

Министерство образования и науки Российской Федерации

Федеральное государственное автономное образовательное
Учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ОТЧЕТ ПО НИР НА ТЕМУ:

Инвариантная масса K_S^0 в d+Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ
в STAR

Научный руководитель

_____ Г.А.Нигматкулов

Выполнила

_____ Т.П. Смирнова
Группа М19-115

Оглавление

Задача на данный семестр.....	3
Эксперимент STAR	3
TRC.....	3
TOF.....	4
Метод инвариантных масс.....	4
Топология распада.....	4
Метод восстановления вторичных вершин.....	5
Дополнительные ограничения	6
Анализ полученных данных	8
Заключение:	9
Список литературы:.....	9

Задача на данный семестр

В данном семестре задача состояла в том, чтобы восстановить вторичную вершину распада, идентифицировать частицу K_S^0 с помощью метода инвариантных масс. Так же научиться производить отбор частиц по их типу с помощью топологических ограничений.

Эксперимент STAR

Коллайдер релятивийских тяжелых ионов (RHIC) имеет физическую программу, целенаправленную на изучение структуры нуклонов и кварк-глюонной плазмы (КГП). На данный момент в RHIC работает эксперимент STAR.

STAR использует время-проекционную камеру TPC для реконструкции треков частиц и идентификации частиц. TPC покрывает диапазон по псевдобыстроте $|\eta| \leq 1.8$, $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$, и азимутальному углу $\Delta\phi = 2\pi$. TPC является основным средством идентификации частиц с помощью измерения ионизационных потерь.

TPC

TPC представляет собой цилиндрический трековый детектор со следующими геометрическими параметрами: длина 4.2 м, внешний диаметр 4 м, внутренний диаметр 1 м. Посередине камеры находится катод под потенциалом 28 кВ. В камере создано однородное электрическое поле $E \approx 135 \frac{\text{В}}{\text{см}}$. Объем TPC заполнен газовой смесью (10% метана, 90% аргона) с давлением

200

Па.

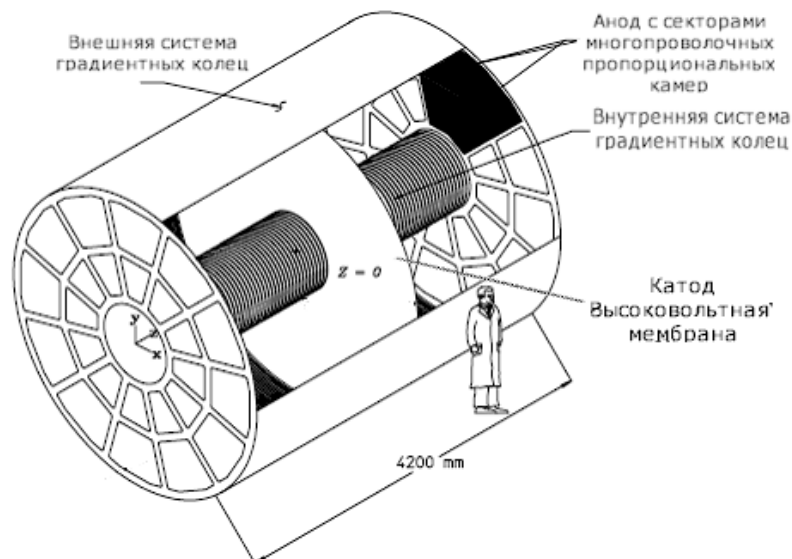


Рис.1.1 Схематичный рисунок TPC

Время-проекционная камера это комбинация дрейфовой и пропорциональной камер. Когда заряженные частицы пролетают через объем, они ионизируют газ, образуя ионизационные кластеры, в каждом из которых от 1 до 5 электронов. Таким образом, трек релятивистской заряженной частицы, пересекающей объем камеры, состоит из цепочки таких кластеров.

Электронные кластеры начинают дрейфовать к торцам цилиндра, при этом трехмерная форма траектории остается неизменной. Достигнув торцов цилиндра, где расположены многопроволочные пропорциональные камеры, электроны регистрируются. Поперечные координаты фиксируются пропорциональными камерами. Продольная координата определяется по времени дрейфа.

Для того чтобы локализовать более точно местоположение частицы в детекторе, ТРС должна обладать высоким пространственным разрешением. Но если частица короткоживущая, то ее ТРС не сможет зарегистрировать, так как пространственное разрешение ТРС больше, чем расстояние, которое может пролететь короткоживущая частица. Пространственное разрешение ТРС представлено в Таблице.1.1.

Таблица.1.1 Пространственное разрешение ТРС

Координаты	X(Y)	Z
Пространственное разрешение, мкм	200	400-500

ТОФ

Возможности по идентификации частиц в детекторном комплексе STAR были увеличены за счет установки сегментированной системы времени пролета (TOF). Цилиндрический сегментированный детектор TOF окружает ТРС. Идентификация происходит с помощью информации о времени пролета, которое считается следующим образом $t_{stop} - t_{start} = \tau$. Трековая информация от ТРС позволяет определить импульс частицы и длину траектории от точки взаимодействия до точки регистрации.

Метод инвариантных масс

Данный метод применяется для частиц со временем жизни $\tau < 10^{-16}$ с. К этому классу частиц относятся резонансы, а также промежуточные состояния неизвестных частиц с массой $m_{1,2}$, быстро распадающихся на регистрируемые частицы.

Метод позволяет различить рождение частиц без промежуточного состояния от рождения частиц через промежуточное состояние $m_{1,2}$.

$$inv\ m_{1,2} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \quad (1)$$

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \{p_{1x} + p_{2x}; p_{1y} + p_{2y}; p_{1z} + p_{2z}\} \quad (2)$$

Топология распада

Прежде, чем переходить к методу восстановления вторичной вершины необходимо ознакомиться с топологией распада, понять, что такое вторичная вершина и почему ее нужно восстанавливать.

Первичная вершина – точка соударения исходных элементов реакции, расположенная на оси столкновения встречных пучков. Вторичная вершина находится на некотором расстоянии от первичной и является точкой распада частицы, которая образовалась в результате столкновения в первичной вершине.

На Рис.2.1 изображена топология распада. Точка V0 является вторичной вершиной распада. В V0 распадается K_S^0 на $\pi^+\pi^-$.

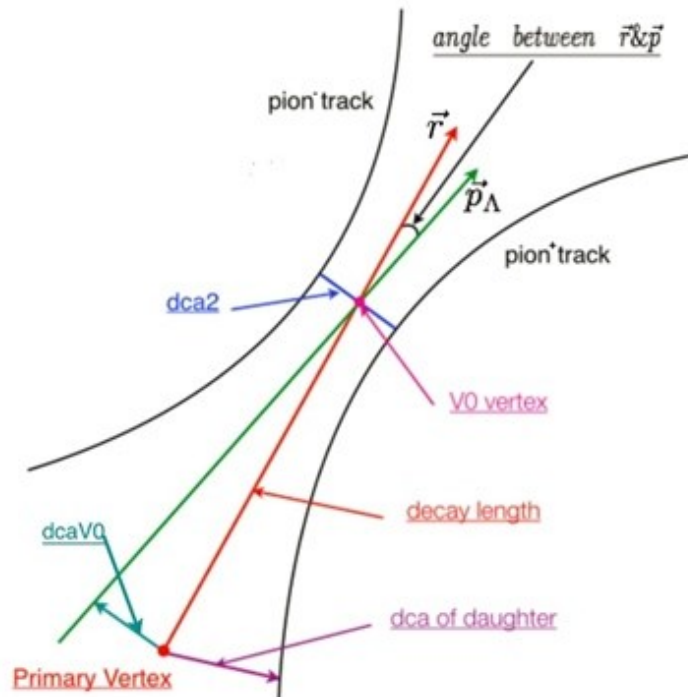


Рис.2.1 Топология распада

К сожалению, на сегодняшний день детекторы имеют недостаточное пространственное разрешение, чтобы зарегистрировать короткоживущие частицы, такие как пентакварк. Поэтому для этого используется метод восстановления вторичных вершин распада.

Метод восстановления вторичных вершин

Для восстановления вторичной вершины первоначально необходимо определить распад какой частицы будет восстановлен. В нашем случае, первоначально хотим восстановить распад K_S^0 , чтобы уменьшить фон для дальнейшего поиска θ^+ . Введем понятие дочерних треков. Так называются треки частиц, которые являются продуктами распада во вторичной вершине. В нашем случае дочерние треки представляют собой π^+ и π^- . Далее определяют наименьшее расстояние между дочерними треками. Прежде чем это делать необходимо преобразовать треки в виде спирали. Это можно сделать, зная значение магнитной индукции в событии. Первоначально вычисляют расстояние между дочерними треками в плоскости XY. Потом его пытаются уменьшить. После получения минимального расстояния между

дочерними треками можно найти координаты точек на каждой спирали, которые соответствуют минимальному расстоянию. С помощью полученных координат вычисляются координаты вторичной вершины через топологию распада. Для этого строится дополнительный вектор по полученным ранее координатам точек, лежащих на спиралях. Вычисляются координаты середины дополнительного вектора. Данные координаты соответствуют искомым координатам вершины вторичного распада.

После определения координат вторичной вершины распада можно вычислить расстояние между первичной и вторичной вершинами распада и получим длину свободного пробега частицы. Можно определить импульсы дочерних частиц, используя минимальное расстояние между дочерними треками. Полученные импульсы будут использоваться для построения спектра инвариантных масс дочерних частиц для более точного определения пика, которая дает частица, находящаяся во вторичной вершине распада.

Дополнительные ограничения

После применения метода восстановления вторичной вершины был получен график инвариантной массы $\pi^+\pi^-$, представленный на Рис.3.1. Предполагалось увидеть резонанс в области массы, соответствующей массе $m_{K_S^0} = 497.614 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$, но он слабо наблюдается из-за фона.

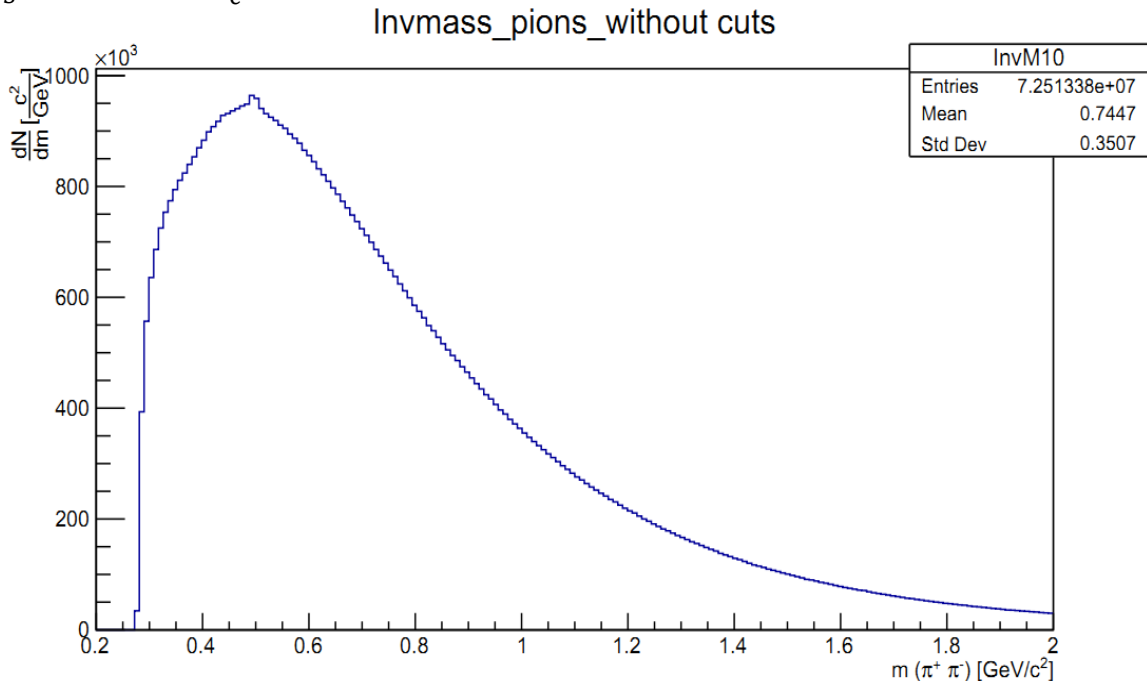


Рис.3.1 Спектр инвариантной массы $\pi^+\pi^-$

Таблица 3.1: Топологические ограничения для реконструкции вторичной вершины распада

Расстояние наибольшего сближения между первичной и вторичной вершиной	Расстояние наибольшего сближения между дочерним треком вторичной вершиной и первичной вершиной	Расстояние наибольшего сближения между дочерними треками вторичной вершины	Радиальная длина распада	Угол вылета частицы из вторичной вершины
<0.8 см	> 0.7 см	<0.8 см	> 2.5 см	> 0

Для уменьшения комбинаторного фона необходимо ввести следующие ограничения на расстояния наибольшего сближения:

- между точками первичной и вторичной вершинами,
- между дочерними треками вторичной вершины и первичной вершиной,
- между дочерними треками вторичной вершины,

Так же дополнительные ограничения применяются к радиальной длине распада и к углу, лежащему между вектором импульса вторичной вершины и осью, на которой лежат первичная и вторая вершины.

После применения данных ограничений был получен спектр инвариантной массы $\pi^- \pi^+$, представленный на Рис.3.2. В полученном спектре наблюдаются пик от фоновых событий и пик, лежащий в области массы K_S^0 . Для доказательства того, что получилось выделить только K_S^0 необходимо оценить насколько пик превышает фон.

Invmass_pions_with_cuts_for_compinatorial_background

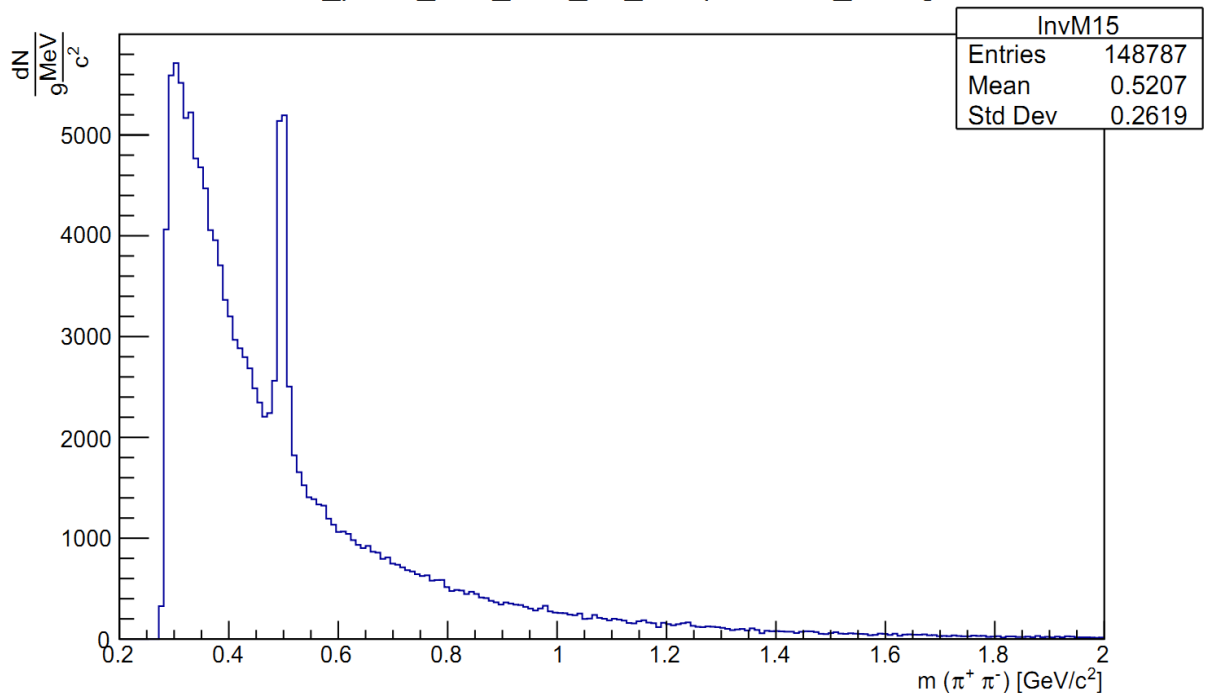


Рис.3.2. Спектр инвариантной массы $\pi^- \pi^+$

Анализ полученных данных

Для оценки насколько полученный сигнал превышает фон необходимо рассчитать по формуле: $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$, где S – уровень полученного сигнала, B – уровень фона. Для определения каждого уровня необходимо подобрать функцию, которой описывался бы сигнал или фон. Полученный сигнал описывается функцией (3), а фон описывается функцией (4).

$$f_S = p_0 \cdot \exp(-0.5 \cdot ((x-p_1)/p_2)^2) + \exp(p_3 + p_4 \cdot x) \quad (3)$$

$$f_B = p_0 + p_1 \cdot x + p_2 \cdot \exp(-0.5 \cdot ((x-p_3)/p_4)^2) + \exp(p_5 + p_6 \cdot x) \quad (4)$$

С помощью интегрированию полученных функций вычисляются уровни сигнала и фона. Из искомого соотношения получаем следующее значение 9.40. Оно мало, что говорит о том, что полученный сигнал слабый. Это связано с тем, что с левой стороны остался фон, которые дают первичные треки, которые присутствовали в данных, когда их там не должно было быть. Так же в результате фитирования сигнала функцией для сигнала из уравнения (3) получилось, что середина сигнала равняется $497.412 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$. Если сопоставить с массой искомого K_S^0 , то получается, что полученный пик принадлежит K_S^0 .

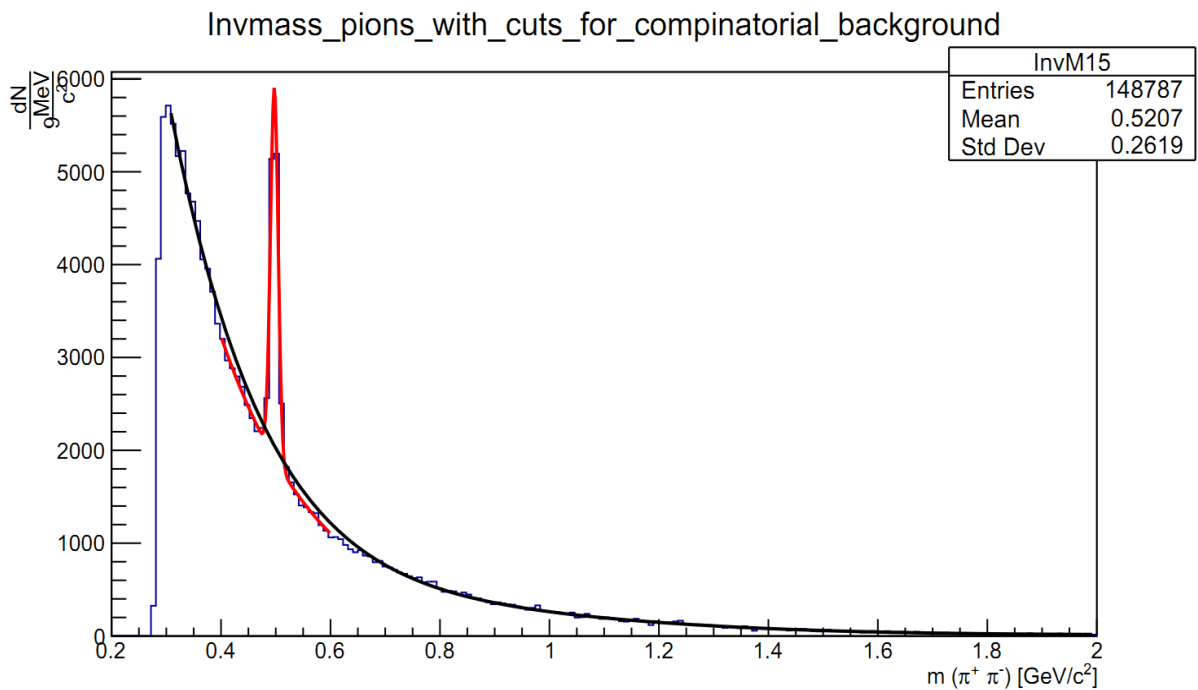


Рис.4.1 Спектр инвариантной массы с описанием фона и сигнала $\pi^- \pi^+$

Заключение

В этом семестре была проделана работа по изучению и применению метода восстановления вторичной вершины. Был реализован метод вторичной вершины для построения спектра инвариантных масс $\pi^+\pi^-$. Был произведен анализ полученных распределений расстояний между дочерними треками. В ходе анализа была выявлена проблема с треками, при генерации данных, которая требует исправления. Решив данную проблему, предполагается получить более высокий уровень сигнала.

Список литературы

1. M. Anderson, et. al. The STAR Time Projection Chamber: A Unique Tool for Studying High Multiplicity Event at RHIC. Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. Sect. 2003 г., Т.499, 659-687
2. B. Bonner, et. al. A single Time-of-Flight tray based on multigap resistive plate chambers for the STAR experiment at RHIC. Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. Sect. 2003 г., Т. 508, 181-184
3. В.И. Гольданский, И. Л. Розенталь, Ю. П. Никитин Кинематические методы в физике высоких энергий
4. EXPERIMENTAL REVIEW ON PENTAQUARKS Michael Danilov and Roman Mizuk Institute for Theoretical and Experimental Physics B. Cheremushkinskaya 25 117218 Moscow Russia arxiv.org/abs/0704.3531v2
5. Observation of a baryon resonance with positive strangeness in K + collisions with Xe nuclei DIANA Collaboration V.V. Barmin, V.S. Borisov , G.V. Davidenko , A.G. Dolgolenkoa, , C. Guaraldo , I.F. Larin , V.A. Matveeva , C. Petrascu , V.A. Shebanov , N.N. Shishov , L.I. Sokolov , and G.K. Tumanov arxiv.org/pdf/hep-ex/0304040.pdf
6. Evidence for Narrow S=+1 Baryon Resonance in Photo-production from Neutron LEPS Collaboration: T. Nakano, et al arxiv.org/abs/hep-ex/0301020
7. Further study of narrow baryon resonance decaying into K⁰_{sp} in pA-interactions at 70GeV/c with SVD-2 setup. SVD Collaboration. arxiv.org/abs/hep-ex/0509033
8. Observation of an Exotic Baryon with S=+1 in Photoproduction from the Proton. V. Kubarovsky, et al (for the CLAS Collaboration). arxiv.org/abs/hep-ex/0311046
9. Самойлов Олег Борисович «Сечение рождения очарованного кварка и оценка существования пентакварка Θ^+ в нейтринных взаимодействиях в эксперименте NOMAD»