

Министерство образования и науки Российской Федерации

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

ОТЧЕТ ПО НИР НА ТЕМУ:

Поиск многокварковых состояний в столкновении d+Au 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
Обзор экспериментов, которые занимались поиском пентакварка $\theta +$	3
Эксперимент STAR:	7
TRC:.....	8
TOF:.....	9
Метод инвариантных масс:	9
Топология распада.....	9
Метод восстановления вторичных вершин.....	10
Полученные результаты.....	11
Заключение:	13
Список литературы:	13

Задача на данный семестр:

В данном семестре задача состояла в том, чтобы научиться работать с классом StHelix в FemtoDstQA в Root, найти вторичную вершину, восстановить идентифицировать частицу K_S^0 с помощью метода инвариантных масс. Так же научиться производить отбор частиц по их типу с помощью ограничений, наложенных на поперечный импульс и на расстояние от первичной вершины до дочерних спиралей вторичной вершины.

Обзор экспериментов, которые занимались поиском пентакварка θ^+

Пентакварк это субатомная частица, состоящая из пяти кварков. В нашей научной работы мы сконцентрировали свое внимание на пентакварк θ^+ , который имеет следующий состав - uudd \bar{s} . Предсказанная масса пентакварка составляла $M_{\theta^+} = 1530 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$, а ширина резонанса должна была быть < 15 МэВ. Эллис, Карлинер и Прасалович изучали чувствительность массы θ^+ и получили ее возможный диапазон $1430 \frac{\text{МэВ}}{c^2} < M_{\theta^+} < 1660 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$. У θ^+ возможны две моды распада: $\theta^+ \rightarrow nK^+$ и $\theta^+ \rightarrow pK_S^0$. θ^+ ищут с помощью метода инвариантных масс. Строятся инвариантные массы nK^+ и pK_S^0 . На полученных спектрах ищут пик в районе предполагаемой массы θ^+ . Для того, чтобы его найти используют разные методы по уменьшению фона.

Впервые θ^+ был обнаружен двумя экспериментами: LEPS и DIANA. Для этого на LEPS рассматривали реакцию $\gamma n \rightarrow (nK^+)K^-$. Для поиска θ^+ построили спектр потерянной массы (γK^-). На полученном спектре наблюдали узкий пик рядом с значением $1530 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$. Спектр потерянной массы, полученный на LEPS, можно наблюдать на Рис.1.1. Эксперимент DIANA использовал реакцию перезарядки $K^+Xe \rightarrow K_S^0 pXe'$ в своих исследованиях по поиску θ^+ . В спектре инвариантных масс (pK_S^0), который представлен на Рис.1.2, коллаборация эксперимента DIANA в районе предполагаемой массы θ^+ обнаружили узкий пик шириной $< 9 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$ и с шириной на полувысоты $\Gamma(\theta^+) < 1 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$. Через какое-то время эти эксперименты повторили свои исследования, улучшив свою статистику. Данные, которые у них получились представлены в Таблице.1.

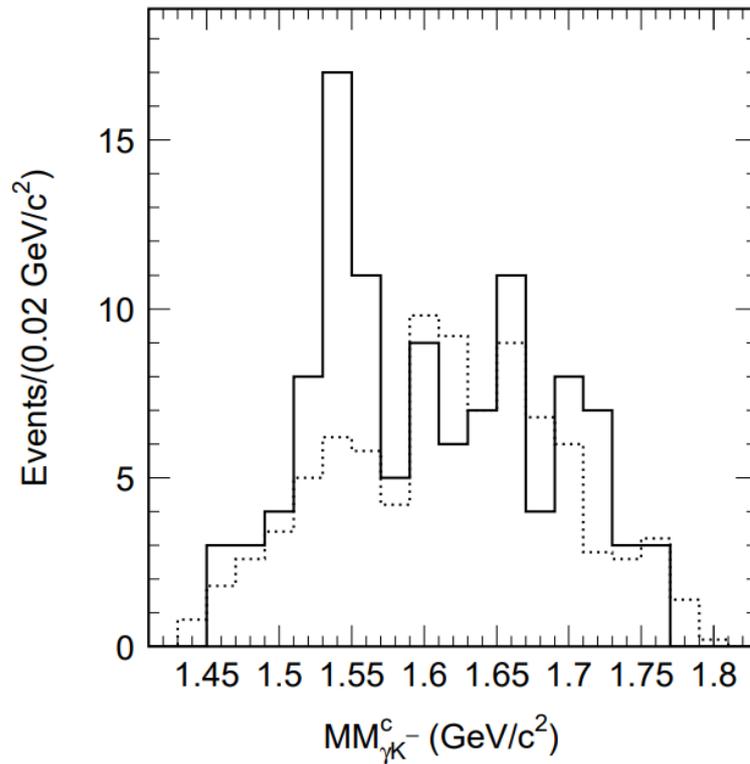


Рис.1.1 Спектр потерянной массы (γK^-), пунктирная линия - фон

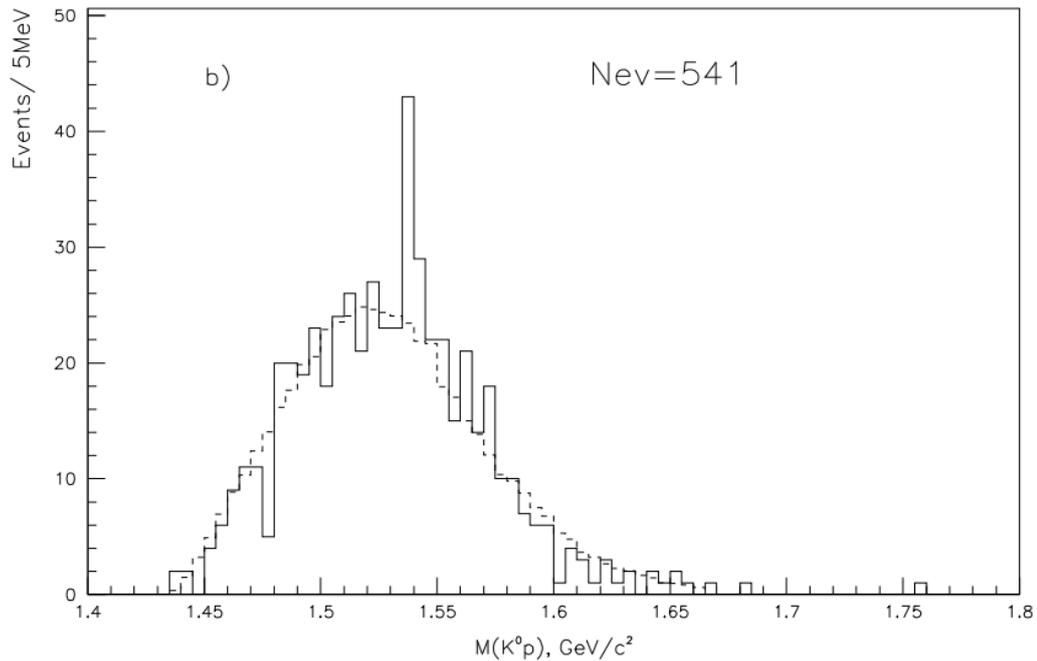


Рис.1.2 Спектр инвариантной массы ($K_S^0 p$), пунктирная линия - фон

В Таблице.1. видно, что помимо этих двух экспериментов данным поиском занимались и другие эксперименты. В этой таблице представлены только эксперименты, которые наблюдали пик θ^+ . Из таблицы можно выделить два эксперимента с наибольшим уровнем достоверности: это CLAS с уровнем достоверности 7.8σ и эксперимент SVD2 с уровнем достоверности 8.0σ .

Эксперимент CLAS рассматривал реакцию: $\gamma p \rightarrow (nK^+)K^-\pi^+$. Для того, чтобы уменьшить фон, использовались ограничения по азимутальным углам разлета частиц K^+ и π^+ . Этим ограничениям хватило, чтобы выделить небольшой пик в спектре инвариантной массы (nK^+) (Рис.1.3) в районе предполагаемой массы θ^+ . Получилось зарегистрировать 41 событие θ^+ с массой $M_{\theta^+} = 1555 \pm 1 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$.

Таблица.1.1 Эксперимент, реакция рождения, масса, ширина и уровень достоверности экзотического барионного резонанса θ^+ со странностью $S=+1$ в экспериментах с положительным результатом поиска θ^+ в хронологическом порядке.

Эксперимент	Реакция	Масса, МэВ	Ширина, МэВ	Уровень достоверности
LEPS [106, 110]	$\gamma n \rightarrow (nK^+)K^-$	$1540 \pm 10(\pm 5)$	< 25	$4,6 \sigma$
DIANA [111]	$K^+Xe \rightarrow (pK_S^0)X$	$1539 \pm 2(\pm 3)$	< 9	$4,4 \sigma$
CLAS [112, 113]	$\gamma d \rightarrow (nK^+)pK^-$	$1542 \pm 5(\pm 2)$	< 21	$5,2 \sigma$
CLAS [114]	$\gamma p \rightarrow (nK^+)\pi^+K^-$	1540 ± 10	< 32	$4,8 \sigma$
CLAS [115]	$\gamma p \rightarrow (nK^+)\pi^+K^-$	$1555 \pm 10(\pm 1)$	< 26	$7,8 \sigma$
SAPHIR [116]	$\gamma p \rightarrow (nK^+)K_S^0$	$1540 \pm 4 \pm 2$	< 25	$4,8 \sigma$
ИТЭФ* [117]	$\nu N \rightarrow (pK_S^0)X$	1533 ± 5	< 20	$3,7 - 6,7 \sigma$
HERMES [118]	$\gamma d \rightarrow (pK_S^0)X$	$1528 \pm 2,6 \pm 2,1$	$17 \pm 9 \pm 3$	$4 - 6 \sigma$
SVD [119]	$pA \rightarrow (pK_S^0)X$	$1526 \pm 3 \pm 3$	< 24	$5,6 \sigma$
COSY-TOF [120]	$pp \rightarrow (pK_S^0)\Sigma^+$	1530 ± 5	18 ± 4	$3,7 - 5,9 \sigma$
ZEUS [121, 122]	$e p \rightarrow e'(pK_S^0)X$	$1521,5 \pm 1,5^{+2,8}_{-1,7}$	8 ± 4	$4,6 \sigma$
ЛВЭ ОИЯИ [123]	$np \rightarrow (nK^+)pK^-$	1541 ± 4	8 ± 4	$5,2 - 6,8 \sigma$
NOMAD [124]**	$\nu N \rightarrow \ell'(pK_S^0)X$	$1528,7 \pm 2,5$	$2 - 3$	$4,3 \sigma$
SVD2 [125]	$pA \rightarrow (pK_S^0)X$	$1523 \pm 2 \pm 3$	< 14	$8,0 \sigma$
KEK-E522 [126]	$\pi^- p \rightarrow K^-(\Theta^+)$	$1530,6^{+2,2+2,9}_{-1,9-1,3}$	$9,8^{+7,1}_{-3,4}$	$2,5 - 2,7 \sigma$ $\sigma_{\Theta} < 3900 \text{ нб}$
ИТЭФ* [127]	$\nu N \rightarrow (pK_S^0)X$	1537 ± 2	$0,36 \pm 0,11$	$4,3 - 7,3 \sigma$
LEPS [128]	$\gamma d \rightarrow \Lambda(1520)(\Theta^+)$	1530		$4 - 5 \sigma$

Эксперимент SVD2 работал с реакцией: $pA \rightarrow (pK_S^0)X$. Это первый эксперимент, который для уменьшения фона использовал метод восстановления вторичной вершины распада. С помощью метода восстановления вторичной вершины был уменьшен фон для спектра инвариантных масс $(\pi^+\pi^-)$. K_S^0 наблюдается в спектре инвариантной массы $(\pi^+\pi^-)$, потому что основная мода распада K_S^0 : $K_S^0 \rightarrow \pi^-\pi^+$. После этого отбора K_S^0 , которые распались на $\pi^-\pi^+$, а не летят в общем потоке реакции, использовали полученные K_S^0 для построения спектра инвариантных масс

($K_S^0 p$) (Рис.1.4). Для того, чтобы уменьшить фон использовали кинематические ограничения, например $p_{K_S^0} < p_p$. В итоге в построенном спектре наблюдался пик, соответствующий искомому θ^+ . В эксперименте была определена масса искомого пентокварка, равная $M_{\theta^+} = 1526 \pm 3 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$.

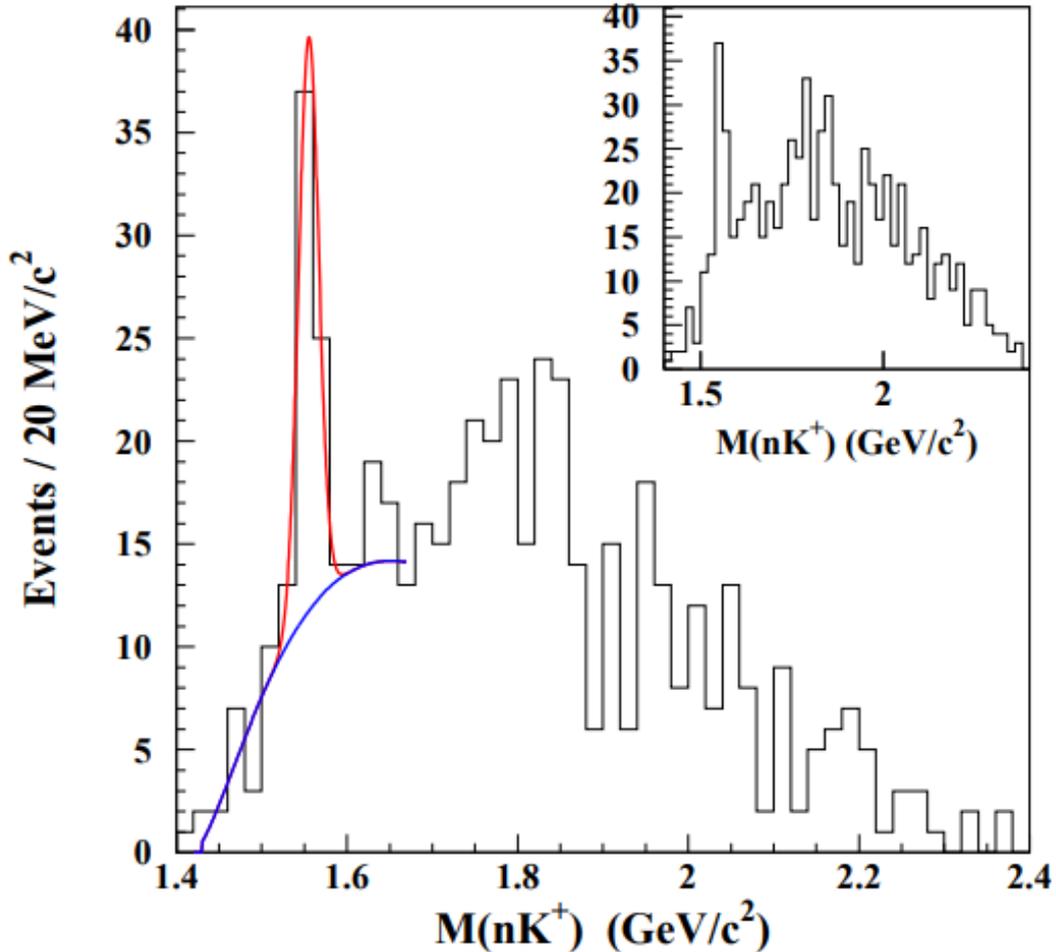


Рис.1.3 Спектр инвариантных масс (nK^+) с применением ограничений по косинусам азимутальных углов частиц в системе центра масс: $\cos \vartheta_{\pi^+}^* > 0.8$ и $\cos \vartheta_{K^+}^* < 0.6$. В правом верхнем углу изображено такое же распределение, но без применения ограничений по углам.

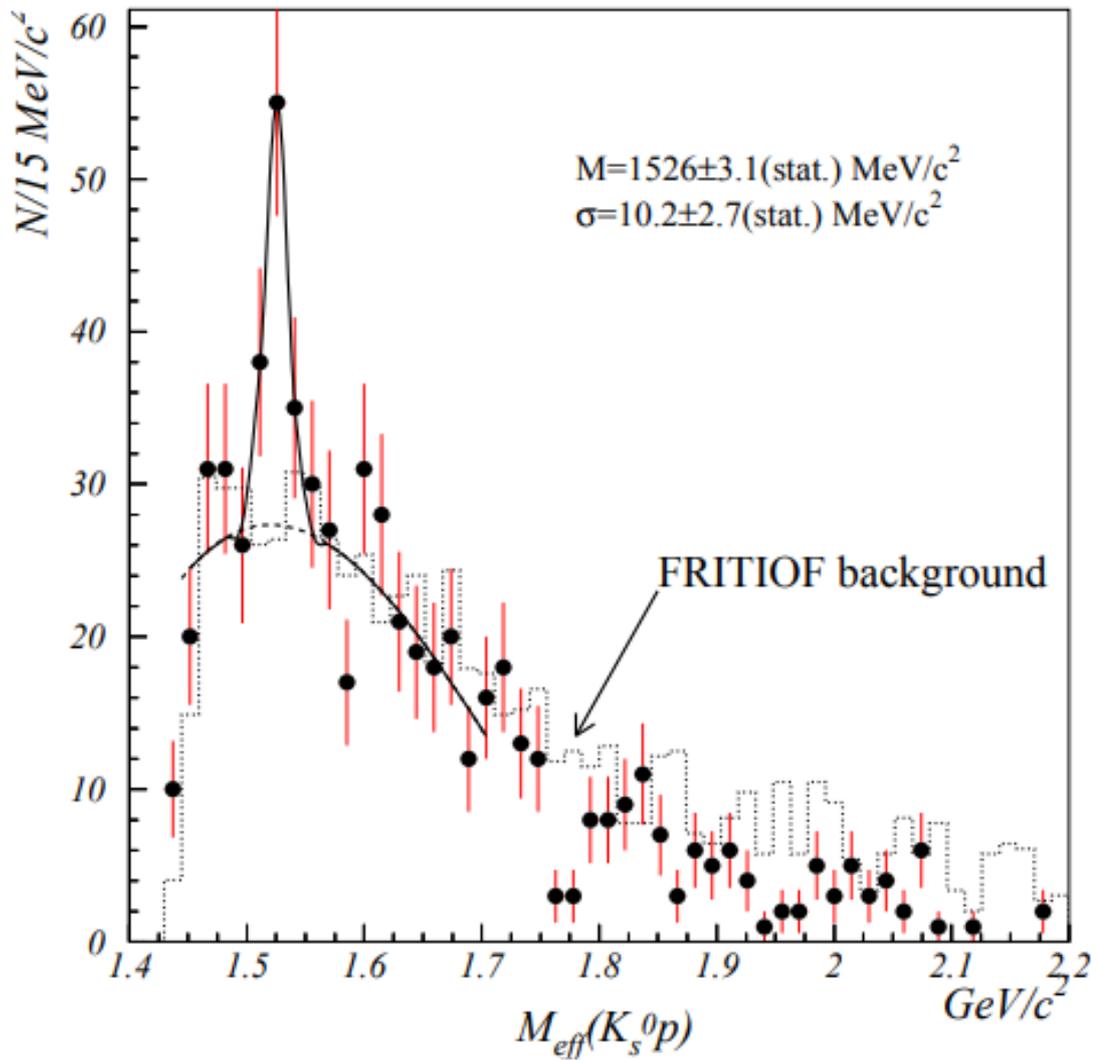


Рис.1.4 Спектр инвариантных масс ($K_S^0 p$) с кинематическими ограничениями $P_{K_S^0} \leq P_p$

Из литературного обзора можно сделать вывод, что на экспериментах SVD2 и CLAS получились наилучшие результаты. Так как исследуемая реакция похожа на реакцию, которая использовалась в эксперименте SVD2, то будем использовать метод восстановления вторичных вершин для более точного выделения частиц K_S^0 , которые будут использоваться для поиска пентакварка θ^+ . Поэтому решили применить этот в эксперименте STAR.

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 $|\eta| \leq 1.8$, $\eta = -\ln(\operatorname{tg} \frac{\theta}{2})$, и азимутальному углу $\Delta\varphi = 2\pi$. ТРС является основным средством идентификации частиц с помощью измерения ионизационных потерь.

ТРС:

ТРС 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 ТРС заполнен газовой смесью (10% метана, 90% аргона) с давлением 200 Па.

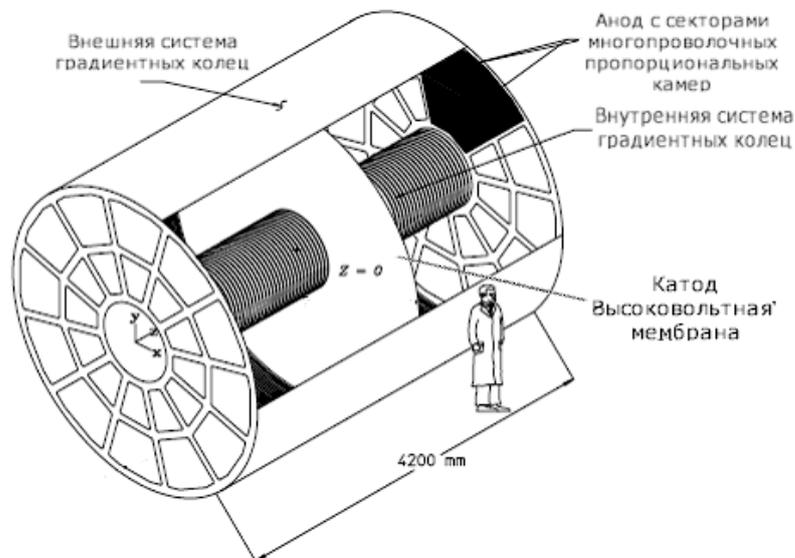


Рис.2.1 Схематичный рисунок ТРС

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.2.1.

Таблица.2.1 Пространственное разрешение ТРС

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

TOF:

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.3.1 изображена топология распада. Точка V0 является вторичной вершиной распада. В V0 распадается K_S^0 на $\pi^+ \pi^-$. Для определения координат точки V0 необходимо найти расстояние между треками $\pi^+ \pi^-$ и поделить его пополам.

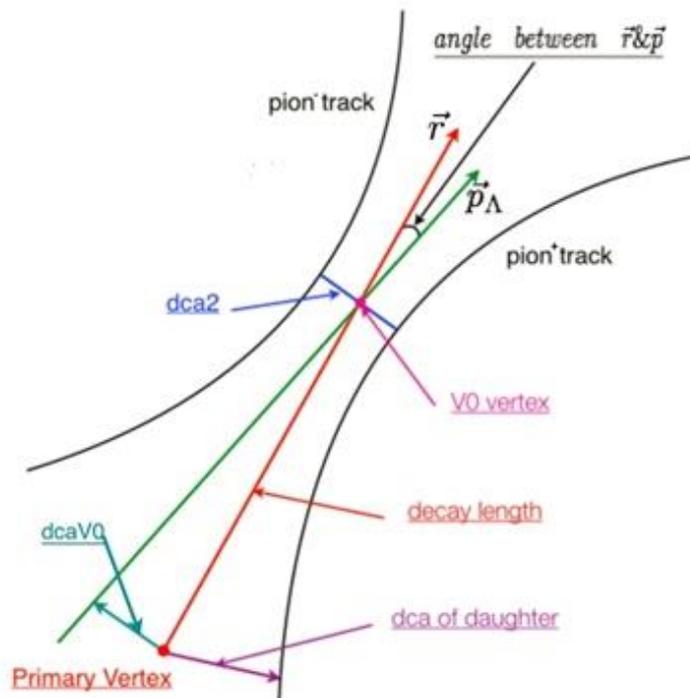


Рис.3.1 Топология распада

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^- . Дальше определяют наименьшее расстояние между дочерними треками. Прежде чем это делать необходимо преобразовать треки в вид 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 точки на каждой спирали, которые отвечают за минимальное расстояние. Дальше делается просто вычитание координат одной точки с одной спирали из такой же точки с другой спирали, делим полученное значение координат на пополам, и получаем координаты точки вторичной вершины 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.

Полученные результаты

Прежде, чем искать проявление θ^+ необходимо более точно выделить K_S^0 . Поэтому первоначально метод восстановления вторичных вершин применим к поиску вторичной вершине - K_S^0 . В этом случае дочерними частицами являются $\pi^+\pi^-$.

Для использования метода вторичных вершин есть специальная библиотека StFemtoPhysicalHelix.

При использовании данного метода были получены распределения минимального расстояния между треками дочерних частиц, которые представлены на Рис.5.1 и на Рис.5.2.

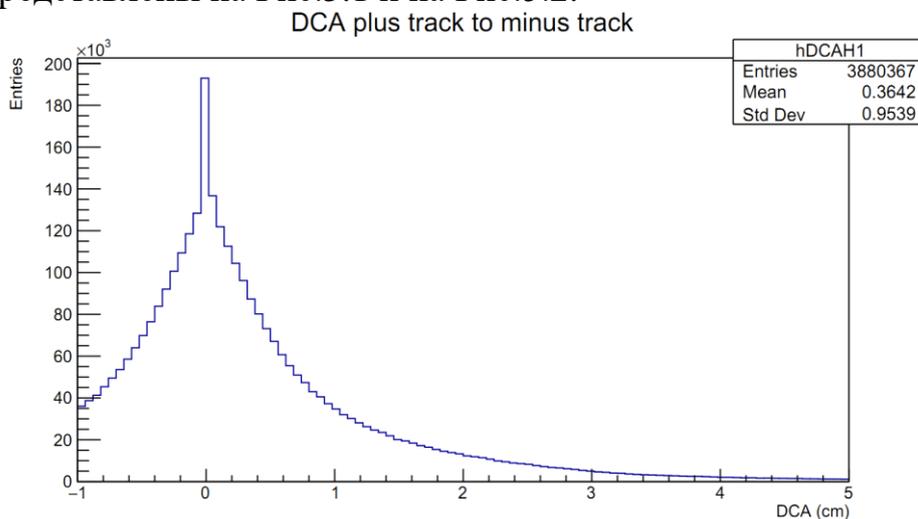


Рис.5.1.
Распределение расстояния между положительным и отрицательным треком дочерних частиц.

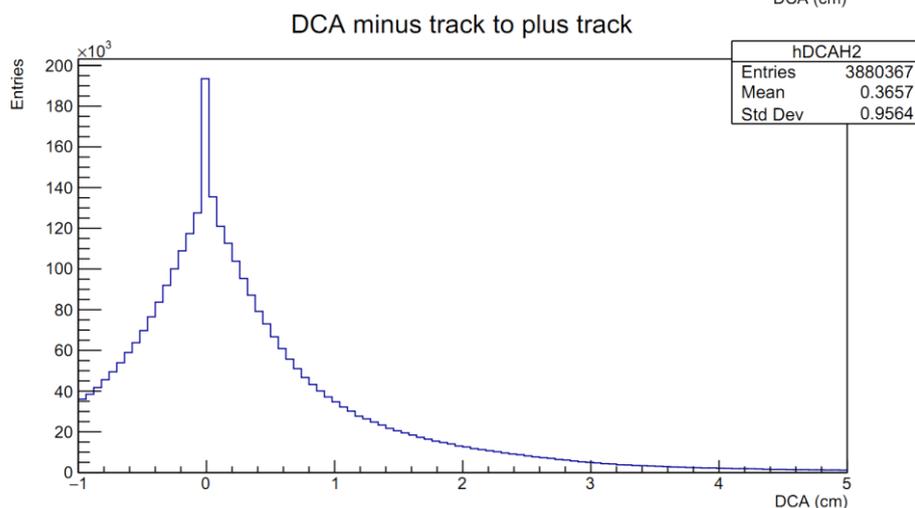


Рис.5.2.
Распределение расстояния между отрицательным и положительным треком дочерних частиц.

Если соотнести два полученных распределения и поделить одно на другое, то получаем, что эти распределения совпадают. Для доказательства того, что распределения совпадают, к распределению отношения применим фитирование полиномом 0 степени. Получается прямая линия близкая к

значению 1. Это свидетельствует, что распределения минимальных расстояний между положительным и отрицательным и между отрицательным и положительным совпадают.

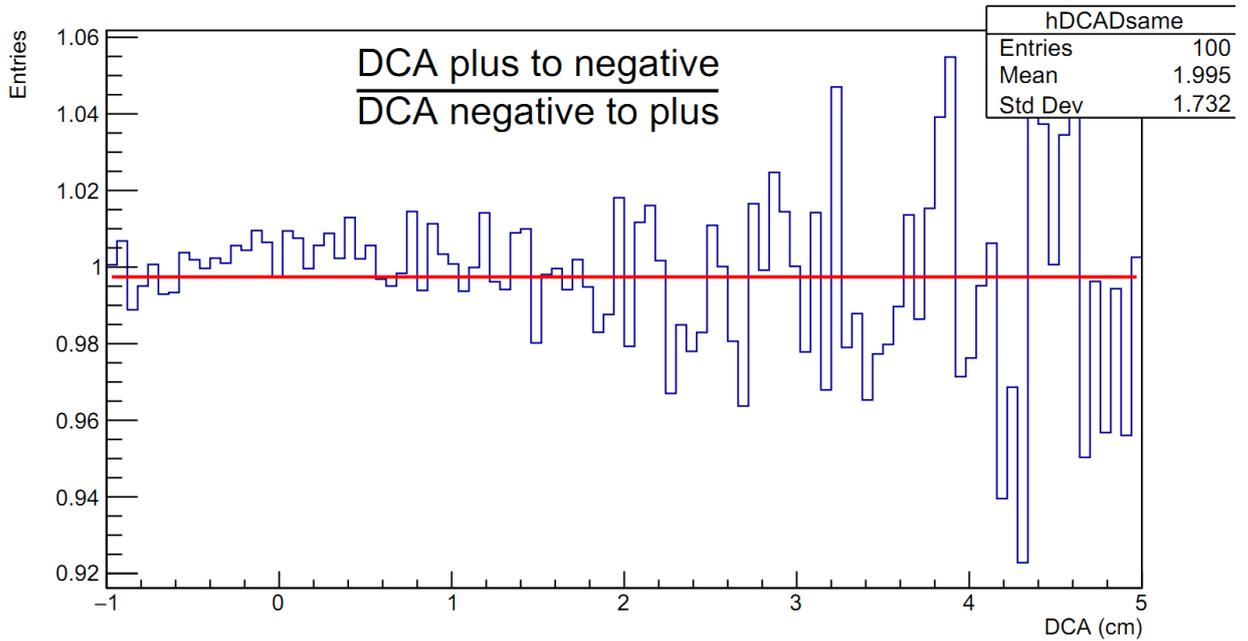


Рис.5.3 Распределение отношения распределений с Рис.5.1 и Рис.5.2

Дальше выделим импульсы дочерних треков из полученного расстояния между ними. Сделаем условие, чтобы направление их импульсов с радиусом вектором совпадало. С помощью этого условия будет совершаться отбор импульсов дочерних частиц, которые будут использоваться для восстановления спектра инвариантных масс ($\pi^+ \pi^-$). Выделить на полученном спектре пик от K_S^0 и по нему сделать ограничения, чтобы увидеть резонанс θ^+ в спектре инвариантных масс (pK_S^0).

Заключение:

В этом семестре была проделана работа по изучению метода восстановления вторичной вершины и обзору экспериментов, которым удалось обнаружить θ^+ . Был сделан литературный обзор по многокварковым состояниям. Был реализован метод вторичной вершины для поиска расстояний между дочерними треками $\pi^+\pi^-$. Был произведен анализ полученных распределений расстояний между дочерними треками.

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.Chermushkinskaya 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 K0sp 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»