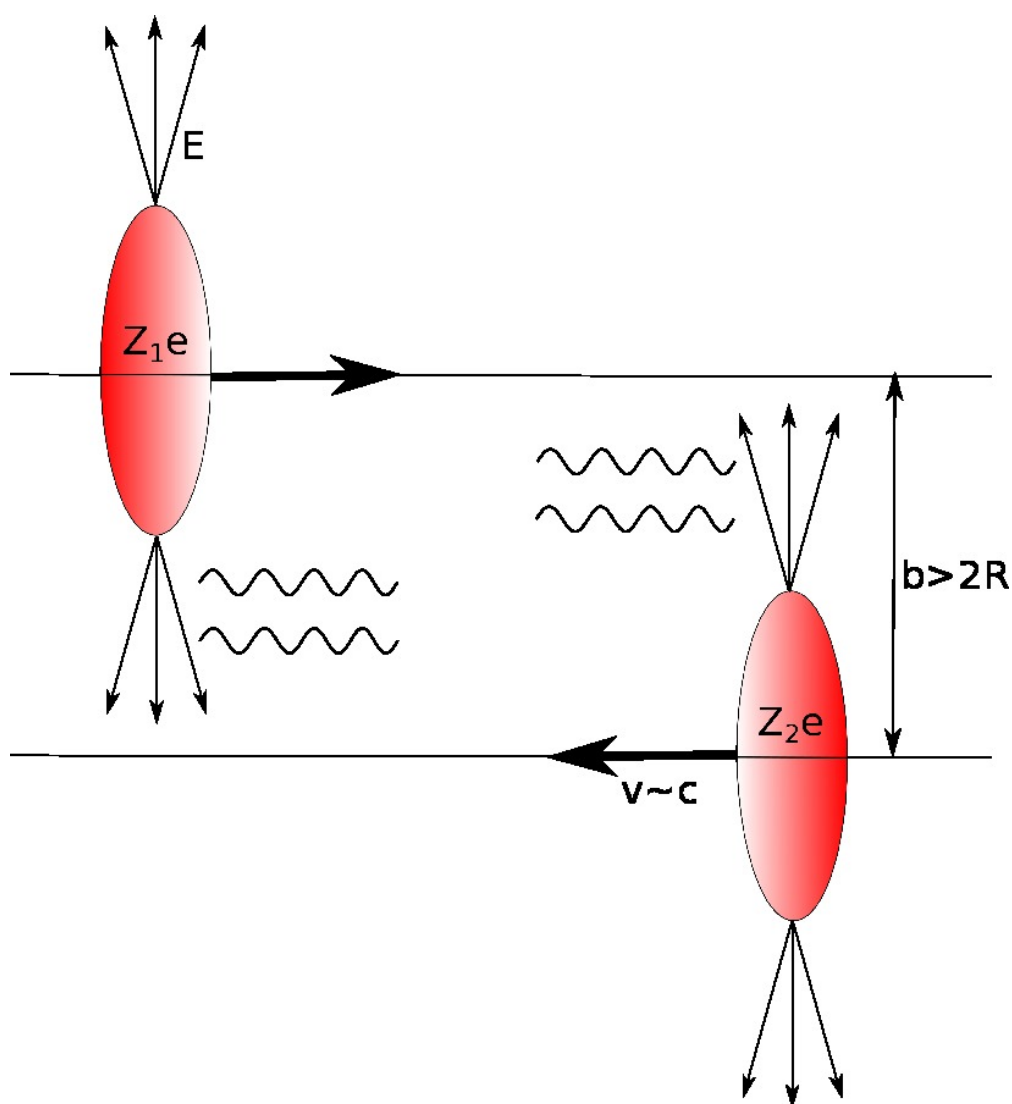


Рисунок 1.8 — Схематическое представление взаимодействий релятивистских тяжелых ионов с прицельным параметром b

Столкновения с прицельным параметром $b \sim R$ (периферические) сопровождаются частичным перекрытием поверхностей ядер, что ведет за собой взаимодействие за счет ядерных сил. Различают несколько видов процессов, происходящих в реакциях: упругое и неупругое рассеяние иона на мишени, обмен составляющими ионы и мишени нуклонами (может происходить передача нуклона или нуклонов от мишени к иону или наоборот), развал иона на нуклоны или фрагменты. Во многом вероятность того или иного процесса зависит напрямую от ее составляющих — энергии связи нуклонов обоих ядер, энергия налетающего иона или отношение числа протонов к числу нейтронов в ядре.

При столкновениях с прицельным параметром $b > 2R$ (ультрапериферические) поверхности ядер не взаимодействуют напрямую, т.к. ядра не

перекрываются, но ядра взаимодействуют через электромагнитные силы. При таком значении прицельного параметра сильное взаимодействие не является доминирующим, так как ядерная плотность мала. В таком случае происходят когерентные фотон-фотонные ($\gamma - \gamma$), фотон-померонные ($\gamma - P$) и померон-померонные ($P - P$) взаимодействия ядер, где померон — бесцветный переносчик сильного взаимодействия, имеющий квантовые числа вакуума [6] и впервые возникший в теории Редже [7]. Ядра могут обмениваться фотонами, из-за чего могут возбуждаться до состояния гигантского дипольного резонанса, или посредством столкновения и взаимодействия испущенных фотонов могут рождаться лептоны или адронные состояния. Под когерентностью имеют ввиду то, что у потока фотонов, которые сопровождают ускоренное атомное ядро, длина волны превышает радиус ядра, и связаны они не с зарядом отдельных протонов, составляющих ядро, а с зарядом самого ядра [8].

При ультрапериферических взаимодействиях образуются векторные мезоны, сечение образования которых представлены на таблице 1.1.

Таблица 1.1 — Мезоны и их сечения образования

Meson	Au+Au, RHIC $\sigma(\text{mb})$	Pb+Pb, LHC $\sigma(\text{mb})$
ρ^0	590	5200
ω	59	490
φ	39	460
J/ψ ,	0.29	32
Υ		150
$\rho^0\rho^0$		8.8
$\omega\omega$		0.073
$\varphi\varphi$		0.076
$\rho^0\omega$,		1.6
$\rho^0\varphi$		1.6
$\rho^0 J/\psi$		0.2

На сегодняшний день, ρ -мезон довольно хорошо исследован в экспериментах STAR, ALICE, J/ψ — на PHENIX, CMS. ω -мезон, имея близкую к ρ -мезону массу, распадается на два противоположно заряженных пиона и один нейтральный, и, соответственно, при восстановлении будет заметен пик, близкий к ρ -мезону, но его довольно сложно идентифицировать. На данный момент не исследованным остается только образование φ -мезона.

Существуют каналы распада φ -мезона на положительный и отрицательные каоны, т.е. $\varphi \rightarrow K^+ K^-$ и на долгоживущий и короткоживущий каоны, т.е. $\varphi \rightarrow K_L^0 K_S^0$. В данной работе предполагается детальное исследование по одному из каналов распада — $\varphi \rightarrow K_L^0 K_S^0$. Для этого планируется провести моделирование данного распада с помощью Монте-Карло генераторов и сравнить полученные данные с экспериментальными.

1.4 ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Целью работы является изучение рождения легких векторных мезонов в ультрапериферических столкновениях тяжелых ионов. Для исследования, с использованием программных пакетов, планируется провести моделирование канала распада векторного мезона φ на два нейтральных каона $\varphi \rightarrow K_L^0 K_S^0$ с последующим распадом на противоположно заряженные пионы $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Также, важным этапом работы является полное моделирование всех событий распада с помощью ATLAS Athena и анализ полученных распределений с помощью программного пакета ROOT, который используется для проведения обработки результатов экспериментов. Планируется провести сравнение результатов, полученных после полного моделирования регистрации распада детектором ATLAS с экспериментальными данными, полученными на БАК в ходе сеанса тяжелых ионов в 2018 году (run 2).

2 МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ

2.1 МОНТЕ-КАРЛО ГЕНЕРАТОРЫ

В настоящее время для моделирования столкновений частиц с частицами, частиц с ядрами и ядер с ядрами максимально близкого к действительности разработано большое количество программ, основанных на Монте-Карло методе случайных испытаний. Такого рода программы называются генераторами. Генераторы событий Монте-Карло (МС) очень широко используются, особенно экспериментаторами при проведении анализов, но также и многими теоретиками, которые используют их для составления прогнозов для экспериментов на коллайдерах и для разработки методов, которые можно предложить экспериментаторам. МС являются чрезвычайно важными инструментами в физике высоких энергий, и зачастую их результаты рассматриваются как реальные данные.

В качестве примера важности МС, можно привести то, что большинство недавних исследований об открытии Хиггса очень сильно полагаются на предсказания МС, чтобы установить ограничения на Хиггс в определенных областях пространства параметров, а также для их обнаружения. Это является достаточной мотивацией, чтобы показать, что генераторы событий нужны как для открытия, так и для уточнения физических явлений.

Монте-Карло генераторы могут быть использованы для разных целей, среди которых можно выделить следующие:

- теоретическое предсказание событий, ожидаемых в детекторах;
- проекты по оптимизации самого детектора;
- настройка и отладка исследуемого детектора;
- проекты по оптимизации методов анализа реальных данных, полученных на детекторе и т. д.

Существуют алгоритмы моделирования, преобразующие смоделиро-

ванные данные о взаимодействии частиц вследствие соударения в поток данных, подобных отклику детекторов, расположенных на установке ATLAS. Программное обеспечение, позволяющее подключить все необходимые библиотеки и методы для проведения подобного моделирования называется Athena [9]. В основе этого ПО используется программный пакет GEANT4 [10]. Athena также позволяет проводить генерацию, реконструкцию и другие важнейшие детали для полного моделирования событий.

Генератор события создает набор частиц, который направляется в программу быстрого или полного моделирования детектора. Используется большое число генераторов, имеющих блоки связи для использования в Athena. Основными из них являются генераторы PYTHIA, включая его версию PYTHIA8, предназначенную в ATLAS для моделирования событий с рождением В-адронов, HERWIG, Sherpa, и другие. Так же, следует отметить STARLight - Монте-Карло генератор, моделирующий двухфотонное и фотон-померонное взаимодействие между релятивистскими ядрами и протонами. Данная программа была разработана для изучения образования частиц в ультрапериферических взаимодействиях при энергиях RHIC в эксперименте STAR. С развитием физики тяжелых ионов и открытием более масштабных проектов, программный пакет STARLight был расширен до энергий, используемых на БАК, а также позволяет учитывать возможность перехода ядра из основного состояния в возбужденное при обмене дополнительным фотоном. В программе STARLight разыгрывается распад частиц по двухчастичному каналу, с учетом мод распада данной частицы. В данной работе используется программный пакет STARLight для моделирования исследуемых частиц и их распада.

Как описывалось в пункте 1.3, различают три вида соударений тяжелых ионов на ускорителях — центральные, периферические и ультрапериферические. В работе исследовалось образование частиц в ультрапериферических взаимодействиях, при которых столкновения ядер происходят при больших значениях прицельного параметра b между центрами ядер, превышающих сумму радиусов ядер, то есть $b > (R_1 + R_2)$ (рис. 2.1) [11].

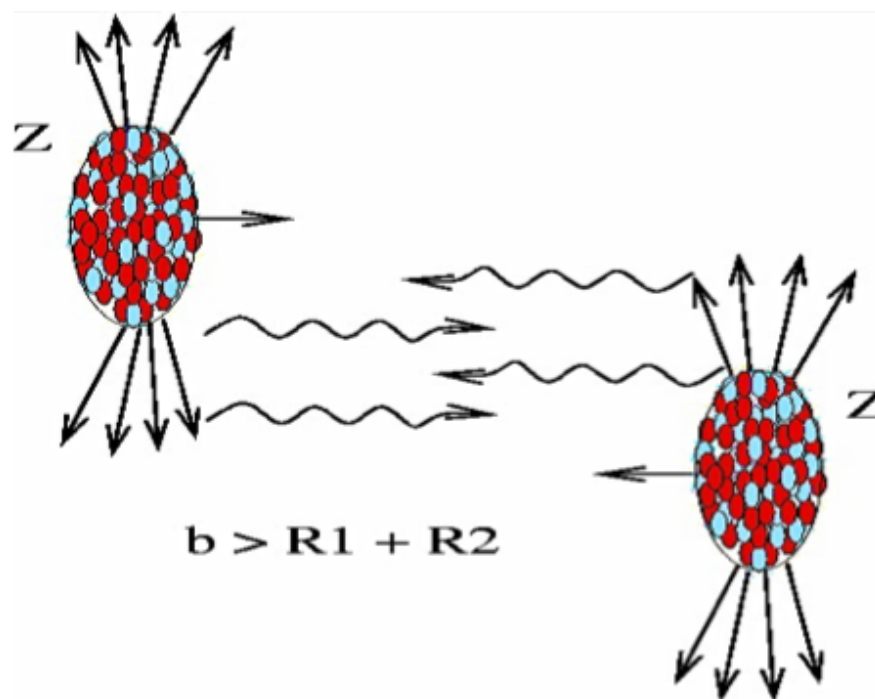


Рисунок 2.1 — Периферическое взаимодействие ионов

Заряженные ионы, движущиеся ускоренно, обладают сильным электромагнитным полем, взаимодействующим как пучок фотонов. Таким образом, при $b > (R_1 + R_2)$ адронные взаимодействия невозможны и тяжелые ионы взаимодействуют посредством фотон-фотонных столкновений, так же называемыми ультрапериферическими. Исследования в области ультрапериферических столкновений релятивистских тяжелых ионов открывают большие перспективы в более детальном изучении электромагнитных процессов. [12]

Программный пакет STARLight разыгрывает исследуемые события путем моделирования взаимодействий методом Монте-Карло и позволяет рассчитывать поперечные сечения различных конечных состояний ультрапериферических столкновений тяжелых ионов.

2.2 ПРОЦЕДУРА МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Нуклоны, находясь в ядре, распределены по функции двухпараметрического распределения Ферми:

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + \omega \frac{r^2}{R}}{1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right)} \quad (2.1)$$

Параметры функции выбираются исходя из данных по взаимодействию на низких энергиях, где ρ_0 — нормировочный коэффициент, $R = (6,62 \pm 0,06)$ фм — радиус ядра свинца ^{208}Pb , $a = (0,546 \pm 0,010)$ фм — толщина границы ядра. Дополнительный параметр ω соответствует максимуму плотности в точке $r > 0$. Так, для ядер свинца $\omega = 0$.

В процессе генерации методом Монте-Карло радиальная координата столкновений выбирается случайным образом по распределению $4\pi r^2 \rho(r)$, где ρ_0 определена из условий нормировки:

$$\int \rho(r) d^3r = A \quad (2.2)$$

Моделирование столкновений состоит из нескольких этапов. Прицельный параметр выбирается случайным образом из геометрического распределения $dP/db \sim b$, включая максимальное значение параметра — $b_{\max} > 2R_{Pb}$, т.е. около 20 фемтометров. Значение параметра $b_{\max}$ выбирается таким образом, чтобы включать в достаточной степени широкий диапазон, за пределами которого столкновение невозможно. Для столкновений ядер используются основные принципы модели Глаубера [13]: нуклоны претерпевают серию нуклон - нуклонных столкновений, двигаясь по прямым линиям и сталкиваясь друг с другом с одинаковым, не зависящим от числа столкновений, сечением неупругого рассеяния. Для столкновения нуклонов так же используется модель черных дисков, в которой предполагается, что столкновение произошло, если расстояние между центрами нуклонов меньше сечения неупругого нуклон-нуклонного рассеяния $d < \sqrt{\sigma_{NN}^{in}/\pi}$. Условия модели могут быть ослаблены предположением «серых дисков» с гауссовым профилем. Но это не приводит к значительным изменениям в наблюдаемых величинах, характеризующих событие.

2.3 ВОЗМОЖНОСТИ STARLIGHT

В программном пакете STARLight реализованы несколько видов каналов, по которым может происходить взаимодействие. Программный пакет включает в себя фотон-фотонный и фотон-померонный каналы. Так, фотон-фотонный канал взаимодействия генерирует пару частица-античастица. Его возможности представлены на таблице 2.1.

Таблица 2.1 — Двух-фотонный канал

Particle	Jetset
e^+e^- пара	11
$\mu^+\mu^-$ пара	13
$\tau^+\tau^-$ пара	15
$\tau^+\tau^-$, поляризованный распад	10015
ρ^0 пара	33

Фотон-померонный канал, также называемый каналом векторных мезонов, моделирует распад векторных мезонов на пару частица-античастица. Возможности данного канала представлены на таблице 2.2.

Таблица 2.2 — Фотон-померонный канал

Particle	Jetset
$\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	113
$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$	223
$\varphi \rightarrow K^+K^-$	333
$J/\Psi \rightarrow e^+e^-$	443011
$J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	443013
$\Psi(2S) \rightarrow e^+e^-$	444011
$\Psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$	444013
$Y(1S) \rightarrow e^+e^-$	553011
$Y(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$	553013
$Y(2S) \rightarrow e^+e^-$	554011
$Y(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$	554013
$\rho' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	999

Как видно из таблицы 2.2, в программном пакете STARLight уже существует канал распада, похожий на изучаемый. Это 333 канал, моделирующий распад φ -мезона на пару противоположно заряженных каонов.

Соответственно, нет необходимости вводить в программу новые исходные частицы — частица φ и все ее параметры (масса, ширина, PDGID и т.д.) уже добавлены в пакет. Работа 333 канала, его методы и принцип работы были изучены, и на базе данного канала был внедрен новый, с другими выходными частицами, а соответственно и с другими параметрами бренчинга, масс, времен жизни и т.д. Введенные в программный пакет параметры будут описаны далее.

2.4 ПОЛНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS

Как уже было отмечено ранее, большинство физических анализов стало полагаться на образцы Монте-Карло. Процессы, смоделированные МС, используются для выделения критериев отбора, такие как отбор по триггеру, срез фоновых событий или отбор по поперечному импульсу. После выделения критериев отбора, они применяются к экспериментально полученным данным, отвечающим данному процессу. Данный процесс является неотъемлемой частью анализа и используется на всех крупных экспериментах, в частности ATLAS. В связи с этим, ATLAS производит официальные образцы Монте-Карло, рекомендуемые для использования всеми участниками проекта.

Процесс полного моделирования состоит из нескольких этапов. Выделяют основные блоки, такие как генерация сигнала, моделирование, оцифровка и реконструкция полученных данных, создание файла AOD и анализ.

Входные данные для моделирования поступают от Монте-Карло генератора событий. Данных, полученных от Монте-Карло генератора, перед моделированием, читаются и обрабатываются для дальнейшей передачи информации. Столкновения, или HITS, полученные в результате моделирования обрабатываются непосредственно алгоритмом преобразования в цифровую форму и преобразуются в формат «Объекты Сырых Данных», или RDOs. Упрощенная поэтапная схема полного моделирования приведена на рисунке 2.2.

рированные данные которого имеют формат ASCII, и представляет из себя набор таких данных, как:

...

EVENT: n ntracks nvertices

VERTEX: x y z t nv nproc nparent ndaughters

TRACK: GPID px py pz nev ntr stopv PDGPID

...

где в строчку EVENT пишется информация о событии, в строчку VERTEX — о вершине, в строчку TRACK — о треке, nv — номер вершины, nproc — число, предназначенное для представления физического процесса, nparent — номер родительского трека (0 для первичной вершины), а ndaughters — количество дочерних треков от этой вершины, GPID — идентификационный код частицы Geant, px, py и pz — три векторные компоненты импульса трека, nev — номер события, ntr — номер этого трека в вершине, stopv — номер вершины, в которой заканчивается трек, и PDGPID — ID код частицы Монте-Карло, одобренный Particle Data Group. На рисунке 2.3 приведен пример заполнения выходного файла формата ASCII, полученный после интегрирования нового канала в программный пакет STARLight.

```
EVENT: 1 2 1
VERTEX: 0 0 0 0 1 0 0 2
TRACK: 0 0.124297 0.0562912 -14.1068 1 0 0 310
TRACK: 10 -0.0649924 -0.033287 -18.2177 1 1 0 130
EVENT: 2 2 1
VERTEX: 0 0 0 0 1 0 0 2
TRACK: 10 0.00863557 0.0637147 11.5942 2 0 0 130
TRACK: 0 -0.102671 -0.0125661 8.55472 2 1 0 310
EVENT: 3 2 1
VERTEX: 0 0 0 0 1 0 0 2
TRACK: 0 0.0948404 0.0129457 -0.253868 3 0 0 310
TRACK: 10 -0.0993462 0.00168524 -0.232482 3 1 0 130
EVENT: 4 2 1
VERTEX: 0 0 0 0 1 0 0 2
TRACK: 0 0.00606019 -0.0517015 -3.02633 4 0 0 310
TRACK: 10 -0.0263082 0.0337192 -1.82674 4 1 0 130
EVENT: 5 2 1
VERTEX: 0 0 0 0 1 0 0 2
TRACK: 0 0.0350755 0.0909863 -9.4007 5 0 0 310
TRACK: 10 -0.00774562 -0.0731236 -7.17847 5 1 0 130
```

Рисунок 2.3 — Пример выходного файла в формате ASCII

2) Симуляция

На данном этапе происходит симуляция детектирования частиц реальным детектором: получающиеся адроны проходят через детектирующую среду, и эти взаимодействия моделируются с помощью GEANT4. На данном шаге необходимо задавать геометрию детектора (системы детекторов), можно так же использовать уже известную геометрию детекторов с проекта ATLAS.

3) Реконструкция и оцифровка

Алгоритмами реконструкции являются те же программные пакеты, которые используются для реконструкции реальных данных ATLAS, кластеризации областей потенциально интересной физики на основе отклика детектора и применения критериев для определения различных типов частиц.

Разные этапы реконструкции представляют собой разные виды наборов данных. Это связано с тем, что анализ проводится не только непосредственно на итоговых данных, но также и на промежуточных этапах. Таким образом, существует несколько типов данных:

- Поток данных двоичной информации, которые представляют собой поток данных от HLT.
- Сырые Данные Объекта Данных (RDO), которые являются C++ объектом представления потока данных двоичной информации.
- Суммарные данные события (ESD), которое содержат детальную информацию о реконструкции сигнала в детекторах или получены из сырых данных. Эти данные содержат достаточную информацию, для того чтобы произвести идентификацию частицы, профитировать трек и т.д, обеспечивая возможность быстрой настройки алгоритмов для реконструкции и калибровки.
- Данные Объекта Анализа (AOD), который является окончательным реконструированным событием, и содержит достаточную информацию для последующего анализа.

Таким образом, этап реконструкции можно разбить на несколько подэтапов, которые показаны на рисунке 2.4.

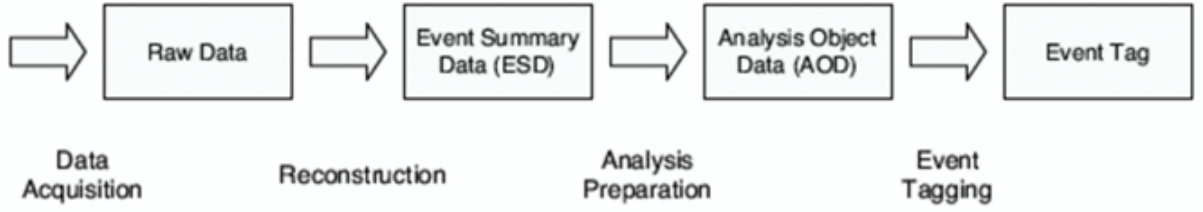


Рисунок 2.4 — Схема работы реконструкции

2.5 РЕЗУЛЬТАТЫ ГЕНЕРАЦИИ СОБЫТИЙ С ПОМОЩЬЮ STARLIGHT

Создание нового канала распада $\varphi \rightarrow K_S^0 K_L^0$ с дальнейшим распадом $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ требует введение нового кода в программный пакет STARLight, добавление новых численных параметров и методов для корректной эксплуатации результатов. В данном пункте перечисляются основные добавленные параметры и полученные результаты.

Нейтральный каон — это мезон, состоящий из двух кварков: одного u-/d-кварка и одного анти s-кварка. Античастица каона состоит из s-кварка и анти u-/d-кварка. К-мезоны являются легчайшими адронами, имеющими ненулевое значение квантового числа под названием странность. В ядерных реакциях продуктами выступают долго- и короткоживущий каоны, имеющие более сложный кварковый состав.

Для построения собственного канала распада необходимо учесть массы продуктов распада и исходной частицы:

$$M_{K_L} = M_{K_S} = 0.497614 \text{ GeV}/c^2$$

$$M_\varphi = 1.019461 \text{ GeV}/c^2$$

Введем значение брэнчинка, или «коэффициента ветвления», который определяется как отношение количества частиц, которые распадаются через определенный канал распада, к общему количеству частиц, которые распадаются через все моды распада.

Табличное значение коэффициента, или «branching ratio» равно:

$$\text{PhiBrKLKS} = 0.342$$

Учтем ширину исходной частицы:

$$\text{PhiWidth} = 0.004266 \text{ GeV}$$

Минимальное и максимальное значения энергии центра масс были выбраны на основе схожего распада $\varphi \rightarrow K^+ K^-$:

$$\begin{aligned} \text{defaultMinW} &= 2 \cdot \text{kaonLongShortMass}() \\ \text{defaultMaxW} &= \text{mass} + 5 \cdot \text{width}, \end{aligned}$$

где mass и width — параметры φ , а $\text{kaonLongShortMass}()$ — массы долго- и короткоживущих каонов.

Обязательным параметром так же является специальный код, соответствующий каждой частице. Изначально, в коде STARLight содержится информация об ограниченном перечне частиц, поэтому, добавляя новые частицы, необходимо учитывать, что каждой из них соответствует определенное число. Для K_L^0 это 130, а для K_S^0 — 310. Это важно, потому что при создании нового канала, эти частицы необходимо добавлять в раздел входных параметров STARLight. Для будущей работы с такими программными пакетами моделирования как GEANT, этот номер будет давать им информацию, какие именно продукты реакции рождаются, сравнивая с заранее добавленной в код таблицей. Перечень кодов, представленных в таблице, может быть найден по запросу «particle code for Monte Carlo» в открытом доступе на официальном сайте ParticleDataGroup.

Среди входных параметров так же следует отметить следующие:

- 1) $\text{productionMode} = 2$ — Номер интересующего взаимодействия. В данном случае, номер 2 соответствует когерентному фотоядерному векторному рождению мезонов в узких резонансах. Эту опцию также следует использовать для эксклюзивного рождения векторных мезонов;
- 2) $\text{maxEvents} = 500000$ — Количество сгенерированных событий выбранного взаимодействия. Такое количество событий является оптимальным для анализа;
- 3) $\text{prodParticleId} = 334$ — Интересующий канал распада. Номер 334 отсутствует в таблицах 2.1 и 2.2, так как это новый канал распада $\varphi \rightarrow K_L^0 K_S^0$. Номер 334 выбран из соображений того, что он написан на основе своего предшественника, 333 канала.

Как видно из таблиц 2.1 и 2.2, STARLight специализируется на распадах с рождением пары частица-античастица. Однако дочерние частицы нового канала распада являются исключительными, одна из них не может являться античастицей по отношению к другой. Как минимум, это легко заметить по временам жизни: время жизни K_S^0 — $\tau(K_S^0) \approx 0.89 \times 10^{-10}$ с, $c\tau = 2.68$ см и K_L^0 — $\tau(K_L^0) \approx 5.12 \times 10^{-8}$ с, $c\tau = 15.34$ м. То есть долгоживущий каон не успевает распасться по одной из мод распада и покидает пределы детектора. По этой причине был модифицирован способ заполнения выходного файла, добавлен метод Rndom() в случае использования 334 канала:

```
xtest < 0.5 -> ipId track1 = 130,   ipIdipId track2 = 310
                else -> ipId track1 = 310,   IpId track2 = 130
```

С помощью программного пакета STARLight было смоделировано 500.000 событий образования φ^0 -мезона по каналу распада 334.

На рисунке 2.5 представлено распределение по инвариантной массе пары каонов, на котором отчётливо виден пик в районе 1 GeV , что соответствует пику образования φ^0 -мезона.

На рисунке 2.6 приведено распределение по поперечному импульсу пары каонов. Отчетливо видно, что поперечный импульс смоделированного φ^0 -мезона имеет пик в районе 0.02 GeV , и данное распределение характерно для образования частицы в ультрапериферических столкновениях. Малый поперечный импульс соответствует тому, что частица рождается «стоячей» и разлет частиц при распаде на два каона будет происходить почти под углом 180° .

На рисунке 2.7 представлено характерное распределение по быстроте пары каонов.

На рисунках 2.8 — 2.10 приведены распределения по быстроте K_L^0 и K_S^0 и распределения по их энергиям.

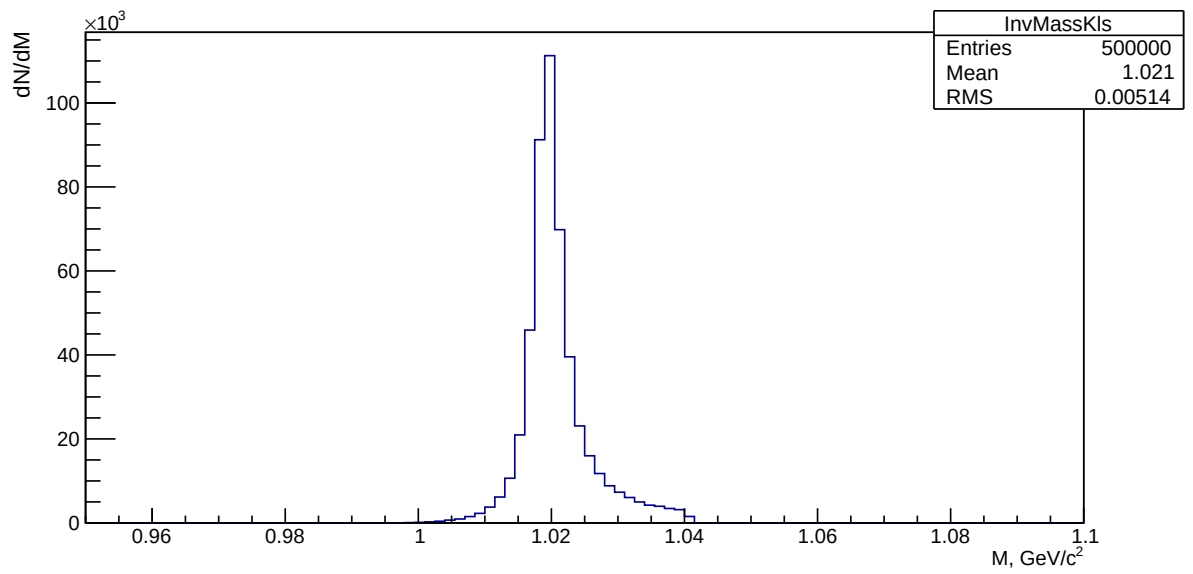


Рисунок 2.5 — Распределение по инвариантной массе пары каонов

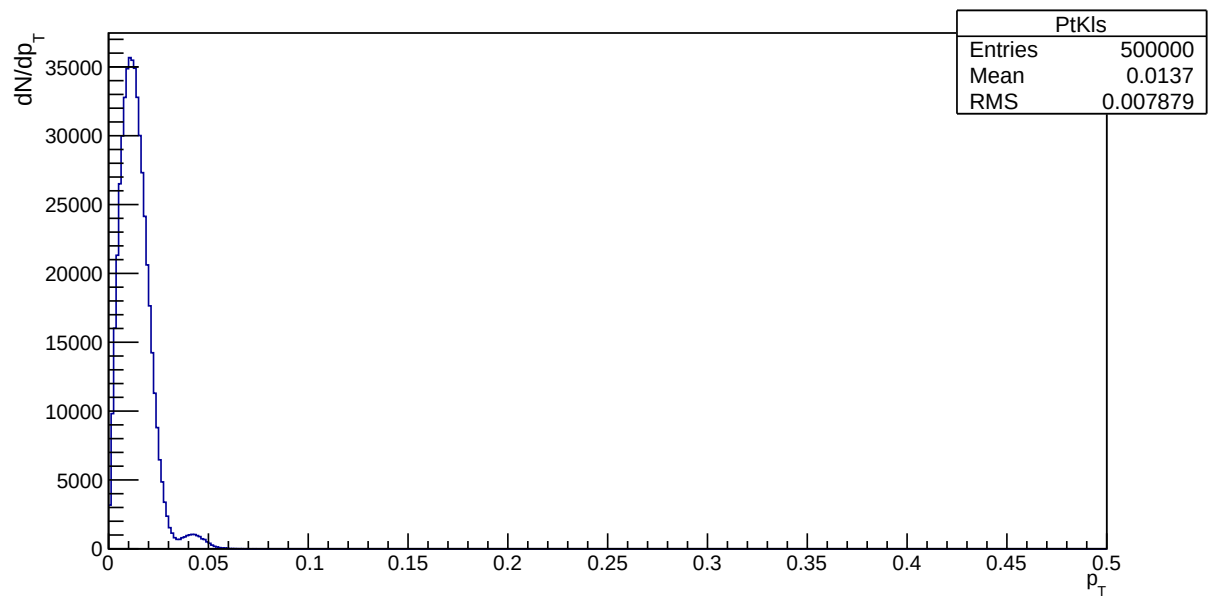


Рисунок 2.6 — Распределение по поперечному импульсу пары каонов

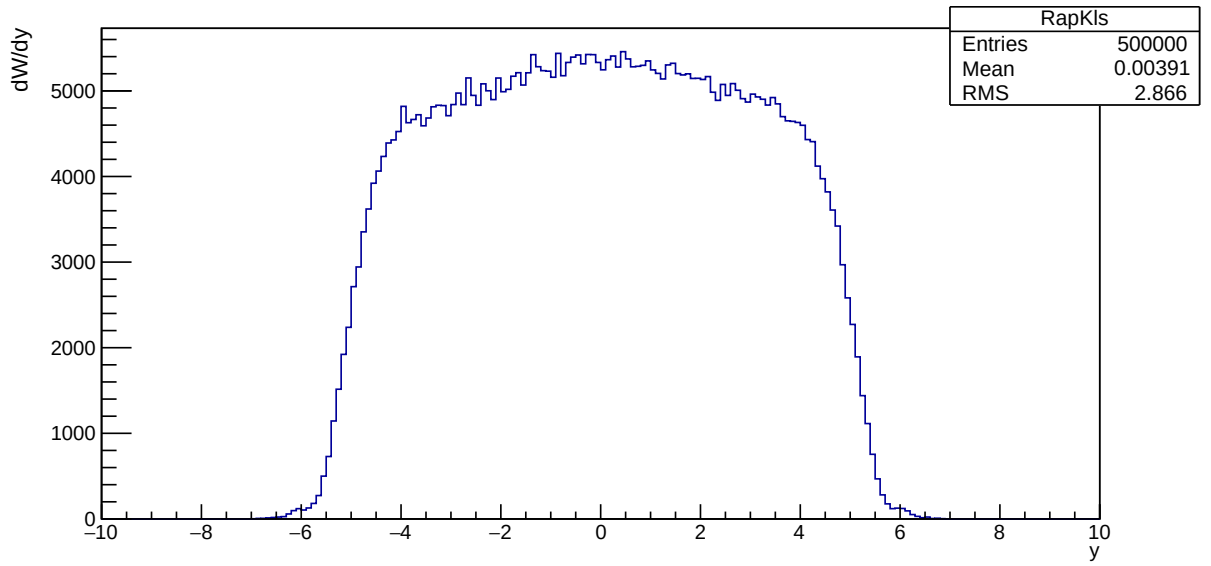


Рисунок 2.7 — Распределение по быстройте пары каонов

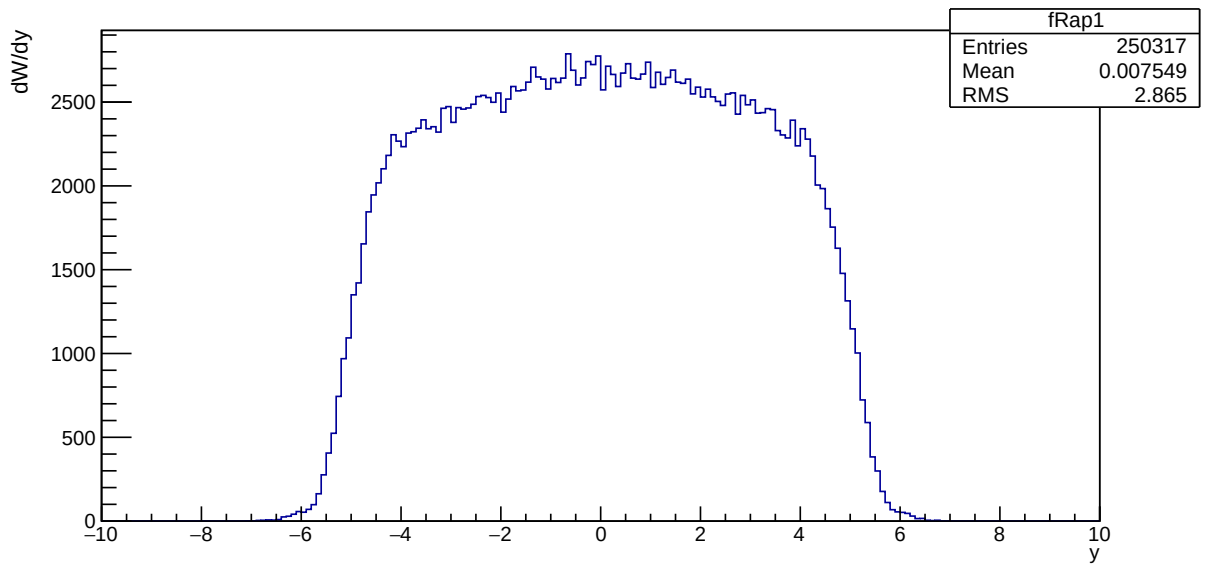


Рисунок 2.8 — Распределение по псевдобыстройте K_L^0

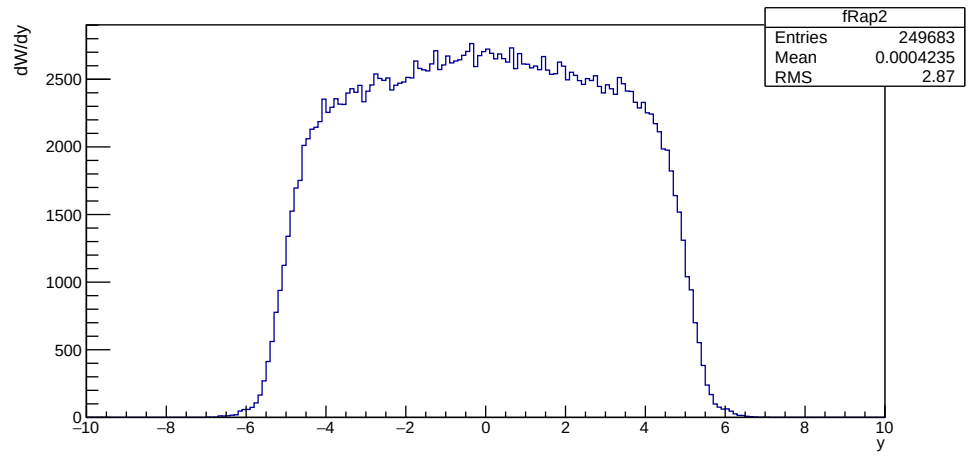
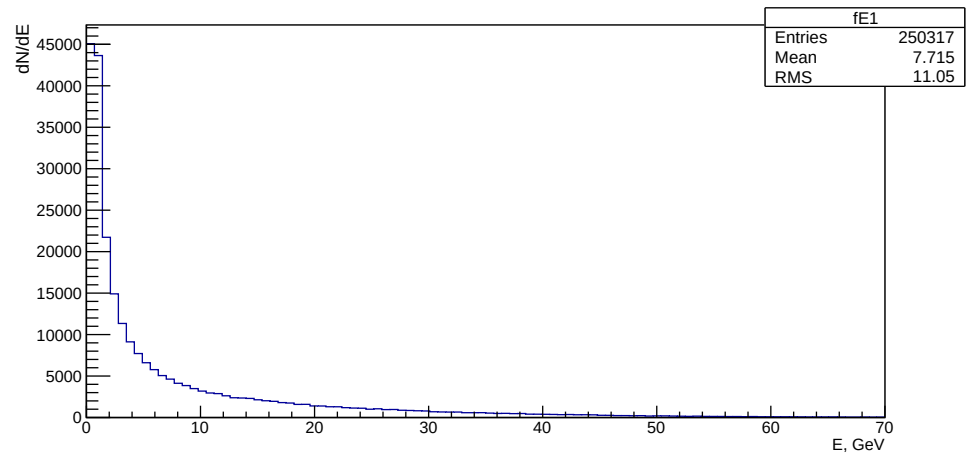
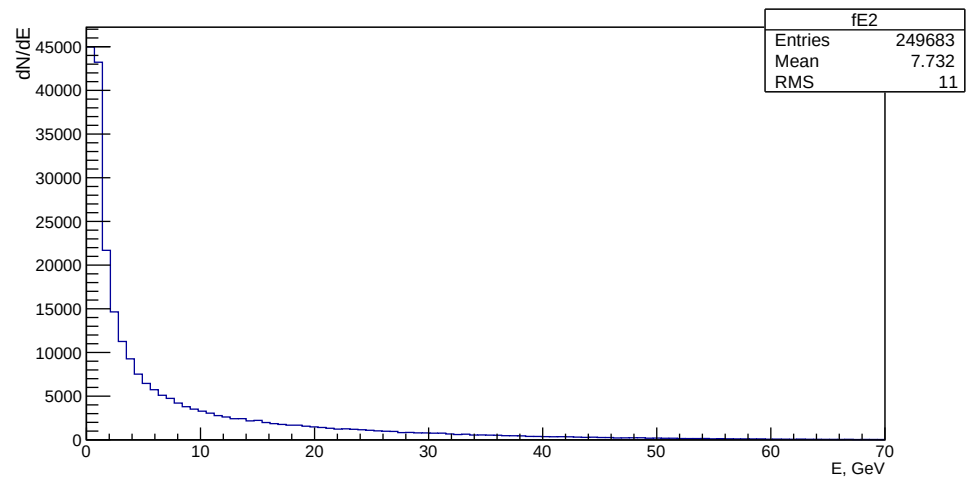


Рисунок 2.9 — Распределение по псевдобыстроте K_S^0



(a)



(б)

Рисунок 2.10 — Распределение по энергии а) K_L^0 ; б) K_S^0

3 ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

Несмотря на огромный потенциал программных пакетов STARLight, Root и их связки, в данной работе использовались дополнительные программные пакеты, необходимые для решения поставленных задач.

3.1 ATLAS SOFTWARE GIT WORKFLOW

Git — самая популярная современная система управления версиями. Данный проект развивается много лет и имеет миллионы пользователей, многие из которых являются профессиональными разработчиками ПО. Система используется для управления версиями большого числа проектов по разработке программного обеспечения.

Например, разработчик решает изменить исходный код программы, путем добавления функции. Он добавляет ее для новой версии, после фиксирует их и изменяет описание. Далее, разработчик добавляет еще одну функцию и фиксирует изменения. Все изменения, сделанные пользователем, будут сохранены в истории в качестве отдельных элементов. Таким образом, разработчик может возвращаться к более старым версиям ПО и исправлять баги и другие проблемные места программы, при этом никак не затрагивая новые версии программы. После фиксирования изменений старой версии, разработчик может выпустить обновление и продолжить работать над новой версии ПО, просто переключаясь на ветку соответствующей версии.

Как и многие другие разработчики, ATLAS является одним из пользователей Git системы для хранения и управления версиями софта, в частности — Athena. Необходимость использовать GIT возникает в связи с тем, что для проведения полного моделирования требуется строгий формат сгенерированных событий, а именно — HepEVNT или EVNT.pool.root. В дан-

ной работе необходимо редактировать код программного пакета STARLight, что ведёт за собой использование stand-alone версии пакета. Как уже отмечалось ранее, выходной файл сгенерированных событий будет иметь формат ASCII, что противоречит главному условию проведения полного моделирования. Следует отметить, что как и многие MC генераторы, STARLight является частью пакета Athena. По этой причине, используя «вшитую» в lxplus версию MC, пользователь получит выходной файл в формате HepEVNT. Однако данный вариант также не удовлетворяет цель данной работы — редактировать код в таком случае невозможно. В таком случае, можно написать программу по переводу ASCII в HepEVNT, но при таком подходе решения проблемы, как стало ясно после консультации со многими экспертами ATLAS, существует вероятность получить потерю данных. Так как написание подобного рода программы — задача нетривиальная, а полученные выходные файлы могут быть некорректными, то был предложен другой, более оптимальный способ решения проблемы: с помощью сервисов GIT скопировать одну из последних версий Athena на свою ферму, связать (сшить) библиотеки stand-alone версии STARLight с уже отредактированным кодом с внутренним STARLight и провести генерацию событий. Данный метод позволил провести генерацию событий нового, интегрированного канала в нужном формате, позволяющем провести полное моделирование данных событий.

3.2 PARTICLEGUN

Генератор ParticleGun (PG) является еще одним способом смоделировать несколько событий, отдельную частицу с распадом или без и многие другие интересующие реакции, используя при этом программный пакет GEANT4. Его достоинство в том, что PG позволяет передавать генератору общие кинематические и идентификационные образцы частиц, т.е. генератор не использует сечение процесса, а только его кинематику. ParticleGun может генерировать одну или несколько частиц, указанных в виде их PDGID, исходящих из одной и той же вершины, например (0,0,0). Каждая частица может быть дополнена своей античастицей (если она существует, в другом случае — другой частицей с тем же идентификатором)

с противоположными (p_x, p_y, p_z) .

Необходимость использования PG генератора связана с тем, что следует сравнить выходные данные после реконструкции событий, сгенерированных standalone STARLight и событий, сгенерированных другим MC, в исходный код которого не были внесены правки. В качестве кандидата на эту роль так же рассматривался MC PYTHIA, однако данный генератор используется для протон-протонных взаимодействий и не до конца известно, сможет ли данный MC работать с ультрапериферическими столкновениями. Также, PG достаточно прост в использовании. Например, для генерации 10.000 событий с рождением пары долгоживущего и короткоживущего каонов, потребуется всего несколько строк кода, приведенных на картинке 3.1.

```
#!/*- python -*-
# Copyright (C) 2002-2017 CERN for the benefit of the ATLAS collaboration

include("GeneratorUtils/StdEvgenSetup.py")
theApp.EvtMax = 10000
import ParticleGun as PG
pg = PG.ParticleGun()
pg.randomSeed = 123456
pg.sampler.pid = {310,130}
pg.sampler.mom = PG.EEtaMPhiSampler(energy=10000, eta=[-2,2])
topSeq += pg
include("GeneratorUtils/postJ0.CopyWeights.py")
include("GeneratorUtils/postJ0.PoolOutput.py")
include("GeneratorUtils/postJ0.DumpMC.py")
```

Рисунок 3.1 — Пример конфигурации PG

Однако, несмотря на простоту в использовании, для корректного сравнения выходных данных после полного моделирования STARLight и PG, при написании конфига, используются кинематические данные, полученные из STARLight. Оптимальным решением было использовать официальные образцы событий, хранящихся в GRID. Поскольку по исследуемой реакции распада были сохранены только события, прошедшие симуляцию, то реконструкция была проведена самостоятельно.

3.3 HTCONDOR

HTCondor — это высокопроизводительная вычислительная служба. Она решает, как и когда задания, представленные пользователями, должны выполняться с помощью распределенной вычислительной службы. Решения принимаются таким образом, чтобы разделить доступные ресурсы между всеми пользователями системы. Отправляя задания в HTCondor из lxplus, они добавляются в очередь. Как только они попадают в начало очереди, они автоматически отправляются на рабочие узлы службы вычислений. Затем задания выполняются на узлах, назначенных HTCondor, и по завершению каждого задания пользователю возвращаются все результаты, а также все возникшие ошибки.

Напомним, что вся работа проводится на ферме lxplus, принадлежащей CERN, то есть работа проводится локально. В связи с этим, существует некоторое экранное время, в течение которого исполняемая команда или программа должна завершить свою работу. Если этого не происходит и программа не успевает отработать за это ограниченное время, ее работа прерывается и выдается ошибка. Данное ограничение накладывает большие сложности на проведение полного моделирования, так как этапы симуляции и реконструкции требуют большого количества времени для отработки. Не используя никакие дополнительные или сторонние вычислительные системы, на lxplus возможно провести реконструкцию только для сотни событий, что является слишком малой статистикой, на которой невозможно провести анализ.

В качестве дополнительной системы мог бы послужить GRID — Всемирная вычислительная сеть БАК, состоящая из четырех уровней, каждый из которых состоит из нескольких компьютерных центров и предоставляет определенный набор услуг. Между собой уровни обрабатывают, хранят и анализируют все данные большого адронного коллайдера. GRID довольно широко известен специалистам в области физики высоких энергий и хорошо подошел бы для реконструкции сотней тысяч событий. Однако использовать GRID можно только для данных, хранящихся внутри данной системы и, соответственно, полученных из экспериментов коллаборации. Загружать данные возможно только для участников экспериментов, чьи

имена включены в специальный перечень и имеют доступ к так называемому "SCRATCH DISK". По этой причине использование GRID в данной работе исключено.

Здесь и возникает необходимость использования вычислительной системы HTCondor: был написан скрипт для запуска команд симуляции и реконструкции сгенерированных STARLight и PG событий. Следует отметить, что для данной системы существует ограничение на реконструкцию — не более 10.000 событий на одну машину. По этой причине вся работа была разделена на несколько подработ: для статистики в 400.000 сгенерированных событий было написано 40 различных конфигов, которые запускали симуляцию и реконструкцию отдельных 10.000 событий. Для ускорения работы основная программа (submit.sub), запускающая скрипт в HTCondor была модифицирована таким образом, чтобы при ее запуске все 40 задач были переданы в очередь (рис. 3.2). В командах использовался параметр skipEvents, поэтапно пропускающий 10 тысяч событий, чтобы выходные данные были независимыми. Это позволило увеличить статистику для последующего проведения анализа. Пример исполняемого конфига приведен на рис. 3.3.

```
executable = run_reco$(ProcId).sh
universe   = vanilla
output     = output$(ClusterId).$(ProcId)
error      = error$(ClusterId).$(ProcId)
log        = log$(ClusterId)
max_retries = 3
#request_memory = 14000MB
#request_disk = 15000MB
#MAX_TRANSFER_OUTPUT_MB = 14420
+JobFlavour = "workday"

queue arguments from /public/prunTest/condortest/main_100k_simAndReco/sim/amount0to9
```

Рисунок 3.2 — Конфигурация submit.sub

```

#!/bin/sh

SEED=$RANDOM
echo $SEED
nEvent=10000
echo $nEvent
#setupATLAS
export ATLAS_LOCAL_ROOT_BASE=/cvmfs/atlas.cern.ch/repo/ATLASLocalRootBase
source ${ATLAS_LOCAL_ROOT_BASE}/user/atlasLocalSetup.sh
asetup Athena,21.0.93,here
Sim_tf.py --inputEvgenFile '/afs/cern.ch/user/a/azakhara/public/build/Testing/K1Ks_100k.EVT.pool.root'
--outputHITSFile 'K1Ks_10k_Skip10k.HITS.pool.root' --skipEvent=10000
--AMIconfig s3469 --maxEvents $nEvent --randomSeed $SEED
rm -r log.EVTtoHITS ntuple.pmon.gz
mv K1Ks_10k_Skip10k.HITS.pool.root /eos/user/a/azakhara/star_analysis/100k_full/sim

```

Рисунок 3.3 — Пример скрипта HTCondor

Для реконструкции событий, сгенерированных PG, дополнительно была создана программа на языке Python, заполнившая 500 конфигов для запуска реконструкции в HTCondor. После заполнения, конфиги были запущены в HTCondor так же, как это было описано выше.

3.4 ANALYSIS SOFTWARE TUTORIAL

Analysis Software Tutorial — руководство, предназначенное для ознакомления пользователя с типичными инструментами анализа, которые используются для проведения анализа xAOD в рамках EventLoop, с использованием системы сборки cmake. В данной работе руководство используется для анализа распределений, полученных после полного моделирования исследуемой реакции распада. Также, оно используется для наложения критериев отбора на распределения, с целью поиска оптимальных критериев, выделяющих исследуемые события в образцах MC, с последующим наложением этих критериев на экспериментальные данные. В работе приведены распределения, полученные с помощью данного руководства, а также сами критерии отбора.

4 АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ДАННЫХ

4.1 ЭТАПЫ ПОЛНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ МС ДАННЫХ

После подключения библиотек stand-alone версии STARLight к «вшитому» в lxplus можно проводить полное моделирование. Оно осуществляется в несколько этапов:

1. Установить интересующую версию Athena, например:

```
setupATLAS
asetup 21.6.20,AthGeneration
```

Версия афины выбирается с учетом последних нововведений или интересных команд. Приведенная версия афины сейчас считается устаревшей, однако мы вынуждены ее использовать. Это связано с тем, что именно на этой версии был скомпилирован STARLight во время «сшивки», использование более современных версий будет некорректно. На момент компиляции данная версия не считалась устаревшей и была выбрана с учетом того, что она позволяет проводить генерацию событий:

```
Gen_tf.py --ecmEnergy=5020 --jobConfig=421120
--maxEvents=400000 --outputEVNTFile=KlKs_400k.EVNT.pool.root
```

где Gen_tf.py — общепринятый на lxplus конфиг, генерирующий события выбранного МС (source x86*/setup.sh); jobConfig — конфигурация STARLight, где пользователь иницирует необходимые параметры (например, номер канала распада, ограничение по скорости и т.д.), пример которого приведет на рисунке 4.1; maxEvents — количество генерируемых событий.


```
#based on 420252
evgenConfig.description = "Starlight gamma + gamma UPC collisions at 5020 GeV to continuum -> 2 e, 3.6 GeV < m < 8 GeV, pT(e)>1.8GeV, |eta(e)|<2.6"
evgenConfig.keywords = ["2photon","2lepton"]
evgenConfig.weighting = 0
evgenConfig.contact = ["mateusz.dyndal@cern.ch"]

# T000: Sort out proper param setting based on runArgs.ecmEnergy
if int(runArgs.ecmEnergy) != 5020:
    evgenLog.error("This JO can currently only be run for a beam energy of 5020 GeV")
    sys.exit(1)

include("Starlight_i/Starlight_Common.py")

genSeq.Starlight.Initialize = \
[
    "beam1Z 82", "beam1A 208", #Z,A of projectile
    "beam2Z 82", "beam2A 208", #Z,A of target
    # T000: Calculate this from runArgs.ecmEnergy
    "beam1Gamma 2705", #Gamma of the colliding ion1, for sqrt(nn)=5.02 TeV
    "beam2Gamma 2705", #Gamma of the colliding ion2, for sqrt(nn)=5.02 TeV
    "maxW 4", #Max value of w
    "minW 0.6", #Min value of w
    "nmbWBins 200", #Bins n w
    "maxRapidity 3", #max y
    "nmbRapidityBins 200", #Bins n y
    "accCutPt 0", #Cut in pT? 0 = (no, 1 = yes)
    "minPt 0", #Minimum pT in GeV
    "maxPt 10.0", #Maximum pT in GeV
    "accCutEta 0", #Cut in pseudorapidity? (0 = no, 1 = yes)
    "minEta -2.7", #Minimum pseudorapidity
    "maxEta 2.7", #Maximum pseudorapidity
    "productionMode 2", #(1=2-phot,2=vmeson(narrow),3=vmeson(wide))
    "nmbEventsTot 1", #Number of events
    "prodParticleId 334", #Channel of interest
    "beamBreakupMode 5", #Controls the nuclear breakup
    "interferenceEnabled 0", #Interference (0 = off, 1 = on)
    "interferenceStrength 1.", #% of interference (0.0 - 0.1)
    "coherentProduction 1", #Coherent=1,Incoherent=0
    "incoherentFactor 1.", #percentage of incoherence
    "maxPtInterference 0.24", #Maximum pt considered, when interference is turned on
    "nmbPtBinsInterference 120", #Number of pt bins when interference is turned on
    "xsecMethod 1", #Set to 0 to use old method for calculating gamma-gamma luminosity
    "nThreads 1", #Number of threads used for calculating luminosity (when using the new method)
    "pythFullRec 1" #Write full pythia information to output (vertex, parents, daughter etc)
]
```

Рисунок 4.1 — Пример jobConfig, используемого в данной работе

Данный конфиг используется для запуска генерации событий в STARLight через Athena. Он работает с энергией строго равной 5020 GeV.

2. Симуляция

Генерация событий нового канала в формате EVNT.pool.root, в отличие от формата ASCII, позволяет проводить симуляцию и реконструкцию. Именно на этом шаге заметно, почему «сшивки» являются ключевым моментом:

```
asetup Athena,21.0.105,here
Sim_tf.py --inputEvgenFile '/afs/cern.ch/user/a/azakharo/
public/build/Testing/KlKs_400k.EVNT.pool.root'
--outputHITSFile 'KlKs_10k_Skip120k.HITS.pool.root'
--skipEvent=120000 --AMIconfig s3537 --maxEvents $nEvent
```

где inputEvgenFile — входной HepEVNT файл, содержащий в себе сгенерированные события; AMIconfig — геометрия детекторов, симулирующих попадания в них и регистрацию частиц. Она выбрана с учетом run 2 — второго сеанса проведения экспериментальных измерений на БАК в 2018 году.

3. Реконструкция

Для реконструкции так же необходимо использовать индивидуальный релиз Афины:

```
asetup Athena,21.0.102,here
Reco_tf.py --inputHitsFile star_analysis/sim400k/
KlKs_10k_Skip200k.HITS.pool.root --outputAODFile
AOD_KlKs_10k_Skip200k.pool.root --AMIconfig r11621
--maxEvents $nEvent
```

где так же используется своя геометрия. Она также выбрана с учетом run 2. Версии афины выбираются в связке с геометрией.

4.2 РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

4.2.1 STARLIGHT

После успешной симуляции и реконструкции 400 тысяч сгенерированных событий необходимо их проанализировать и выделить обязательные критерии для отбора событий исследуемой реакции распада, для будущего наложения на экспериментальные данные.

Прежде всего необходимо наложить условие отбора по трекам. Так как в новом канале распада долгоживущий каон не успевает распасться в пределах детектора и покидает его, то треков должно быть два — распад $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

На рисунке 4.2 приведено распределение по инвариантной массе двух пионов. На распределении виден характерный пик в области 500 MeV , что соответствует массе K_S^0 -мезона.

На рисунке 4.3 приведено распределение по поперечному импульсу двух пионов. На распределении виден пик в области 100 MeV , что соответствует области малых поперечных импульсов.

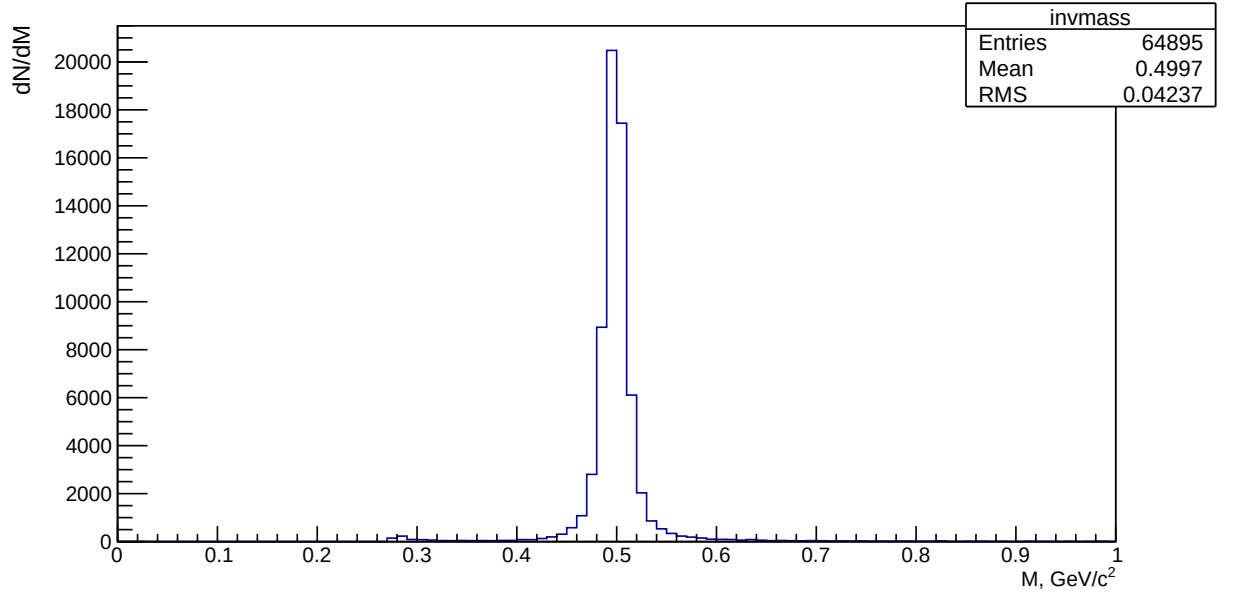


Рисунок 4.2 — Распределение по инвариантной массе двух пионов

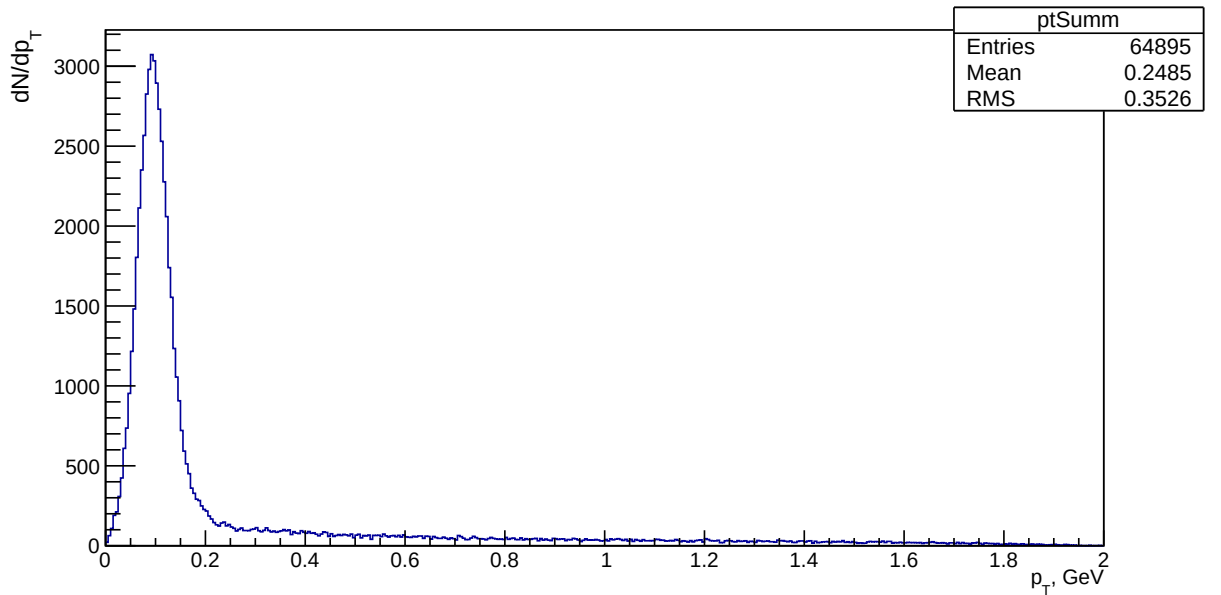


Рисунок 4.3 — Распределение по поперечному импульсу двух пионов

Распад φ -мезона на пару каонов происходит в первичной вершине, т.е. в точке взаимодействия. Рожденный долгоживущий резонанс, K_S^0 , распадается во вторичной вершине на пару противоположно заряженных пионов. Реконструкция восстанавливает треки, образованные из вторичной вершины, и при экстраполяции трека из вторичной вершины до плоскости первичной вершины мы получим смещение трека, так же называемое величиной d_0 (рис. 4.4). Распределение по отношению этих величин для каждо-

го трека является неотъемлемой частью анализа, потому что его характер может сигнализировать о регистрации какой-либо определенной частицы.

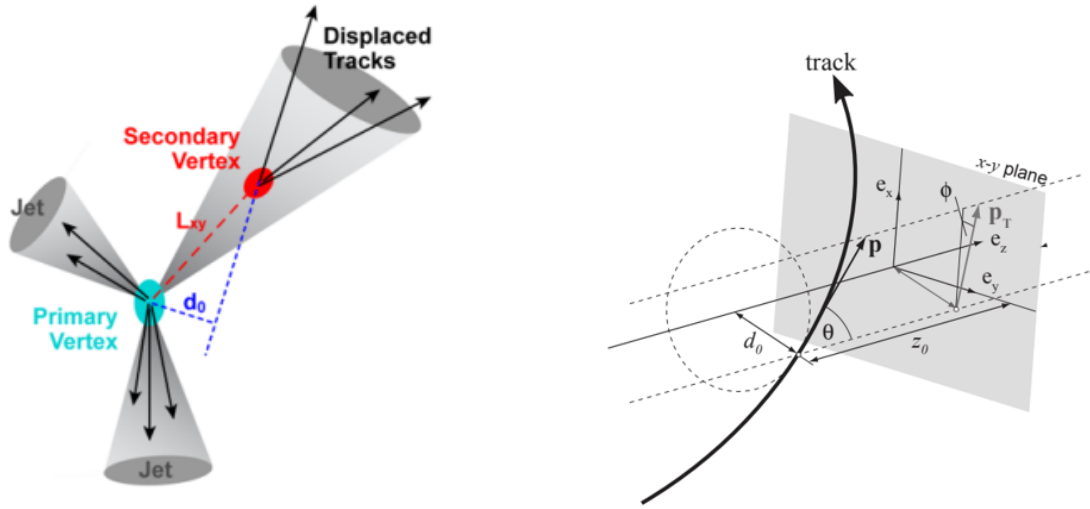


Рисунок 4.4 — Схематичное определение величины d_0

Как видно из распределений, из 400.000 событий двумя треками обладает около 70 тысяч. На рисунке 4.5 представлено двумерное распределение $d_{01}(d_{02})$. Как видно из распределения, все события преимущественно распределены вдоль некоторого «коридора», обозначаемого красными границами.

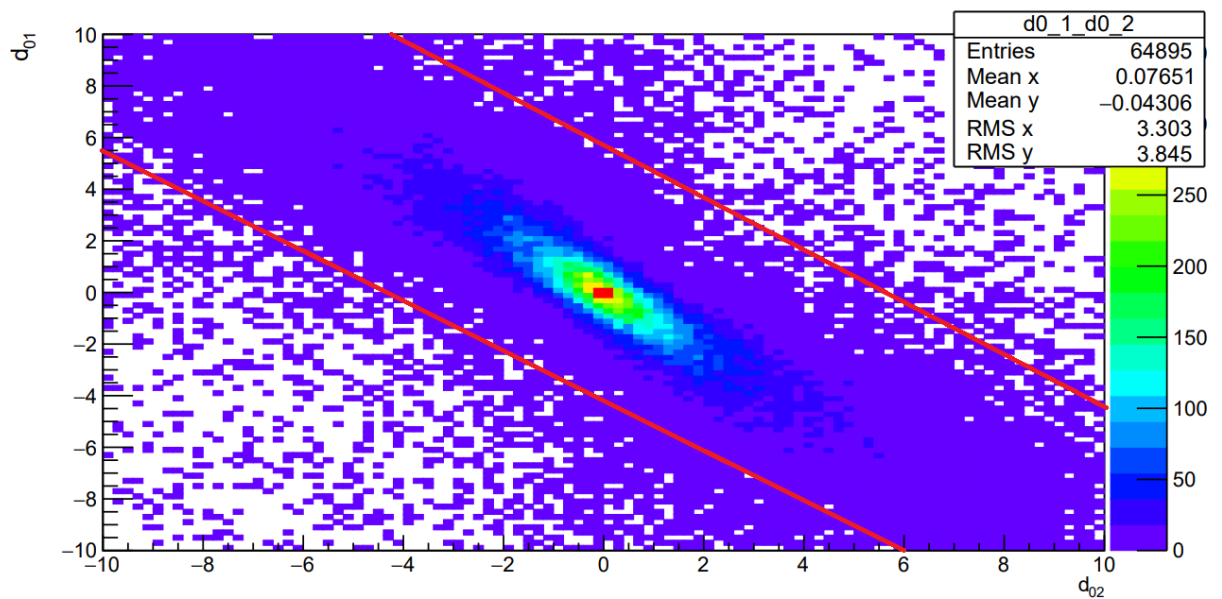


Рисунок 4.5 — Двумерное распределение $d_{01}(d_{02})$ с схематичным изображением «коридора»

На рисунке 4.6 приведено распределение по углу разлета двух пионов, образованных в результате распада короткоживущего каона. φ -мезон образуется практически «стоячим», т.е. у него очень маленький поперечный импульс. При распаде масса φ -мезона делится пополам и является вкладом в поперечный импульс дочерних частиц. Таким образом, π -мезоны, образованные после распада короткоживущего каона, имевшего поперечный импульс, не будут разлетаться под углом 180° .

По определению, переменная α , вводится как:

$$\alpha = 1 - \frac{\Delta\phi}{\pi}, \quad (4.1)$$

где $\Delta\phi$ - разность азимутальных углов ϕ двух треков. Она связана с углом разлета двух частиц как $\alpha = 1 - \frac{\arccos(\cos(\phi_1 - \phi_2))}{\pi}$. При анализе ультрапериферических взаимодействий используется ограничение $\alpha < 0.1$. Но так как рожденная частица является вторичной по отношению к φ -мезону, то такое ограничение использовать нельзя. Исходя из представленного рисунка, распределение по углу разлета имеет пик в районе 0.1, т.е. угол разлета в большинстве своем не равен 180° .

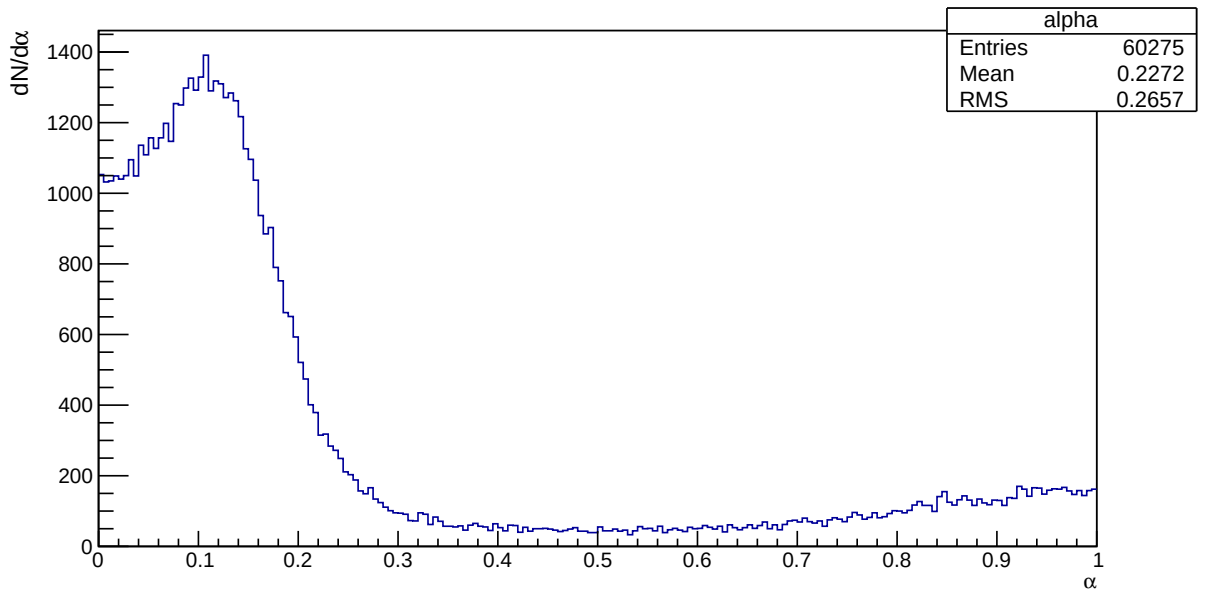


Рисунок 4.6 — Распределение по переменной α (STARLight)

Добавим несколько условий отбора событий:

- Наложим условие $\sum q = 0$. Таким образом, это позволяет избежать-

ся от фоновых событий с неправильно восстановленными зарядами треков и убедиться в том, что исходная частица, претерпевшая распад, является нейтральной по свойству сохранения заряда в ядерных реакциях, которое сохраняется во всех типах взаимодействий;

- Исходя из распределения 4.5 введем отбор событий, заключенных в «коридор», что также позволит в дальнейшем избавиться от фонов и более точно выделить исследуемую реакцию;
- Введем ограничение на угол разлета двух треков вторичной вершины. Наложим условие $\alpha < 0.9$.
- Накладываем условие на отбор по псевдобыстроте треков. В ATLAS в ЛНС используется отбор $|\eta| < 2.5$, связанный с геометрией установки. [14]
- Введем условие на удаление низкокачественных треков. (Подробнее, см. в пункте 6.1 Приложения)

Применяя все критерии отбора, описанные выше, были получены следующие распределения (рис. 4.7- 4.11):

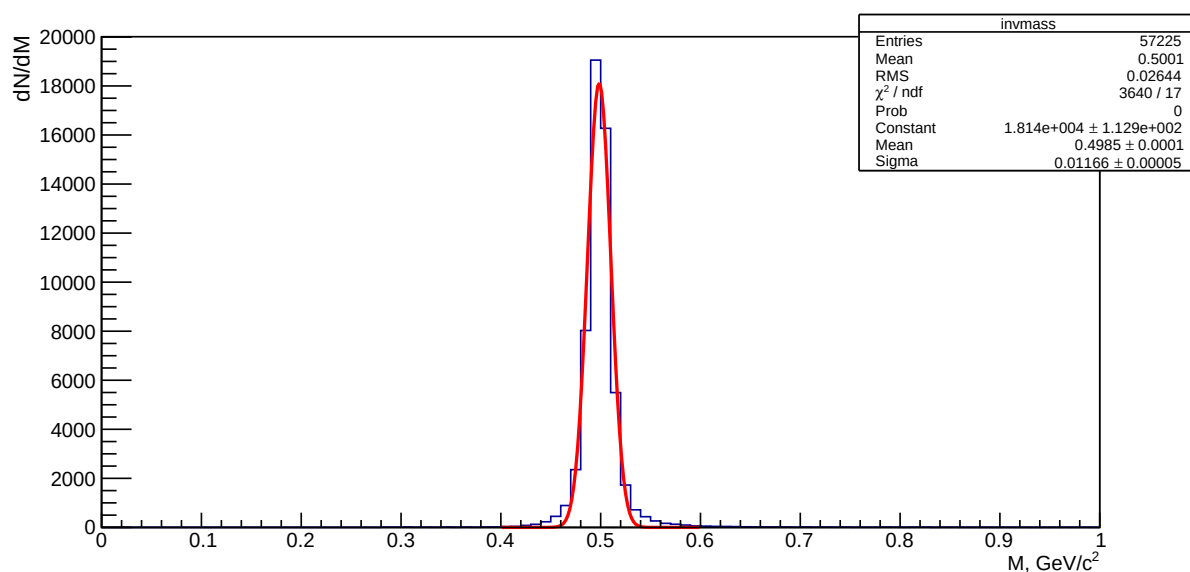


Рисунок 4.7 — Распределение по инвариантной массе двух пионов (STARLight), красным — фитирование функцией Гаусса

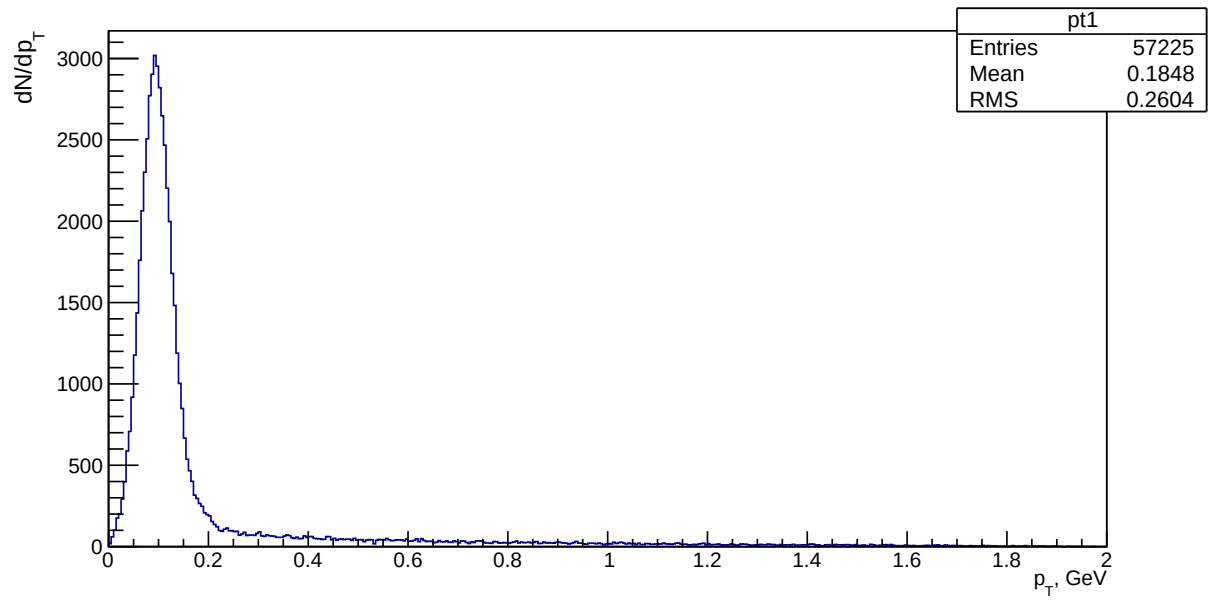


Рисунок 4.8 — Распределение по поперечному импульсу двух пионов (STARLight)

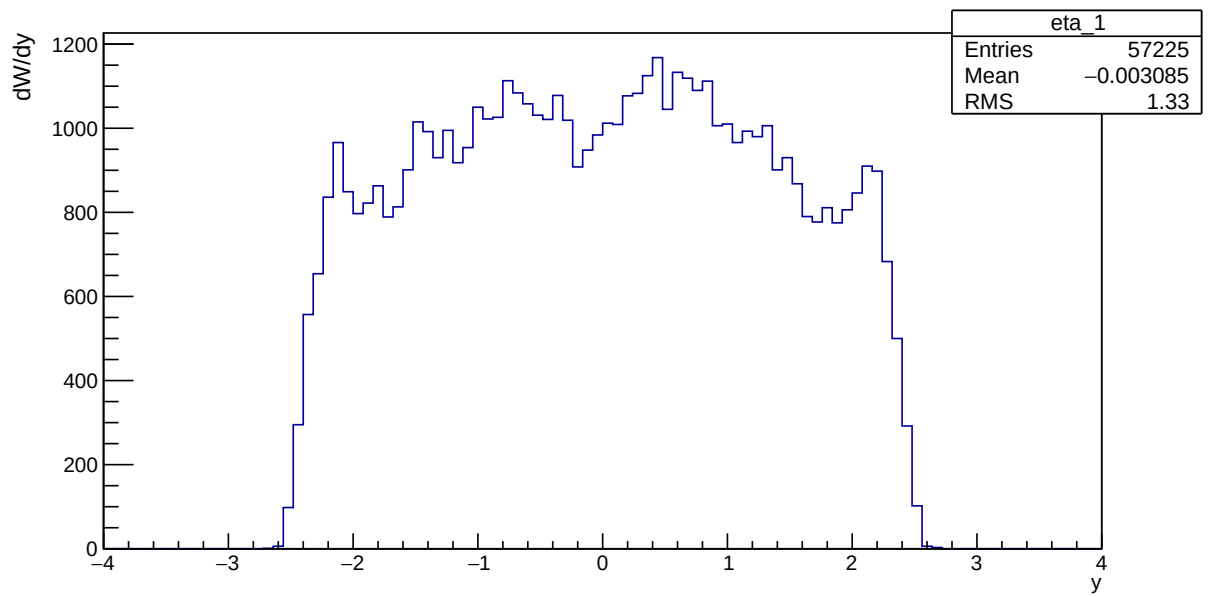


Рисунок 4.9 — Распределение по псевдобыстроте первого пиона (STARLight)

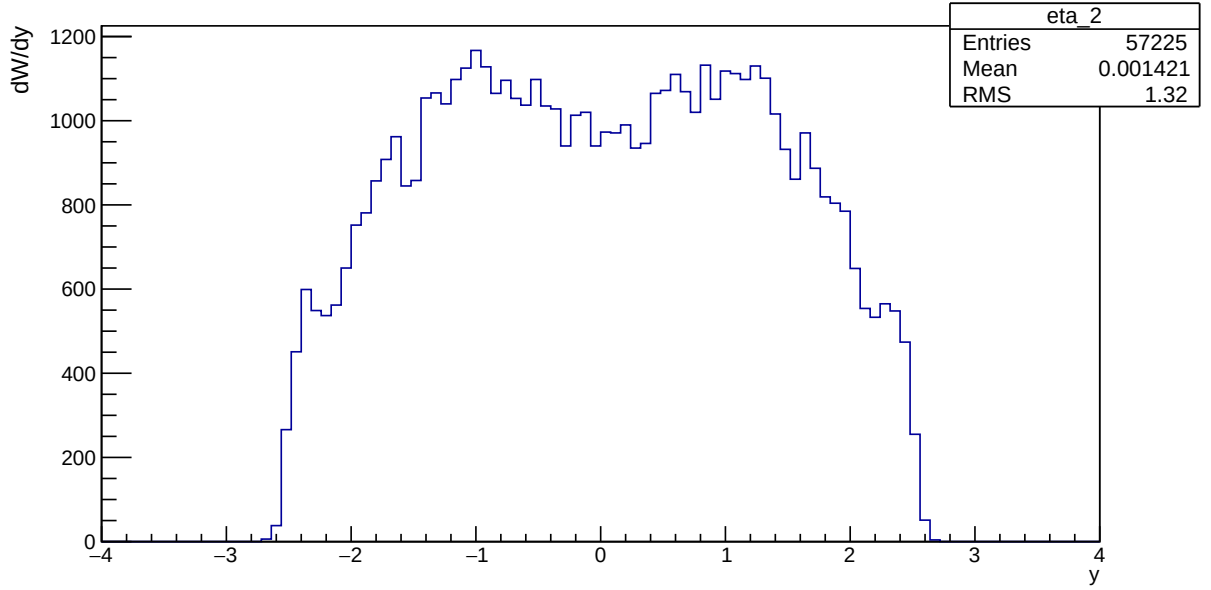


Рисунок 4.10 — Распределение по псевдобыстроте второго пиона (STARLight)

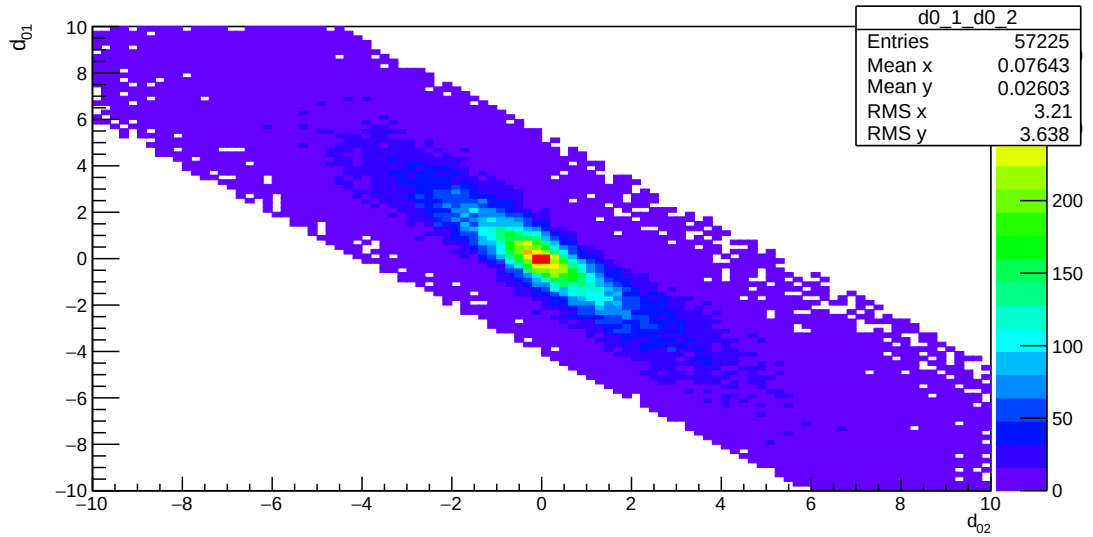


Рисунок 4.11 — Двумерное распределение $d_{01}(d_{02})$ (STARLight)

По параметру фитирования $Mean = 0.4985 \pm 0.0001 \text{ GeV}/c^2$ на рисунке 4.7 видно, что инвариантная масса двух пионов совпадает с табличным значением PDG массы одного каона, равной $M_{K_L} = M_{K_S} = 0.497614 \text{ GeV}/c^2$. Это связано с тем, что долгоживущий каон не успевает распасться в пределах детектора и покидает его, а K_S^0 распадается на два пиона и регистрируется установкой.

4.2.2 PARTICLEGUN

После успешного проведения реконструкции официальных образцов симуляции 500 тысяч событий, найденных в GRID, необходимо провести анализ и построить характерные распределения. При постройке распределений учитывались все те же критерии отбора, что были описаны выше. На рисунке 4.12 представлено распределение по инвариантной массе двух пионов, профитированное функцией Гаусса. Параметр функции фитирования $Mean = 0.498402 \pm 0.000041 \text{ GeV}/c^2$ совпадает с табличным значением PDG массы каона, равной $M_{K_L} = M_{K_S} = 0.497614 \text{ GeV}/c^2$.

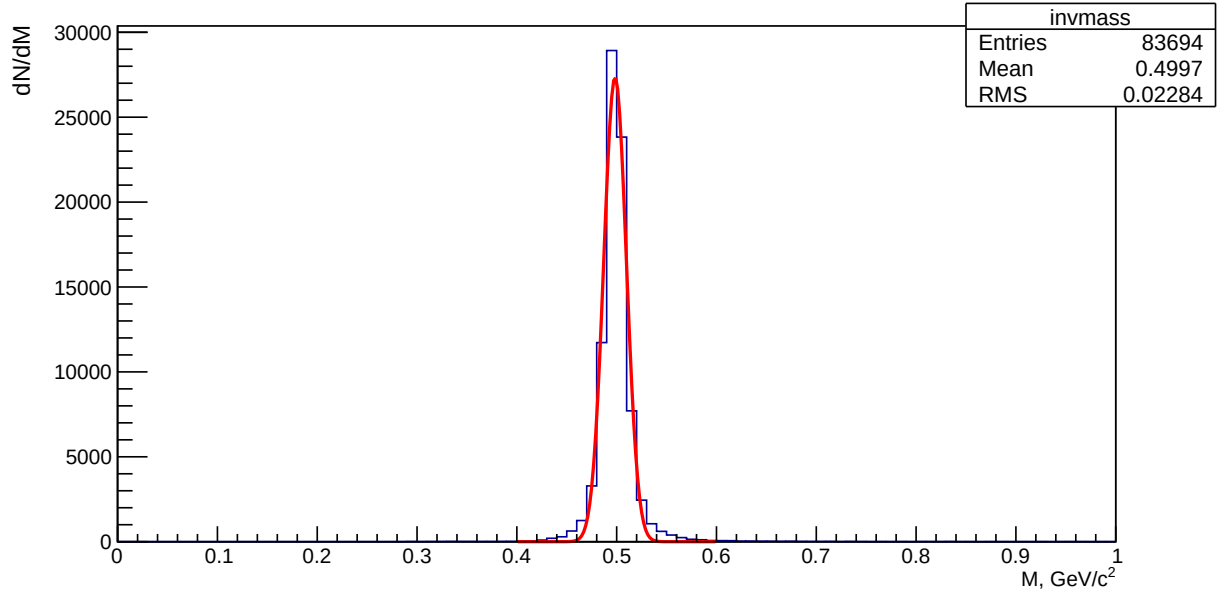


Рисунок 4.12 — Распределение по инвариантной массе двух пионов (PG), красным — фитирование функцией Гаусса

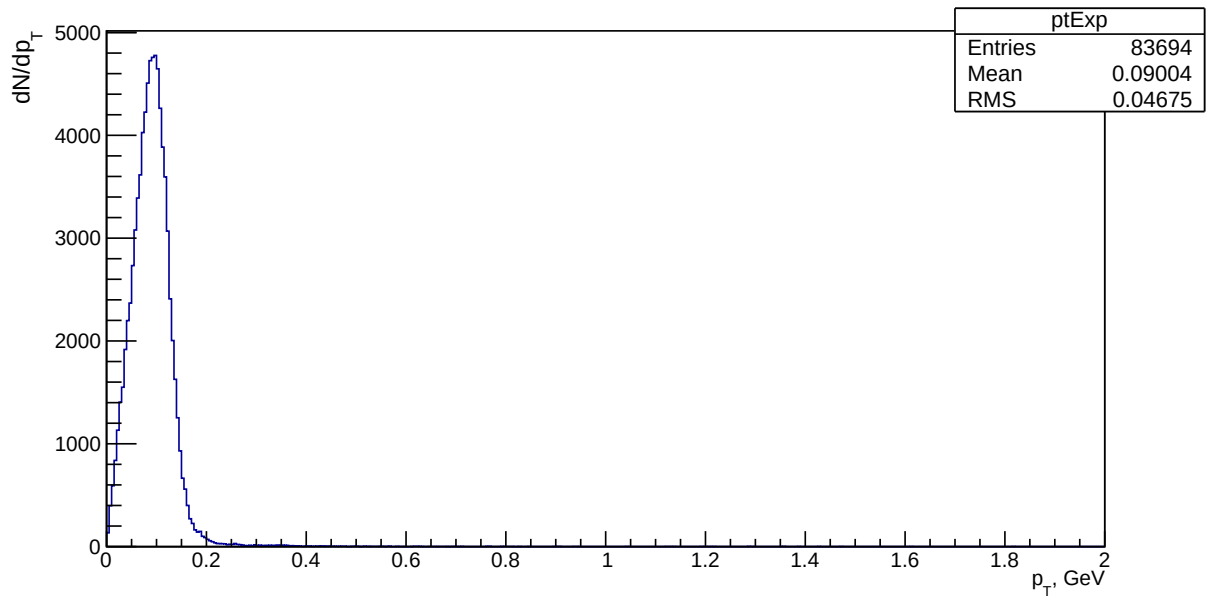


Рисунок 4.13 — Распределение по поперечному импульсу двух пионов (PG)

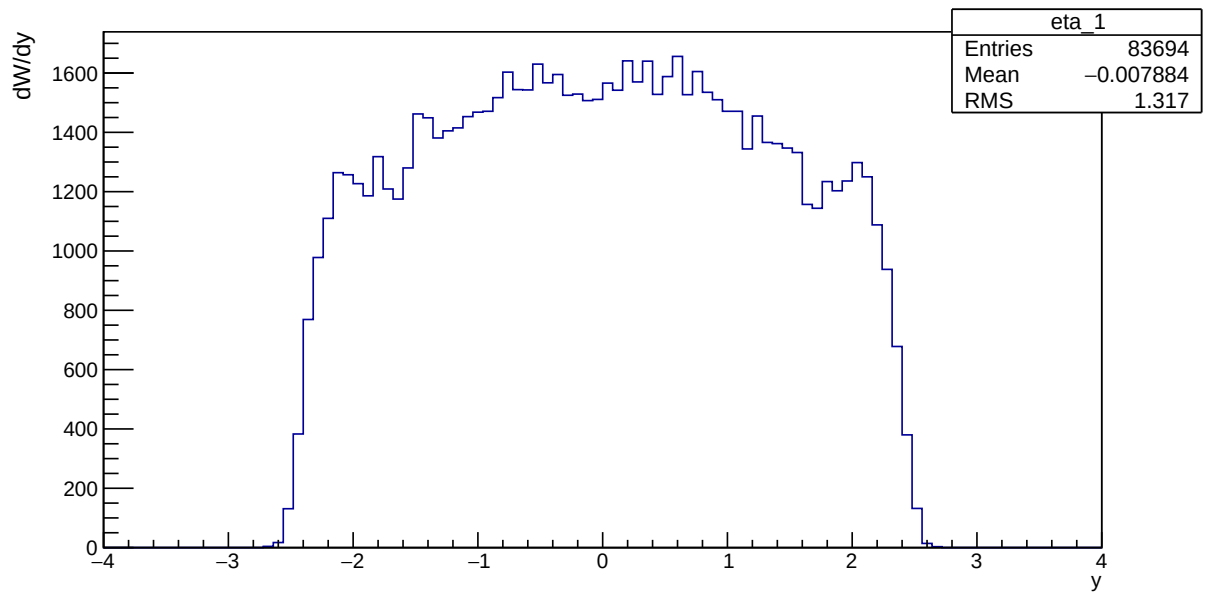


Рисунок 4.14 — Распределение по псевдобыстроте первого пиона (PG)

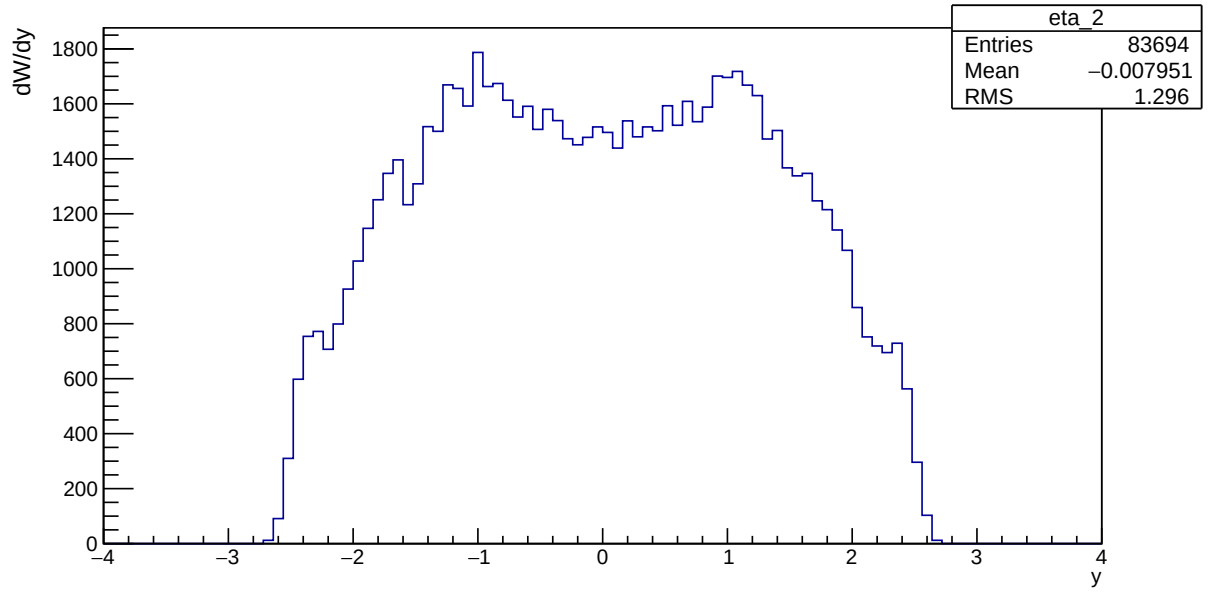


Рисунок 4.15 — Распределение по псевдобыстроте второго пиона (PG)

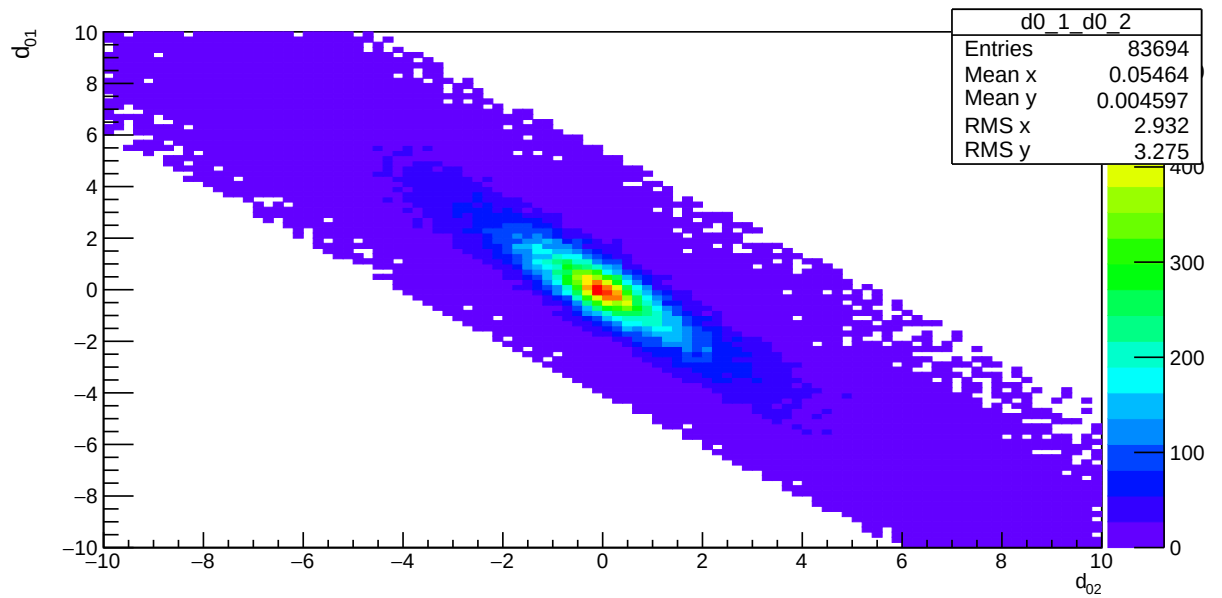


Рисунок 4.16 — Двумерное распределение $d_{01}(d_{02})$ (PG)

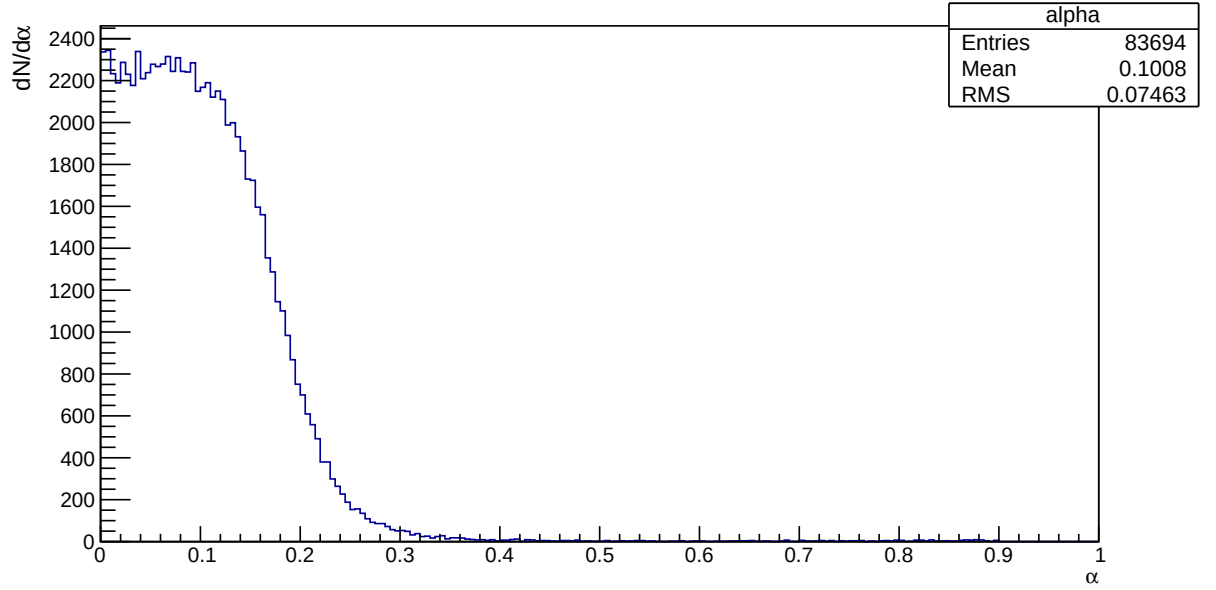


Рисунок 4.17 — Распределение по переменной α (PG)

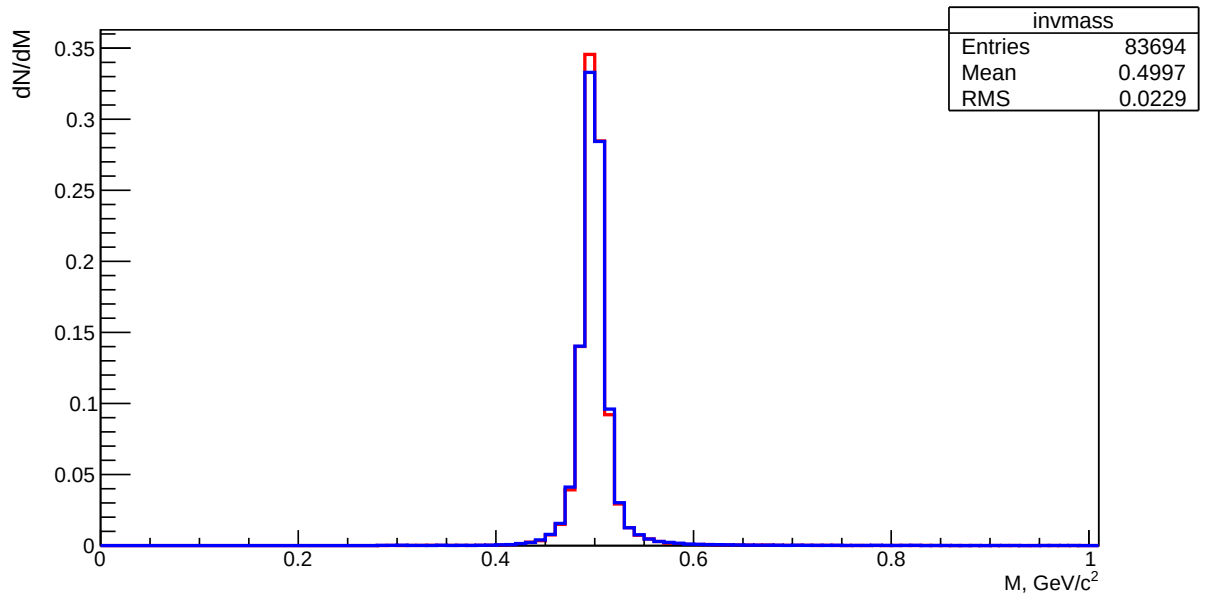


Рисунок 4.18 — Распределение по инвариантной массе пионов, отнормированное на 1. Синим — STARLight, красным — PG

Сравнение распределений по инвариантной массе STARLight и ParticleGun представлено на рисунке 4.18. Оба распределения отнормированы на единицу. Отчетливо видно совпадение положения пиков, т.е. распределения практически совпадают. Из распределений 4.8 и 4.13 видно, что поперечный импульс в обоих случаях практически совпадает. Но распределения по переменной α STARLight (рис. 4.6) и PG (рис. 4.17) различаются.

В случае STARLight виден пик в 0.1, а в случае PG - большинство событий расположено практически в 0, т.е. большинство пионов разлетаются под углом 180° .

4.2.3 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Экспериментальные данные, используемые в данном анализе были получены в ходе второго сеанса адронного коллайдера для получения данных от PbPb столкновений в 2018 году. Изначально было зарегистрировано 220 миллионов событий. Суммарно, после триггерных отборов, было собрано около 42 миллионов событий. Также, рассматриваемые распределения уже прошли обязательный отбор по люмиблокам и «зернам» трека, в ходе которого события, принадлежащие к некачественным люмиблокам или трекам были отсеяны. Таким образом, число событий после отбора составило около 22 миллионов. Дополнительно, сделаем отбор по наличию только двух треков в событии и отбор по суммарному заряду $\sum q = 0$.

На рисунке 4.19 представлено распределение по инвариантной массе двух пионов с учетом ограничения на суммарный заряд.

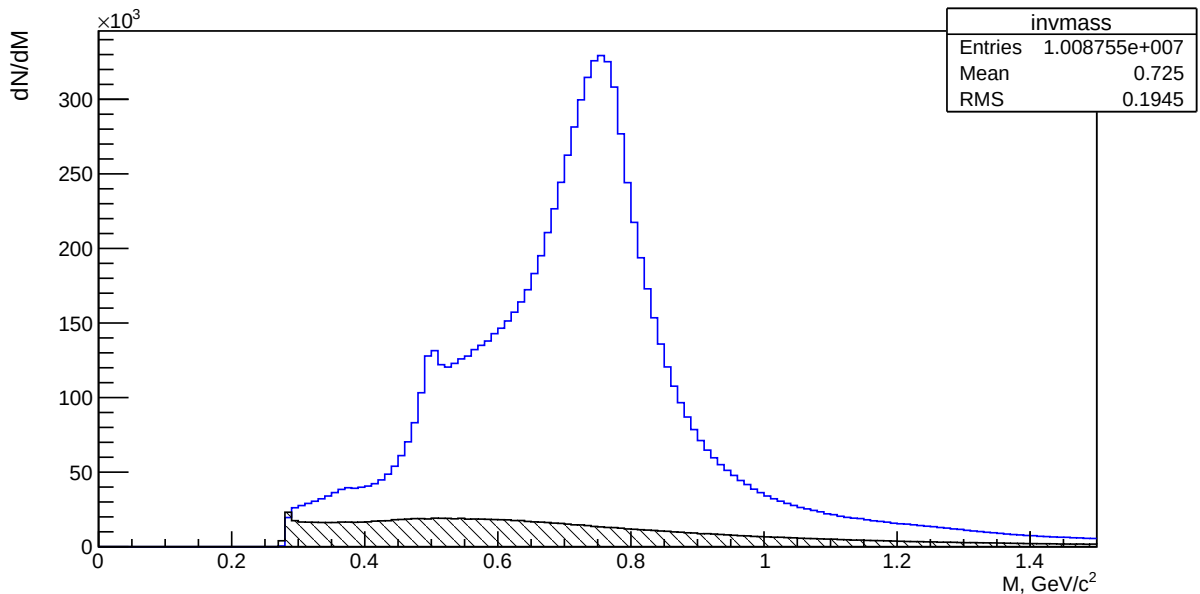


Рисунок 4.19 — Распределение по инвариантной массе двух пионов (экспериментальные данные), черным цветом — фон

Из рисунка видно, что в распределении наблюдается несколько пиков. Самый высокий пик в районе 0.7 GeV отвечает регистрации ρ^0 -мезона,

который был зарегистрирован через распад на два пиона. Также виден пик в районе 0.5 GeV, предположительно отвечающий за регистрацию K_S^0 мезона.

На рисунке 4.20 представлено двумерное распределение $d_{01}(d_{02})$.

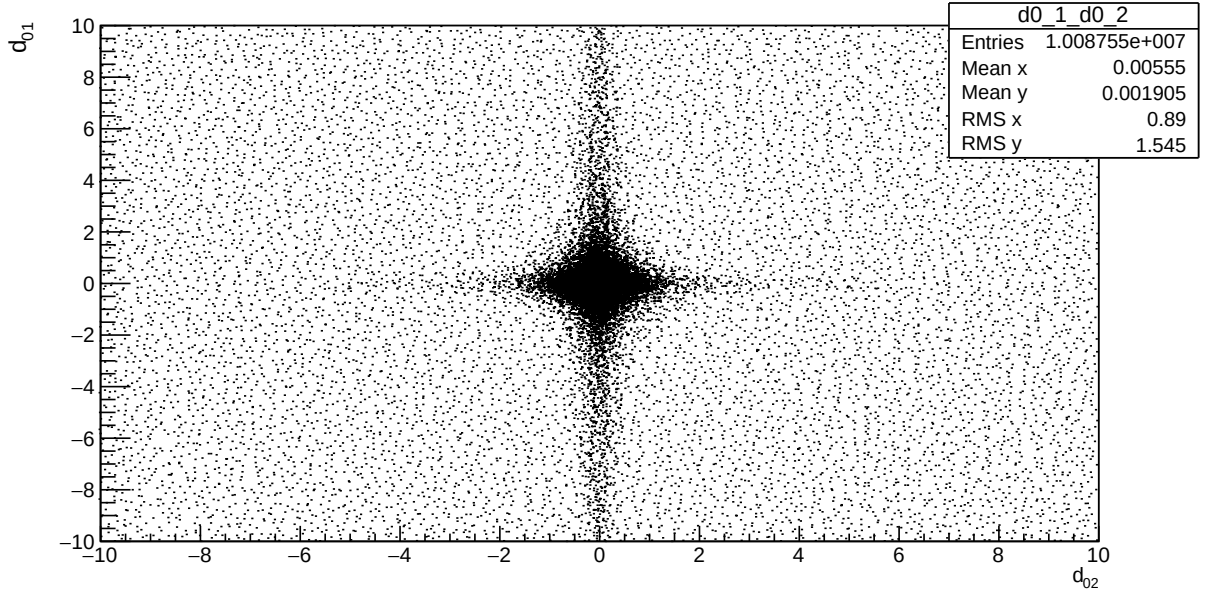


Рисунок 4.20 — Двумерное распределение $d_{01}(d_{02})$ (экспериментальные данные)

Можно заметить, что большинство событий расположено в виде некой крестообразной формы. Эти события, предположительно, отвечают ρ^0 -мезону, исходя из статистики.

Для выделения событий, отвечающих за распад короткоживущего каона, применим отбор «коридор», исходя из результатов, полученных при анализе МС. В таком случае, в распределения попадут события, расположенные в центре распределения 4.20 и отвечающие за регистрацию ρ -мезона:

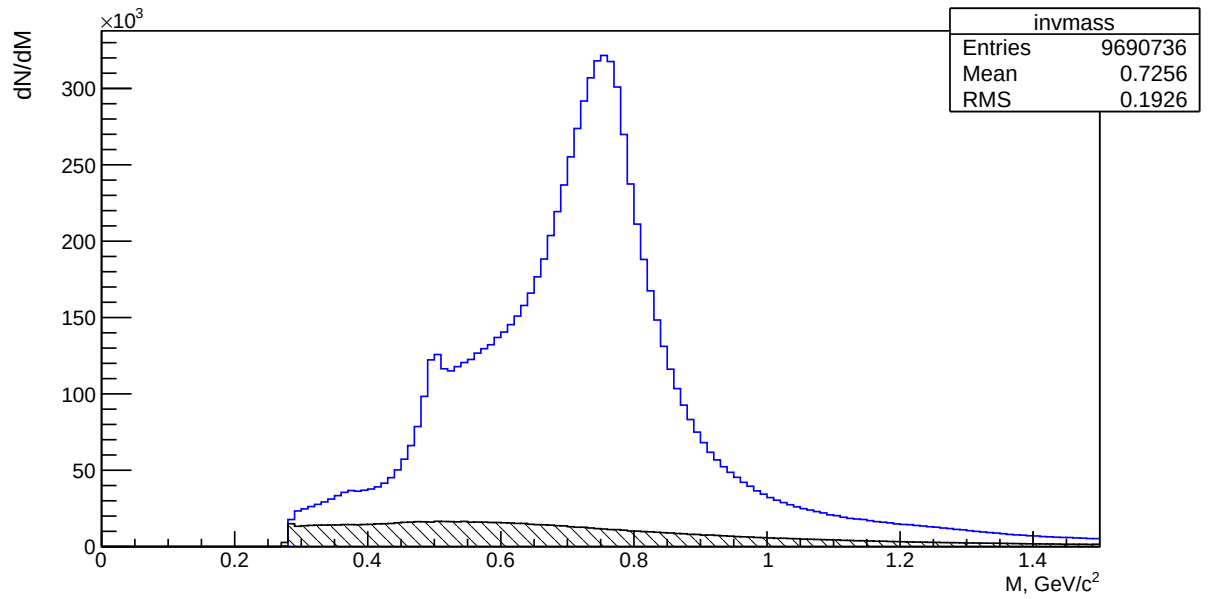


Рисунок 4.21 — Распределение по инвариантной массе двух пионов (экспериментальные данные, отбор «коридор»), черным цветом — фон

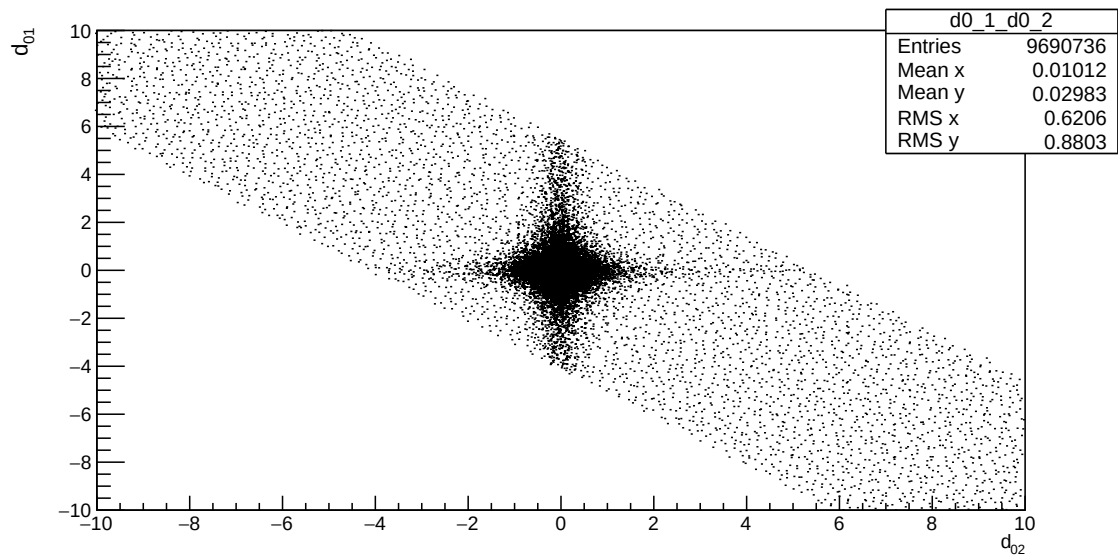


Рисунок 4.22 — Двумерное распределение $d_{01}(d_{02})$ (экспериментальные данные, отбор «коридор»)

Следовательно, необходимо провести отбор, похожий на «коридор», но не затрагивающий центральные события. Воспользуемся отбором «минус гипербола», задаваемым функцией $d_{01} \cdot d_{02} < -25$ и построим те же распределения:

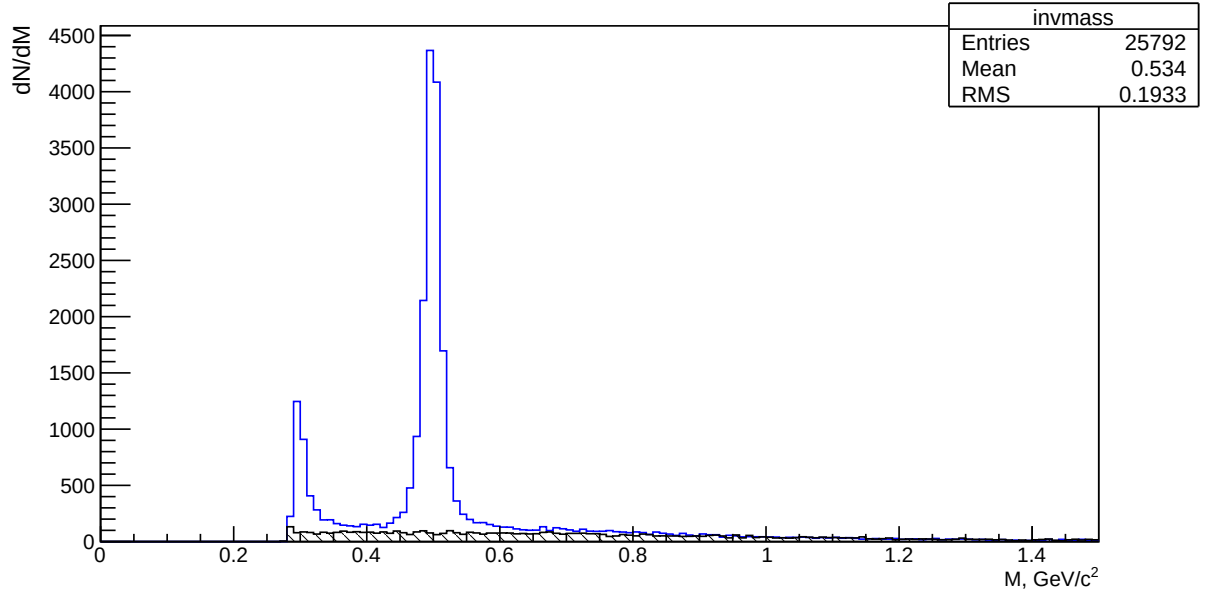


Рисунок 4.23 — Распределение по инвариантной массе двух пионов (экспериментальные данные, отбор «минус гипербола больше 25»), черным цветом — фон

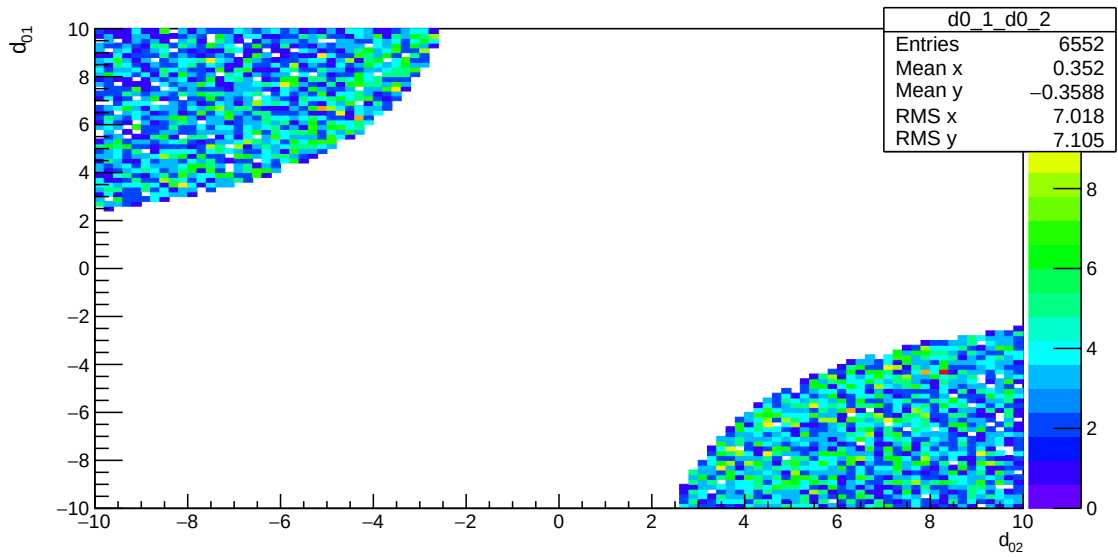


Рисунок 4.24 — Двумерное распределение $d_{01}(d_{02})$ (экспериментальные данные, отбор «минус гипербола больше 25»)

Как видно из распределения 4.23, таким методом отбора был вырезан наибольший пик, отвечавший за распад ρ^0 -мезона и выделен пик, отвечающий за распад короткоживущего каона. Оценим распределение, полученное ранее, путем сравнения с другими отборами, задаваемыми $d_{01} \cdot d_{02} < -16$ и $d_{01} \cdot d_{02} < -2$.

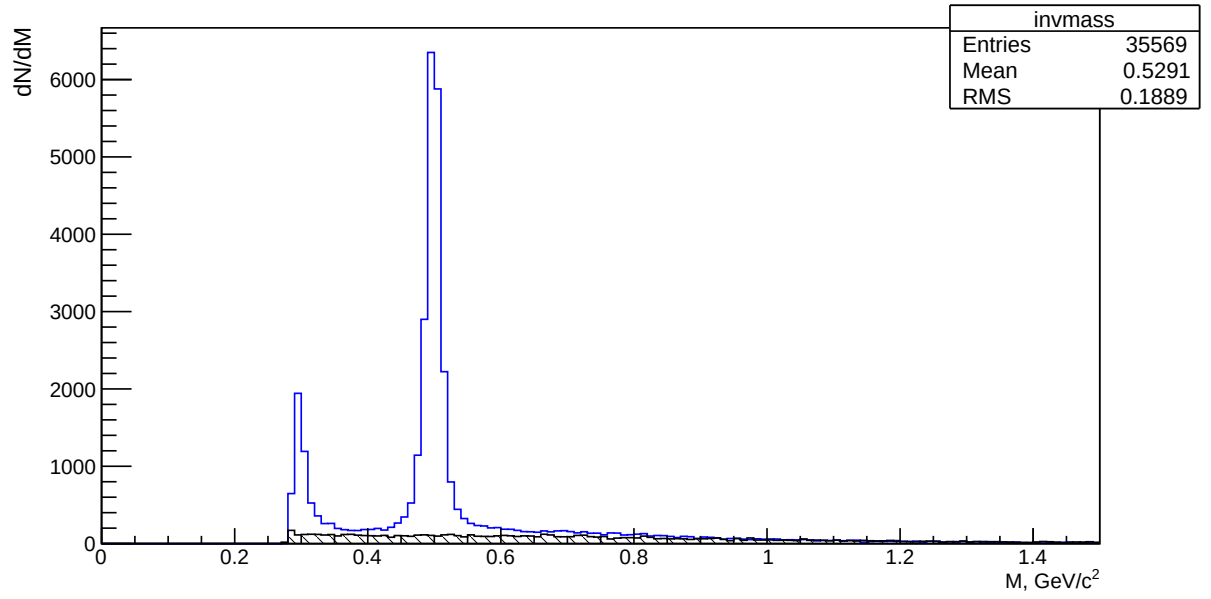


Рисунок 4.25 — Распределение по инвариантной массе двух пионов (экспериментальные данные, отбор «минус гипербола больше 16»), черным цветом — фон

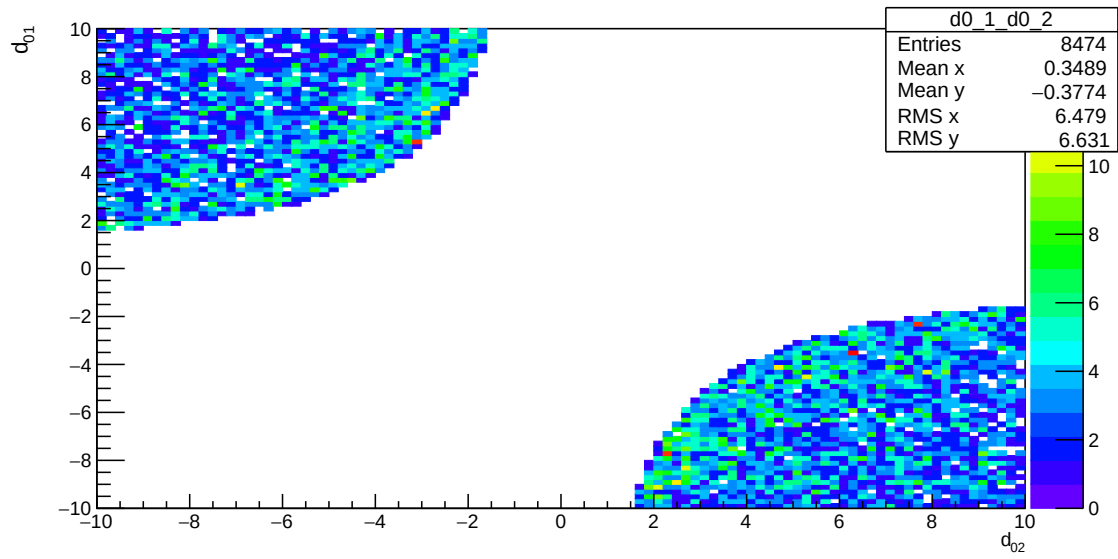


Рисунок 4.26 — Двумерное распределение $d_{01}(d_{02})$ (экспериментальные данные, отбор «минус гипербола больше 16»)

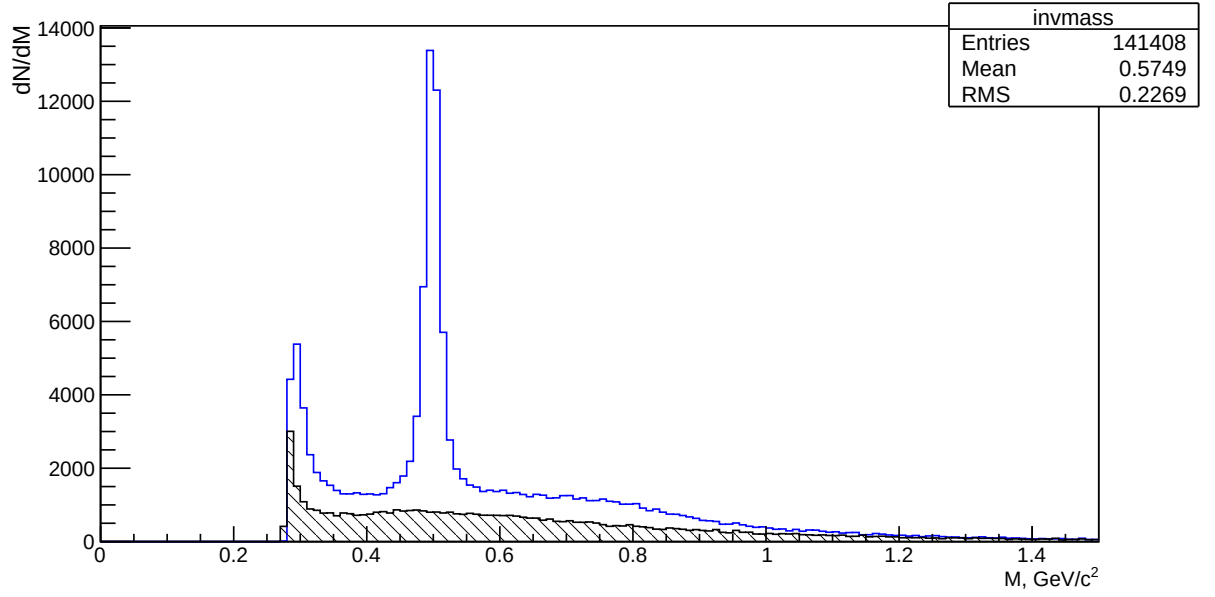


Рисунок 4.27 — Распределение по инвариантной массе двух пионов (экспериментальные данные, отбор «минус гипербола больше 2»), черным цветом — фон

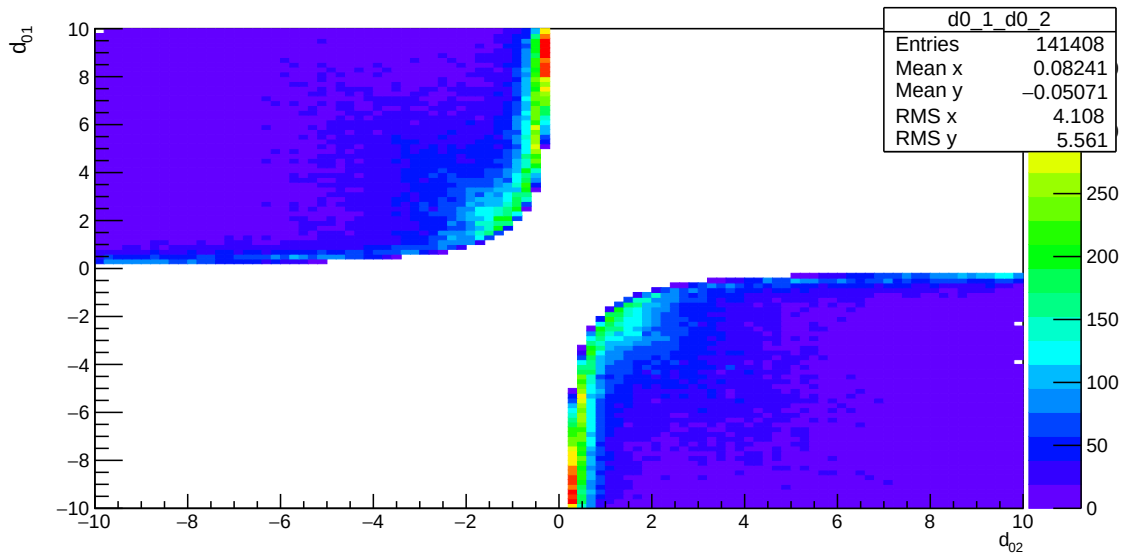
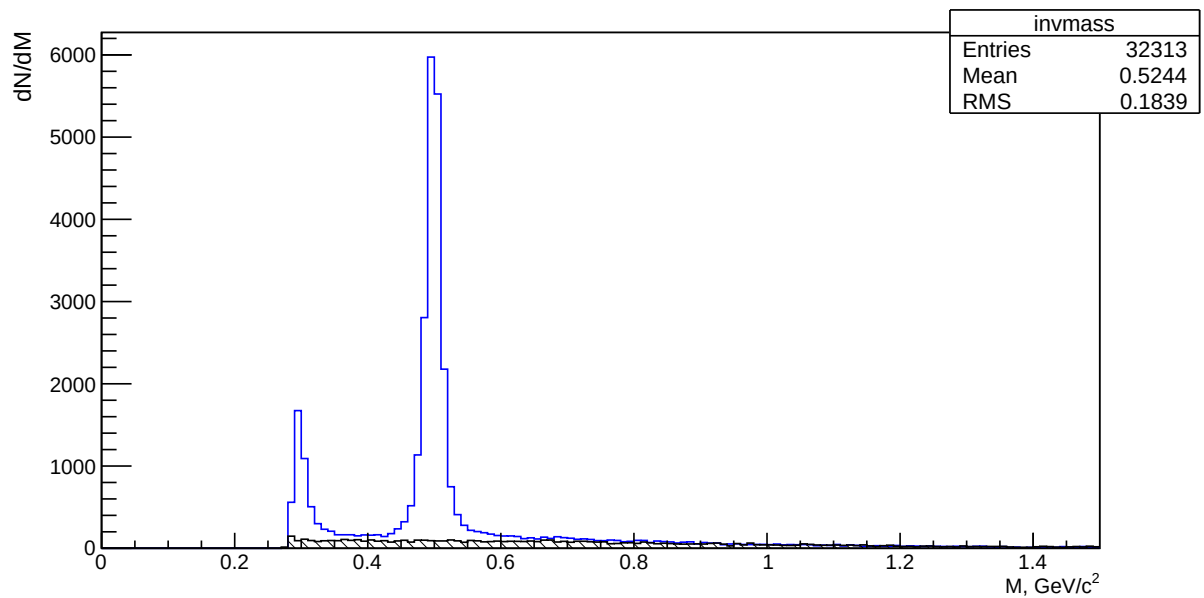


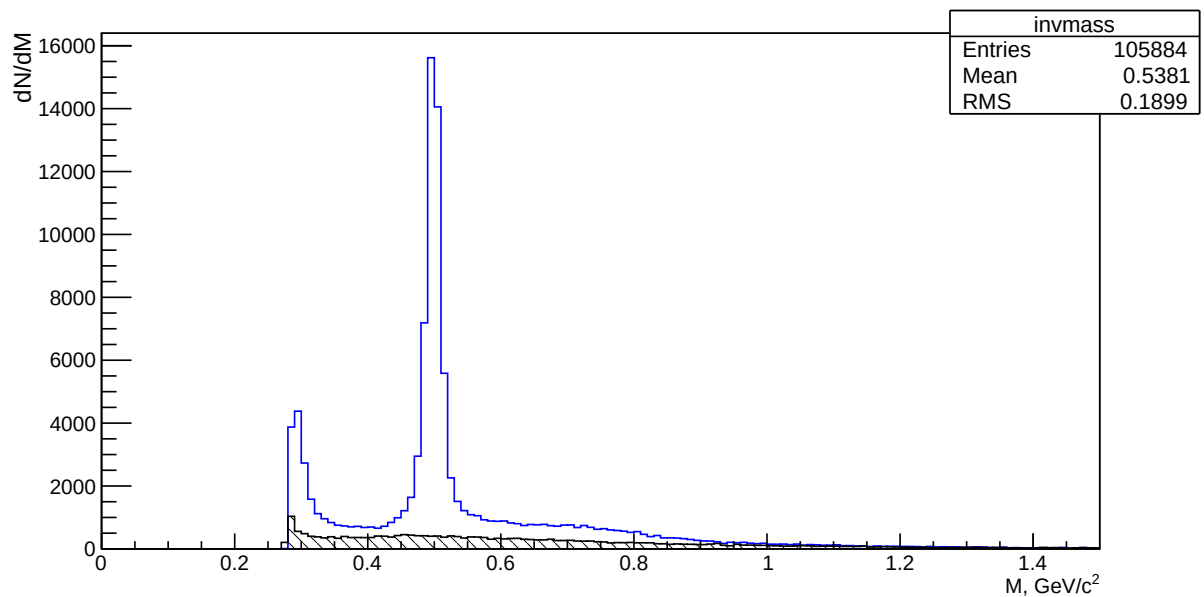
Рисунок 4.28 — Двумерное распределение $d_{01}(d_{02})$ (экспериментальные данные, отбор «минус гипербола больше 2»)

На рисунках 4.25 и 4.27 приведены распределения по инвариантным массам после отборов $d_{01} \cdot d_{02} < -16$ и $d_{01} \cdot d_{02} < -2$ соответственно. Сравнивая эти распределения, становится ясно, что расширять рамки отбора более не стоит. Имея большую статистику, мы теряем выразительность пика, захватывая события, не принадлежащие рассматриваемой реакции распада.

Скомбинируем отбор событий «коридор» и «минус гипербола», сравним для двух последних условий отбора характерные гистограммы:



(a)



(б)

Рисунок 4.29 — Распределение по инвариантной массе для отбора «коридор» и а) «минус гипербола больше 16»; б) «минус гипербола больше 2», черным цветом — фон

Очевидно, что отбор при параметре $d_{01} \cdot d_{02} < -16$ более характерно выделяет искомый пик.

Добавим ограничение на угол разлета, т.е. на переменную $\alpha < 0.9$ так

же, как это обсуждалось ранее. На рисунке 4.30 представлено распределение по инвариантной массе двух пионов после дополнительного отбора по переменной α , из которого видно, что распределение стало чище, так как был уменьшен пик, находящийся слева от искомого.

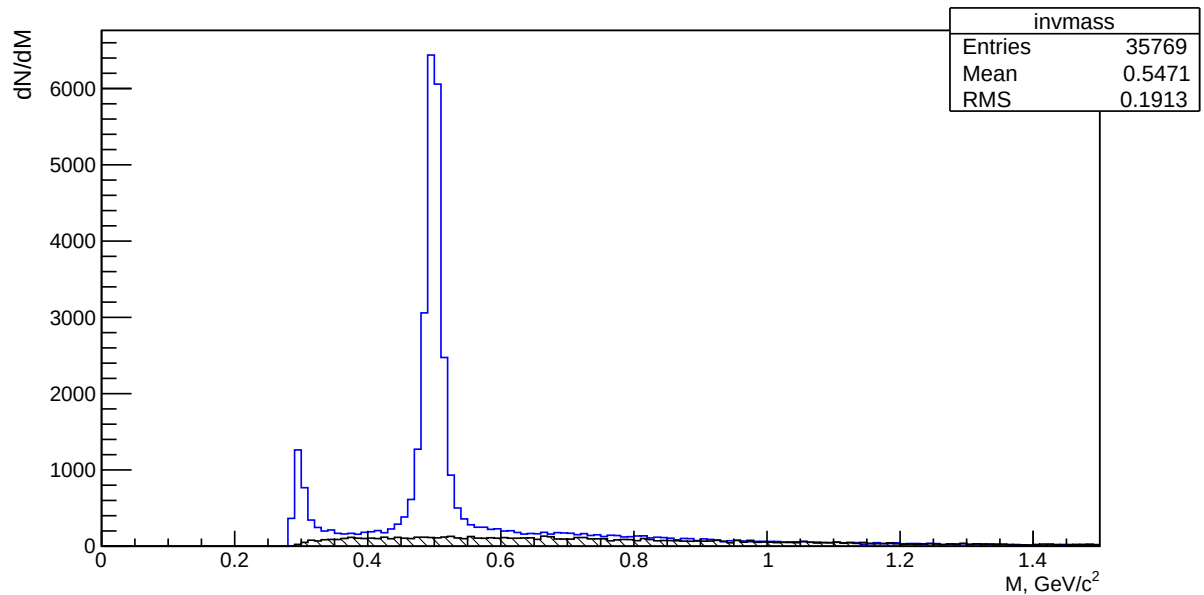


Рисунок 4.30 — Распределение по инвариантной массе двух пионов (экспериментальные данные, отбор «минус гипербола больше 16» и условие на угол разлета), черным цветом — фон

На рисунке 4.31 представлено распределение по поперечному импульсу двух пионов.

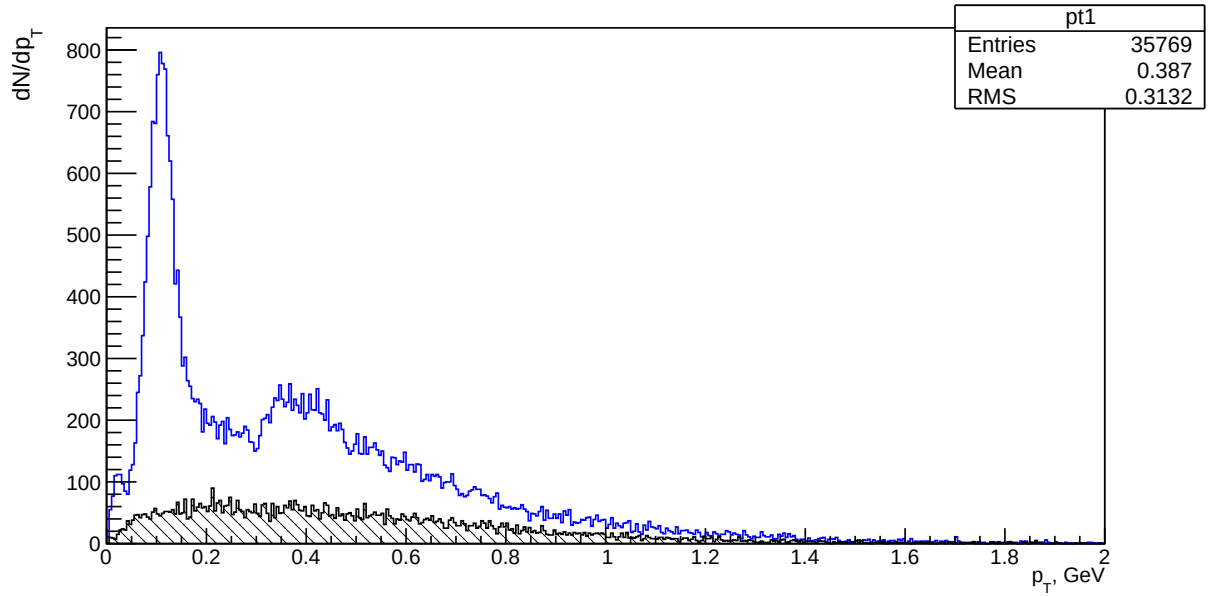


Рисунок 4.31 — Распределение по поперечному импульсу двух треков (экспериментальные данные, отбор «минус гипербола больше 16» и условие на угол разлета), черным цветом — фон

Сравнивая данное распределение с распределениями для МС (рис. 4.8, 4.13), положим условие $p_T < 0.3$.

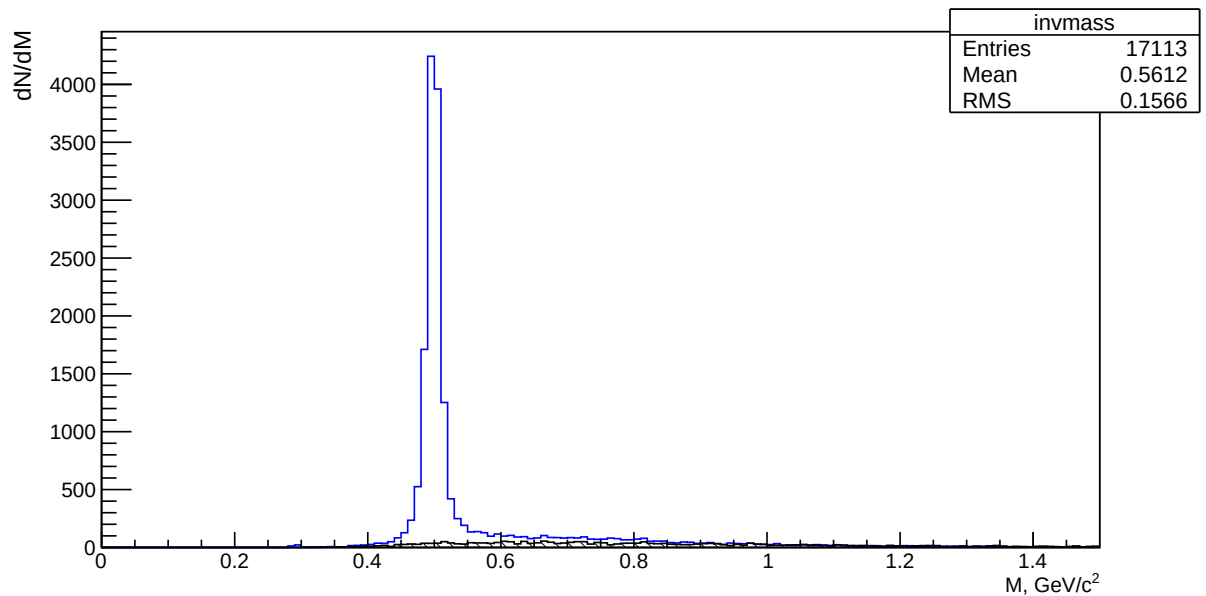


Рисунок 4.32 — Распределение по инвариантной массе двух пионов (экспериментальные данные, отбор «минус гипербола больше 16», условие на угол разлета и $p_T < 0.3$), черным цветом — фон

Дополнительно накладываем условие «коридор» и ограничение на

псевдобыстроту обоих треков $|\eta| < 2.5$. Построим все полученные распределения с наложением выбранных критериев отбора.

На рисунке 4.33 представлено распределение по инвариантной массе двух пионов с учетом всех условий отбора. Распределение профитировано функцией Гаусса, параметр которого $Mean = 0.498854 \pm 0.000114 \text{ GeV}/c^2$ совпадает с табличным значением PDG массы каона, равной $M_{K_L} = M_{K_S} = 0.497614 \text{ GeV}/c^2$.

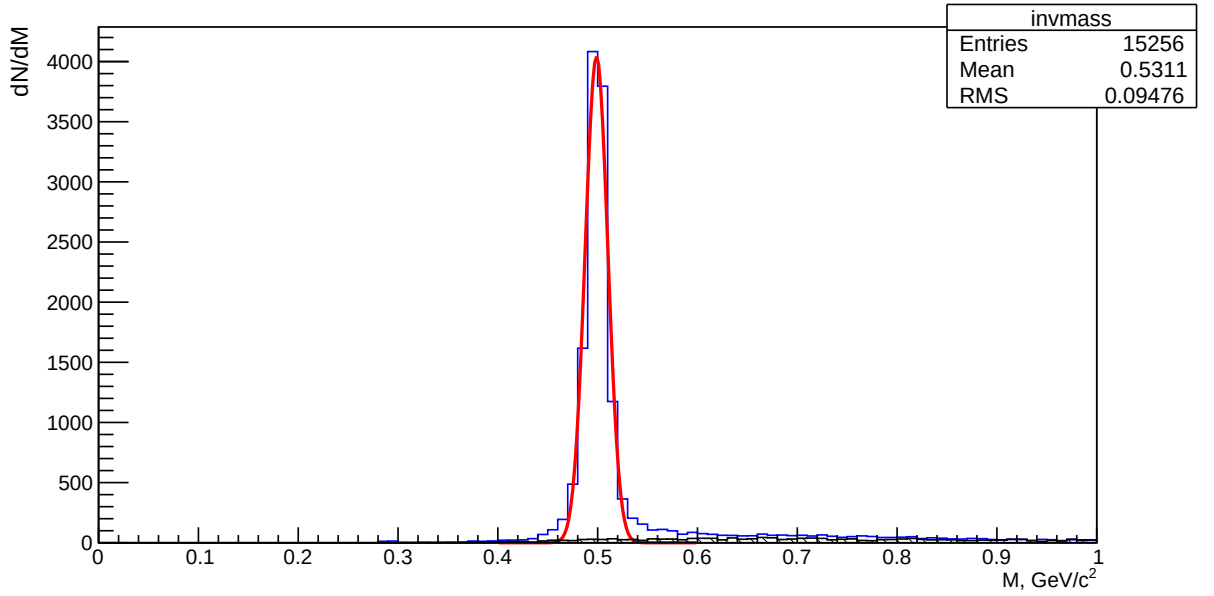


Рисунок 4.33 — Распределение по инвариантной массе двух пионов (экспериментальные данные, все критерии отбора), черным цветом — фон, красным — фитирование функцией Гаусса

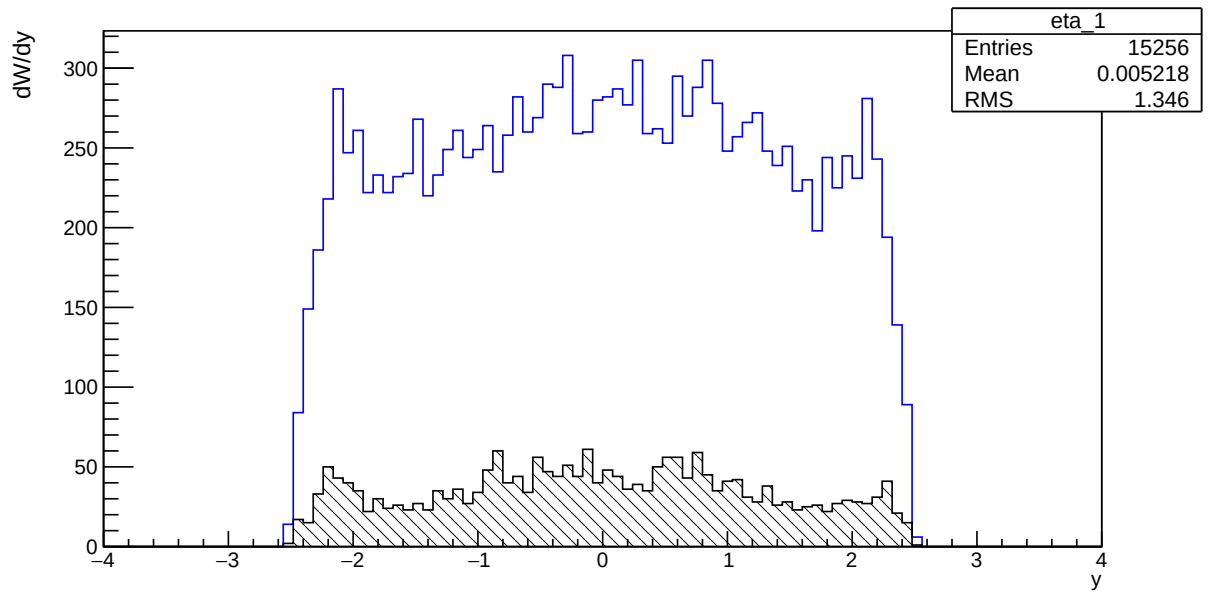


Рисунок 4.34 — Распределение по псевдобыстроте первого пиона (экспериментальные данные, все критерии отбора), , черным цветом — фон

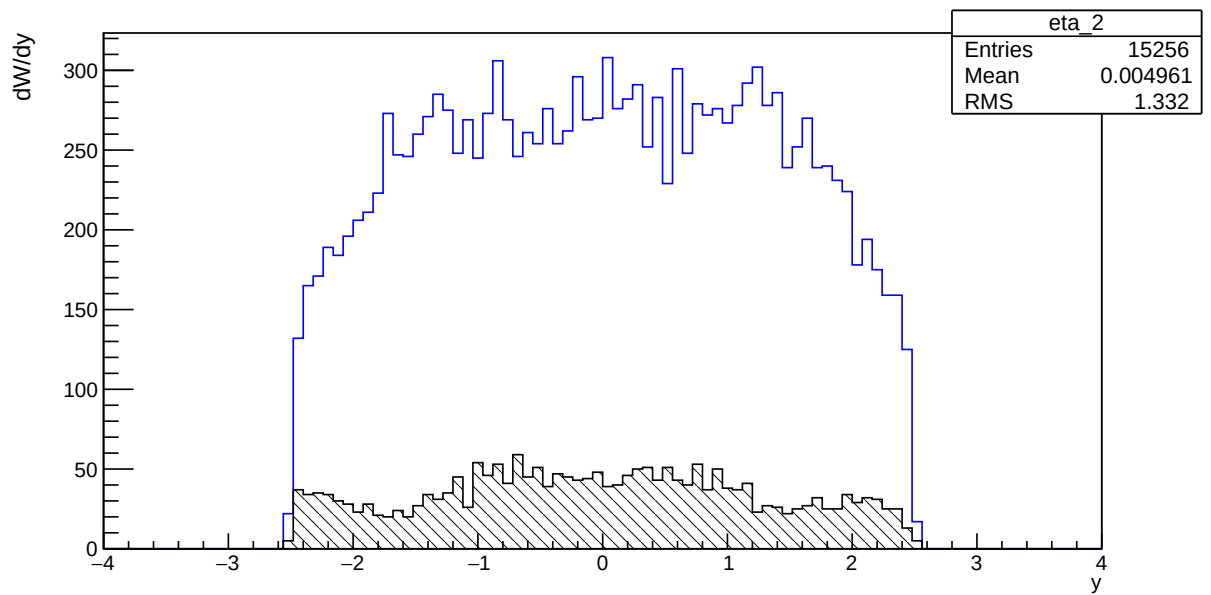


Рисунок 4.35 — Распределение по псевдобыстроте второго пиона (экспериментальные данные, все критерии отбора), черным цветом — фон

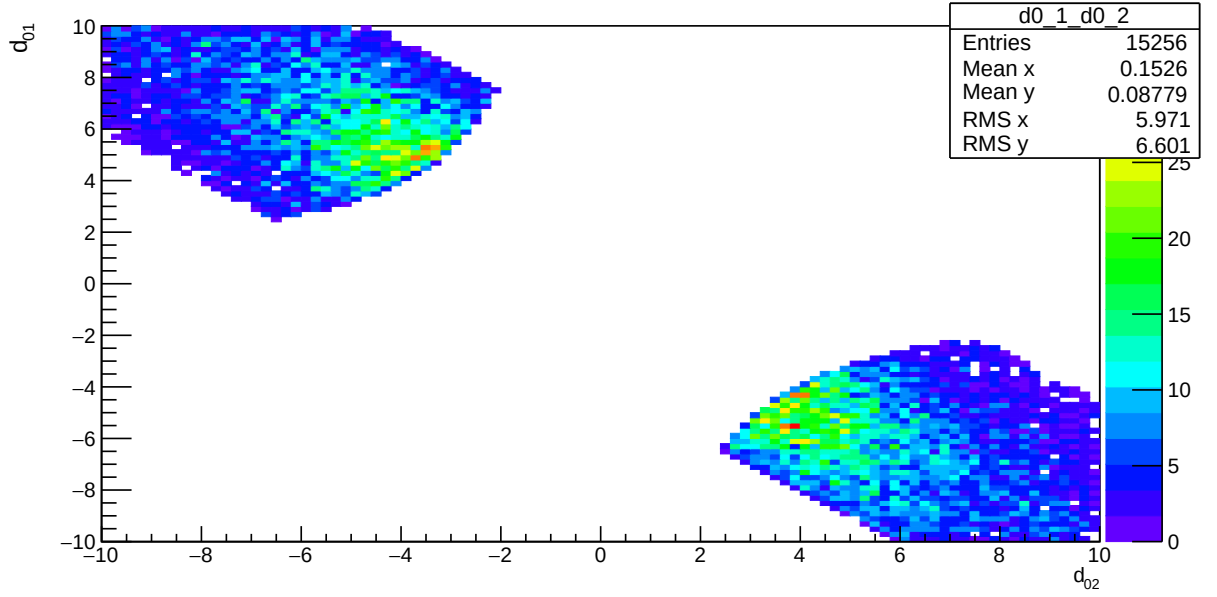


Рисунок 4.36 — Двумерное распределение $d_{01}(d_{02})$ (экспериментальные данные, все критерии отбора)

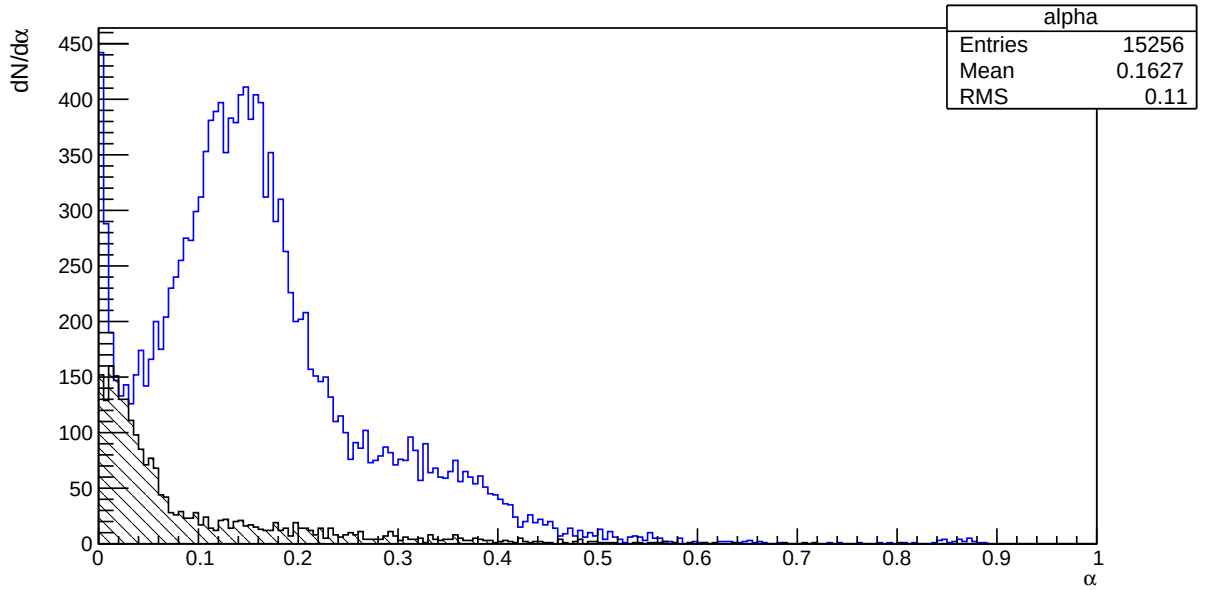


Рисунок 4.37 — Распределение по переменной α (экспериментальные данные, все критерии отбора), черным цветом — фон

Тогда, для корректного сравнения, необходимо построить распределения для STARLight и PG с такими же критериями отбора. На рисунке 4.44 представлено распределение по инвариантной массе двух пионов (STARLight) с учетом всех условий отбора. Распределение профитировано функцией Гаусса, параметр которого $Mean = 0.498468 \pm 0.000115 \text{ GeV}/c^2$

совпадает с табличным значением PDG массы каона, равной $M_{K_L} = M_{K_S} = 0.497614 \text{ GeV}/c^2$.

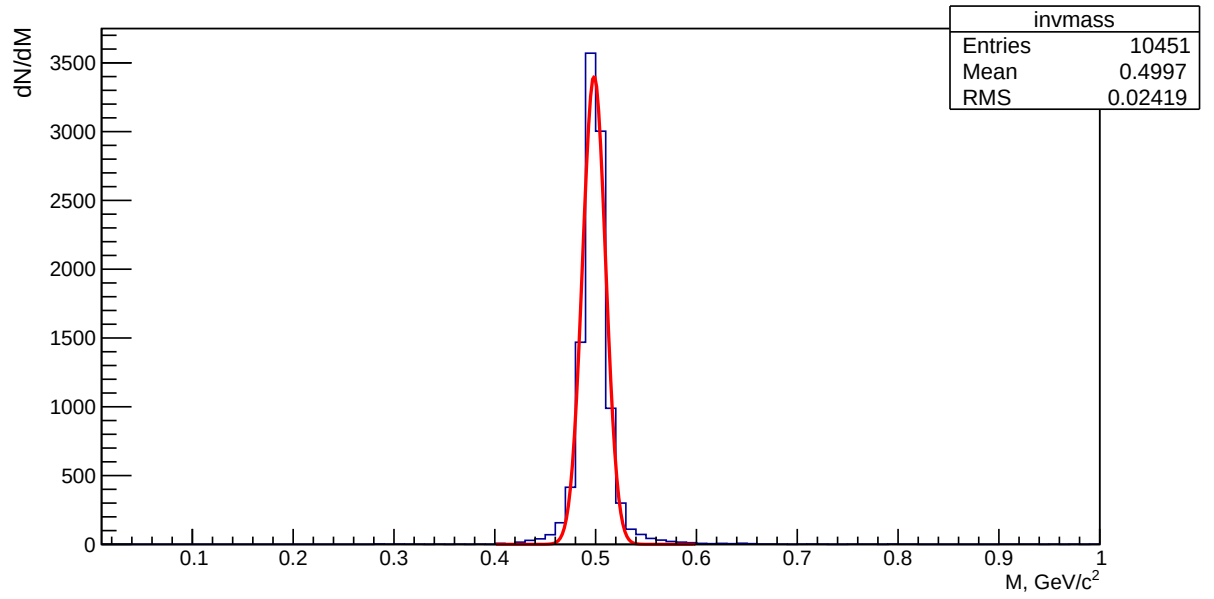


Рисунок 4.38 — Распределение по инвариантной массе двух пионов (STARLight, критерии отбора экспериментальных данных)

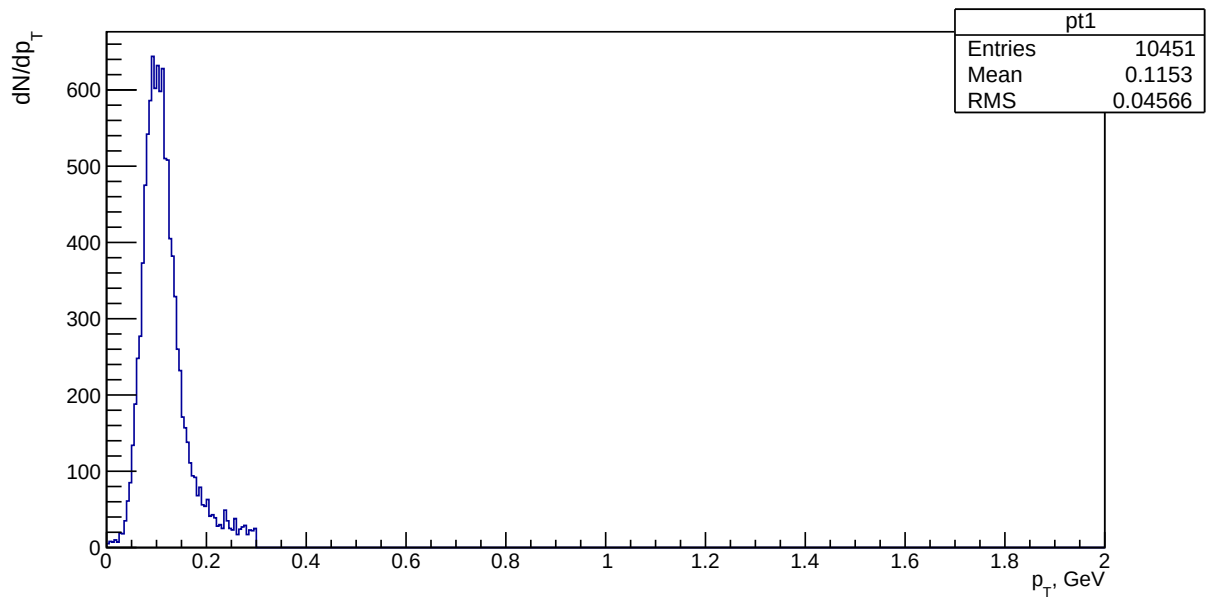


Рисунок 4.39 — Распределение по поперечному импульсу двух пионов (STARLight, критерии отбора экспериментальных данных)

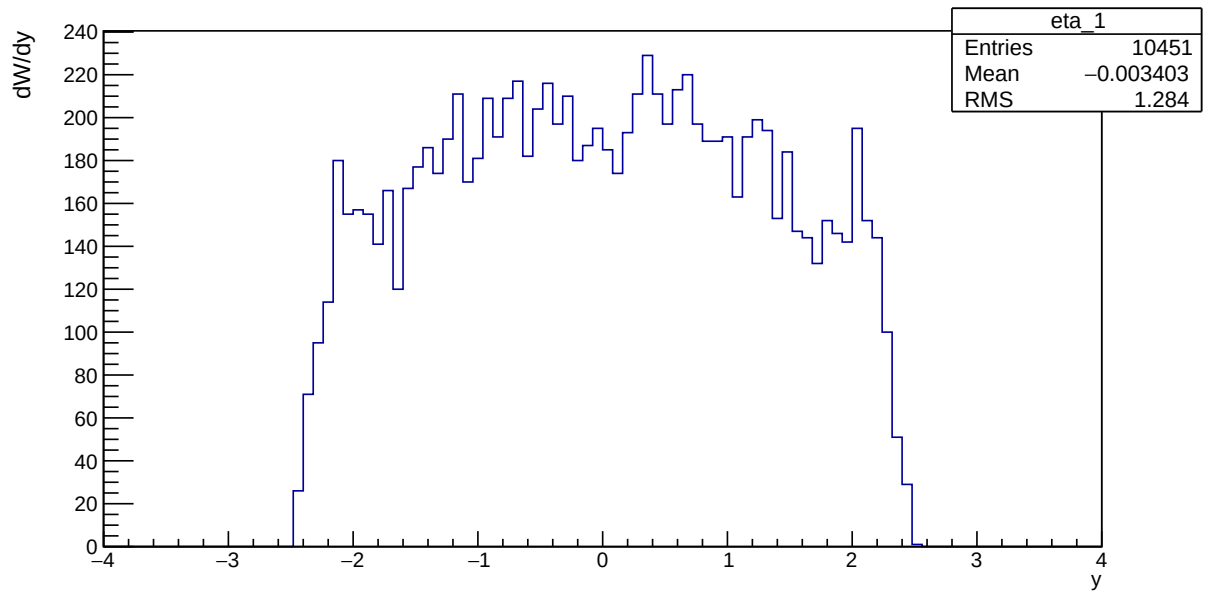


Рисунок 4.40 — Распределение по псевдобыстроте первого пиона (STARLight, критерии отбора экспериментальных данных)

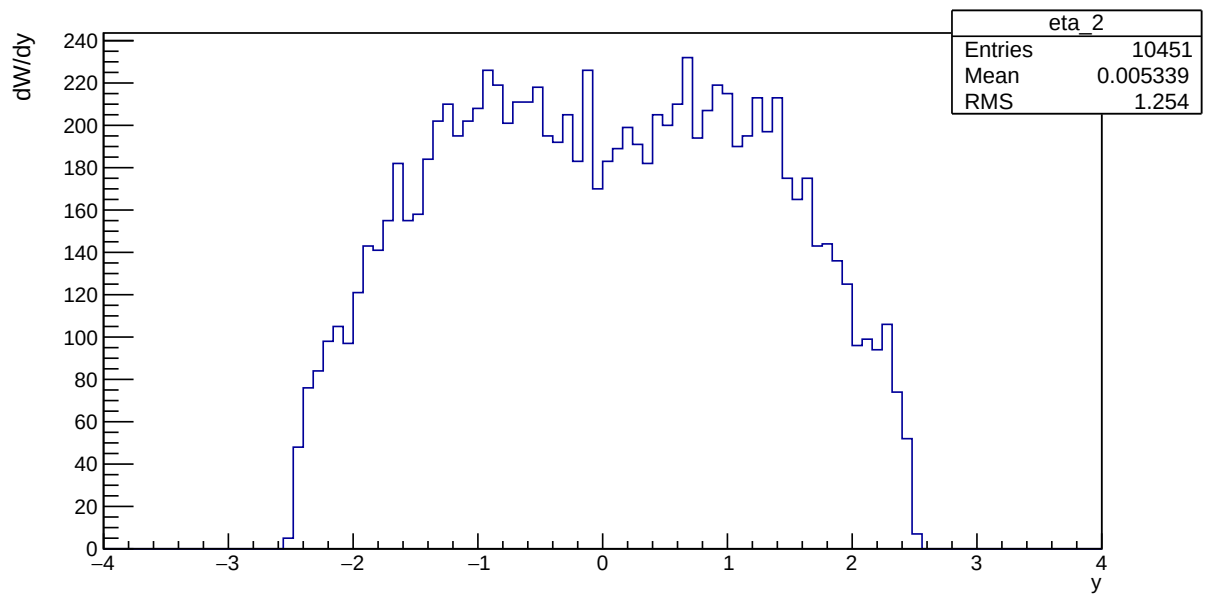


Рисунок 4.41 — Распределение по псевдобыстроте второго пиона (STARLight, критерии отбора экспериментальных данных)

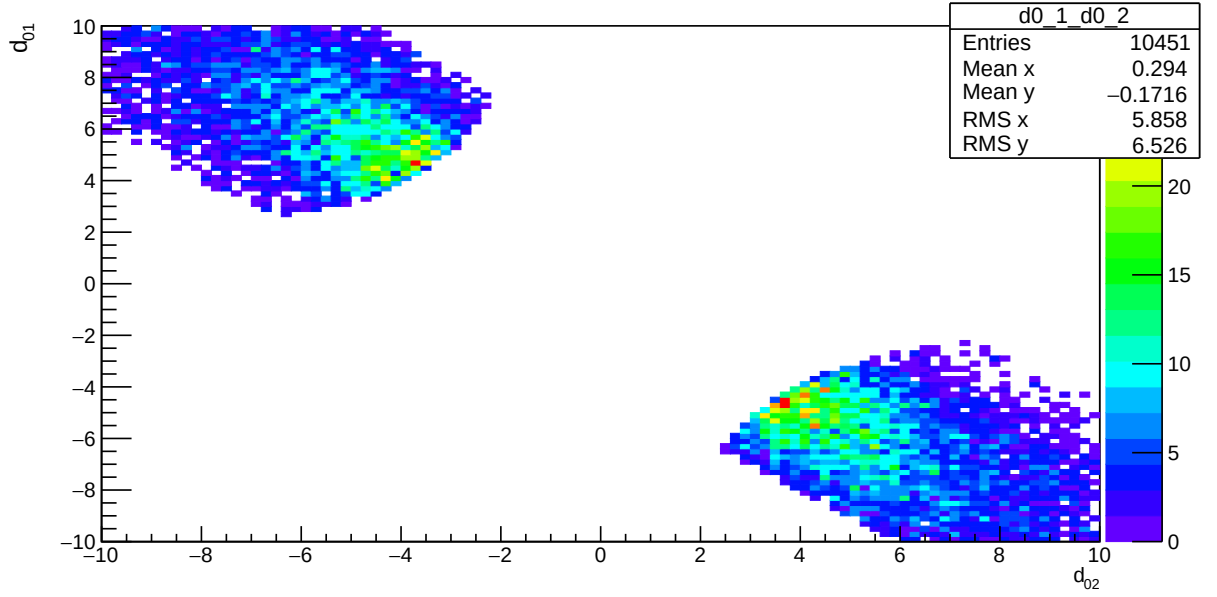


Рисунок 4.42 — Двумерное распределение $d_{01}(d_{02})$ (STARLight, критерии отбора экспериментальных данных)

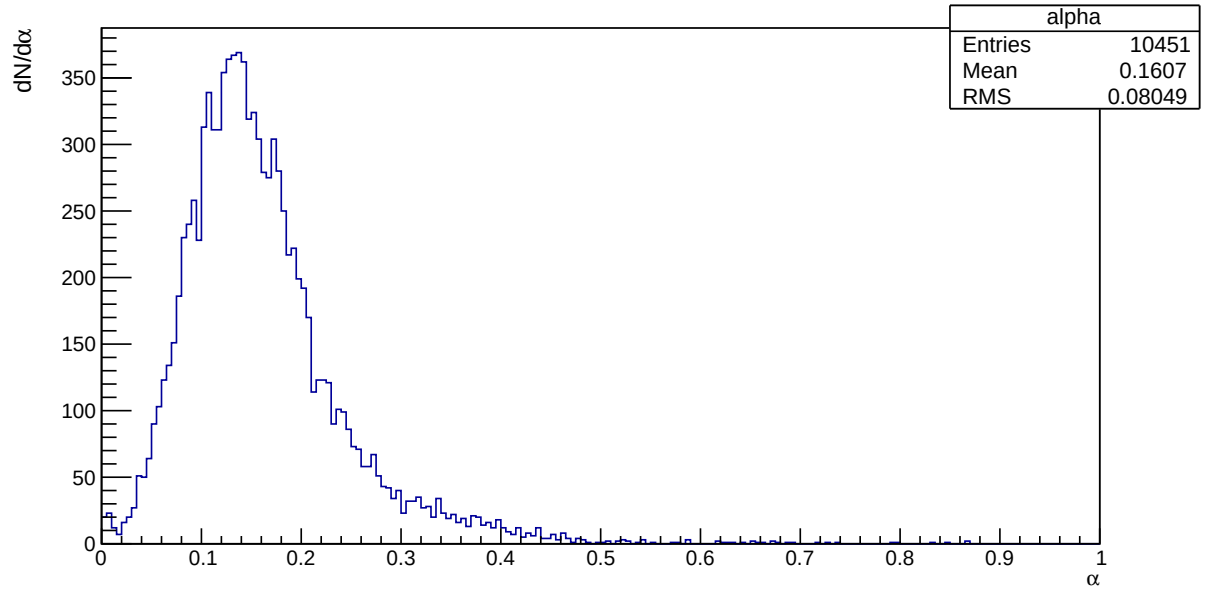


Рисунок 4.43 — Распределение по переменной α (STARLight, критерии отбора экспериментальных данных)

На рисунке 4.44 представлено распределение по инвариантной массе двух пионов (ParticleGun) с учетом всех условий отбора. Распределение профитировано функцией Гаусса, параметр которого $Mean = 0.498533 \pm 0.000091 \text{ GeV}/c^2$ совпадает с табличным значением PDG массы каона, равной $M_{K_L} = M_{K_S} = 0.497614 \text{ GeV}/c^2$.

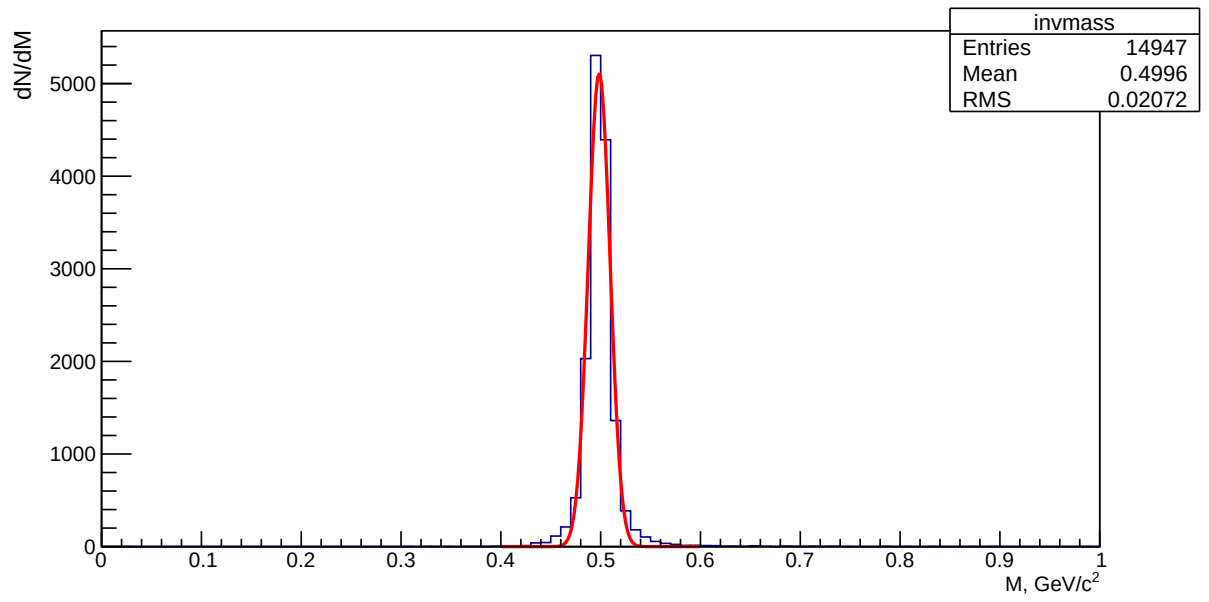


Рисунок 4.44 — Распределение по инвариантной массе двух пионов (ParticleGun, критерии отбора экспериментальных данных)

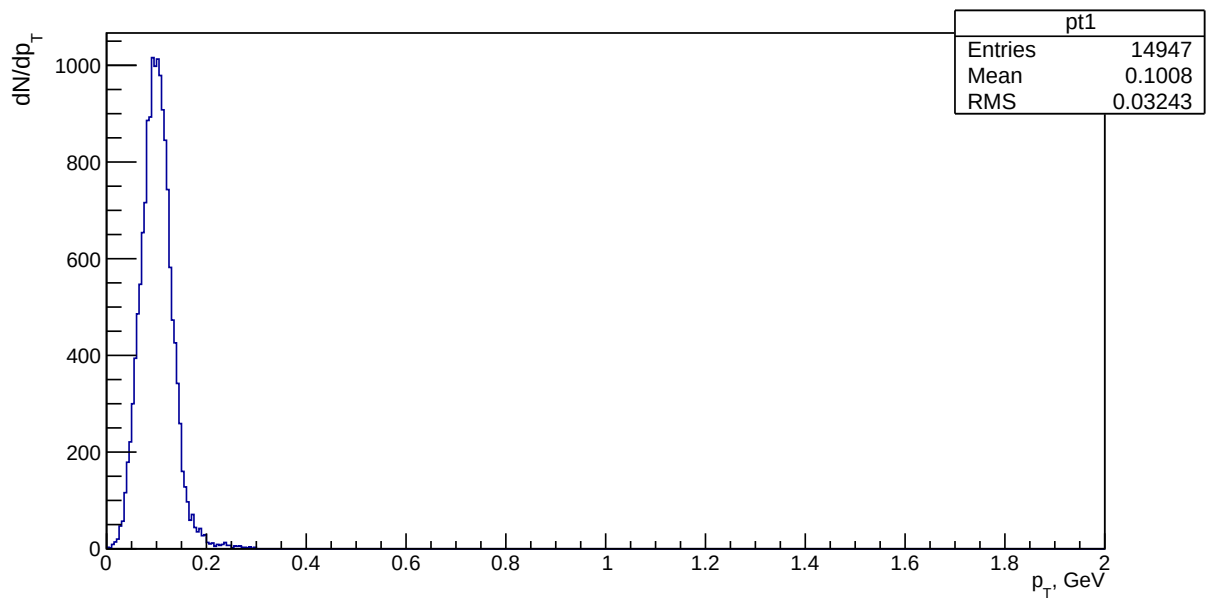


Рисунок 4.45 — Распределение по поперечному импульсу двух пионов (ParticleGun, критерии отбора экспериментальных данных)

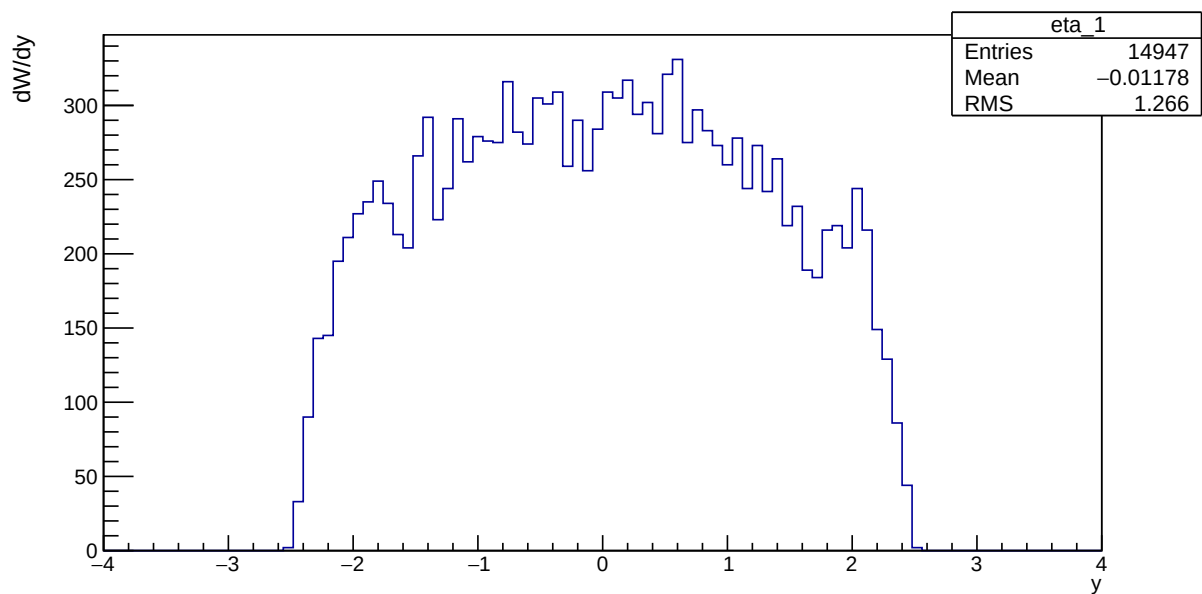


Рисунок 4.46 — Распределение по псевдобыстроте первого пиона (ParticleGun, критерии отбора экспериментальных данных)

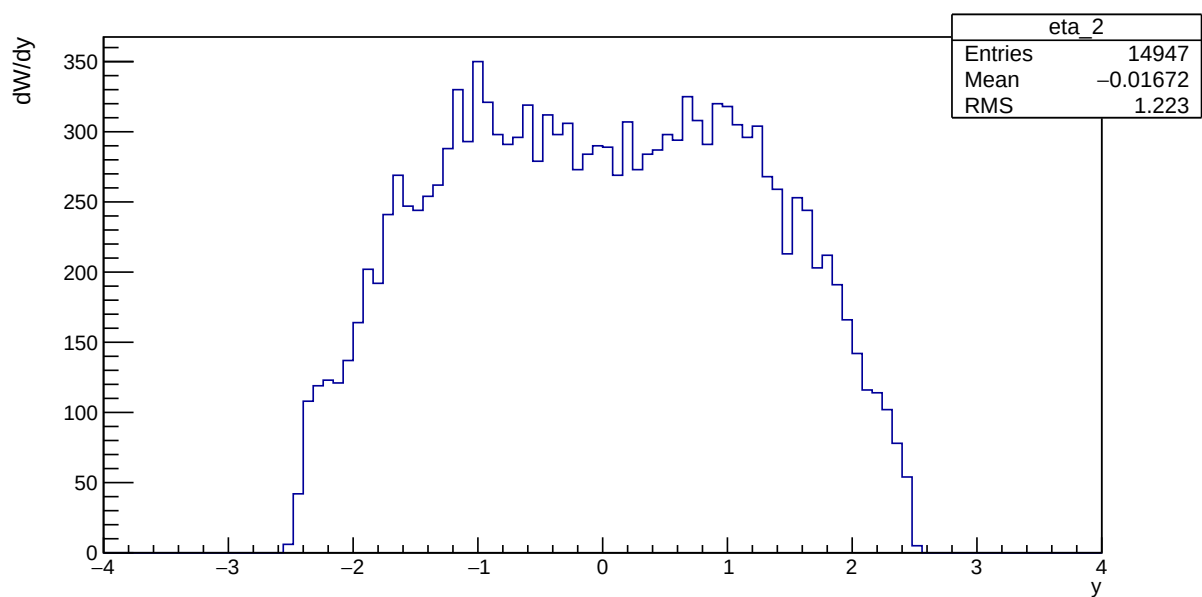


Рисунок 4.47 — Распределение по псевдобыстроте второго пиона (ParticleGun, критерии отбора экспериментальных данных)

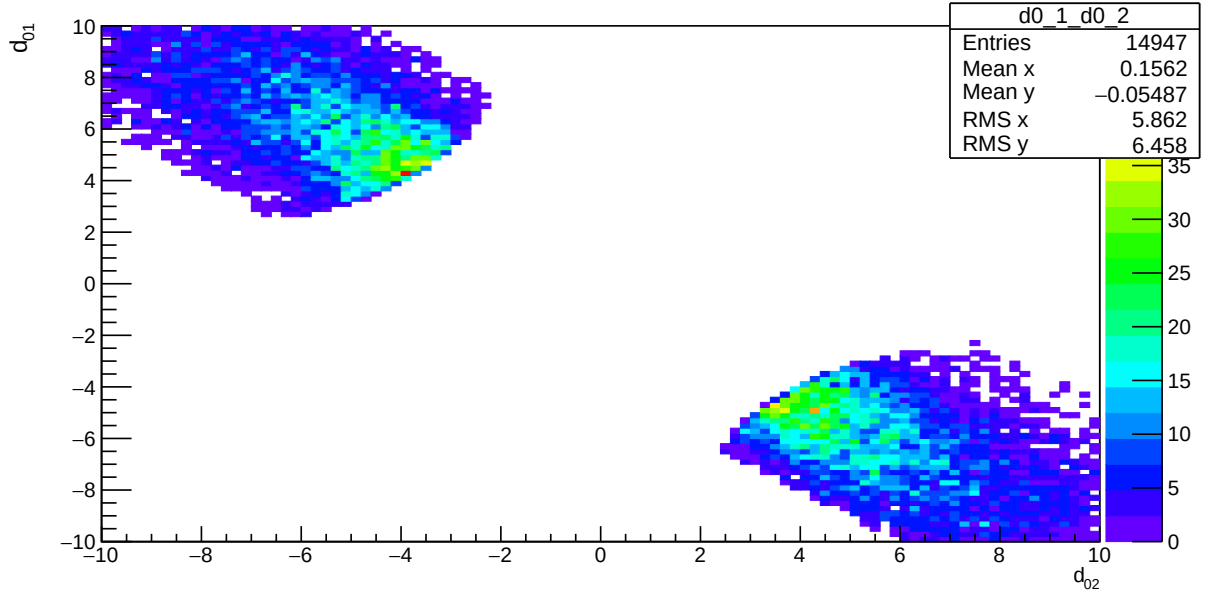


Рисунок 4.48 — Двумерное распределение $d_{01}(d_{02})$ (ParticleGun, критерии отбора экспериментальных данных)

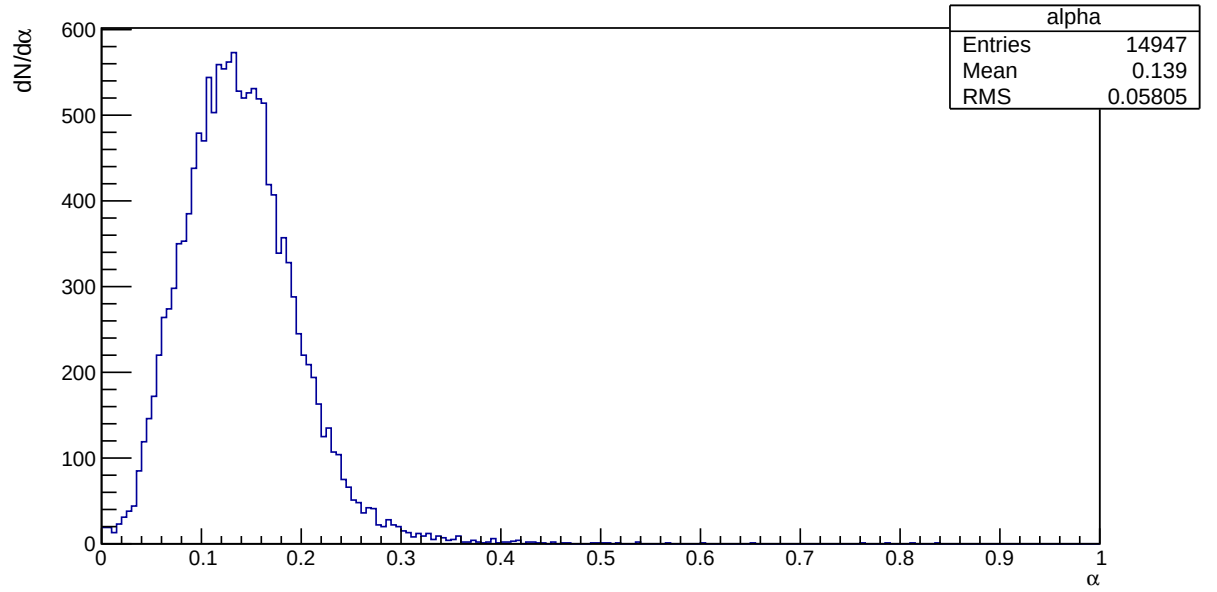


Рисунок 4.49 — Распределение по переменной α (ParticleGun, критерии отбора экспериментальных данных)

Сравнение распределений по инвариантной массе STARLight, ParticleGun и экспериментальных данных представлено на рисунке 4.50. Все распределения отнормированны на единицу. Отчетливо видно совпадение положения пиков, т.е. распределения практически совпадают.

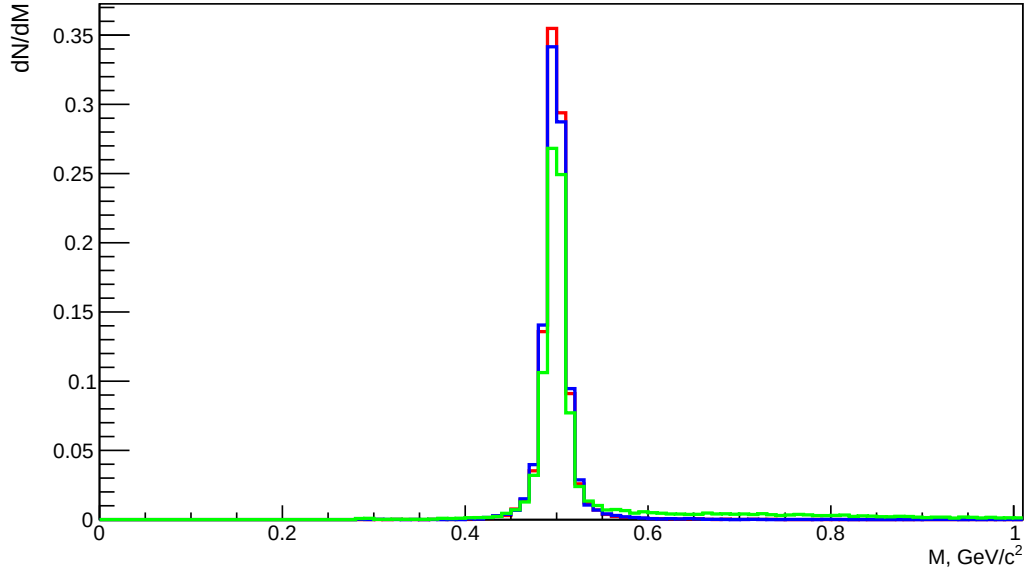


Рисунок 4.50 — Распределение по инвариантной массе пионов, отнормированное на 1. Синим — STARLight, красным — PG, зеленым - экспериментальные данные

Опираясь на все приведенные распределения и их сравнение, сделаем вывод о том, что они все отвечают за одни и те же события, а именно — $\varphi \rightarrow K_L^0 K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, что подтверждает не только исправную работу интегрированного канала, но и правильность критериев отбора, установленных для выявления конкретных событий среди всех возможных мод распада.

5 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проводилось исследование рождения легких векторных мезонов в ультрапериферических столкновениях тяжелых ионов.

В рамках работы был модифицирован программный пакет STARLight путем добавления нового канала распада $\varphi \rightarrow K_L^0 K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- K_L^0$. В работе представлены методы и параметры, с помощью которых был интегрирован новый канал, методы увеличения статистики при ограниченном экранном времени в случае локальной работы, методы полного моделирования выходных событий, а также их сравнение с другим, независимым МС генератором ParticleGun и экспериментальными данными. В работе также отражены критерии отбора событий, по которым проводился анализ. В работе используются официальные образцы реконструкции PG, а также учитывается одинаковая геометрия детекторов для реконструированных МС данных и экспериментальных данных. В качестве результатов работы приведены полученные распределения и их сравнение, доказывающее исправную работу модифицированного программного пакета STARLight.

В процессе работы были изучены некоторые основы физики тяжелых ионов и расчет их взаимодействия при различных параметрах прицельного параметра, более детально изучено ультрапериферическое взаимодействие тяжелых ионов, основная идея Монте-Карло генераторов и процедура моделирования. Получены и использованы навыки в программировании на языках C++, Python, CInt. Также, получены навыки использования программного пакета Athena и многих других, связанных с проектом ATLAS, системой управления версиями Git, изучены методы сшивки внешних и внутренних программных пакетов.

Отдельно стоит отметить, что были получены навыки общения с иностранными коллегами по проекту ATLAS. Многие достижения в данной работе являются плодом сотрудничества с экспертами ATLAS Software и непосредственными участниками группы UPC.

6 ПРИЛОЖЕНИЕ

6.1 TRACK SEEDING

Первичная реконструкция трека начинается с формирования «зерен трека» (track seeds), состоящих из триплетов точек пространства в пиксельных или SCT детекторах, которые могут происходить от трека заряженной частицы (рис. 6.1).

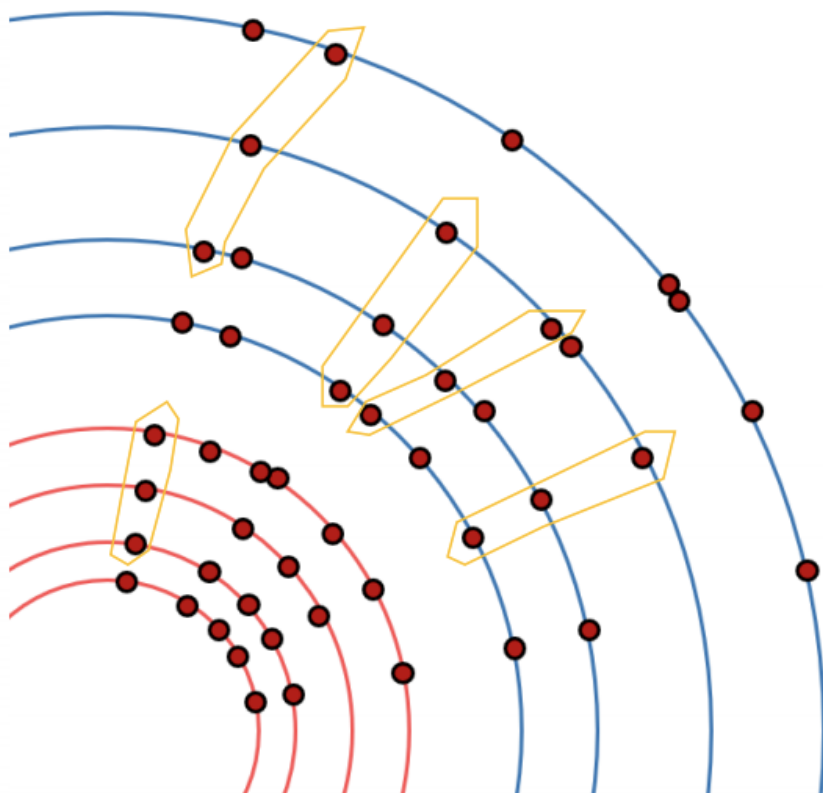


Рисунок 6.1 — Схематичное изображение триплетов точек пространства в детекторе

Для сокращения времени, необходимого для реконструкции треков частиц, создается зерно трека, которое служит начальным направлением для алгоритма реконструкции трека. Затем алгоритм отслеживания пыта-

ется найти все измерения, принадлежащие одной частице в этом направлении, чтобы восстановить трек. Это означает, что если для частицы не существует зерен, то эта частица не будет восстановлена. С другой стороны, поиск слишком большого количества зерен, которые либо соответствуют частице, для которой уже существует другое зерно, либо вообще не соответствуют частице, увеличивает время, необходимое для отслеживания. Поэтому хороший алгоритм поиска зерен обладает следующими свойствами:

- Он находит по крайней мере одно зерно для каждой частицы, которая должна быть найдена;
- Он не находит много зерен, которые НЕ соответствуют частицам;
- Он не находит много зерен для каждой частицы.

Наиболее типичным способом создания зерен является объединение измерений. В однородном магнитном поле 3 измерения идеально описывают спиральный путь заряженной частицы. Один такой триплет измерений будет представлять собой семя и определять в близких пределах, где трекинг должен искать дополнительные измерения, чтобы создать трек, охватывающий весь детектор. Трудность заключается в выборе правильных измерений, поскольку спираль может быть установлена посредством любых 3 измерений в событии столкновения с потенциально десятками тысяч измерений. Поэтому для уменьшения числа кандидатов определяется ряд ограничений или "срезов". Срезы могут определять место происхождения частиц или диапазон энергии частиц, которые должны быть найдены, или иным образом ограничивать комбинацию измерений для создания зерен.

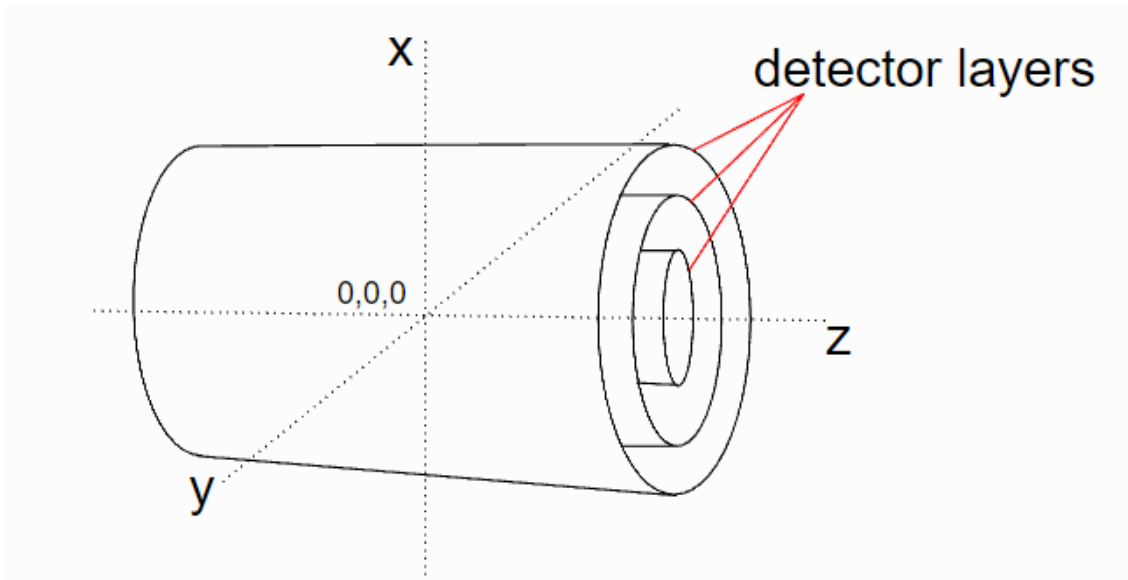


Рисунок 6.2 — Пример детектора с системой координат x, y, z . В то время как координаты x и y должны быть равны 0 вблизи области взаимодействия, z может быть произвольным. Магнитное поле должно быть направлено вдоль оси z так, чтобы заряженные частицы отклонялись по ϕ вокруг оси z .

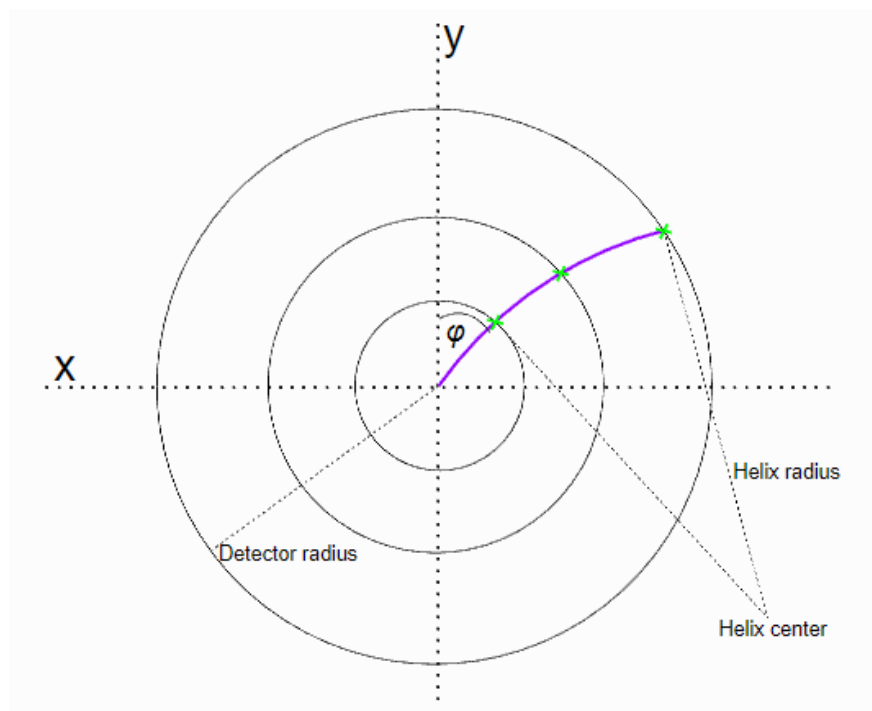


Рисунок 6.3 — Тот же детектор, что и выше, но в системе координат x/y . В этой проекции спирали отображаются как круги, как показано фиолетовой траекторией частицы. Три измерения определяют круг, который используется для расчета радиуса (соответствующего энергии частицы), направления кривизны в ϕ , соответствующего заряду частицы и других параметров.

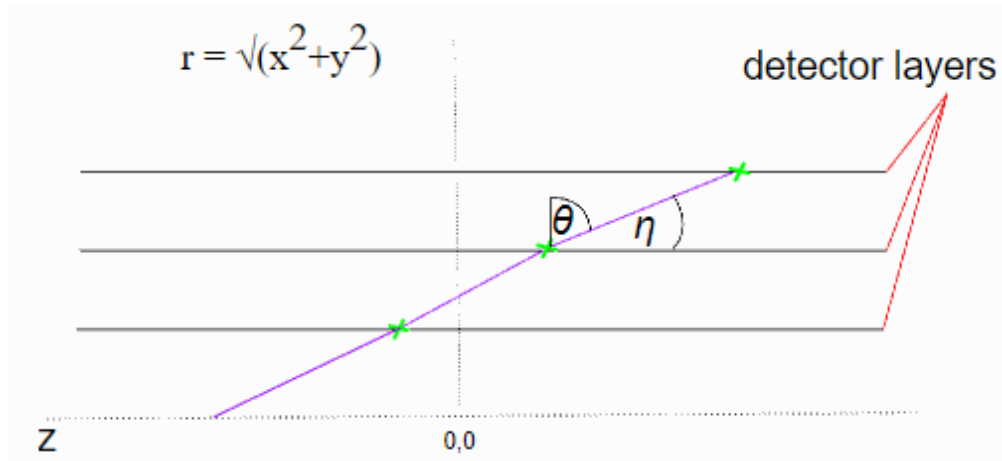


Рисунок 6.4 — Тот же детектор, что и выше, но отображенный на систему координат r/z . Эта проекция используется для вычисления псевдобыстроты η зерна, например, чтобы проверить, имеют ли две комбинации (SP bottom, SP middle) и (SP middle, SP top) одинаковые псевдобыстроты и, следовательно, совместимы с одним и тем же треком частицы.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Citron Z.* Heavy Ion Physics with ATLAS // Journal of Physics: Conference Series. — 2013. — Т. 455. — С. 012011.
2. *Corral G. H.* Relativistic heavy-ion physics. — 2010.
3. *Mariani S.* Heavy-ion and fixed-target physics at LHCb. — 2022.
4. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider / G. Aad [и др.] // Institute Of Physics Publishing and SISSA. — 2008. — Т. 407. — С. 3—57.
5. Toward super radiation tolerant semiconductor detectors for future elementary particle research / G. Lindstroem [и др.] // Journal of Optoelectronics and Advanced Materials. — 2004. — Т. 6. — С. 23—38.
6. Soft Pomeron in light of the LHC correlated data / M. Broilo [и др.] // Physical Review D. — 2021. — Т. 103, № 1.
7. *MEISSNER F.* COHERENT PHOTON-POMERON AND PHOTON-PHOTON INTERACTIONS IN ULTRA-PERIPHERAL COLLISIONS AT RHIC // Photon 2001. — WORLD SCIENTIFIC, 2002.
8. *Bertulani C.* Peripheral Collisions of Relativistic Heavy Ions // Acta Physica Hungarica A) Heavy Ion Physics. — 2001. — Т. 14, № 1—4. — С. 51—61. — ISSN 1588-2675.
9. Search for gluinos with ATLAS at LHC / V. A. Bednyakov [и др.]. — 2006. — arXiv: hep-ex/0608060 [hep-ex].
10. *Mazurek M., Corti G., Muller D.* New simulation software technologies at the LHCb Experiment at CERN. — 2021.
11. STARlight: A Monte Carlo simulation program for ultra-peripheral collisions of relativistic ions / S. R. Klein [и др.] // Computer Physics Communications. — 2017. — Т. 212. — С. 258—268. — ISSN 0010-4655.

12. *Baur G.* Coherent $\gamma\gamma$ and γA interactions in very peripheral collisions at relativistic ion colliders // *Physics Reports.* — 2002. — Т. 364, № 5. — С. 359—450. — ISSN 0370-1573.
13. The Glauber model and flow analysis with Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV / C.-r. Hu [и др.]. — 2021.
14. Kshort and Lambda production in pp interactions at $\sqrt{S} = 0.9$ and 7 TeV measured with the ATLAS detector at the LHC / G. Aad [и др.] // *Physical Review D.* — 2012. — Т. 85, № 1.