МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧЕРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

> ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ КАФЕДРА № 40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

> > На правах рукописи

СМИРНОВА ТАИСИЯ ПАВЛОВНА

ПОИСК МНОГОКВАРКОВЫХ СОСТОЯНИЙ В d+Au СТОЛКНОВЕНИЯХ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ STAR

Направление подготовки 14.04.02 Ядерные физика и технологии Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель к.ф.-м.н.

Г.А.Нигматкулов

Москва 2021

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

ПОИСК МНОГОКВАРКОВЫХ СОСТОЯНИЙ В d+Au СТОЛКНОВЕНИЯХ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ STAR

Студент	Т.П. Смирнова
Научный руководитель,	
к.фм.н.	Г.А.Нигматкулов
Рецензент	
к.фм.н.	С.А. Колдобский
Секретарь ГЭК,	
к.фм.н.	А.А. Кириллов
Зав. каф. №40	
д.фм.н., проф.	М.Д. Скорохватов
Рук. учеб. прог.	
д.фм.н., проф.	М.Д. Скорохватов

Оглавление

Аннотация	3
Введение	4
1 Обзор экспериментов, которые занимались поиском пентакварка θ^+	4
2 Эксперимент STAR	8
2.1 TPC	8
2.2 TOF	9
3 Идентификация с помощью детектора ТРС	9
4 Вспомогательные методы	11
4.1 Метод инвариантных масс	11
4.2 Топология распада	12
4.3 Алгоритм восстановления вторичной вершины	13
5 Анализ полученных данных	14
5.1 Результаты после применения метода инвариантных масс	14
5.2 Результаты после применения алгоритма восстановления вторичной вершины	14
5.3 Применение дополнительных ограничений	15
5.4 Выделение <i>K</i> ⁰	21
Заключение	23
Список литературы	24

Аннотация

(КХД) предсказывает существование Квантовая хромодинамика многокварковых состояний. В работе проводится поиск θ^+ в столкновение дейтрона с ядром золота с энергией $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в эксперименте STAR. Метод инвариантных масс применяется для идентификации частиц, которые являются промежуточными частицами в реакциях. Алгоритм восстановления вторичной вершины применяется для улучшения идентификации В работе был построен спектр промежуточных частиц в реакции. инвариантных масс $\pi^+\pi^-$, проведена идентификация K_S^0 с помощью метода инвариантных масс, проведена идентификация каонов и протонов с помощью детектора ТРС.

Abstract

Quantum chromodynamics (QCD) predicts the existence of multiquarity states. In this work, a search is carried out for θ^+ in the collision of a deuteron with a gold nucleus with an energy $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV in the STAR experiment. The method of invariant means of identifying particles that are intermediates in reactions. Secondary vertex finder for identifying intermediate particles in the reaction. In the work, the spectrum of invariant masses $\pi^+\pi^-$ was constructed, the identification of K_S^0 was carried out using the method of invariant masses, and the identification of kaons and protons was carried out using the TPC detector.

Введение

Пентакварк - это субатомная частица, состоящая из пяти кварков. В данной научной работе внимание было сконцентрировано на поиске сигнала пентакварка θ^+ , который имеет следующий состав - uudd \bar{s} . Предсказанная масса пентакварка составляет $M_{\theta^+} = 1530 \frac{M_{9}B}{c^2}$, а ширина резонанса должна была быть <1 МэВ. Эллис, Карлинер и Прасалович изучали чувствительность массы θ^+ и получили ее возможный диапазон: $1430 \frac{M_{9}B}{c^2} < M_{\theta^+} < 1660 \frac{M_{9}B}{c^2}$ [1]. У θ^+ возможны две моды распада: $\theta^+ \to nK^+$ и $\theta^+ \to pK_S^0$.

Современным установкам не хватает пространственного разрешения, чтобы напрямую зарегистрировать пентакварк. Поэтому θ^+ ищут с помощью метода инвариантных масс. Строятся спектры инвариантных масс nK^+ и pK_S^0 . На полученных спектрах ищут сигнал в районе предполагаемой массы θ^+ .

Основная проблема регистрации пентакварка состоит в том, что пентакварк – короткоживущая частица, которая имеет узкую ширину резонанса. Из-за этого трудно идентифицировать возможный сигнал пентакварка в спектре инвариантных масс. Для того, чтобы его выделить используют различные методики по уменьшению фона.

В данной работе для уменьшения фона используется первоначальная идентификация каонов и протонов с помощью ионизационных потерь, полученные ТРС. Используется алгоритм восстановления вторичной вершиной для более точной идентификации короткоживущих каонов.

1 Обзор экспериментов, которые занимались поиском пентакварка θ^+

Впервые θ^+ был обнаружен двумя экспериментами: LEPS и DIANA. Для этого на LEPS рассматривали реакцию $\gamma n \to (nK^+)K^-$. Для поиска θ^+ построили спектр потерянной массы (γK^-). На полученном спектре наблюдали узкий пик рядом с значением $1530 \frac{M_{3B}}{c^2}$. Спектр потерянной массы, полученный на LEPS [2], можно наблюдать на рисунке 1. Эксперимент DIANA использовал реакцию перезарядки $K^+Xe \to K_S^0pXe'$ в своих исследованиях по поиску θ^+ . В спектре инвариантных масс (pK_S^0), который представлен на рисунке 2, коллаборации эксперимента DIANA [3] в районе предполагаемой массы θ^+ обнаружили узкий пик шириной $< 9\frac{M_{3B}}{c^2}$ и с шириной на полувысоте $\Gamma(\theta^+) < 1\frac{M_{3B}}{c^2}$. Через какое-то время эти эксперименты повторили свои исследования, улучшив свою статистику. Данные, которые у них получились представлены в Таблице.1.



Рисунок 1 – Спектр потерянной массы (γK^{-}), пунктирная линия – фон [6].



Рисунок 2 – Спектр инвариантной массы ($K_S^0 p$), пунктирная линия – фон [5].

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 7.8 σ и эксперимент SVD2 с уровнем достоверности 8.0 σ .

Эксперимент CLAS [4] рассматривал реакцию: $\gamma p \rightarrow (nK^+)K^-\pi^+$. Для того, чтобы уменьшить фон, использовались ограничения по азимутальном углам разлета частиц K^+ и π^+ . Этих ограничений хватило, чтобы выделить небольшой сигнал в спектре инвариантной массы (nK^+) , приведенной на

рисунке 3, в районе предполагаемой массы θ^+ . Получилось зарегистрировать 41 событий θ^+ с массой $M_{\theta^+} = 1555 \pm 1 \frac{M_{\theta^B}}{c^2}$.

Таблица.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 [5]

Эксперимент	Реакция	Macca,	Ширина,	Уровень
		МэВ	MэB	достов.
LEPS [106, 110]	$\gamma n \to (nK^+)K^-$	$1540 \pm 10(\pm 5)$	< 25	$4,6 \sigma$
DIANA [111]	$\mathrm{K^+Xe} \to (\mathrm{pK}^0_\mathrm{S})\mathrm{X}$	$1539 \pm 2(\pm 3)$	< 9	$_{4,4~\sigma}$
CLAS [112, 113]	$\gamma d \to (nK^+)pK^-$	$1542 \pm 5(\pm 2)$	< 21	5,2 σ
CLAS [114]	$\gamma p \to (nK^+)\pi^+K^-$	1540 ± 10	< 32	$_{4,8~\sigma}$
CLAS [115]	$\gamma p \to (nK^+)\pi^+K^-$	$1555 \pm 10(\pm 1)$	< 26	7,8 σ
SAPHIR [116]	$\gamma p \to (nK^+)K^0_S$	$1540\pm4\pm2$	< 25	$_{4,8~\sigma}$
ИТЭФ* [117]	$\nu N \rightarrow (p K_S^0) X$	1533 ± 5	< 20	3,7 – 6,7 σ
HERMES [118]	$\gamma d \to (p K^0_S) X$	$1528 \pm 2.6 \pm 2.1$	$17\pm9\pm3$	$4-6 \sigma$
SVD [119]	$\rm pA \to (\rm pK^0_S) X$	$1526\pm3\pm3$	< 24	5,6 σ
COSY-TOF [120]	$pp \rightarrow (pK_S^0)\Sigma^+$	1530 ± 5	18 ± 4	3,7 – 5,9 σ
ZEUS [121, 122]	$ep \to e'(pK^0_S)X$	$1521,5 \pm 1,5^{+2,8}_{-1,7}$	8 ± 4	4,6 σ
ЛВЭ ОИЯИ [123]	$np \to (nK^+)pK^-$	1541 ± 4	8 ± 4	5,2 – 6,8 σ
NOMAD [124]**	$\nu N \to \ell'(pK^0_S)X$	$1528,7\pm2,5$	2 - 3	$_{4,3~\sigma}$
SVD2 [125]	$\rm pA \to (\rm pK^0_S) X$	$1523\pm2\pm3$	< 14	$^{8,0}\sigma$
KEK-E522 [126]	$\pi^- p \to K^-(\Theta^+)$	$1530, 6^{+2,2}_{-1,9}{}^{+2,9}_{-1,3}$	$9,8^{+7,1}_{-3,4}$	$2{,}5-2{,}7\;\sigma$
				$\sigma_{\Theta} < 3900$ нб
ИТЭФ* [127]	$\nu N \rightarrow (p K_S^0) X$	1537 ± 2	$0{,}36\pm0{,}11$	4,3 – 7,3 σ
LEPS [128]	$\gamma d \to \Lambda(1520)(\Theta^+)$	1530		$4-5 \sigma$

Эксперимент SVD2 работал с реакцией: $pA \rightarrow (pK_S^0)X$ [6]. Это первый эксперимент, который для уменьшения фона использовал алгоритма восстановления вторичной вершины распада. С помощью алгоритма 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 $(K_S^0 p)$, показан на рисунке 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 пентакварка, равная $M_{\theta^+} = 1526 \pm 3 \frac{M \Rightarrow B}{c^2}$.



Рисунок 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 [4].



Рисунок 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 алгоритм восстановления вторичной вершины для более точного выделения частиц K_S^0 , которые будут использоваться для поиска пентакварка θ^+ . Поэтому решили применить этот в эксперименте STAR.

2 Эксперимент STAR

Коллайдер релятивийских тяжелых ионов (RHIC) имеет физическую программу, целенаправленную на изучение структуры нуклонов и кваркглюонной 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 $|\eta| \le 1.8$, $\eta = -\ln(tg\frac{\theta}{2})$, и азимутальному углу $\Delta \varphi = 2\pi$. TPC является основным средством идентификации частиц с помощью измерения ионизационных потерь.

2.1 TPC

камера - это комбинация Время-проекционная дрейфовой И пропорциональной камер. ТРС представляет собой цилиндрический трековый детектор со следующими геометрическими параметрами: длина 4.2 м, внешний диаметр 4 м, внутренний диаметр 1 м. Он установлен в большом соленоидальном магните, который работает при 0,5 Тл. Посередине камеры находится катод под потенциалом 28 кВ. В камере создано однородное $E \approx 135 \frac{B}{CM}$. Объем ТРС заполнен газовой смесью (10% электрическое поле 200 90% Па. метана, аргона) давлением с 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 объём 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.



Рисунок 5 - Схематичный рисунок ТРС [7]

Для того чтобы локализовать более точно местоположение частицы в детекторе, ТРС должен 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

Таблица.2 Пространственное разрешение ТРС

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

2.2 TOF

Возможности по идентификации частиц в детекторном комплексе STAR были увеличены за счет установки сегментированной системы времени пролета (TOF). Цилиндрический сегментированный детектор TOF окружает TPC. Идентификация происходит с помощью информации о времени пролета, которое считается следующим образом $t_{stop} - t_{start} = \tau$ [8]. Трековая информация от TPC позволяет определить импульс частицы и длину траектории от точки взаимодействия до точки регистрации.

3 Идентификация с помощью детектора ТРС

Для идентификации θ^+ необходима хорошая точность. Для увеличения точности необходимо точно выделить частицы, на которые распадается θ^+ . В данной исследовательской работе рассматривается реакция: $\theta^+ \to pK_S^0$. Поэтому первоначально необходимо более точно идентифицировать p и K_S^0 . Первым делом проводится идентификация протонов с помощью ТРС.

По экспериментальным данным детектора ТРС были построены распределения количества стандартных отклонений от расчётного значения

9

ионизационных потерь по значениям поперечного импульса частиц, с учетом заряда частиц. Такое распределение было построено для протонов (рисунок 6). С помощью данного распределения можно провести идентификацию протонов. Для этого строится проекция распределения $n\sigma$ vs p_T на ось ординат ($n\sigma$) в пределах по поперечным импульсам. Пределы по поперечным импульсам можно определить предварительно с помощью проекции на ось ординат, взяв предел по поперечному импульсу 50 МэВ. С помощью такого маленького диапазона можно приблизительно определить момент, до которого хорошо различим сигнал искомой частицы от остальных частиц. Таким способом был определен интервал по поперечным импульсам для протонов:

• Для протонов:
$$0.1 \le p_T \le 0.5 \frac{138}{c^2}$$

После определения диапазонов по поперечному импульсу строятся проекции распределения $n\sigma$ vs p_T .



Рисунок 6 - Распределения количества стандартных отклонений от расчётного значения ионизационных потерь по значениям поперечного первичного импульса протонов.

Распределение $n\sigma$ vs p_T частиц при заданном диапазоне поперечного импульса представляет из себя почти гауссовское распределение. Распределение откалибровано так, чтобы в центре был сигнал от частицы, чье распределение.



Рисунок 7 - Проекция распределения $n\sigma(p)$ vs p_T на ось ординат $(n\sigma(p))$ в пределах $0.1 \le p_T \le 0.5 \frac{\Gamma \Rightarrow B}{c^2}$, фитируемая функцией состоящей из суммы двух Гауссов.

Для описания проекции распределения $n\sigma(p)$ vs p_T , была применена функция, состоящая из суммы двух Гауссов (рисунок 7). Для того чтобы четко определить сигнал от протонов, необходимо, чтобы сигнал от протонов превышал сигналы от других частиц, как минимум на 30%. Для этого вычислялся интеграл от каждой функции, описывающей сигнал той или иной частицы, на диапазоне $-2 < n\sigma(p) < 5$. Этот диапазон был выбран с помощью фитирования сигнала протона, расположенного по центру, Гауссом. В результате сигнал протонов превышал сигналы от других частиц на 58%. Поэтому исходя из этого был определён искомый диапазон: $-2 < n\sigma(p) < 5$.

4 Вспомогательные методы

После выделения каонов необходимо провести идентификацию K_S^0 с помощью метода инвариантных масс. Известно, что K_S^0 распадается на $\pi^-\pi^+$ с вероятностью 69,2% [10]. Такой распад является основной модой распада для K_S^0 . Поэтому идентификация K_S^0 будет проходить с помощью построения спектра инвариантных масс $\pi^-\pi^+$. Метод инвариантных масс применяется к K_S^0 , так как в данном исследовании K_S^0 – является промежуточным состоянием. Для идентификации одного метода инвариантных масс будет недостаточно, так как в данной работе интересуют каоны, которые получились в результате распада $\theta^+ \to p K_S^0$. Для этого используется алгоритм восстановления вторичной вершины.

4.1 Метод инвариантных масс

Метод инвариантных масс применяется к классу частиц, которые относятся к резонансам, а также к промежуточным состояниям 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}.

Для вычисления инвариантной массы в результате двухчастичного распада используется формула (1)[11].

$$inv m_{1,2} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p_1} + \vec{p_2})^2}$$
(1)

$$\overrightarrow{p_1} + \overrightarrow{p_2} = \left\{ p_{1x} + p_{2x}; p_{1y} + p_{2y}; p_{1z} + p_{2z} \right\}$$
(2)

Распад $K_S^0 \to \pi^- \pi^+$ является двухчастичным распадом, поэтому будет использоваться формула (1) для поиска K_S^0 .

4.2 Топология распада

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

Первичная вершина (PV) – точка соударения исходных элементов реакции, расположенная на оси столкновения встречных пучков. Вторичная вершина (V0) находится на некотором расстоянии от первичной и является точкой распада частицы, которая образовалась в результате столкновения в первичной вершине.

Введем понятие дочерних треков. Так называются треки частиц, которые являются продуктами распада во вторичной вершине. В данной работе дочерними треками являются π^+ и π^- .



Рисунок 8 - Топология распада

На рисунке 8 изображена топология распада. В V0 распадается K_S^0 на $\pi^+\pi^-$. Некоторые обозначения, представленные на рисунке 8 требуют дополнительного пояснения. Dca2 – минимальное расстояние между дочерними треками. DcaV0 – минимальное расстояние между первичной и вторичной вершинами распада. Dca of daughter – минимальное расстояние между первичной вершиной и треком дочерней частицы. Decay length – радиальная длина распада частицы. В данной работе радиальная длина распада K_S^0 . Так же в данной работе вектор импульса K_S^0 , выходящий из вторичной вершины распада, который на рисунке 8 обозначен \vec{p}_{Λ} . Вектор \vec{r} – вектор относительного положения первичной вершины от вторичной вершины. Вычисляется он по следующей формуле: $\vec{r} = \vec{r}_{V0} - \vec{r}_{PV}$.

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

4.3 Алгоритм восстановления вторичной вершины

В данной работе алгоритм восстановления вторичной вершины применялся для восстановления распада K_S^0 . Для реализации алгоритма восстановления вторичной вершины использовалась библиотека StPicoEvent. В этой библиотеке есть готовые функции, которые используются для вычисления параметров топологического распада.

Первоначально 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. Минимальное расстояние между дочерними треками вычисляется в плоскости XY. вычисляются координаты вторичной вершины, Затем которая расположена на середине полученного минимального расстояния. Для этого совершается поиск координат точек, принадлежащих каждой спирали, между минимальное расстояние наблюдается. По полученным которыми С координатам вспомогательный вектор. помощью строится вспомогательного вектора и геометрических правил вычисляем координаты точки, соответствующей середине вспомогательного 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 получить 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, который дает частица, находящаяся во вторичной вершине распада.

5 Анализ полученных данных

Анализ проходил на экспериментальных данных, полученных в результате столкновения d+Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200 \ \Gamma$ эВ на установке STAR.

5.1 Результаты после применения метода инвариантных масс

Сначала построим спектр инвариантной массы $\pi^+\pi^-$. Для этого проводился отбор треков пионов с помощью ограничения: $|n\sigma_{\pi}| < 3.8$, которое было указано в статье [12]. Для такого диапазона $n\sigma_{\pi}$ подобраны топологические ограничения, с которые указаны в подразделе 5.3, в таблице 3. В результате применения метода инвариантных масс был построен спектр инвариантной массы $\pi^+\pi^-$, изображенный на рисунке 9.



Рисунок 9 - Спектр инвариантной массы $\pi^+\pi^-$

По данному спектру можно сделать вывод, что комбинаторный фон больше искомого сигнала K_S^0 . Поэтому для уменьшения комбинаторного фона и выделения K_S^0 необходимо применить метод восстановления вторичных вершин.

5.2 Результаты после применения алгоритма восстановления вторичной вершины

После применения алгоритма восстановления вторичной вершины получен спектр инвариантной массы $\pi^+\pi^-$, представленный на рисунке 10. Предполагалось увидеть резонанс в области массы, соответствующей массе $m_{K_S^0} = 497.611 \pm 0.013 \frac{M_{3B}}{c^2}$ [10], но он не наблюдается из-за комбинаторного фона.



Рисунок 10- Спектр инвариантной массы $\pi^+\pi^-$

Полочка, расположенная на диапазоне от $0.35 < m_{\pi^+\pi^-} < 0.55 \frac{\Gamma_{3B}}{c^2}$ на рисунке 10, получается в результате недостатка биннига, выбранного при построении данного распределения. Если увеличить биннинг, то полочка не будет наблюдаться.

5.3 Применение дополнительных ограничений

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. Введенные ограничения представлены в таблице 3. Эти топологические ограничения оптимизированы с учетом компромисса между уменьшением комбинаторного фона и повышением эффективности реконструкции.

Таблица 3: Топологические ограничения для реконструкции вторичной вершины распада [12]

Расстояние наибольшего сближения между первичной и вторичной вершинами	Расстояние наибольшего сближения между дочерним треком вторичной вершиной и первичной	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

Эффективность данных ограничений можно продемонстрировать путем сравнения распределений данных топологических параметров до применения ограничений.

Рассмотрим распределения расстояний наибольшего сближения, которые представлены на рисунках 11 и 12. По распределениям из рисунков 11 и 12 видно, что ограничения из таблицы 3 работают.



Рисунок 11 – А – распределение расстояния наибольшего сближения между первичной и вторичной вершинами до ограничений; Б – распределение расстояния наибольшего сближения между первичной и вторичной вершинами с учетом ограничения;



Рисунок 12 А – распределение расстояния наибольшего сближения между дочерним треком вторичной вершиной и первичной вершиной до ограничения; Б- распределение расстояния наибольшего сближения между дочерним треком вторичной вершиной и первичной вершиной с учетом ограничения; В – распределение расстояния наибольшего сближения между дочерними треками вторичной вершины до ограничения; Г – распределение расстояния наибольшего сближения между вершиной с ближения между дочерними треками вторичной вершины до ограничения; Г – распределение расстояния наибольшего сближения между дочерними треками вторичной вершины с учетом ограничения

Рассмотрим распределение радиальной длины распада. Ожидаемое распределение данной величины представляет собой убывающую экспоненту. На рисунке 13 видно, что после применения ограничения на величину радиальной длины распада распределение принимает ожидаемый вид.

17



Рисунок 13 – распределения радиальной длины распада: А) – до применения топологических ограничений, Б) – после применения ограничения на радиальную длину распада

В дальнейшем полученное распределение радиационной длины волны на рисунке 13 Б можно использовать для вычисления времени жизни K_s^0 .

Рассмотрим распределение угла вылета частицы из вторичной вершины распада, представленные на рисунке 14. Такое ограничение из таблицы 3 на угол было выбрано, чтобы использовались частицы, которые летят вперед, а не назад.



Рисунок 14 – Распределение по углу вылета частицы из вторичной вершины: А) до применения топологического ограничения на угол, Б) после применения топологического ограничения на угол.

Теперь справляются посмотрим, как данные топологические ограничения с уменьшением комбинаторного фона. Для этого обратимся к рисунку 15. Видно, что после применения каждого ограничения начинает проявляться сигнал. Но самое существенное уменьшение комбинаторного фона наступает после применения топологического ограничения на длину распада (4-ое распределение на рисунке 15). Несмотря на то, что сигнал более наблюдается четко, ЭТОГО недостаточно, так как слева OT предполагаемого сигнала остаётся достаточно большой комбинаторный фон.



Рисунок 15 - Спектры инвариантной массы $\pi^-\pi^+$ после применения каждого из четырех топологических ограничений.

После применения последнего топологического ограничения из таблицы 3 был получен спектр инвариантной массы $\pi^{-}\pi^{+}$, представленный на рисунке 16.



Рисунок 16 - Спектр инвариантной массы $\pi^-\pi^+$ после применения всех пяти топологических ограничений.

В полученном спектре инвариантной массы $\pi^{-}\pi^{+}$ присутствуют комбинаторный фон и предполагаемый сигнал K_{S}^{0} . Несмотря на то, что комбинаторный фон слева от сигнала получился больше, чем ожидался,

20

попробуем определить сигнал какой частицы наблюдается и насколько сигнал превышает фон.

5.4 Выделение K_S^0

Для доказательства того, что получилось выделить K_{S}^{0} , необходимо оценить, насколько пик превышает фон. Для оценки используют формулу: $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$ [12], где S –уровень полученного сигнала, B – уровень фона. Для вычисления уровней подбираются функции, которые могут описать сигнал и фон. Полученный сигнал описывается функцией Гаусса (3), фон описывается функцией полинома второй степени (4), а сумма сигнала и фона описываются суммой Гаусса и полинома второй степени (5). Полученный спектр инвариантной массы фитируется подобранными функциями в пределах $m_{K_{S}^{0}} \pm 2\sigma$, где $m_{K_{S}^{0}} = 497.611 \pm 0.013 \frac{M_{3}B}{c^{2}}$ [10] – среднее табличное значение массы короткоживущего каона, а σ – среднеквадратическое отклонение. Значение σ было подобрано приблизительно с помощью анализа спектра инвариантной массы $\pi^{+}\pi^{-}$. Результаты фитирования можно наблюдать на рисунке 17.

$$f_S = \mathbf{C} \times e^{-0.5 \times (\frac{x-\mu}{\sigma})^2} \tag{3}$$

$$f_B = q_0 \underset{x = u_1}{\times} x^2 + q_1 \underset{x = u_2}{\times} x + q_2 \tag{4}$$

$$f_{B+S} = C \times e^{-0.5 \times (\frac{x-\mu}{\sigma})^2} + q_0 \times x^2 + q_1 \times x + q_2$$
(5)

Для того, чтобы вычислить уровни сигнала и фона, требуется вычислить площади под пиком: с учетом фона и без фона. Вычисление площади происходит через операцию интегрирования в пределах $m_{K_S^o} \pm 2\sigma$. В результате были получены следующие значения уровней:

- уровень сигнала: S=3943
- уровень фона: B=2368

Тогда оценка насколько полученный сигнал превышает фон имеет значение $\frac{s}{\sqrt{s+B}} \approx 50$. Полученное значение оказалось меньше, чем ожидалось. Такое возможно, если были неправильно определены границы $n\sigma(K_s^0)$ или не подходят ограничения на $n\sigma(\pi)$, взятых ранее из статьи. Полученное значение все равно позволяет сказать, что сигнал превышает комбинаторный фон.



Рисунок 17 - Спектр инвариантной массы с описанием фона и сигнала $\pi^{-}\pi^{+}$.

Так же в результате фитирования сигнала функцией для сигнала из уравнения (3) получилось, что среднее значение сигнала составляет $\mu \approx 497.9 \pm 6.6 \frac{M_{9B}}{c^2}$. Сравнивая с табличной массой искомого K_S^0 , получается, что значение массы совпадает с табличным значением в пределах погрешности. Следовательно, полученный пик принадлежит K_S^0 . В дальнейшем полученные значения μ и σ будут использоваться в качестве ограничений. Получаем следующий диапазон: $\mu - 2\sigma < invm(\pi^+\pi^-) < \mu + 2\sigma$.

Полученный диапазон будет применяться при построении инвариантной массы (pK_S^0), которую в дальнейшем будем изучать для идентификации θ^+ .

Заключение

В работе изучены и применены алгоритм восстановления вторичной вершины и метод инвариантных масс. Также изучена идентификация частиц с экспериментальных данных, полученных через TPC. помощью По распределению количества стандартных отклонений от расчётного значения ионизационных потерь по значениям поперечного импульса протона были идентифицированы протоны. В работе реализован алгоритм восстановления вторичной вершины для идентификации K_s^0 . Построен спектр инвариантных масс $\pi^+\pi^-$. Были применены топологические ограничения, с помощью которых удалось уменьшить комбинаторный фон. Проведено выделение $K_{\rm S}^0$ в спектре инвариантных масс $\pi^+\pi^-$. Установлено ограничение на инвариантную массу K_s^0 , для последующей идентификации θ^+ .

Список литературы

- 1. Danilov, M.V., Mizuk, R.V. Experimental review on pentaquarks. // Phys. Atom. Nuclei 71, 605 -2008-P.25- arXiv:0704.3531v2
- T. Nakano et al Evidence for Narrow S=+1 Baryon Resonance in Photoproduction from Neutron // Physical Review Letters -2003 - Vol.91- P.12 arXiv:hep-ex/0301020v2
- 3. Barmin, V.V., Borisov, V.S., Davidenko, G.V. et al. Observation of a baryon resonance with positive strangeness in K + collisions with Xe nuclei. // Physics of Atomic Nuclei 2003 Vol.66 P.9 arXiv:hep-ex/0304040v4
- 4. Kubarovsky V. [et al.]. Observation of an Exotic Baryon with S=+1 in Photoproduction from the Proton. // Physical Review Letters 2004 –Vol. 92 P.5 arXiv:hep-ex/0311046v3
- 5. Самойлов О.Б. «Сечение рождения очарованного кварка и оценка существования пентакварка Θ + в нейтринных взаимодействиях в эксперименте NOMAD» -2011- Р.204
- 6. Aleev A. [et al.]. Further study of narrow baryon resonance decaying into K0sp in pA-interactions at 70GeV/c with SVD-2 setup. //SVD Collaboration.-2005-P.7- arXiv:hep-ex/0509033v3
- Anderson M. [et. al.]. The STAR Time Projection Chamber: A Unique Tool for Stydying High Multiplicity Event at RHIC.// Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.- 2003. - Vol.499 – P. 659-687
- 8. Bonner B. [et. al.]. A single Time-of-Flight tray based on multigap resistive plate chambers for the STAR experiment at RHIC.// Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment -2003 –Vol. 508 P. 181-184
- 9. Particle Physics Booklet, Zyla P.A. [et al.], Extracted from the Review of Particle PHYSICS P.A. (Particle Data Group), Prog. Thear. Exp. Phys. 2020. 083C01 (2020)
- Гольданский В.И Кинематические методы в физике высоких энергий, В.И. Гольданский, И. Л. Розенталь, Ю. П. Никитин, //М., "Наука", гл. ред. ф.-м. литературы, М. - 1987.
- 11. Adam J. [et al.]. Strange hadron production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} =$ 7.7, 11.5, 19.6, 27, and 39 GeV// Physical Review C. 2020 Vol. 102 P.26 arXiv:1906.03732
- Elwood A., Direct optimisation of the discovery significance when training neural networks to search for new physics in particle colliders, A. Elwood, D. Krücker, - 2018 - P.15 - arXiv:1806.00322v1