

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

Институт ядерной физики и технологий  
Кафедра №40 «Физика элементарных частиц»

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

**ИЗУЧЕНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ  
ОБРАЗОВАНИЯ ПАРЫ ЛЕГКИХ ВЕКТОРНЫХ  
МЕЗОНОВ В УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В  
УСЛОВИЯХ ЭКСПЕРИМЕНТА ATLAS**

Научный руководитель

к.ф.-м.н., доц.

\_\_\_\_\_ С.Л.Тимошенко

Студент

\_\_\_\_\_ А. Э. Дадашова

Москва 2023

# СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Эксперимент ATLAS	4
2 Ультрапериферические взаимодействия	6
3 Монте-Карло генераторы	8
4 Результат генерации событий с помощью STARLIGHT	9
Заключение	25
	25

# ВВЕДЕНИЕ

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

Особенности взаимодействия тяжелых ионов:

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

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

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

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

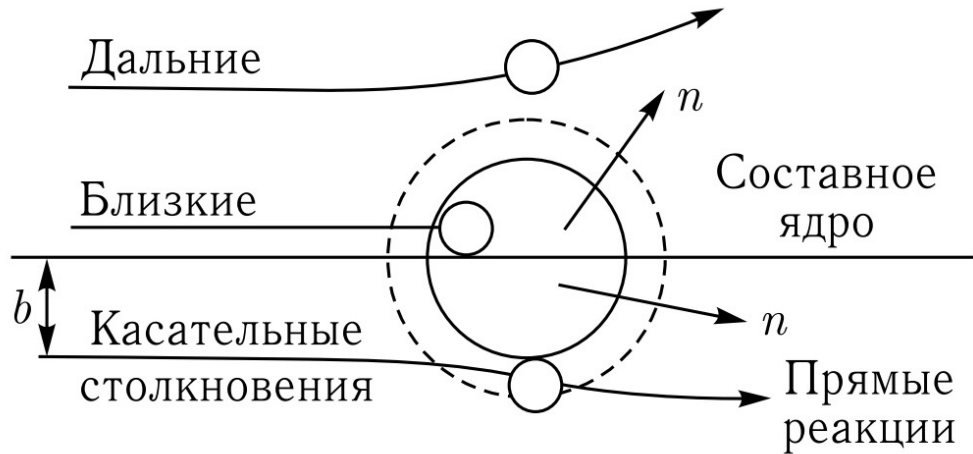


Рисунок 1

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

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

Целью данной работы является изучение четырехтрекового события с образованием пары  $\rho_0\rho_0$  мезонов и его модуляция с помощью Монте-Карло генератора STARLIGHT.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТ ATLAS

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

Детектор ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) является детектором общего назначения на БАК.

Основным элементом, определяющим внешний вид и размеры детектора ATLAS, является его магнитная система. Внешний сверхпроводящий воздушно-зазорный тороид служит ключевым элементом ATLAS, обеспечивая прецизионное измерение импульсов мюонов во всем доступном ин-

тервале их значений. Детектор ATLAS обладает осевой симметрией относительно продольного направления пучка ускоренных протонов и симметрией вперед-назад относительно центральной точки детектора, где происходит столкновение пучков протонов.

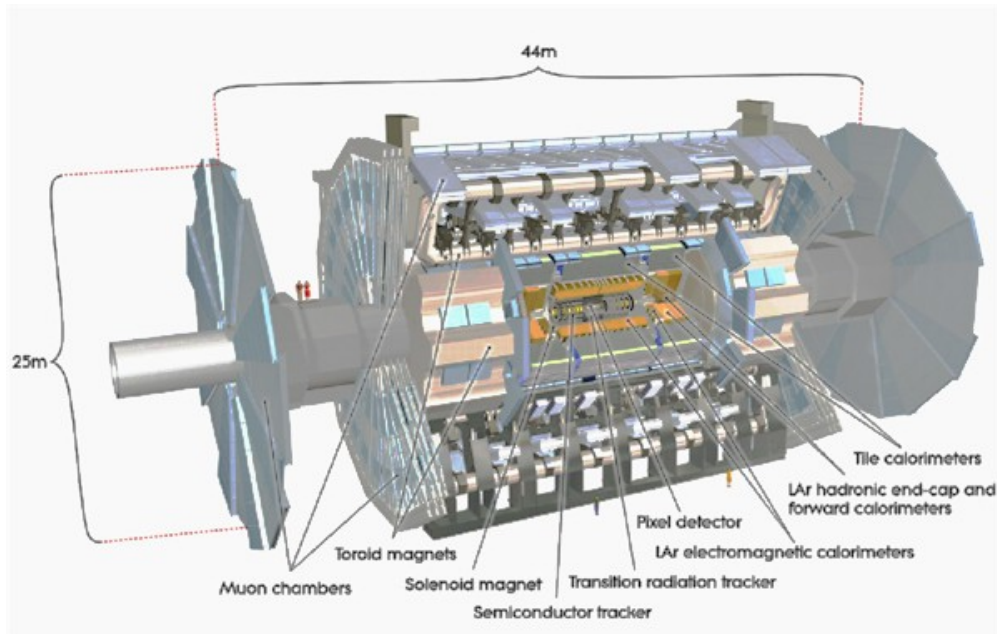


Рисунок 2 — Общий вид детектора ATLAS

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

Следующим элементом при движении к центру детектора от мюонного спектрометра служит адронный калориметр. Он состоит из нескольких блоков. Центральную часть занимают три секции адронного тайл-калориметра. Торцевым элементом адронного калориметра служит жидкоаргоновый адронный калориметр. В непосредственной близости к оси детектора расположен передний адронный калориметр. Внутри адронного калориметра находится жидкоаргоновый электромагнитный калориметр. Он также имеет центральную, торцевую и переднюю части. Все калори-

метры вместе составляют калориметрическую систему детектора ATLAS.

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

## 2. УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

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

ное поле померона связано с сильными взаимодействиями всех нуклонов ядра. [3]

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

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

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

Рисунок 3 — Сечения образования основных частиц в ультрапериферических взаимодействиях

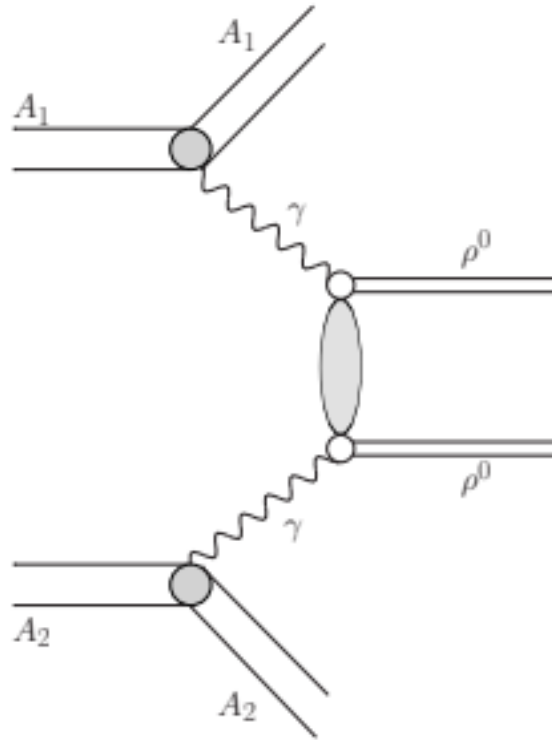


Рисунок 4 — Диаграмма образование пары  $\rho_0$

### 3. МОНТЕ-КАРЛО ГЕНЕРАТОРЫ

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

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

В данной работе используется Монте-Карло генератор STARLIGHT, который позволяет провести интересующую нас модуляцию двухфотонного



взаимодействия между релятивистскими тяжелыми ядрами в ультрапериферических столкновениях при энергиях, достигаемых на БАК.

В программном пакете STARLIGHT существуют несколько видов фотон-фотонных каналов (рис.5), по которым может происходить взаимодействие. К сожалению, из планируемых для рассмотрения каналов на STARLIGHT реализован только канал  $\rho_0\rho_0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ .

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

Рисунок 5 — Двух-фотонный канал

## 4. РЕЗУЛЬТАТ ГЕНЕРАЦИИ СОБЫТИЙ С ПОМОЩЬЮ STARLIGHT

Изначально моделирование процесса  $\rho_0\rho_0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  происходило на внешнем генераторе STARLIGHT. В предоставляемых программным пакетом макроссах анализ сгенерированных событий был прописан только для двух треков, поэтому была необходимость слегка отредактировать код,

чтобы проводился анализ четырех треков.

Перед запуском генератора редактируется входной файл `slight.in` (рис.6), в котором прописываются входные параметры. Здесь следует отметить такие параметры как: `PROD_MODE = 1` ( цифра 1 соответствует двух-фотонному взаимодействию), `PROD_PID = 33` ( 33 - канал распада  $\rho_0\rho_0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ ), `N_EVENTS` - количество моделируемых событий.

```
baseFileName = slight #suite of output files will be saved with this base name
BEAM_1_Z = 82 #Z of projectile
BEAM_1_A = 208 #A of projectile
BEAM_2_Z = 82 #Z of target
BEAM_2_A = 208 #A of target
BEAM_1_GAMMA = 1470.0 #Gamma of the colliding ion 1
BEAM_2_GAMMA = 1470.0 #Gamma of the colliding ion 2
W_MAX = 2 #Max value of w
W_MIN = 1 #Min value of w
W_N_BINS = 50 #Bins i w
RAP_MAX = 9. #max y
RAP_N_BINS = 200 #Bins i y
CUT_PT = 0 #Cut in pT? 0 = (no, 1 = yes)
PT_MIN = 1.0 #Minimum pT in GeV
PT_MAX = 3.0 #Maximum pT in GeV
CUT_ETA = 0 #Cut in pseudorapidity? (0 = no, 1 = yes)
ETA_MIN = -10 #Minimum pseudorapidity
ETA_MAX = 10 #Maximum pseudorapidity
PROD_MODE = 1 #gg or gp switch (1 = 2-photon, 2 = coherent vector meson (narrow), 3 = coherent vector meson (wide), 4 = incoherent vector meson)
N_EVENTS = 100000 #Number of events
PROD_PID = 33 #channel of interest; this is j/psi --> mu+ mu-
RND_SEED = 5574533 #Random number seed
BREAKUP_MODE = 5 #Controls the nuclear breakup; a 5 here makes no requirement on the breakup of the ions
INTERFERENCE = 0 #Interference (0 = off, 1 = on)
IF_STRENGTH = 1. #% of interference (0.0 - 0.1)
INT_PT_MAX = 0.24 #Maximum pt considered, when interference is turned on
INT_PT_N_BINS = 120 #Number of pt bins when interference is turned on
XSEC_METHOD = 1 # Set to 0 to use old method for calculating gamma-gamma luminosity
PYTHIA_FULL_EVENTRECORD = 0 # Write full pythia information to output (vertex, parents, daughter etc).
```

Рисунок 6 — Входной файл STARLIGHT

После отработки генератора пользователь получает выходной файл `slight.out` (рис.7), содержащий в себе сгенерированные события. В строчку `EVENT` записывается номер события, число треков, число вершин. В строчку `VERTEX` записывается четыре-координаты первичной вершины, номер вершины, число, предназначенное для представления физического процесса, номер родительского трека, и число дочерних треков от этой вершины. В строчку `TRACK` записывается идентификационный код частицы Geant, три векторные компоненты импульса частицы, номер события, номер трека в вершине, номер вершины, в которой заканчивается трек и ID код частицы, одобренный Particle Data Group.

```
EVENT: 4608 4 1
VERTEX: 0 0 0 0 1 0 0 4
TRACK: 9 -0.293736 -0.187099 0.513119 4608 0 0 -211
TRACK: 8 0.287309 0.189599 0.900152 4608 1 0 211
TRACK: 8 -0.27695 -0.224836 0.818103 4608 2 0 211
TRACK: 9 0.270523 0.227337 0.595168 4608 3 0 -211
```

Рисунок 7 — Выходной файл STARLIGHT

По результатам работы генератора были построены рапределения по

поперечному импульсу и псевдобыстроте каждого из четырех заряженных пионов и двух мезонов (рис.16,17,12,13,14,15 соответственно). Для  $\rho_0$  также были построены распределения по инвариантной массе (рис.8 и рис.9), суммарной инвариантной массе (рис.10). и суммарному поперечному импульсу (рис.11).

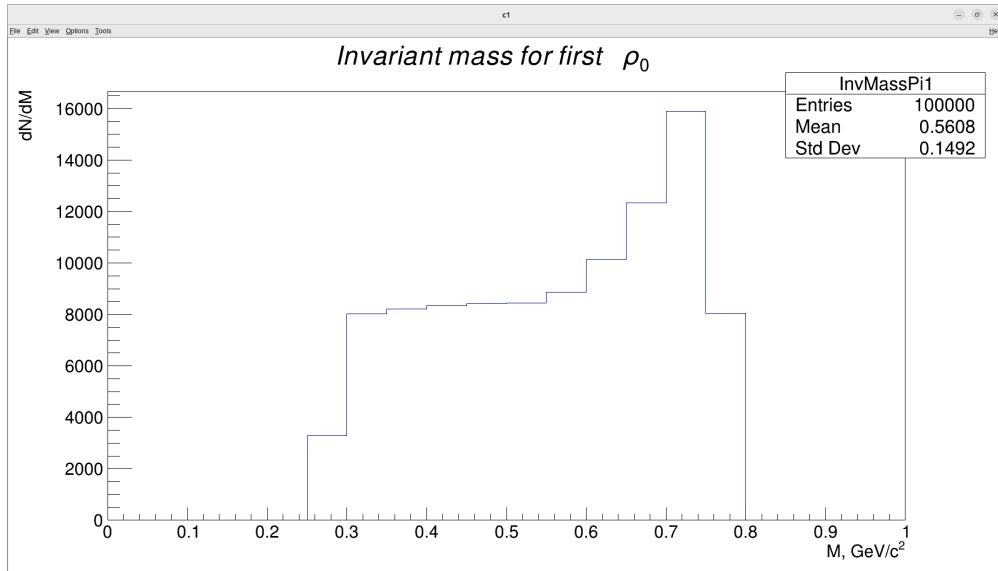


Рисунок 8 — Распределение по инвариантной массе первого  $\rho_0$  мезона

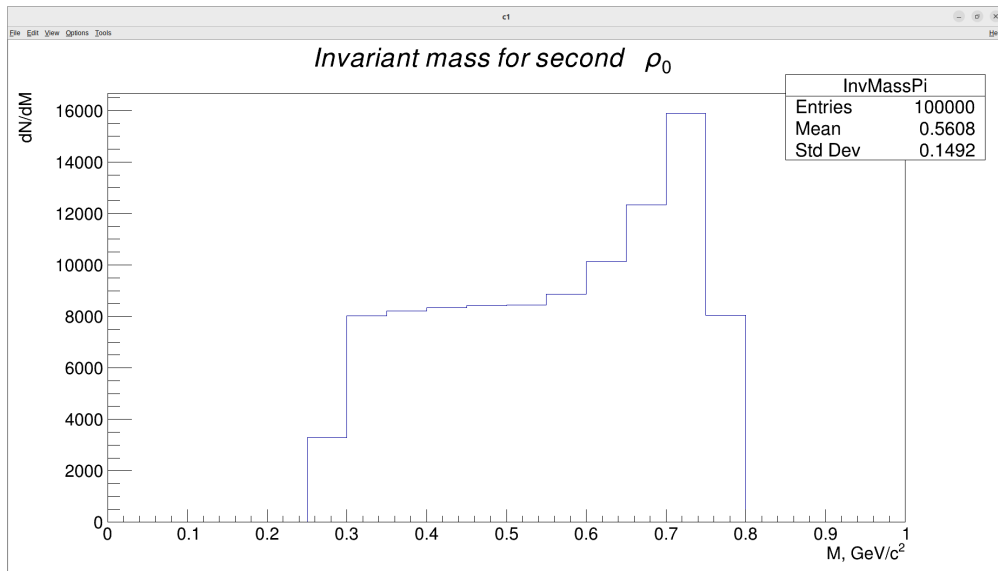


Рисунок 9 — Распределение по инвариантной массе второго  $\rho_0$  мезона

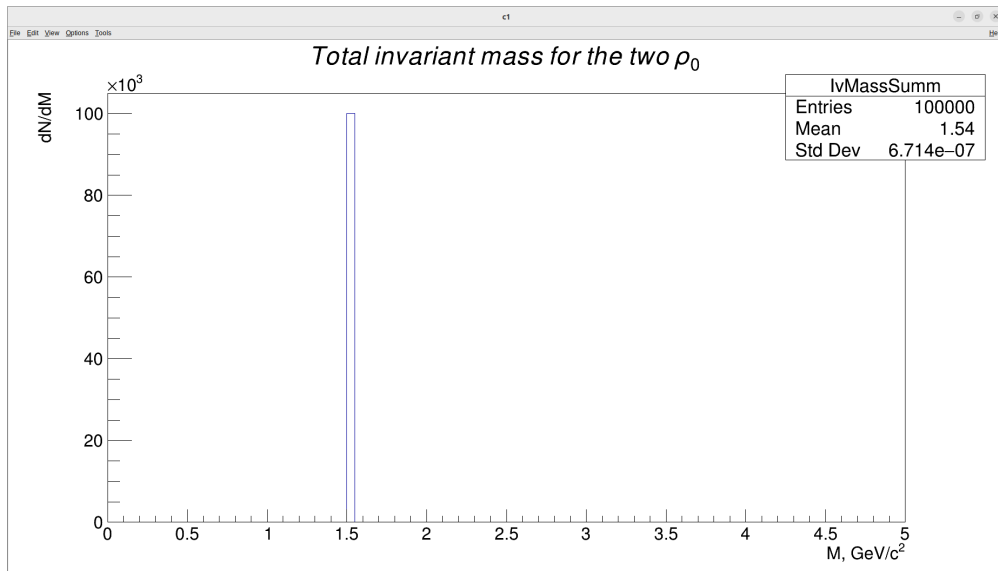


Рисунок 10 — Распределение по инвариантной массе двух  $\rho_0$  мезонов

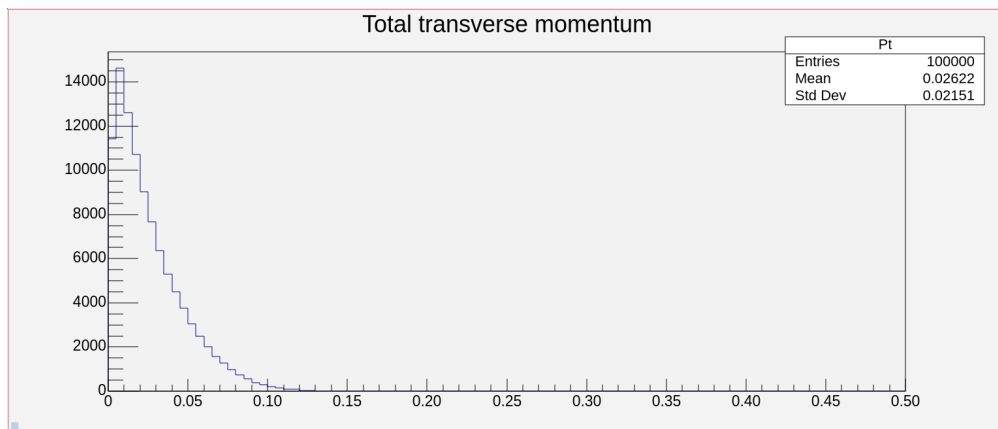


Рисунок 11 — Распределение по поперечному импульсу двух  $\rho_0$  мезонов

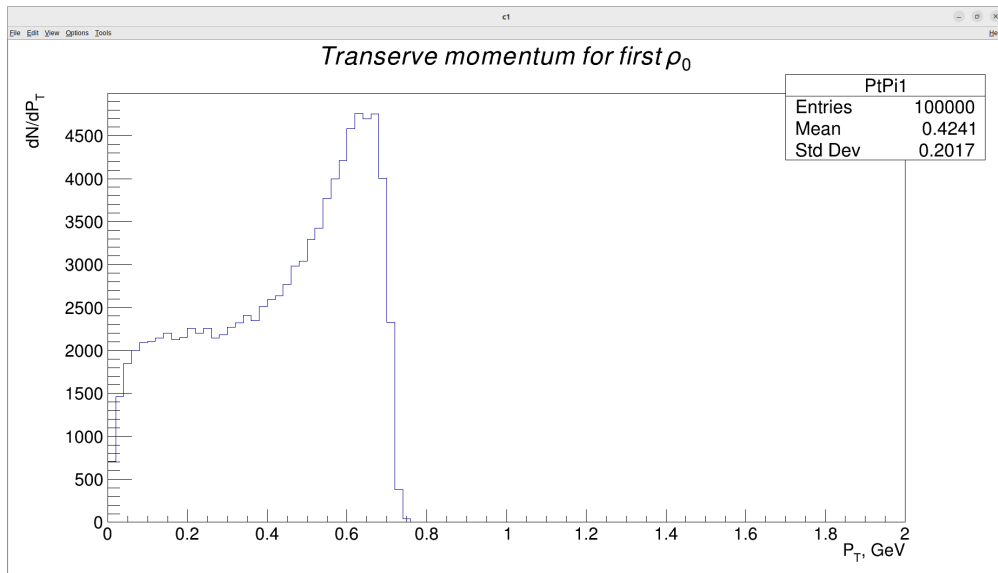


Рисунок 12 — Распределение по поперечному импульсу первого  $\rho_0$  мезона

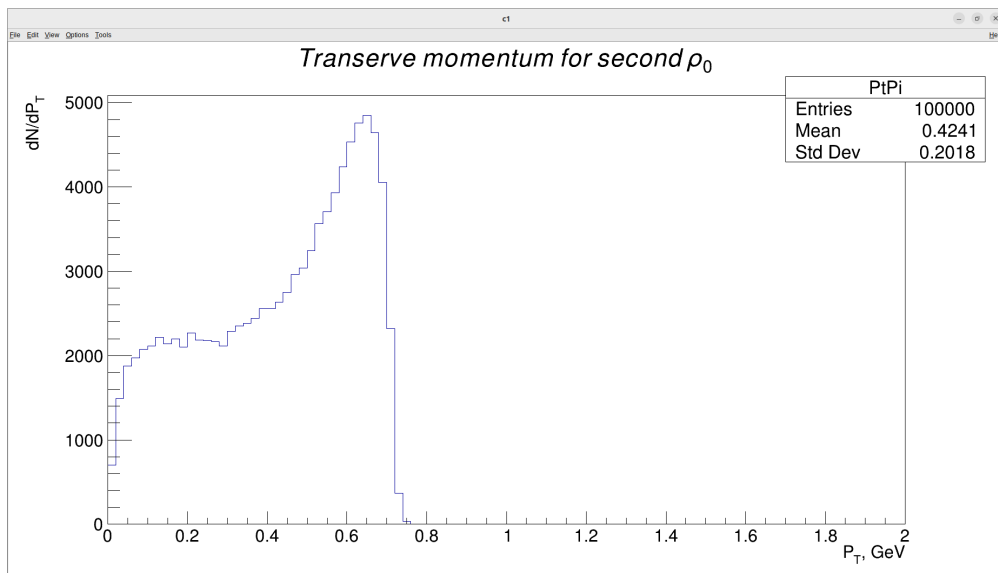


Рисунок 13 — Распределение по поперечному импульсу второго  $\rho_0$  мезона

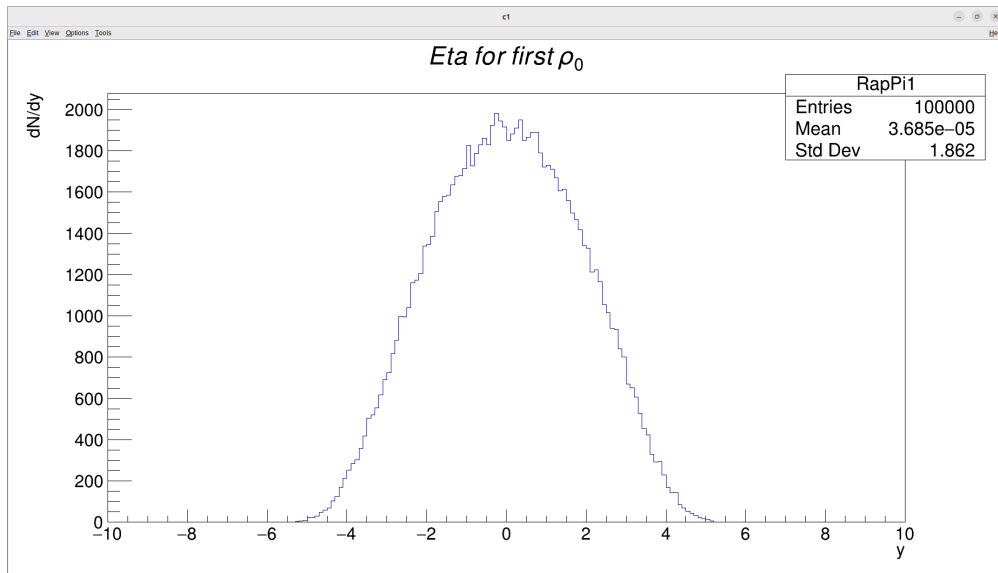


Рисунок 14 — Распределение по псевдобыстроте первого  $\rho_0$  мезона

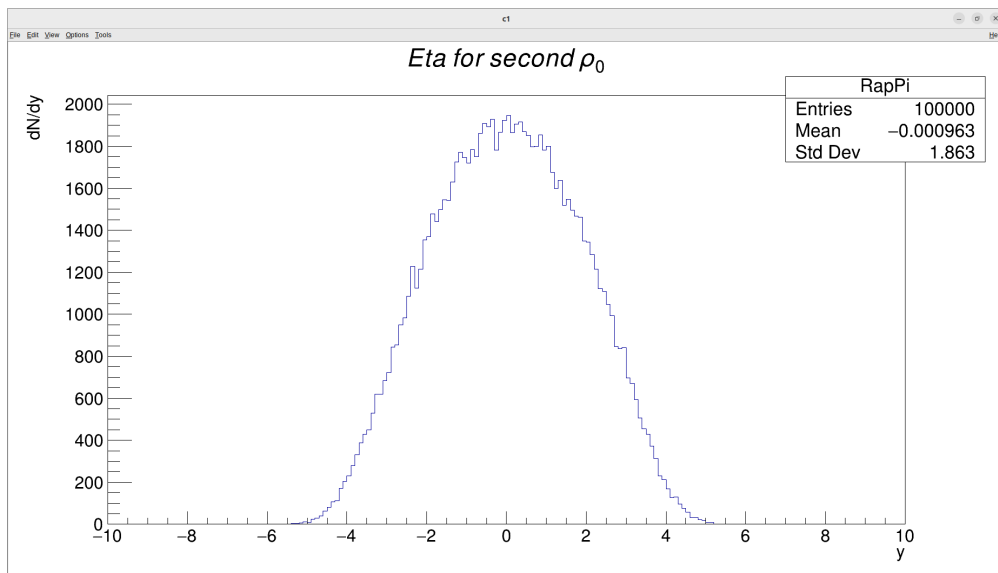
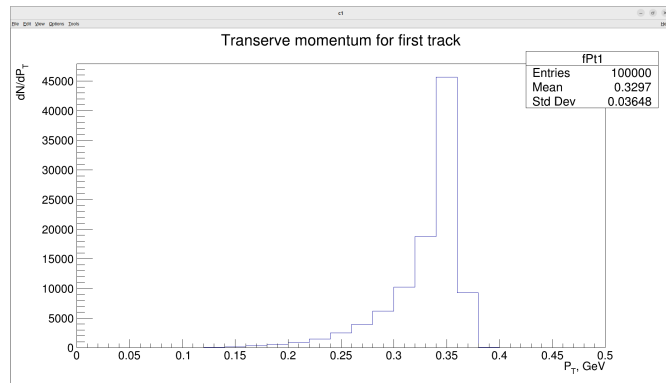
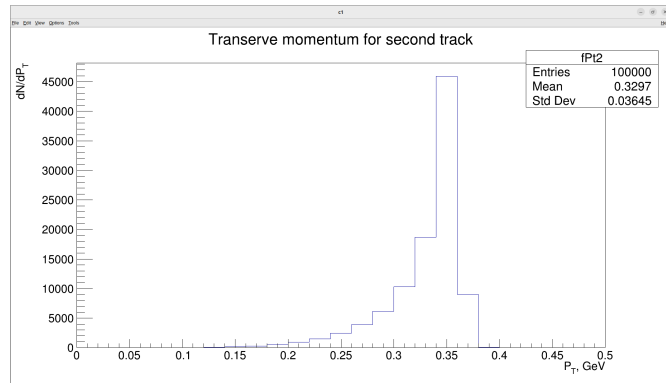


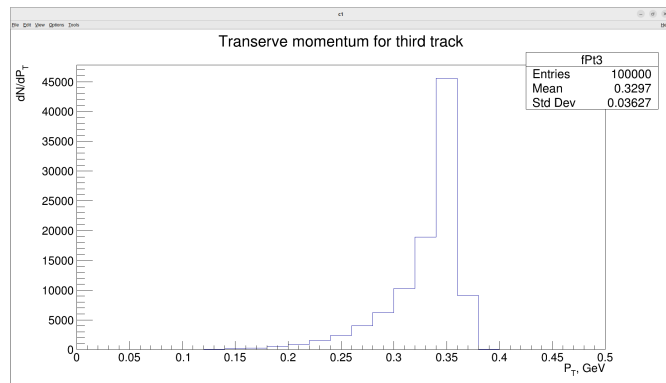
Рисунок 15 — Распределение по псевдобыстроте второго  $\rho_0$  мезона



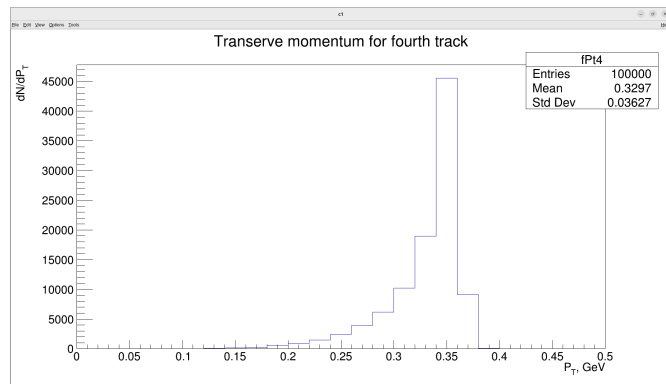
(a)



(b)

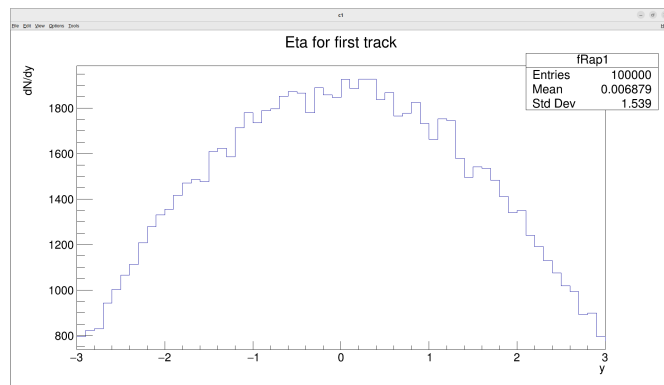


(c)

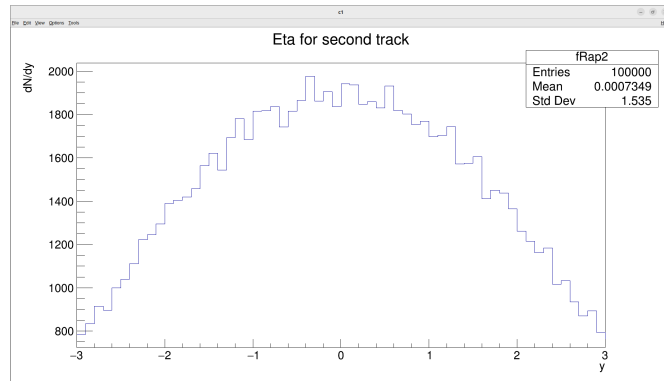


(d)

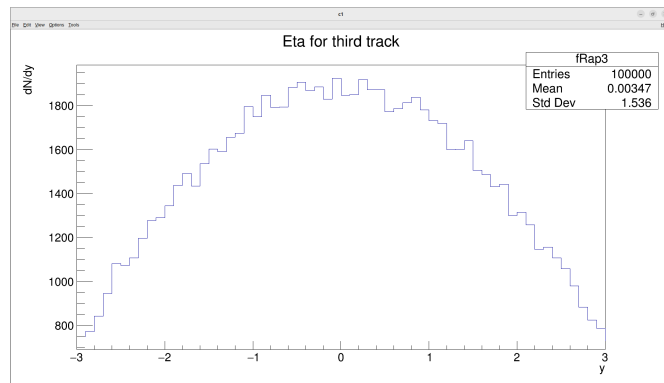
Рисунок 16 — Распределения по поперечному импульсу первого, второго, третьего и четвертого трека соответственно



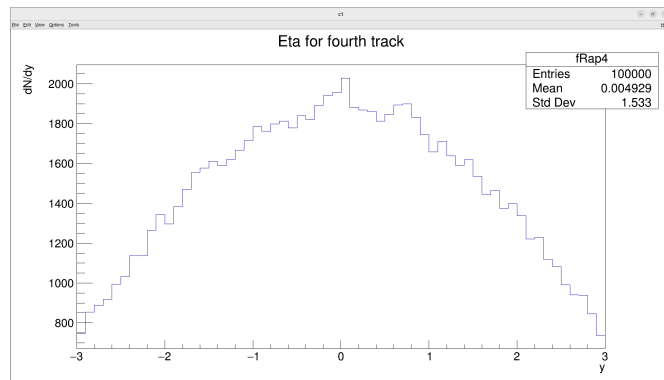
(a)



(b)



(c)



(d)

Рисунок 17 — Распределение по псевдобыстроте первого, второго, третьего и четвертого трека соответственно



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

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

Результатом полного моделирования является файл формата xAOD (The Analysis Object Data), который представляет собой краткое изложение реконструированного события и содержит информацию, достаточную для общего анализа. Этот формат доступен для чтения как экспериментальной программой ATLAS, так и программной оболочкой эксперимента ATLAS(Athena) и ROOT.

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

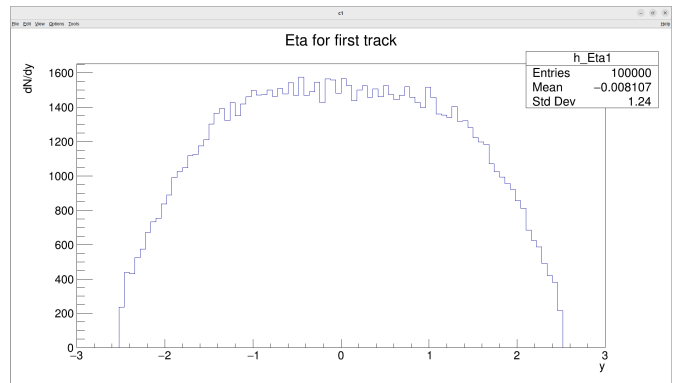
Для того, чтобы анализировать файл с сгенерированными событиями, полученного в результате работы вшитого в lxplus STARLIGHT, был пройден Analysis Software Tutorial - руководство для ознакомления с типичными инструментами анализа xAOD в рамках EventLoop.

Точно так же, как и с внешним генератором, на выходе пользователь получает файл с данными сгенерированных событий только уже в формате EVNT.pool.root. Однако в таком виде просмотр файла невозможен. Поэтому выходной файл был переформатирован в DAOD\_TRUTH0.pool.root.

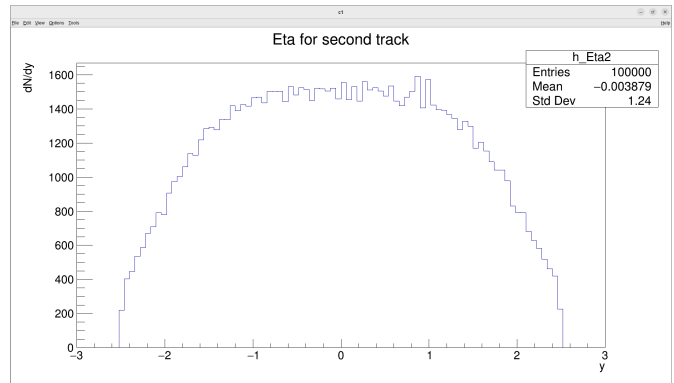
Файл DAOD\_TRUTH0.pool.root прогоняется через инструменты анализа, изученных в рамках Analysis Software Tutorial. Во время данной процедуры извлекалась информация из контейнеров TruthParticles и EventInfo, где TruthParticles - контейнер, в котором записана информация о параметрах частиц, которые действительно были в смоделированных событиях, а

EventInfo - контейнер, содержащий в себе запуск и номер каждого события.

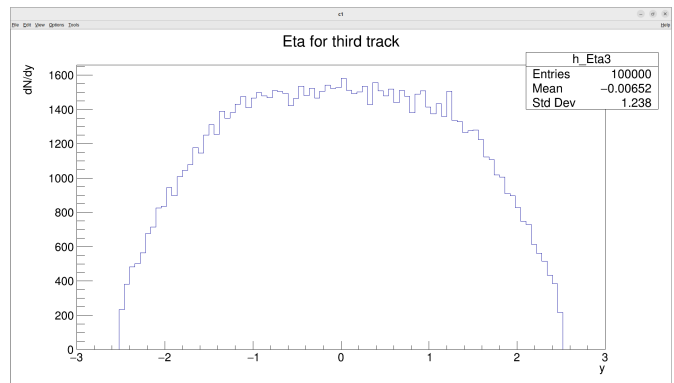
По данным из TruthParticles были построены распределения по поперечному импульсу и псевдоскорости для каждого из четырех заряженных пионов (рис.19 и рис.18), по поперечному импульсу для двух  $\rho_0$  мезонов (рис.23), инвариантной массе для отдельных мезонов (рис.20 и рис.21) и инвариантной массе двух мезонов (рис.22).



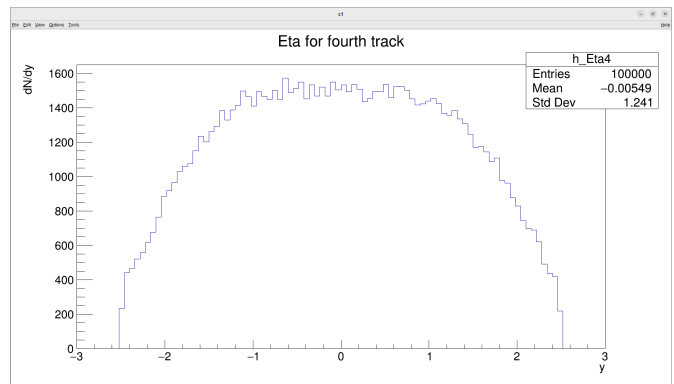
(a)



(b)

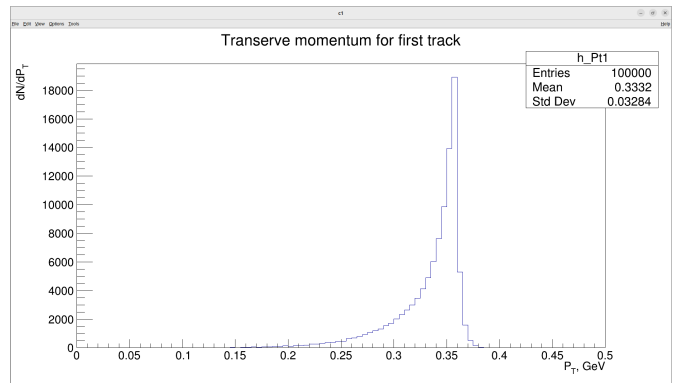


(c)

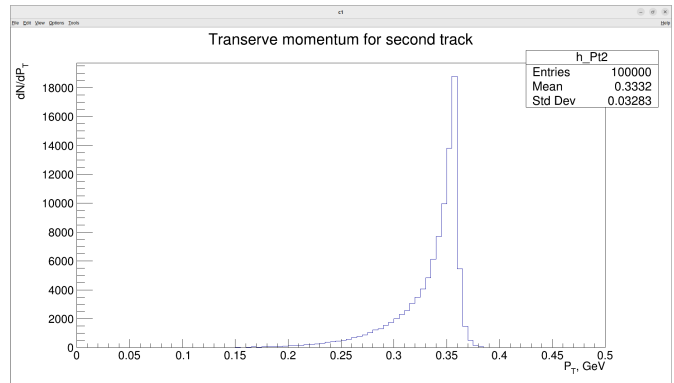


(d)

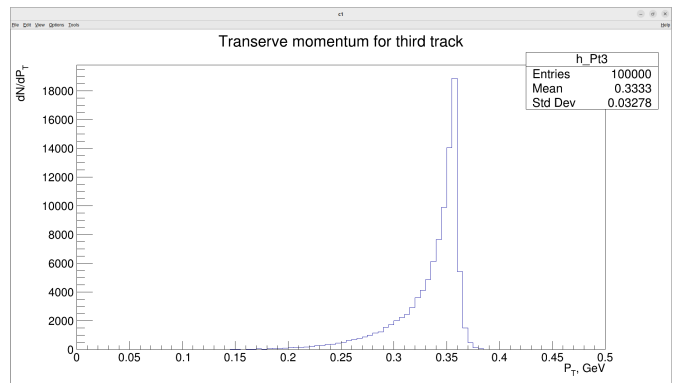
Рисунок 18 — Распределение по псевдобыстроте первого, второго, третьего и четвертого трека соответственно



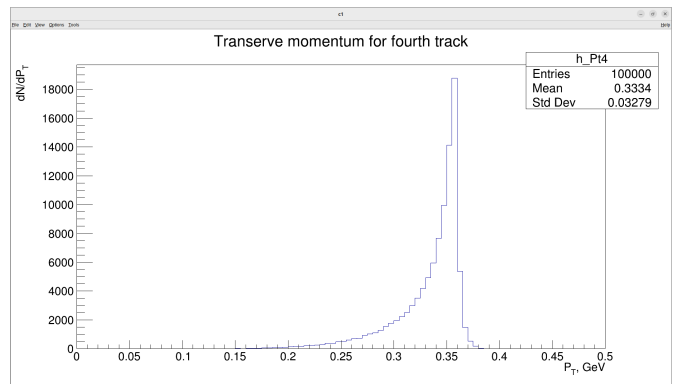
(a)



(b)



(c)



(d)

Рисунок 19 — Распределения по поперечному импульсу первого, второго, третьего и четвертого трека соответственно

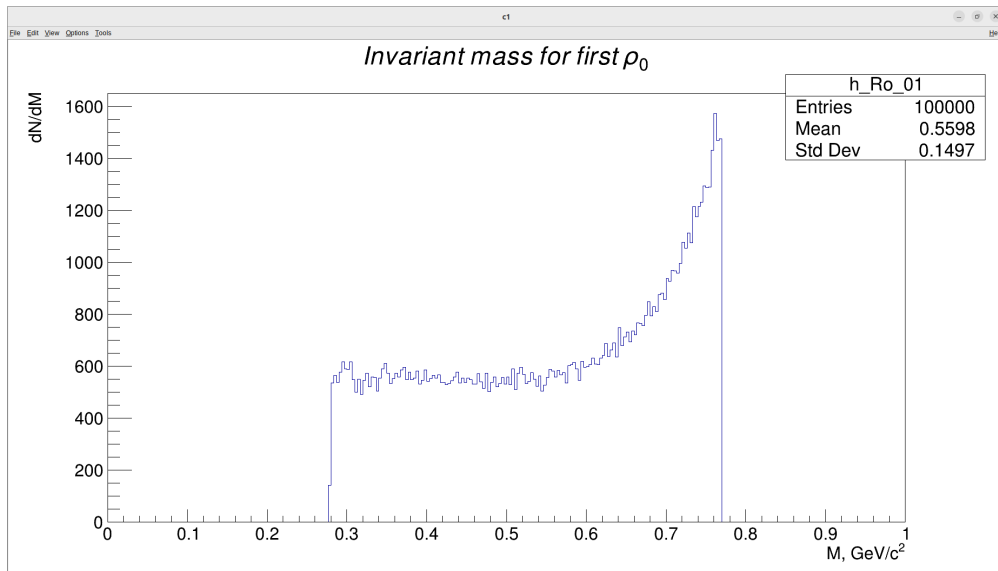


Рисунок 20 — Распределение по инвариантной массе первого  $\rho_0$  мезона

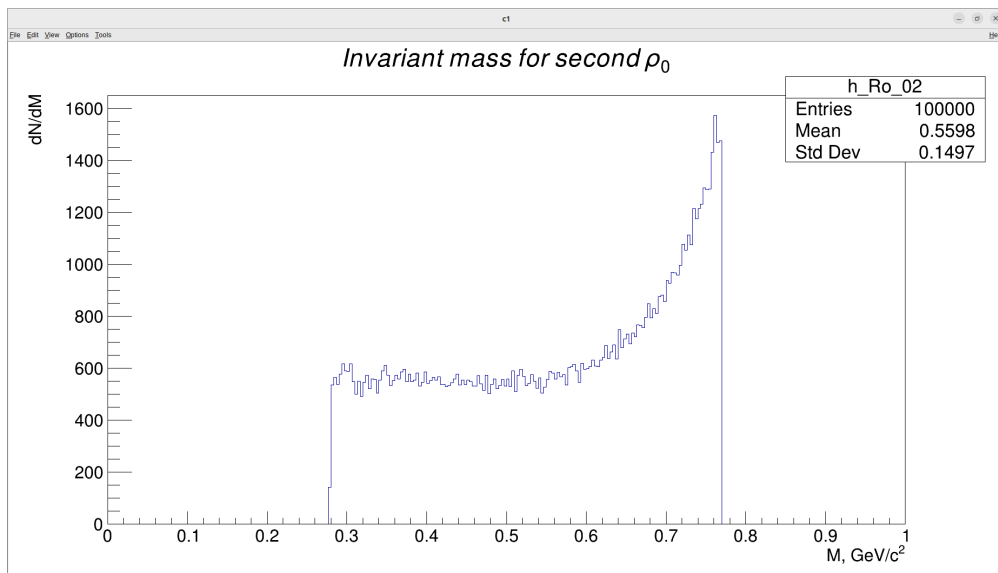


Рисунок 21 — Распределение по инвариантной массе второго  $\rho_0$  мезона

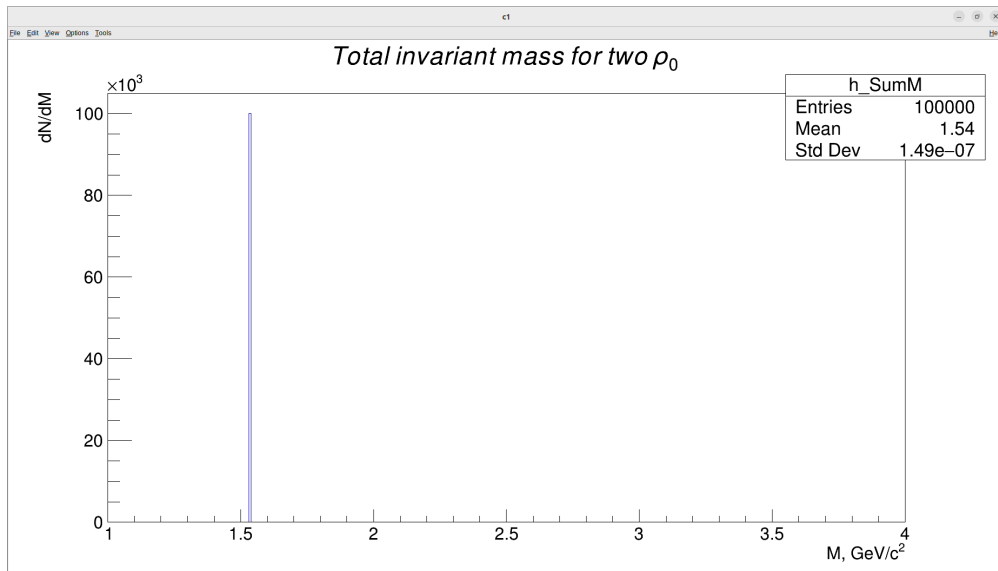


Рисунок 22 — Распределение по инвариантной массе двух  $\rho_0$  мезонов

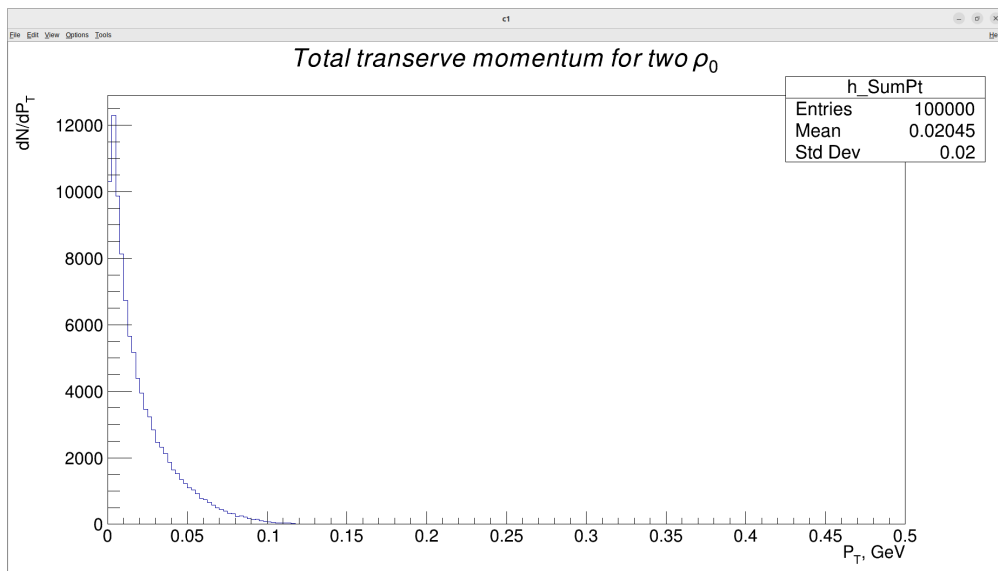


Рисунок 23 — Распределение по поперечному импульсу двух  $\rho_0$  мезонов

Различия между построенными распределениями на внешнем и вшитом в lxplus STARLIGHT несущественны. Спектры по инвариантной массе (рис. 8,9,20,21) для каждого  $\rho_0$  мезона получились широкими, что соответствует ныне известным экспериментальным данным (рис.24 из статьи [5]). Если посмотреть на распределения по суммарной инвариантной массе для пары  $\rho_0$  (рис.10,22), можно увидеть, что для всех сгенерированных событий она равна  $1.54 \text{ MeV}/c^2$ , что тоже удовлетворяет экспериментально известной величине этой массы, а также показывает, что в каждом смоделированном

событию рождается пара  $\rho_0$ .

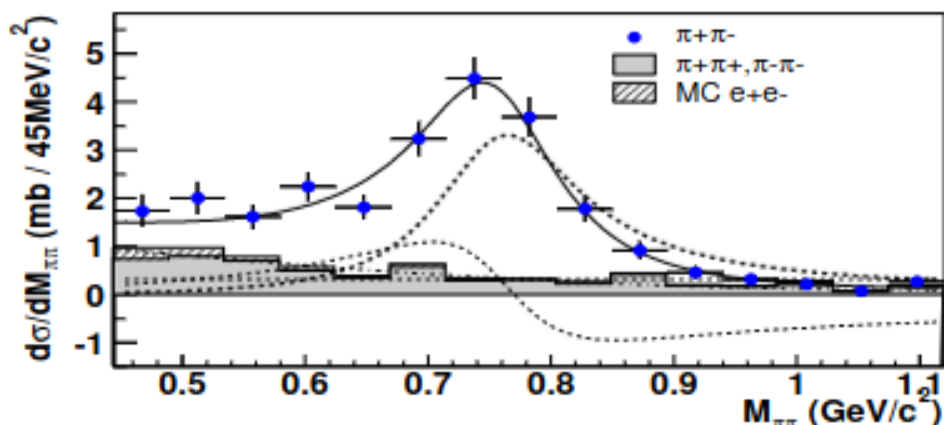


Рисунок 24 — Дифференциальное сечение по инвариантной массе для реакции  $AuAu \rightarrow Au^* Au^* \rho_0$

Так же стоит отметить, что распределение по суммарному поперечному импульсу для двух  $\rho_0$  (рис.23) имеет пик в области  $0.01 \text{ GeV}$ , что отражает их когерентное образование. Одним из критериев отбора событий, образованных в результате ультрапериферических столкновений, является ограничение на поперечный импульс рожденных частиц, что соответствует области его малых значений (рис.25 из статьи [5]).

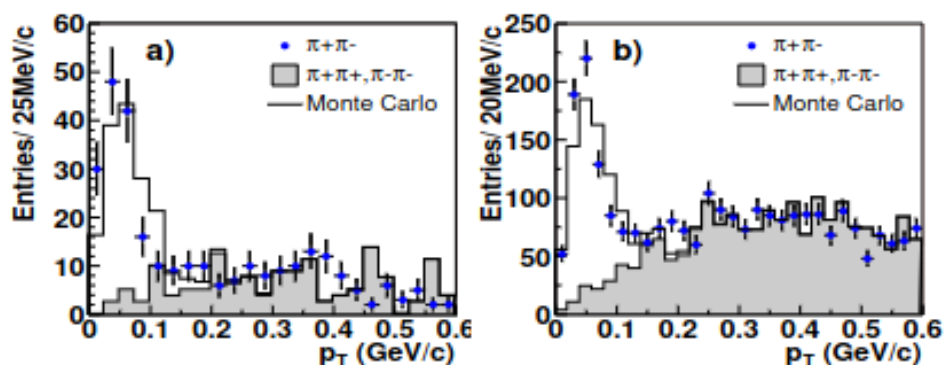
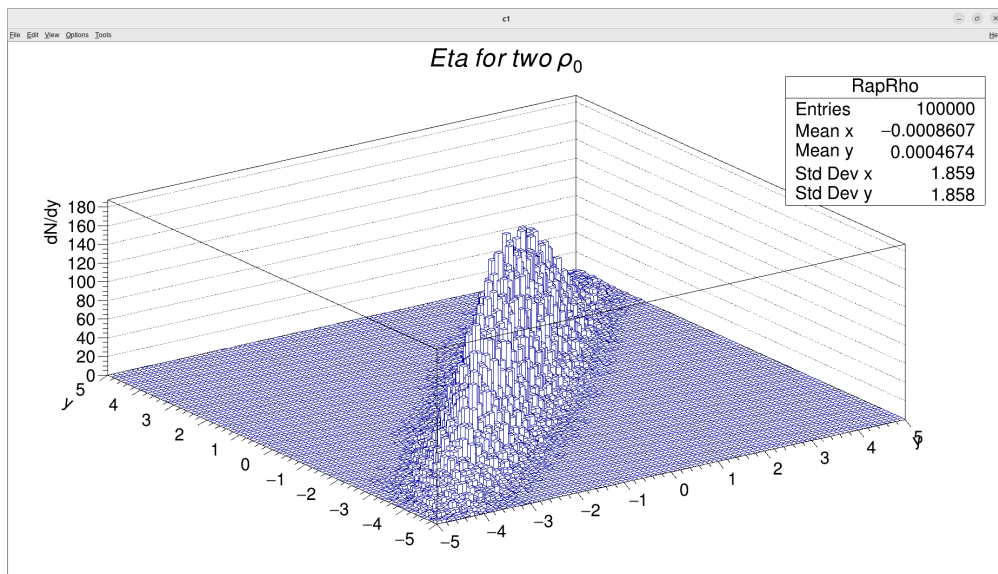


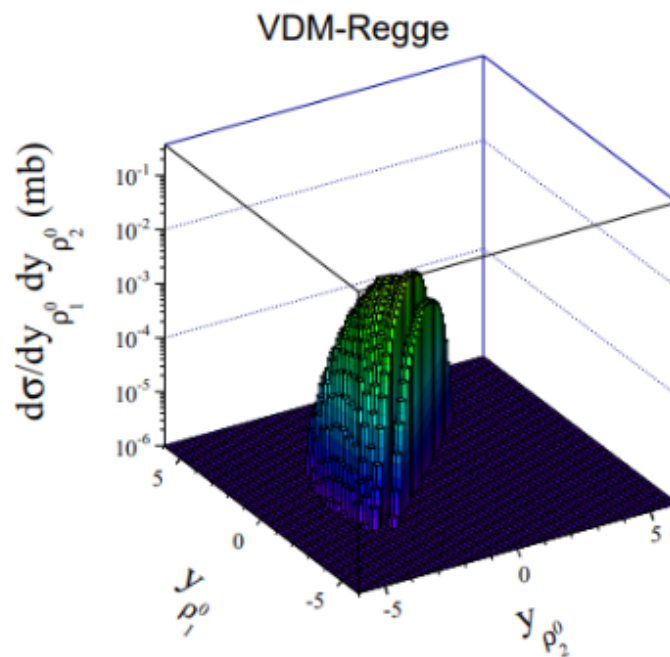
Рисунок 25 — Распределение по поперечному импульсу для реакции  $AuAu \rightarrow Au^* Au^* \rho_0$

Помимо оглашенных выше распределений была построена двумерная гистограмма по псевдоскоростям для двух  $\rho_0$  мезонов на внешнем STARLIGHT (рис.26(a)). В статье [4] было представлено такое же распределение в рам-

ках модели векторной доминантности Редже фотон-фотонного производства  $\rho_0$  пары (рис.26(b)). Оно асимметрично, поскольку один мезон испускается в прямом направлении, другой - в обратном. На гистограмме, полученной в результате работы генератора STARLIGHT, наблюдается некоторое подобие гауссова распределения, что означает, что в основе модуляции этого генератора не лежит модель векторной доминантности Редже.



(a)



(b)

Рисунок 26 — Распределения по псевдоскоростям для двух  $\rho_0$  мезонов, а - STARLIGHT, б - VDM-Regge



# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе данной работы была проведена модуляция фотон-фотонного образования пары  $\rho_0$  как на внешнем, так и на вшитом в lxplus STARLIGHT, начат анализ полученных распределений, получены навыки работы с Монте-Карло генератором STARLIGHT, был пройден Analysis Software Tutorial.

Как было сказано выше, рождение возбужденного состояния  $\rho_0^*$  на данный момент еще нельзя идентифицировать, а имеющиеся инструменты анализа позволяют провести исследование процесса рождения пары  $\rho_0$ . Поэтому в заключении хотелось бы огласить дальнейший план работы по освещенной теме:

- Провести полное моделирование рождение пары  $\rho_0$  на ATLAS
- Анализируя результаты полного моделирования попытаться идентифицировать рождение  $\rho_0$  пары
- Добавить в STARLIGHT каналы  $\rho\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  и  $\rho\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ , и провести их полную модуляцию.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Оганесян Ю. Ц., Пенионжкевич Ю. Э., Григорьев В. А. "Физика тяжелых ионов и ее приложения: Учебное пособие. 7 (2021)
- [2] Л.Н.Смирнова "Эксперимент ATLAS Большого адронного коллайдера"—М.:МАКС Пресс, 2014.- 256 с. ISBN
- [3] С.Л. Тимошенко, В.М. Емильянов "Рождение векторных мезонов в ультрапериферических ядро-ядерных взаимодействиях".(2006)
- [4] Mariola Klusek-Gawenda, Antoni Szczurek "Double-scattering mechanism in exclusive  $AA \rightarrow AA\rho^0\rho^0$  reaction at ultrarelativistic collisions"

[5] STAR Collaboration "Coherent  $\rho_0$  Production in Ultra-Peripheral Heavy Ion Collisions"