

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Отчет по результатам
выполненной
научно-исследовательской работы
студента

The SPD NICA Range System Response
Dependence in Hadronic Interaction Models

Выполнил
студент группы М21-115

подписано С. С. Серюбин

Научный руководитель

подписано А. В. Гуськов

Москва 2022

1 Введение

Коллаборация The Spin Physics Detector предлагает установить универсальный детектор во второй точке взаимодействия коллайдера NICA (fig. 1) (JINR, Дубна) для изучения спиновой структуры протона и дейтрона и других связанных со спином явлений с поляризованными пучками протонов и дейтронов при столкновении (ожидаемая частота событий составляет около 3 МГц) энергии до 27 ГэВ и яркости до $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ на промежуточном и высоком значении масштабного фактора скейлинга x , используя различные пробы, такие как:

charmonia, open charm, и prompt фотоны.[1]

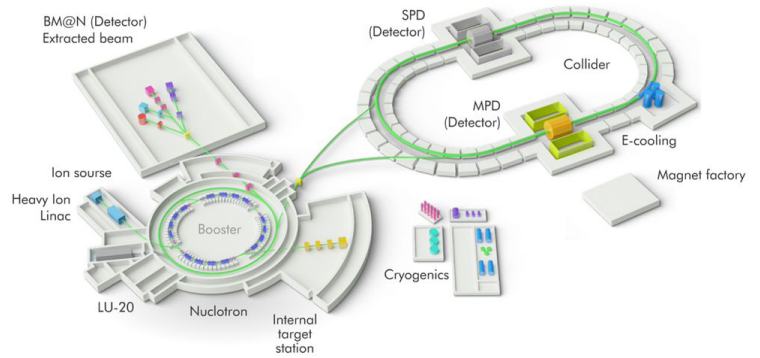


Рисунок 1 – Схематическое расположение объектов комплекса NICA

Точное отображение трехмерной структуры нуклона имеет решающее значение для нашего понимания квантовой хромодинамики. Один из способов состоит в том, чтобы описать распределение нуклонов в импульсном пространстве, используя так называемые *Функции распределения партонов, зависящие от поперечного момента (TMD PDF)* [6; 10] (помимо обычного коллинеарного приближения [4; 6]). Поскольку описание жестких инклюзивных процессов в адронных столкновениях основано на теоремах факторизации [8]. Формулировка теорем факторизации в терминах TMD PDF кварков и глюонов является наиболее важным шагом на пути к изучению трехмерной структуры адронов и природы их спинов.

Кварконии - это связанные состояния кварка и антикварка одного и того же аромата. Таким образом, все кварконии являются бесцветными мезонами. Хотя верхние, нижние и странные кварки также образуют кварконии, этот термин обычно относится только к тяжелым кваркам. Кроме того, верхние кварки и анти-кварки вместе не могут образовывать связанное состояние, поскольку (анти) up кварки распадаются быстрее, прежде чем может быть создано связанное состояние. Поэтому только charm и bottom кварк могут создавать кварконии, которые называются *charmonia* и *bottomonia* соответственно. Примером *bottomonia* является Υ -мезон.

Кварконии - это связанные состояния кварка и антикварка одного и того же аромата. Таким образом, все кварконии являются бесцветными мезонами. Хотя верхние, нижние и странные кварки также образуют кварконии, этот термин обычно относится только к тяжелым кваркам. Кроме того, верхние кварки и анти-кварки вместе не могут образовывать связанное состояние, поскольку (анти) up кварки распадаются быстрее, прежде чем может быть создано связанное состояние. Поэтому только charm и bottom кварк могут создавать кварконии, которые называются *charmonia* и *bottomonia* соответственно. Примером *bottomonia* является Υ -мезон.

Самой первой обнаруженной частицей, составной частью которой был charm-кварк, был J/ψ мезон. Имея массу покоя $m = 3096,916 \pm 0.011$

МэВ и ширину распада $\Gamma = 92,9 \pm 2.8$ кэВ, сегодня он считается чармонием в основном состоянии ($c\bar{c}$). Первое возбужденное состояние обозначается $\psi(2S)$, указывая на его квантовое состояние, с массой покоя $m = 3686.109 \pm 0.014$ ГэВ и шириной распада $\Gamma = 304 \pm 9$ кэВ. Однако в данном случае речь главным образом идет об основном состоянии.

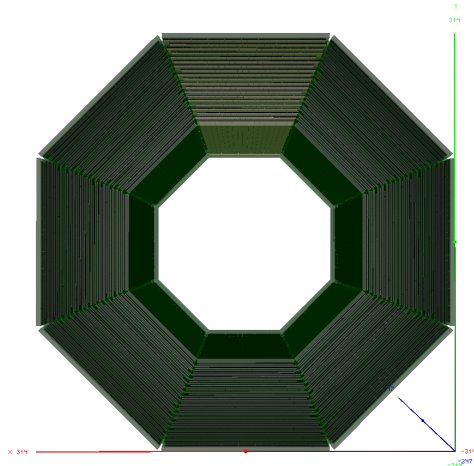


Рисунок 2 – Поперечное сечение мюонного детектора

Согласно современным теоретическим подходам, в рождении чармония при энергиях SPD доминирует процесс глюон-глюонного синтеза. Инклюзивное образование J/ψ имеет большое поперечное сечение ($200 \div 250$ nb при максимальной энергии) и четкую экспериментальную сигнатуру в режиме распада димюона и, таким образом, является мощным «зондом» внутренней структуры протона и дейтрона.[1]

Отчетливый сигнал J/ψ позволяет нам реконструировать возбужденные состояния чармония в распадах $\chi_{c1,2} \rightarrow \gamma J/\psi$ и $\psi(2S) \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$. Существует также возможность восстановить J/ψ из e^+e^- конечного состояния, но это выглядит менее многообещающим из-за гораздо большего фона, большей наблюдаемой ширины J/ψ и более сложная форма пика, которая существенно повлияет как на статистические, так и на систематические ошибки.

Мюоны от распада J/ψ до $\mu^+\mu^-$ идентифицируются в the Range System. Ожидается, что мюонная система будет отделять ливни от сильно взаимодействующих пионов и мюонных треков. Основной фон - мюоны от распадов пионов и пионы, которые прошли большое расстояние в RS.

The Range System детектора SPD (поперечное сечение the Range System показано на рис. 2) служит для идентификации мюонов при наличии значительного адронного фона и оценки энергии адронов (т.е. в качестве поглотителя для адронов и «фильтра» для мюонов). Важно подчеркнуть, что система является единственным устройством в установке SPD, которое может идентифицировать нейтроны (путем объединения его сигналов с электромагнитным калориметром и внутренними трекерами). Идентификация мюонов выполняется с помощью распознавания мюонных треков и дальнейшего сопоставления сегментов треков с треками внутри магнитов.[2; 9]

1.1 Адронная физика в Geant4

Адронная физика Geant4 была разработана таким образом, чтобы обеспечить три основных типа моделирования: управляемое данными, управляемое параметризацией и управляемое теорией. В общем случае было использовано пять фреймворков реализации, чтобы обеспечить большую гибкость в этих подходах к моделированию.

Модель Fritiof (FTF) используется для моделирования следующих взаимодействий: адрон-ядро при $P_{lab} > 3 - 4 \text{ GeV}/c$, ядро-ядро при $P_{lab} > 2 - 3 \text{ GeV}/c/nucleon$, антибарионное ядро при всех энергиях и антиядра.

Модель BERT включает в себя модель внутриядерного каскада Бертини с экситонами, модель предварительного равновесия, модель простого взрыва ядра, модель деления и модель испарения. Эта модель, разработанная Бертини, в среднем решает уравнение Больцмана. Модель действительна для взаимодействий p , n , π , K , Λ , Σ , Θ , Ω и γ с энергиями от 0 до 10 GeV. Разрешены все типы ядерных мишеней. При энергиях, превышающих 10 GeV, картина модели BERTA разрушается. Эта модель была протестирована на основе экспериментальных данных при падающих кинетических энергиях от 100 МэВ до 10 GeV.

Бинарный каскад (BIC) представляет собой внутриядерный каскад, распространяющий первичные и вторичные частицы в ядре. Взаимодействия происходят между первичной или вторичной частицей и отдельным нуклоном ядра, что и отвечает названию «Бинарный каскад». Данные поперечного сечения используются для отбора столкновений. Там, где это возможно, при моделировании используются экспериментальные поперечные сечения. Распространение частиц в ядерном поле осуществляется путем численного решения уравнения движения. Каскад завершается, когда средняя и максимальная энергия вторичных источников оказывается ниже порогового значения. Оставшийся фрагмент обрабатывается с помощью моделей предварительного соединения и снятия возбуждения.

При энергии пучка выше 200 МэВ необходимо использовать надежные модели из-за непомерно большого количества открытых каналов. Наиболее подходящим методом моделирования в этой энергетической области является внутриядерный каскад в сочетании с моделью испарения. Одной из таких пар моделей является каскадная модель Liège, *INCL++* в сочетании со статистической моделью снятия возбуждения. Модель *INCL++* имеет определенные ограничения в отношении энергии и типа частиц пули, а также типа ядра-мишени. Поддерживаемый диапазон энергий для падающих нуклонов и пионов составляет 1 МэВ – 20 GeV. В любом случае ожидается,

что модель допускает любое существующее ядро в качестве мишени. [3; 7]

1.2 План отчета

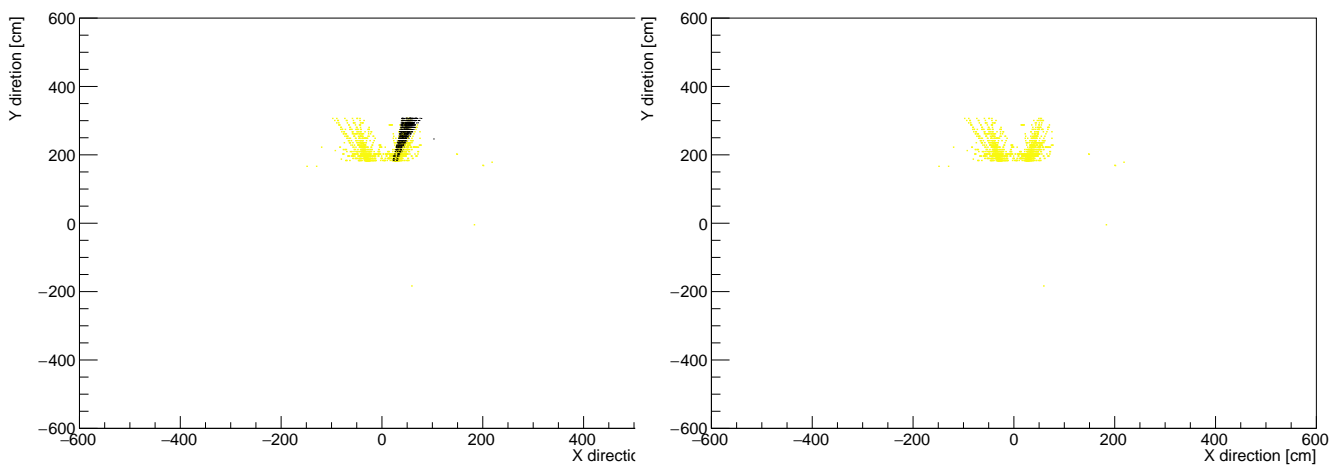
Мой отчет организован следующим образом. Раздел 2 посвящен постановке задачи моделирования. Он состоит из описания физических параметров моделирования (раздел. 2.1) и описания настроек программного обеспечения (Sec. 2.2). Вторая часть работы (раздел 3) посвящена результатам моделирования. разд. 3.1 относится к переменным отклика RS. И раздел. 3.2 посвящен результатам зависимости отклика RS в зависимости от моделей адронного взаимодействия GEANT4.

2 Постановка задачи

2.1 Общая постановка задачи

Одно событие состоит из эмиссии одного из трех типов частиц (π^- , π^+ , μ^-) с энергией $1,5 \text{ GeV}$. Распределение срабатываний RS в плоскости XY показано на рис. 3 для 5×10^3 событий.

Начальная вершина (первичных сгенерированных событий) фиксируется в центре детектора с координатами $(0; 0; 0)$. Направление эмиссии



(а) for π^- , π^+ - yellow color and μ^- - black

(б) for π^- , π^+ - yellow color

Рисунок 3 – Двумерные гистограммы хитов в плоскости XY для RS для 5×10^3 событий

было задано вдоль оси Y . Это направление излучения частиц было выбрано и зафиксировано, чтобы избежать усреднения по частицам с разными углами падения в the Range System.

Начальная вершина (вторичных частиц) условно может располагаться в нескольких областях детектора. Это: небольшая область вокруг вершины; область между «областью вершины» и the Range System. Таким образом, частицы, входящие в the Range System, могут быть не только из первичной вершины.

2.2 Программное обеспечение для моделирования

Моделирование было выполнено в SPD ROOT framework. Spdroot является производным от FairROOT framework и он способен выполнять моделирование методом Монте-Карло, реконструкцию событий, а также анализ и визуализацию данных. Описание детектора SPD является основано на the ROOT geometry package. Прохождение вторичных частиц через материал установки SPD и моделирование отклика детектора обеспечивается Geant4 toolkit.

Генератор событий подключен с помощью класса *"SpdIsotropicGenerator"* (*dev. by Artur*), связанный с классом *"FairPrimaryGenerator"* (из FairROOT).

Точки взаимодействия частицы с объемом RS были объединены в хиты с использованием класса *"SpdRsMCHitProducer"*. На следующем шаге класс задач *"SpdRsMCClusterMaker"* создает объекты cluster (*"SpdRsMCCluster"*) и particle (*"SpdRsMCParticle"*). Кластеры в настоящее время реконструируются на основе информации MC-truth для каждой цепочки частиц, которая входит в RS изнутри. Объект частиц позволяет проследить происхождение частиц. Каждый кластер содержит информацию о выбранных срабатываниях. [5]

Пример Пример содержимого кластера представлен на примере одного из событий. Было выбрано событие с очень низкой множественностью для удобства отображения. В этом примере рассмотрен кластер с идентификатором 0, который соответствует четвертому супермодулю цилиндрической части детектора. Этот кластер содержит один сработавший детектор с идентификатором 0, и цепочку из двух частиц.

Информация, содержащаяся в объекте, может быть получена с помощью члена класса print. Листинг 1 содержит информацию о содержимом

объекта SpdRsMCCluster.

Первая частица с $id = 0$ является первичной ($m = -1$). Этот пи-мезон (PDG = 211) был испущен из первичной вершины ($s(1) = 0$) и поглощен перед RS ($s(2) = 2$).

Вторая частица с $id = 53$ является дочерней частицей с $id = 0$ ($m = 0$). Этот нейтрон (PDG = 2112) был испущен до RS ($s(1) = 2$) и произвел попадание в RS ($s(2) = 3$). Информация об этом срабатывании содержится в объекте SpdRsMCHit (из списка. 2) с идентификатором = 0.

Листинг 1: Вывод консоли в режиме отладки. Содержимое объекта SpdRsMCCluster

```
<SpdRsMCCluster::Print>
Unique cluster ID:          0  # particle states:
                             #0 - primary vertex,
Detector (supermodule) ID:  4  # 1 - small region
                             #around the vertex
Detector (barrel, endcap) ID: 0  # 2 - region
                             #between "vertex
                             #region" and RS
Number of hits:             1  # 3 - Range System
                             #region and beyond
                             [hit_id] :          0
Number of particles:        2
      i   m   id   pdg  s(1) s(2)
      0  -1   0   211   0    2
      1   0  53  2112   2    3
```

Объект срабатывания содержит некоторую информацию о взаимодействии. Отдельно следует сказать о частице с ID = 467. Это указатель на информацию MC-truth о частице (частицах) попадания в RS.

Листинг 2: Вывод консоли в режиме отладки. Содержимое объекта SpdRsMCHit

```
<SpdRsMCHit::Print>
Hit unique ID:             0
Module id:                 4
Detector id:               602188
Number of points:         1
```

```

Hit time (error) [ns]: 42.8962 ( -1)
Response [keV]:      1.21998
Hit position:        182.746, -85.6434 [cm]

```

```

PARTICLE: [ I | ID | ENTRIES ]
= [      0 |    467 |      1 ]

```

Место срабатывания для этого примера показаны на рис. 4. Черный квадрат указывает на срабатывающие ячейки детектора.

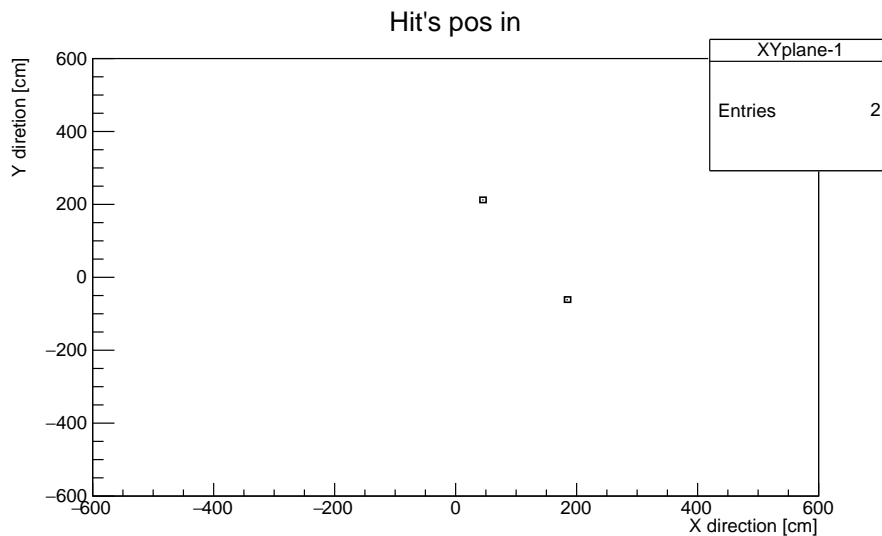


Рисунок 4 – Положение срабатываний на XY-плоскости 3.2

3 Моделирование

В этом разделе представлен обзор результатов выполненного моделирования. Количество событий равно 5×10^3 здесь и далее.

Для феноменологической оценки поведения частиц в RS мы сравнили распределение кратности попаданий для трех типов частиц, и оно представлено в разделе 3.1.

Поскольку у нас нет реальных данных из эксперимента SPD, нам нужно знать, насколько результаты могут отличаться в зависимости от допущений модели. Поэтому для анализа, зависящего от выбранной модели (он заключается в сравнении различных выбранных переменных для разных типов частиц и моделей с использованием критерия Колмогорова-Смирнова), данные были получены методом моделирования методом Монте-Карло и представлены в разделе 3.2.

3.1 Отклик The Range System

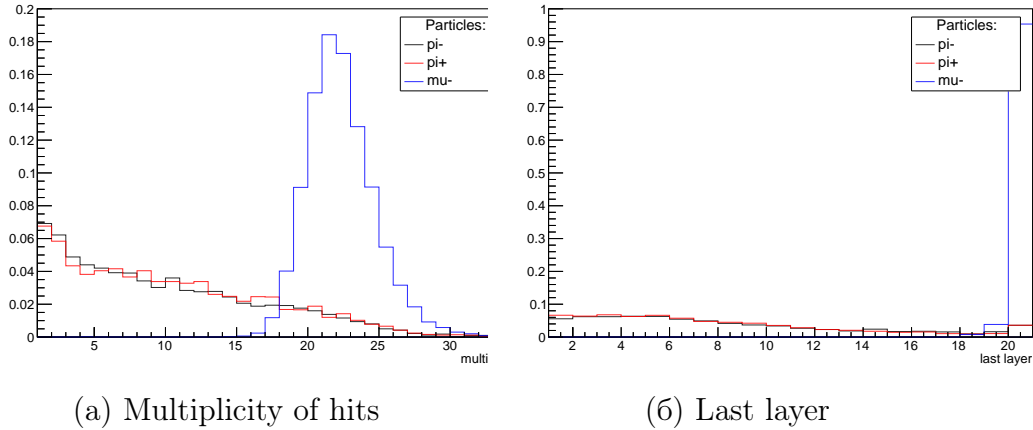


Рисунок 5 – The histogram (5a) of distribution of multiplicity of hits for π^- , μ^- and π^+ with (QGSP FTFP BERT). And the histogram (5б) shows distribution of a particle last layer

На рисунке 5 показана объединенная гистограмма распределения события по множественности (5а) и последнего слоя частиц (5б) для трех типов частиц.

Прежде всего, мы видим, что гистограммы (5а) для пионов и мюонов существенно различаются. Распределение событий для пионов медленно уменьшается. Однако распределение мюонов имеет ярко выраженный пик при значении множественности, приблизительно равном числу слоев RS. Этот факт показывает, что мюоны в преобладающем количестве проходят через RS, вызывая около $0,5 \sim 1$ попаданий на слой.

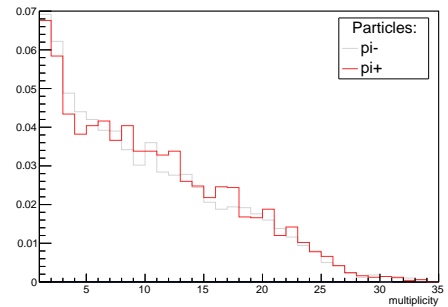


Рисунок 6 – Гистограмма распределения множественности хитов для π^- и π^+ с QGSP FTFP BERT

На второй гистограмме (5б) мы видим, что индекс последнего слоя для пионов распределен примерно равномерно. Это может означать, что пион примерно с равной вероятностью может достичь любого из 20 уровней. Мюоны, однако, в основном могут достигать последнего слоя детекторов.

Ожидалось, что гистограммы (рис. 6) для пи-мезонов будут другими. Соответствующая причина заключается в том, что сечения взаимодействия пи-мезонов существенно различаются в зависимости от типа их заряда.

3.2 Модельная зависимость отклика The Range System

Рисунок 7 разделен на 6 частей. Левый столбец соответствует (7а, 7в, 7д) гистограммам для переменной множественности срабатываний. Правый столбец соответствует гистограммам для переменной последнего слоя частицы - 7б, 7г, 7е. Каждая из трех строк состоит из двух гистограмм для одного типа частиц с энергией $1,5 \text{ GeV}$ для четырех различных моделей.

Гистограмма, выделенная серым цветом, соответствует опорному списку физических процессов GEANT (QGSP FTFP BERT) для всех гистограмм на fig 7. Красная линия, соответствующая списку физических процессов GEANT4 - FTFP BERT, и синяя линия, граничащая с серой областью (не видна), полностью совпадают. Первое легко объяснить, посмотрев на картинку 7а. Это показывает, что на момент нашего моделирования используется только часть FTF BERT списка QGSP FTF BERT.

Также легко видеть, что красные и черные линии, соответствующие спискам физических процессов GEANT FTF BIC и FTF BERT для гистограмм 7а - 7г, практически одинаковы. И самые сильные различия наблюдаются между линиями FTFP, INCL++, и всеми другими линиями.

Кроме того, мы можем видеть, что гистограммы 7г и 7б показывают, что существует значительная фоновая доля пи-мезонов, которые достигли слоя 20. Это обстоятельство может снизить эффективность восстановления мюонных треков из последнего сработавшего слоя.

Поскольку этот анализ основан на сравнении данных моделирования, важно определить, насколько существенно изменяются результаты при сравнении их друг с другом. Соответствие анализировалось с помощью критерия Колмогорова-Смирнова.

Таблица 1 показывает результаты (для множественности) попарного сравнения данных. Эта таблица содержит вычисленные значения статистики теста Колмогорова-Смирнова D для отрицательно заряженного пи-мезона, а в таблице 2 также показаны результаты для положительно заряженного пи-мезона. И для последней переменной слоя частиц у нас есть таблицы 3 и 3. Каждая таблица симметрична, потому что D -значение принимается по абсолютному значению.

Статистическая проверка гипотез основана на отклонении нулевой гипотезы, если вероятность того, что наблюдаемые данные соответствуют нулевым гипотезам, невелика. Если проверяются несколько гипотез, вероятность наблюдения редкого события увеличивается, и, следовательно,

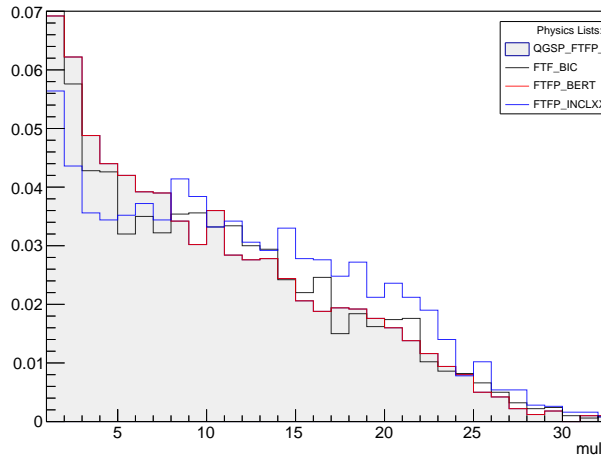
увеличивается вероятность неправильного отклонения нулевой гипотезы.

Поправка Бонферрони компенсирует это увеличение путем проверки каждой отдельной гипотезы на уровне значимости α/m , где α - желаемый уровень, а m - количество гипотез.

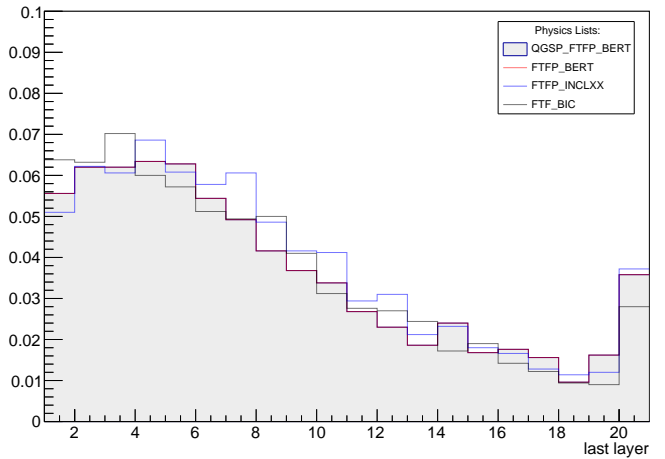
Для уровня значимости 0,05 у нас есть приблизительная оценка для коррекции 0,0625 и соответствующего критического значения 0,0310 с критической областью. Мы отвергаем гипотезу однородности, если $\mathbf{D} \geq 0.0310$.

Наибольшая разница для всех таблиц видна в строках, соответствующих сравнению со списком физических процессов GEANT FTF, INCL++. Это совпадает с тем, что видно на гистограммах 7 для синей линии FTF, INCL++.

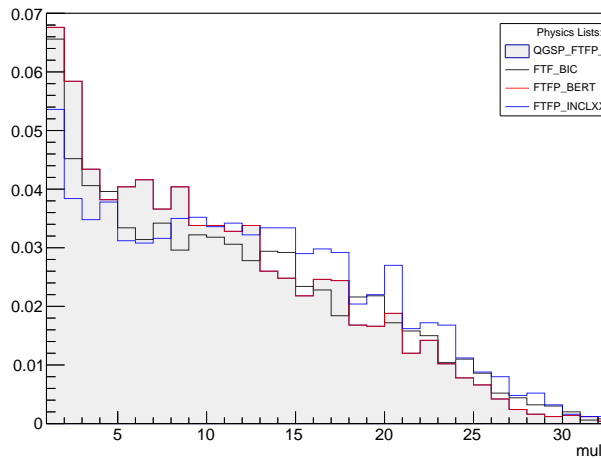
Наименьшая разница в \mathbf{D} видна при сравнении результатов QGSP FTFP BERT и FTFP BERT. Это также хорошо видно на гистограммах. Это показывает, что на момент нашего моделирования используется только часть FTF BERT листа QGSP FTF BERT.



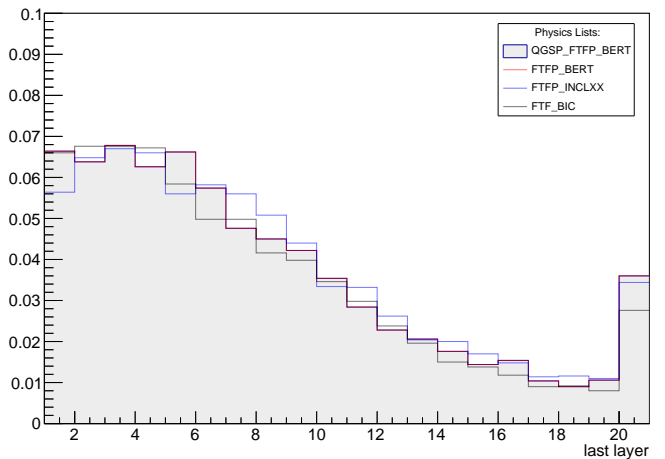
(а) π^- - multiplicity of hits



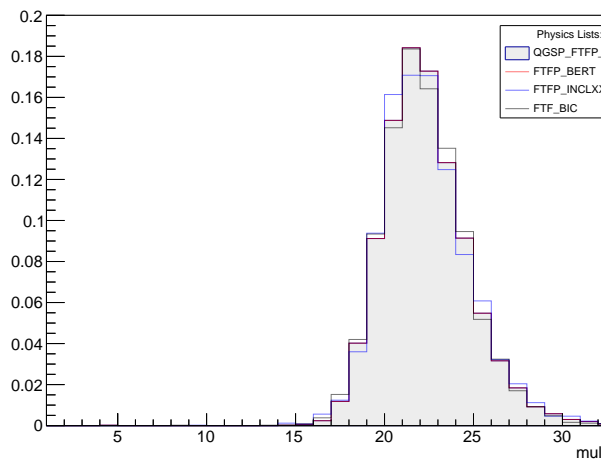
(б) π^- - last layer



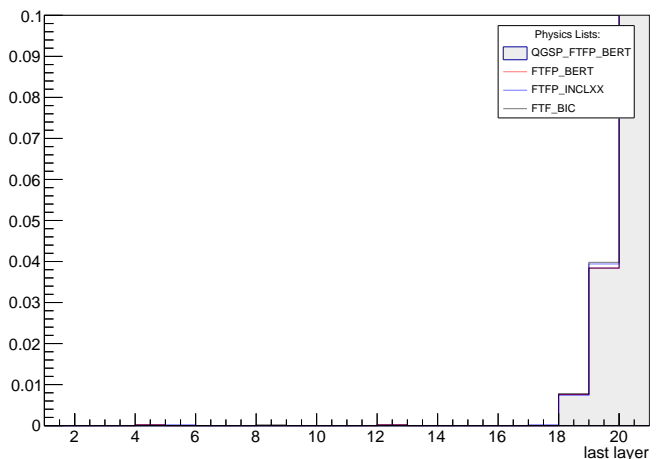
(в) π^+ - multiplicity of hits



(г) π^+ - last layer



(д) μ^- - multiplicity of hits



(е) μ^- - last layer

Рисунок 7 – Гистограммы, показывающие распределение для четырех типов the GEANT4 physics lists, для трех типов частиц (π^- , π^+ и μ^-) и для двух переменных (множественность хитов и число частиц в последнем слое).

Таблица 1 – Таблица вычисленных значений статистики **D** критерия Колмогорова-Смирнова для π^- для гистограмм с общей множественностью срабатываний

D-value	FTF BERT	FTF INCL++	FTF BIC	QGSP FTFP BERT
FTF BERT	0	0.1078	0.0242	0
FTF INCL++	0.1078	0	0.0912	0.1078
FTF BIC	0.0242	0.0912	0	0.0242
QGSP FTFP BERT	0	0.1078	0.0242	0

Таблица 2 – Таблица вычисленных значений статистики **D** критерия Колмогорова-Смирнова для π^+ для гистограмм с общей множественностью срабатываний

D-value	FTF BERT	FTF INCL++	FTF BIC	QGSP FTFP BERT
FTF BERT	0	0.0864	0.0296	0
FTF INCL++	0.0864	0	0.0745	0.0864
FTF BIC	0.0296	0.0745	0	0.0296
QGSP FTFP BERT	0	0	0.0296	0

Таблица 3 – Таблица вычисленных значений статистики **D** критерия Колмогорова-Смирнова для π^-

D-value	FTF BERT	FTF INCL++	FTF BIC	QGSP FTFP BERT
FTF BERT	0	0.0470	0.0201	0
FTF INCL++	0.0470	0	0.0618	0.0470
FTF BIC	0.0201	0.0618	0	0.0201
QGSP FTFP BERT	0	0.0470	0.0201	0

Таблица 4 – Таблица вычисленных значений статистики **D** критерия Колмогорова-Смирнова для π^+

D-value	FTF BERT	FTF INCL++	FTF BIC	QGSP FTFP BERT
FTF BERT	0	0.0316	0.0337	0
FTF INCL++	0.0316	0	0.0568	0.0316
FTF BIC	0.0337	0.0568	0	0.0337
QGSP FTFP BERT	0	0.0316	0.0337	0

4 Выводы

Как мы можем видеть из таблиц 1 и 2 (для множественности) с использованием вышеуказанного критерия, гистограммы имеют одинаковое распределение на уровне достоверности " 1.96σ " для всех, кроме FTF, INCL++. Для этого списка физ.процессов можно заметить наиболее значительные отклонения. Заметные различия также видны на гистограммах 7а и 7в.

Из рисунка видно, что распределение кратности для мюонов практически не меняется в зависимости от моделей. Поэтому статистика **D** для него не вычислялась.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Conceptual design of the Spin Physics Detector / V. M. Abazov [и др.]. — 2021. — ЯНВ.
2. *Esmaili A., Kang S. K., Serpico P. D.* IceCube events and decaying dark matter: hints and constraints // arXiv: High Energy Physics - Phenomenology. — 2014.
3. GEANT4-a simulation toolkit / S. Agostinelli [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. — 2003. — ИЮЛЬ. — Т. 506. — С. 250.
4. Handbook of perturbative QCD / G. F. Sterman [и др.] // Reviews of Modern Physics. — 1995. — Т. 67. — С. 157—248.
5. <https://git.jinr.ru/nica>. —
6. *Karpishkov A., Saleev V., Nefedov M.* Estimates for the single-spin asymmetries in the $p \uparrow p \rightarrow J/\psi X$ process at PHENIX RHIC and SPD NICA // Physical Review D. — 2021. — ИЮЛЬ. — Т. 104.
7. Monte Carlo performance of the TileCal low p_T muon identification algorithm / A. Ruiz-Martinez [и др.]. — 2008. — ИЮЛЬ.
8. Quantitative tests of color evaporation: Charmonium production / J. F. Amundson [и др.] // Phys. Lett. B. — 1997. — Т. 390. — С. 323—328.
9. SPD Range (Muon) System / V. Abazov [и др.] // Physics of Particles and Nuclei. — 2021. — ИЮЛЬ. — Т. 52. — С. 797—800.
10. Transverse Momentum Dependent (TMD) Parton Distribution Functions: Status and Prospects / R. Angeles-Martinez [и др.] // Acta Physica Polonica B. — 2015. — Т. 46, № 12. — С. 2501.