

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
Федеральное государственное бюджетное учреждение
Государственный научный центр Российской Федерации
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

на правах рукописи

Кутов Андрей Яковлевич

**Измерение топологических сечений в
pp-взаимодействиях в области большой
множественности заряженных частиц
при 50 ГэВ на установке СВД-2**

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Специальность 01.04.23 - физика высоких энергий

Научные руководители:

доктор физико-математических наук

Кокоулина Елена Сергеевна

кандидат физико-математических наук

Петухов Юрий Петрович

Протвино, 2016

Содержание

1	Введение	4
1.1	Актуальность темы исследования	4
1.2	Цели и задачи диссертационной работы	13
1.3	Научная новизна	14
1.4	Практическая значимость	15
1.5	Результаты и положения, выносимые на защиту	15
1.6	Степень достоверности результатов работы	16
1.7	Апробация результатов	16
1.8	Публикации	16
1.9	Личный вклад автора	16
1.10	Структура и объём диссертации	17
2	Обзор установки СВД-2 и система сбора данных	18
2.1	Цели и задачи эксперимента, выполняемого на установке СВД-2	18
2.2	Схема установки СВД-2	19
2.3	Параметры пучка	24
2.4	Триггерная система и система сбора данных	25
3	Программа реконструкции треков в вершинном детекторе	27
3.1	Восстановление координаты пролёта частицы	27
3.2	Обзор традиционных методов реконструкции событий	31
3.2.1	Методы выбора модели трека	31
3.2.2	Результаты работы алгоритмов и оценки параметров треков	32
3.2.3	Поиск и восстановление треков	33
3.2.4	Методы поиска вершины взаимодействия	36
3.3	Метод реконструкции треков	37
3.3.1	Описание метода фильтров Калмана	37
3.3.2	Алгоритм распознавания трека	42

3.3.3	Фитирование треков методом наименьших квадратов . . .	45
3.3.4	Поиск и фитирование первичной вершины взаимодействия	45
3.4	Результаты реконструкции	47
4	Отбор событий и треков	53
4.1	Отбор событий	53
4.2	Отбор треков	56
4.3	Распределение по множественности по числу событий.	57
5	Вычисление топологических сечений	62
5.1	Оценка сечений с учётом эффективности регистрации событий и треков	62
5.2	Процедура получения поправленного распределения множественности заряженных частиц	66
5.3	Топологические сечения	69
5.4	Распределение по множественности	69
5.5	Распределение КНО.	71
5.6	Модель глюонной доминантности.	72
6	Заключение	78
7	Благодарности	80
8	Литература	82
9	Приложение	89

1 Введение

1.1 Актуальность темы исследования

При соударении двух элементарных частиц при высокой энергии возможно рождение новых частиц. В этом случае мы наблюдаем как часть кинетической энергии соударяющихся частиц расходуется на образование новых частиц. Чем больше энергия сталкивающихся частиц, тем больше частиц может родиться. Взаимодействие элементарных частиц с образованием более двух вторичных частиц называется множественным процессом. Число вторичных частиц N , рождённых в результате столкновения двух начальных частиц a и b , называется множественностью:

$$a + b \rightarrow c_1 + c_2 + \dots + c_N \quad (1.1)$$

Изучение множественных процессов, механизма множественного рождения частиц, в адронных и адрон-ядерных взаимодействиях является актуальной задачей физики высоких энергий. Исследование этих процессов выполняется на ускорителях электронов, протонов, релятивистских ионов, а также на встречных пучках коллайдеров. При столкновениях адронов с энергией выше нескольких ГэВ неупругие процессы (образование новых частиц) преобладают над процессами упругого рассеяния частиц. Во множественных процессах в основном рождаются легчайшие адроны - пи-мезоны. Они составляют около 70-80% от всех вторичных частиц. Вклад К-мезонов и гиперонов составляет примерно 10-20% . На нуклон-антинуклонные пары приходится около нескольких процентов. При этом часть частиц образуется в результате распада промежуточных резонансов.

Если многократно сталкивать частицы и регистрировать вторичные частицы, то можно обнаружить, что при одной и той же энергии их число меняется. Их среднее число называется средней множественностью. С ростом энергии столкновения среднее число рождаемых частиц увеличивается, но довольно медленно [1].

Если предположить, что вся кинетическая энергия сталкивающихся частиц потратится на образование масс новых частиц, то число таких частиц называют пороговой множественностью или кинематическим пределом. Этот предел, практически, недостижим. Наблюдаемое число вторичных частиц значительно меньше пороговой величины.

Множественность вторичных частиц - одна из основных характеристик множественного процесса. Эксперименты подтверждают: множественное рождение частиц происходит при столкновении любых известных в настоящее время частиц при энергии выше нескольких ГэВ. Впервые процессы множественного рождения начали изучаться в экспериментах с космическими лучами. После строительства ускорителей появилась возможность изучения этих процессов в столкновениях адронов, лептонов и релятивистских ионов. Множественное рождение частиц - это универсальный процесс, происходящий в любых взаимодействиях: сильных, электромагнитных и слабых [5].

Для описания множественных процессов принято использовать такие характеристики, как сечения (топологические, дифференциальные, инклюзивные и т.п.), распределения по множественности, импульсам, углам, быстройте.

Данная работа посвящена измерению топологических сечений в протон-протонных взаимодействиях при энергии протонного пучка 50 ГэВ на ускорителе У-70 (ИФВЭ, Протвино) и исследованию их поведения в области большой множественности (ОБМ).

Для сравнения экспериментально измеренных топологических сечений с модельными предсказаниями удобно использовать распределение по множественности (РМ). По определению распределением по множественности называется отношение топологического сечения рождения n частиц σ_n к полному неупругому сечению σ_{in} :

$$P_n = \frac{\sigma_n}{\sigma_{in}}, \quad \sigma_{in} = \sum_{n=0}^{Nch} \sigma_n \quad (1.2)$$

Полное неупругое сечение множественных процессов при высоких энер-

гиях медленно растёт с увеличением энергии сталкивающихся частиц. С ростом энергии величина топологического сечения σ_n уменьшается, число новых каналов n растёт. Топологические сечения с наилучшей точностью измерялись в экспериментах на пузырьковых камерах, так как регистрация вторичных частиц в этом случае осуществлялась в полном телесном угле 4π . Пузырьковые камеры работают медленно, поскольку после срабатывания им требуется дополнительное время для восстановления (так называемое “мёртвое” время). События с большой множественностью являются крайне редкими событиями. Поэтому для измерения их топологических сечений необходимо увеличить скорость набора статистики.

В настоящее время для регистрации частиц используются различные трековые и координатные детекторы. К ним относятся искровые, стриммерные, пропорциональные, дрейфовые камеры и кремниевые детекторы. Наиболее точными из них являются микростриповые кремниевые детекторы. Они также обладают хорошим быстродействием и часто используются в качестве вершинных детекторов, окружающих мишень. Они регистрируют почти со 100%-ной вероятностью продукты взаимодействия пучка с мишенью, практически в вершине взаимодействия, и определяют направление их вылета. Поэтому микростриповые детекторы удобно использовать для измерения множественности частиц.

Топологические сечения в pp - взаимодействиях измерены в интервале от нескольких ГэВ до ТэВ.

Для описания экспериментальных данных разрабатываются различные модели множественного рождения частиц, и эти модели используются также для развития реалистических Монте-Карло генераторов. Теория сильных взаимодействий, квантовая хромодинамика (КХД), хорошо согласуется с экспериментом в области больших передач импульсов, где применима теория возмущений. В области малых передач импульсов применение квантовой хромодинамики крайне затруднительно, поэтому используются различные феноменологические модели.

Большинство этих моделей основано на том, что при столкновении адронов образуется возбуждённая система. К ним относятся: гидродинамическая, статистическая (термодинамическая) модели, статистический бутстрап. В других подходах к описанию множественного рождения предполагается, что процесс рождения частиц протекает за счёт возбуждения и последующего распада образованных из каждого начального адрона возбуждённой системы и сохраняющих характеристики исходных адронов. К ним относятся: модель фрагментации, модели тормозного излучения (bremsstrahlung), неупругая дифракция.

Одна из наиболее популярных моделей множественного рождения описывает его как результат образования многих возбуждённых центров. Примером такой модели является мультипериферическая модель, основанная на реджевском подходе, партонных функциях распределения, независимом испускании кластеров и некоррелированных струях.

В статистической модели Э.Ферми [46] предполагается, что вторичные частицы ведут себя как невзаимодействующий адронный идеальный газ. Среднее число частиц в этой модели растёт степенным образом:

$$\bar{N} \approx 2.5 \sqrt[4]{\frac{E_0}{M}}, \quad (1.3)$$

где E_0 — энергия налетающей частицы в лабораторной системе, M — масса нуклона. Полное или предельное число заряженных и нейтральных частиц вычисляется как

$$N \approx \sqrt{\frac{E_0}{\mu}}, \quad (1.4)$$

где μ — масса пиона. Модель Ферми активно применялась при описании первых экспериментов. В области малой множественности эта модель хорошо согласовывалась с данными при энергии $2 \div 3$ ГэВ. С ростом энергии она переставала объяснять данные. Вслед за Э.Ферми Л.Ландау разработал гидродинамическую модель, рассматривая процесс множественного рождения как движение идеальной жидкости, при котором энтропия системы остаётся неиз-

менной, и в этом случае, множественность выражается формулой (1.4), которая приблизительно согласуется с экспериментальными данными.

Модели Э.Ферми и Л.Д.Ландау имели существенный недостаток: они учитывали только лобовые или центральные соударения нуклонов, при которых вся кинетическая энергия сталкивающихся частиц идёт на образование новых вторичных частиц. Из анализа данных по широким атмосферным ливням в космических лучах обнаружили, что преобладающими процессами являются периферические соударения, в которых налетающий нуклон теряет не более половины своей энергии.

И поэтому с середины 60-х годов прошлого столетия в мультипериферических моделях начали учитывать нецентральные (периферические) столкновения. В соответствии с этими моделями взаимодействие можно описывать через обмен квантами поля. Простейшей обмениваемой частицей может быть выбран пион. Процессы с большой множественностью вторичных частиц можно интерпретировать как цепочку пион-пионных или других столкновений, в результате которых образуются вторичные частицы или резонансы. Схематически такое взаимодействие можно представить в виде гребенки (мультипериферической лесенки), где вторичные частицы или группы частиц с 4-импульсами P_i рождаются в узлах мультипериферической цепочки вместе с виртуальными частицами, характеризуемыми 4-импульсами q_i . В основе мультипериферической модели лежит фундаментальный экспериментальный факт — ограниченность поперечных импульсов. Распределение по поперечному импульсу очень слабо зависит от энергии первичной частицы в широком диапазоне энергий ($\langle p_t \rangle \approx 0.35$ ГэВ/с). Мультипериферические модели приводят к логарифмическому росту множественности с энергией

$$\langle n \rangle = a + b \ln \frac{s}{M^2}, \quad (1.5)$$

где s — квадрат полной энергии в системе центра масс, M — масса нуклона, a и b — свободные параметры.

В соответствии с КХД адроны состоят из кварков и глюонов [47]. Квар-

ки являются фермионами со спином $1/2$ с массой $m \neq 0$; глюоны являются бозонами со спином 1 и массой $m = 0$. В современных моделях при описании множественного рождения эти структурные составляющие адронов называют обычно партонами [2,3]. Согласно КХД кварки из адронов при взаимодействиях обмениваются глюонами. Существование кварков и глюонов было подтверждено в экспериментах по обнаружению адронных струй в e^+e^- аннигиляции на установке DESY. Кварки классифицируются по двум признакам: аромат и цвет. Известны 6 ароматов кварков и три цвета, которыми могут обладать кварки. Аромат кварков сохраняется в сильных взаимодействиях. Глюон несёт два цвета (цвет и антицвет). При испускании глюона кварк меняет цвет, но не аромат. В соответствии с КХД существует 8 состояний глюона.

Важным свойством КХД является асимптотическая свобода, в соответствии с которой на близких расстояниях (или при больших передачах импульса) цветные партоны слабо взаимодействуют друг с другом и ведут себя, практически, как свободные частицы. На больших расстояниях сила взаимодействия между ними растёт, что является причиной конфайнмента (запирание) цветных партонов в адроне. Известно, что свободные цветные объекты на эксперименте не наблюдаются.

Одним из основных предсказаний КХД является образование кварк-глюонной плазмы в релятивистских столкновениях тяжёлых ионов и адронов. Термин "кварк-глюонная плазма" (КГП) был введён в конце 70-х годов. По существу, это понятие означает существование ансамбля слабо взаимодействующих кварков и глюонов при температуре выше температуры фазового перехода адронной материи в КГП в некоторой пространственной области, сравнимой с размерами адронов.

Предполагается, что КГП может образоваться в результате столкновения релятивистских адронов, у которых глюонные компоненты несут около половины энергии адронов. При расширении и остывании КГП взаимодействие между кварками и глюонами (при увеличении расстояния между ними) возрастает, и кварковые пары и глюоны превращаются в адроны (обесцвечи-

вание цветных кварков и глюонов). Этот процесс рассматривается теоретически как фазовый переход кварк-глюонной плазмы в адроны. Эксперименты, выполненные на ускорителе SPS ЦЕРНа и коллайдере RHIC в Брукхейвенской Национальной Лаборатории (БНЛ, США), обнаружили новое состояние ядерной материи — КГП, образующееся в лобовых (центральных) соударениях релятивистских тяжелых ионов золота (БНЛ) и свинца (ЦЕРН). Начало 2000 года ознаменовалось революционным прорывом в изучении коллективного поведения вторичных частиц в ядро-ядерных столкновениях. Эксперименты показали, что образующаяся КГП ведет себя, как сильно взаимодействующая жидкость (sQGP), а не газ. Описание потока вторичных адронов гидродинамическими моделями с включением уравнения состояния показало, что КГП обладает крайне низким коэффициентом вязкости, не наблюдаемым ранее в природе. Считается, что на начальной стадии в этой среде преобладает глюонная составляющая.

При высоких энергиях, когда дебройлевская длина волны налетающих частиц становится много меньше размеров мишени, а их поглощение в веществе мишени велико, рассеяние частиц носит ярко выраженный дифракционный характер. Этот процесс сходен с процессом упругого рассеяния, но явление неупругой дифракции отличается от упругого рассеяния, так как приводит к образованию вторичных частиц. Явление дифракционной генерации состоит в том, что в поле нуклона-мишени налетающая частица возбуждается, а затем возбужденная система распадается и образует несколько быстрых частиц с импульсами, лежащими в области фрагментации возбуждающейся частицы. При этом квантовые числа возбужденной системы и нуклона-мишени не меняются. На языке диаграмм Фейнмана этот процесс выглядит как обмен помероном. Померон - элементарная псевдочастица, предложенная в 1961 году для объяснения поведения частиц при адронных столкновениях высоких энергий. Померон является реджеоном, обладающим квантовыми числами вакуума и интерсептом (характеристика померона) близким к единице. Померон имеет нулевые квантовые числа. Реджеоны образуются из

кварков и глюонов, что подтверждается прямыми аналитическими расчётами в квантовой хромодинамике. Неупругие pp столкновения в сумме делятся на события недифракционные (ND), одиночной дифракции (SD) и двойной дифракции (DD). В эксперименте измерения обычно представляют смесь всех типов неупругих столкновений. Чтобы отделить дифракционные события от недифракционных требуется зарегистрировать протон отдачи, который несёт 80% импульса падающего протона. В случае одиночной дифракции падающий протон обнаруживается в противоположной от вершины взаимодействия полусфере в системе центра масс, а вторичные частицы оказываются в противоположной области [55]. Средняя множественность в дифракционных моделях меньше, чем полная средняя множественность всех неупругих столкновений при данной энергии. В интервале энергий $100 \div 400$ ГэВ в pp —столкновениях средняя множественность событий с дифракцией приблизительно равна половине полной множественности всех неупругих столкновений. Эксперименты показывают, что средняя множественность дифракционных частиц может быть описана выражением $\langle n_{\pm} \rangle_D = a + b \ln M^2$ для $p\bar{p}$ - и pp - взаимодействий, где M — масса группы вторичных частиц. Множественность частиц, образующихся в дифракционных событиях не зависит от сортов сталкивающихся частиц и от начальной энергии.

КХД позволяет рассчитать процесс испускания кварками глюонов, и деления глюонов, только на стадии их каскада, в области конфайнмента её применение затруднительно. На этой стадии кварки и глюоны объединяются, образуя адроны. Механизм удержания цвета (конфайнмент) неизвестен. В настоящее время теоретически пока трудно рассчитать характеристики множественного рождения: распределение по множественности, энергетический и массовый спектры частиц. С этой целью развивают различные феноменологические модели.

Наибольшие трудности возникают при описании ОБМ, так как эта область мало изучена и трудно измеряема вследствие малой вероятности появления таких событий. ОБМ находится вблизи кинематической границы, в

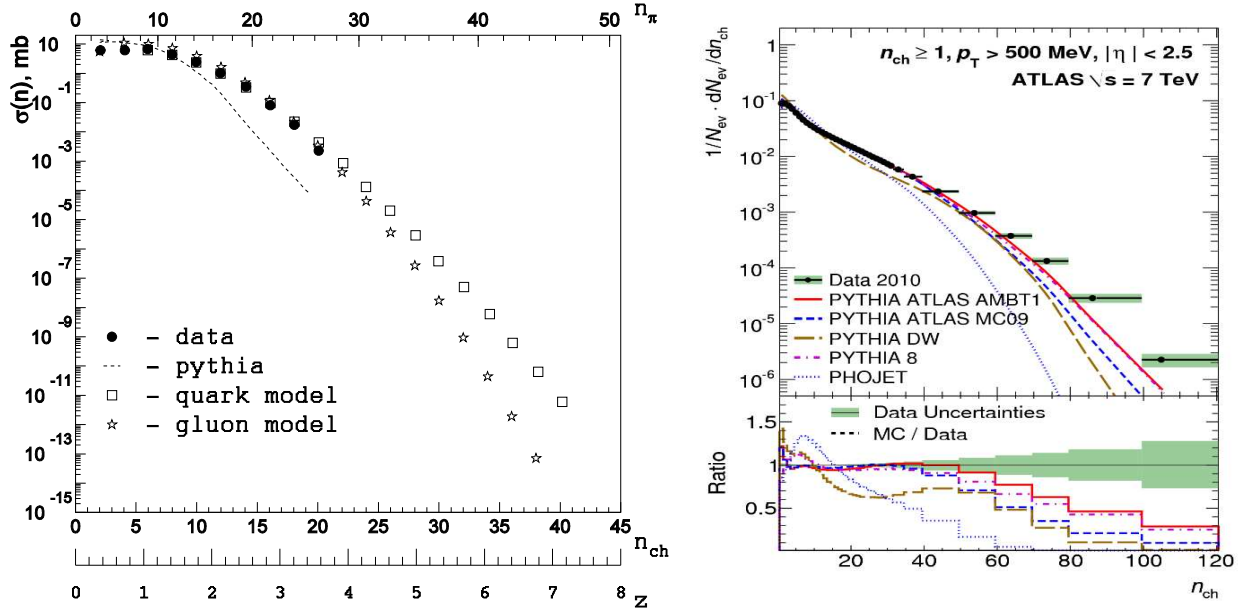


Рис. 1.1. (слева) Описание топологических значений $\sigma(n_{ch})$, полученные сотрудничеством “Мирабель“, для pp - взаимодействий кварковой моделью, глюонной моделью — (МГД) и Монте-Карло генератором событий PYTHIA.

Рис. 1.2. (справа) Распределение по множественности эксперимента ATLAS [56].

которой большая часть кинетической энергии сталкивающихся частиц пре-
вращается в массы адронов. Исследование ОБМ в настоящее время является
актуальным направлением в физике высоких энергий.

В данной работе для предсказания поведения топологических сечений в
ОБМ и их описания, после выполнения экспериментальных измерений, при-
меняется модель глюонной доминантности (МГД), описанная в главе 5, раз-
дел 5.6, и в работе [4]. На рис. 1.1 приведены топологические сечения рож-
дения n_{ch} заряженных частиц, полученные сотрудничеством “Мирабель“, и
их теоретические предсказания в кварковой [22] и глюонной моделях, а так-
же предсказание Монте-Карло генератора PYTHIA6. На границе измерен-
ной множественности Монте-Карло генератор PYTHIA [45] недооценивает
на два порядка экспериментальные значения сечений множественности при
 $n_{ch}=18$, наблюдаемой сотрудничеством Мирабель на У-70 в 1972 году. Также
в ОБМ значительно расходятся предсказания двух феноменологических мо-
делей: кварковой [22] и глюонной [4]. С ростом множественности отклонение
Монте-Карло предсказаний от данных и расхождение между моделями толь-
ко увеличивается. Также экспериментальные данные по множественности,

полученные экспериментом ATLAS (Рис. 1.2), расходятся с предсказаниями различных версий генераторов PYTHIA в ОБМ, начиная с $N_{ch} > 60$. Наилучшее предсказание дает PYTHIA ATLAS AMBT1 [56].

В генераторах Монте-Карло PYTHIA/JETSET используется модель LUND [45]. В этой модели фрагментация описывается в рамках одной или нескольких ветвей: струна \rightarrow адрон + остаточная струна и т.д. Суммарный же поперечный импульс складывается из импульса кварка и антикварка, составляющих адрон. В каждом случае энергия и импульс делятся между продуктами по вероятностным законам. Для генерации кварк-антикварковой пары модель использует идею квантово-механического туннелирования. Это приводит к аромато-независимому гауссовому спектру для поперечного импульса кварк-антикварковых пар. Так как струна не имеет поперечного возбуждения, то этот поперечный импульс локально компенсируется внутри кварк-антикварковой пары.

В кварковой модели рождение вторичных частиц происходит за счёт столкновения пар валентных кварков с последующей фрагментацией их в адроны, описываемым распределением Пуассона.

Глюонная модель, получившая впоследствии название модель глюонной доминантности — МГД, была разработана для предсказания поведения топологических сечений в ОБМ. В соответствии с этой моделью основным источником адронов являются глюоны, валентные кварки остаются в спектаторах (наблюдателях). МГД была предложена для описания данных проекта “Термализация“, выполняемого на установке СВД-2.

1.2 Цели и задачи диссертационной работы

Целью диссертационной работы является измерение топологических сечений по данным эксперимента 2008 года в протон-протонных столкновениях при 50 ГэВ в области большой множественности заряженных частиц, $N_{ch} > 16$ частиц. Измерения выполнены на ускорителе У-70 в Протвино, на установке СВД-2 (Спектрометр с Вершинным Детектором-2). Также це-

лью работы является сравнение полученных экспериментально значений для топологических сечений с известными феноменологическими моделями распределений по множественности.

Для достижения этой цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Создать программное обеспечение для обработки экспериментальных данных — программы реконструкции и моделирования событий в вершинном детекторе установки СВД-2. Для этого необходимо было выбрать метод реконструкции событий и разработать алгоритм программы.

2. Создать программное обеспечение для Монте-Карло моделирования работы детекторов.

3. Провести измерения на установке СВД-2 ускорителя У-70 для набора экспериментальных данных.

4. Провести обработку экспериментальных данных 2008 года при помощи разработанной программы реконструкции. Провести анализ экспериментальных данных и сравнение с данными моделирования.

5. Выполнить сравнение измеренных в ОБМ значений топологических сечений с моделью глюонной доминантности и другими известными моделями. Выполнить сравнение с данными, полученными при той же энергии на пузырьковой камере "Мирабель", в области средней множественности и с мировыми экспериментальными данными, полученными при других энергиях.

1.3 Научная новизна

Все результаты, представленные в диссертации, являются новыми и оригинальными. В частности, разработан оригинальный алгоритм поиска треков в программе реконструкции событий, который позволяет эффективно решать проблему двухтрекового разрешения при большой множественности. Впервые проведено измерение топологических сечений в области множественности от 16 до 24 заряженных частиц при 50 ГэВ. Ранее, на пузырьковой камере "Мирабель" измерения топологических сечений были проведены только до 16 заряженных частиц. Полученное сечение в крайней точке $N_{ch} = 24$ за-

регистрированной множественности на три порядка величины меньше, чем измеренное на камере "Мирабель" при $N_{ch} = 16$.

Вычислены уточненные значения полного неупругого сечения pp - взаимодействий при 50 ГэВ, средней множественности, дисперсии распределения по множественности и второго корреляционного момента.

Новые данные по множественности для энергии $\sqrt{s} = 9.8$ ГэВ ($E = 50$ ГэВ) позволяют предсказать масштабное поведение КНО-функции (Коба, Нильсон и Олсон) в области больших значений скейлинговой переменной $z = \frac{n}{\langle n \rangle}$ в области $3.6 < z \leq 4.4$, где n — значение множественности, $\langle n \rangle$ — среднее значение множественности.

1.4 Практическая значимость

Новые данные позволяют описать поведение топологических сечений и понять механизм множественного рождения частиц в ОБМ. Выполненные измерения могут быть использованы для совершенствования Монте-Карло моделей, описывающих ОБМ, и увеличения точности предсказаний.

Данные по множественности заряженных частиц были использованы в расчётах работы «Флуктуации частиц нейтральных пионов при большой множественности в pp — взаимодействиях при 50 ГэВ», в которой впервые было обнаружено указание на существование Бозе-Эйнштейновского конденсата в области большой множественности.

1.5 Результаты и положения, выносимые на защиту

1. Метод и алгоритм реконструкции событий в протон-протонных взаимодействиях в вершинном детекторе установки СВД-2.

2. Значения топологических сечений, средняя множественность, дисперсия и второй корреляционный момент распределения по множественности заряженных частиц в протон-протонных взаимодействиях на У-70 при 50 ГэВ пучке протонов.

1.6 Степень достоверности результатов работы

Достоверность полученных результатов определяется: использованием адекватных методов анализа результатов измерений; корректным сопоставлением феноменологической модели МГД с данными эксперимента; отсутствием противоречий с данными других экспериментов при энергии 50 ГэВ и в области больших энергий, где КНО-скейлинг сохраняется.

1.7 Апробация результатов

Результаты диссертации докладывались на международных симпозиумах по многочастичной динамике (ISMD): 2010 г. (Антверпен, Бельгия), 2011 г. (Хиросима, Япония), 2013 г. (Чикаго, США); Росчестерской конференции 2012 (Мельбурн, Австралия); International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems “Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics” ISHEPP 2012 (Дубна); CPOD: 2010 (Дубна), 2011 (Ухань, Китай); международный семинар по физике тяжёлых ионов 2010 (Кейптаун, ЮАР); многочисленные семинары в ЛФВЭ ОИЯИ, Дубна; НИИЯФ МГУ, Москва.

1.8 Публикации

Основные результаты диссертации опубликованы в 20 работах, из них 11 статей в рецензируемых научных журналах [4,15-17,25-31], 8 статей в материалах конференций и сборниках статей [32-38,43], 1 препринт [44].

1.9 Личный вклад автора

Представленные в диссертации конкретные результаты получены автором лично или при его непосредственном участии.

Автор принимал непосредственное участие в сеансах при наборе экспериментальных данных на установке СВД-2.

Автором лично был выбран метод и разработан алгоритм программы реконструкции событий. Также автором лично выполнено написание програм-

мы реконструкции на C/C++ языке программирования, также программы моделирования (Geant 3.21) на языке программирования Фортран 77. Автором лично была проведена полная обработка и анализ экспериментальных данных, создана лента суммарных результатов (DST). Вычисления топологических сечений проводились совместно с научными руководителями данной диссертации. Программы для анализа данных также были написаны автором лично в среде программирования ROOT.

1.10 Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, библиографического списка и одного приложения. Она изложена на 89 страницах, из них 81 страница текста, включая 40 рисунков, 5 таблиц. Список использованных источников из 56 наименований на 7 страницах.

Глава 1 - Введение. Глава 2 посвящена описанию установки СВД-2, на которой проводились измерения. В главе 3 описывается метод и алгоритм реконструкции событий в вершинном детекторе установки СВД-2, а также результаты реконструкции. В главе 4 представлены результаты обработки экспериментальных данных при помощи разработанной программы реконструкции событий. В главе 5 представлены метод и результаты вычисления топологических сечений, а также сравнение их с модельными предсказаниями. В Заключении приводятся результаты и выводы диссертационной работы.

2 Обзор установки СВД-2 и система сбора данных

2.1 Цели и задачи эксперимента, выполняемого на установке СВД-2

Измерение предельной множественности заряженных частиц проводилась на экспериментальной установке СВД-2 — Спектрометр с Вершинным Детектором-2, которая находится на выведенном пучке ускорителя У-70 в ИФВЭ, Протвино [6]. Установка СВД-2 создавалась учеными из ИФВЭ, ОИЯИ, НИИЯФ МГУ. Установка регистрировала события - протон-протонные взаимодействия (в основном типа $pp \rightarrow n_\pi \pi + 2N$ (π - мезон, N - нуклон, n_π -число пионов) при энергии выведенного пучка протонов 50 ГэВ. Установка была модернизирована новым вершинным детектором, вследствие чего получила серийный номер 2. Эксперимент в ИФВЭ имеет название SERP-E-190, а название проекта, выполняемого по соответствующей программе в ОИЯИ — “Термализация”.

Проект "Термализация" был нацелен на изучение множественных процессов с образованием числа вторичных частиц значительно больше средней множественности, в области множественностей $n_\pi = 20 \div 35$. В этой области основная доля энергии сталкивающихся частиц расходуется на образование вторичных частиц. В этих событиях может произойти “термализация”. Термализация возникает в системе, находящейся в термодинамическом равновесии. В этом случае энергетические спектры частиц должны отвечать распределению Больцмана-Гиббса, а флуктуации температур должны иметь распределение Гаусса. События с такой множественностью являются крайне редкими. Чтобы увеличить их статистику, то есть зарегистрировать взаимодействия с множественностью не ниже заданной, был разработан и изготовлен сцинтилляционный годоскоп, вырабатывающий сигнал при множественности выше заданного уровня.

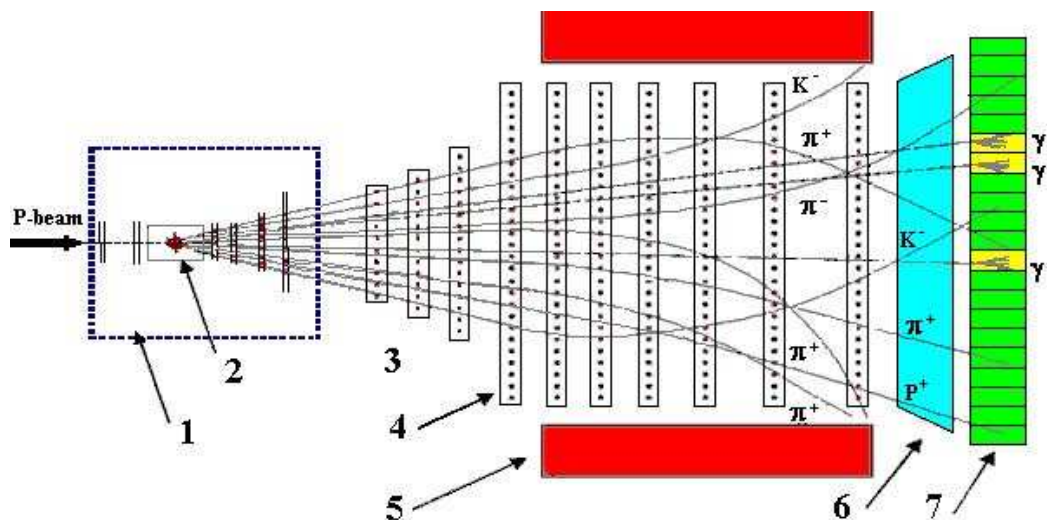


Рис. 2.1. Схема установки СВД-2: 1 — Вершинный детектор и пучковый телескоп; 2 — Жидководородная мишень; 3 — Дрейфовые камеры; 4 — Пропорциональные камеры магнитного спектрометра; 5 — Широкоапертурный дипольный магнит МС-7А; 6 — Пороговый черенковский счётчик; 7 — Электромагнитный калориметр (ДеГа- Детектор Гаммаквантов).

2.2 Схема установки СВД-2

Схема установки СВД-2 показана на рис. 2.1. Фотографии остальных элементов установки СВД-2 (фото б) - е)) и ее расположение в зале ускорителя (фото а)) представлены в Приложении.

Система координат связанная, связанная с установкой соответствует "правой тройке". Ось Z направлена по пучку (рис. 2.1), ось X направлена влево, перпендикулярно оси Z, ось Y - вверх.

Установка СВД-2 включает в себя следующие элементы:

1) Пучковый телескоп.

Схема пучкового телескопа показана на рис. 2.2 слева от мишени. Он состоит из сцинтилляционных счётчиков С1-С4 и трекера из 6-ти плоскостей микростриповых кремниевых детекторов. Ширина стриповых полосок для плоскостей X1,Y1,X3,Y3 составляет 25 мкм, для плоскостей X2,Y2 — 50 мкм . Число стрипов в плоскости равно 256. Трекер определяет траекторию каждой пучковой заряженной частицы (протона). Счётчики С1-С4 вырабатывают триггер на пучковую частицу (триггер нулевого уровня),

регистрируют интенсивность пучка и его временную растяжку. Счётчик СЗ имеет отверстие для прохода пучка. Он включён со счётчиками С1, С2, С4 на антисовпадение для подавления гало пучка.

2) Жидководородная мишень.

Мишень заполняется жидким водородом H_2 и охлаждается жидким гелием до температуры $4K - 9K$. Размеры мишени: длина сосуда по пучку - 70 мм, диаметр - 27 мм, толщина лавсановых стенок сосуда - 100 мкм. Фото мишени показано в Приложении на фото е). Положение мишени показано на рис. 2.

Мгновенная светимость мишени (в пределах растяжки пучка $\tau_{spill} = 1$ с) составляет $L = 3.0 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ при интенсивности пучка $I = 4.2 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Доля взаимодействия пучка в мишени составляет $r = 1.0 \cdot 10^{-2}$, мгновенная и средняя частоты событий есть соответственно $N_{int} = 1.0 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ и $\bar{N}_{int} = 1.6 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$.

В эксперименте важную роль играет фактор достаточно протяжённой мишени. Распределение вершин взаимодействия пучка с ядрами мишени по её объёму снижает вероятность наложения двух или более событий в элементе объёма, определяемом разрешением ВД. Чем выше точность локализации вершины, тем меньше фон от наложенных событий.

3) Триггерый сцинтилляционный годоскоп.

Частота pp взаимодействий в водородной мишени при интенсивности пучка $2 \cdot 10^6$ составляет $2 \cdot 10^4$ 1/с. Система сбора данных установки имеет максимальную скорость регистрации событий с большой множественностью $2 \cdot 10^2$ 1/с. Исходя из целей эксперимента триггерная система должна подавлять основной поток событий с малой множественностью и отбирать редкие события с множественностью заряженных частиц больше заданной. Анализ имеющихся данных даёт оценку парциального сечения $\sigma \approx 1$ мб для области множественности $n_{ch} \geq 10$. Эта величина примерно в 30 раз меньше полно-

го неупругого сечения pp -взаимодействия. Таким образом, установка порога триггера на величину $n_{ch} = 10 \div 12$ решает поставленную задачу.

Получение сигнала о событии с большой множественностью (выше заданного порога) достигается с помощью сцинтилляционного годоскопа. Сцинтилляционный годоскоп по форме похож на “ромашку”. Фото д) представлено в Приложении. Он состоит из 19 лепестков - сцинтилляторов, расположенных по форме диска диаметром 260 мм. Диск имеет отверстие в центре диаметром 3,2 мм для пропускания пучка. Сцинтиллятор типа ВС-408 имеет форму усечённой треугольной пластины высотой 28 мм и основанием 8,6 мм. Толщина пластины 1,8 мм. Она обёрнута в алюминированный лавсан толщиной 6 мкм для уменьшения потерь света. Световод из органического стекла оптически соединён с лепестком и с ФЭУ-147—2 с помощью оптической эпоксидной смолы ЕРО301.

При интенсивности пучка протонов $2 \cdot 10^6$ 1/с загрузка одного лепестка заряженными частицами, идущими из мишени, составляет 10^3 1/с. Основная загрузка элемента триггера фоновыми частицами обусловлена наличием гало пучка. При оптимальной юстировке пучка она составляет $2 \cdot 10^4$ 1/с. Зависимость вероятности срабатывания системы триггера от числа треков в годоскопе для порогов множественности $M = 3, 8, 12, 16, 20$ и 24 частиц приведена в таблице:

порог M	3	8	12	16	20	24
вероятность	0.86	0.73	0.53	0.54	0.46	0.17

Годоскоп располагается между мишенью и первой микростриповой плоскостью вершинного детектора (рис. 2 — “Trigger”).

4) Вершинный детектор (рис. 2.2)

В состав вершинного детектора входят 10 плоскостей микростриповых кремниевых плоскостей. Из них 4 плоскости измеряют X-координату (X1, X2, X3, X4), стрипы располагаются параллельно оси Y. Затем, 4 плоскости

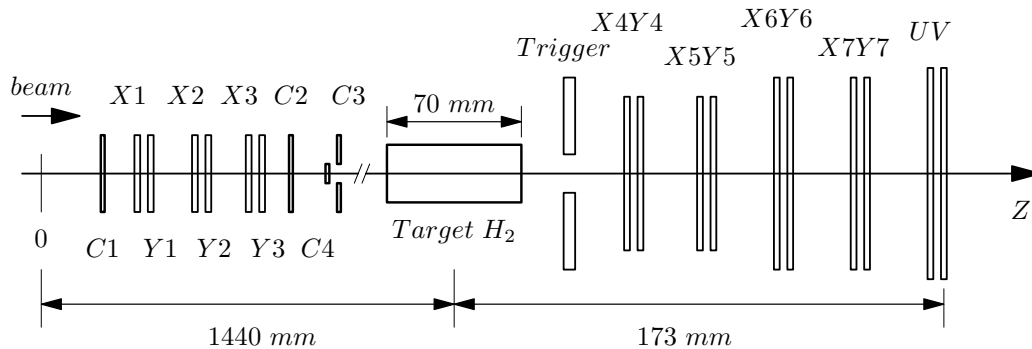


Рис. 2.2. Схема вершинного детектора и пучкового телескопа установки СВД-2

измеряют Y -координату ($Y1, Y2, Y3, Y4$), стрипы располагаются параллельно оси X . Две плоскости U и V повернуты относительно вертикальной оси Y на угол 10.5° градусов, U повернута на -10.5° градусов, а V - на $+10.5^\circ$ градусов.

Микростриповые детекторы представляют собой пластины монокристалла кремния, на одну поверхность которых наносятся тонкие электроды (стрипы), отстоящие друг от друга с шагом 50 мкм, а другая покрывается металлическим слоем. На электроды подаётся напряжение несколько вольт. Электронно-дырочные пары, образованные пролетающей заряженной частицей в кристалле, двигаются к ближайшим электродам и регистрируются в виде импульсов тока. Пространственное разрешение микростриповых детекторов составляет номинально $(Pitch = 50)/\sqrt{12} \approx 15$ мкм, где $Pitch$ -ширина стрипа. Временное разрешение около 10^{-8} с. Число стрипов в плоскостях $X1Y1, X2Y2$ - 640 стрипов, в плоскостях $X3Y3, X4Y4, UV$ - 1024 стрипа. Ширина стрипов - 50 мкм, толщина - 300 мкм. Фото вершинного детектора показаны в приложении на позициях б) и г).

Сигналы с микростриповых детекторов усиливаются и формируются в предварительных усилителях Gassiplex (16 каналов, 10 МГц) и Viking (128 каналов, 10 МГц), расположенных в непосредственной близости от детектора. На первых двух плоскостях $X1Y1$ и $X2Y2$ (см. рис. 2.2) установлены усилители Gassiplex, а на $X3Y3, X4Y4, UV$ — Viking.

5) Дрейфовый трекер.

Дрейфовый трекер состоит из трёх модулей с размерами 480×483 мм, 700×771 мм и 900×1059 мм (высота \times ширина). Каждый модуль состоит из трёх камер, измеряющих координаты частиц X, U, V. Камера U повёрнута на угол $+10.5^\circ$, V повёрнута на угол -10.5° . Камера, измеряющая X-координату, обозначается Y, так как трубочки расположены параллельно оси Y. Каждая камера содержит два слоя тонкостенных дрейфовых трубок. Диаметр дрейфовых трубок $d = 6$ мм. В первом модуле (отсчет по направлению пучка) камеры содержат 160 трубок в каждой плоскости, во втором — 256, в третьем — 352 трубки. Для устранения лево-правой неопределённости в измерении координат частиц трубки первого слоя сдвинуты относительно трубок второго слоя на величину радиуса $d/2$. Каждая трубка является независимым каналом регистрации. Центральная зона 10×10 мм каждой камеры нечувствительна к пучковым частицам. Точность измерения координаты по времени дрейфа около 200 мкм. Дрейфовый трекер позволяет уточнить параметры треков, найденных в вершинном детекторе, а также восстановить все другие треки, не попавшие в аксептанс вершинного детектора, и затем продолжить их в треkere магнитного спектрометра.

6) Широкоапертурный магнитный спектрометр.

Магнит МС-7А имеет длину 3 м вдоль пучка и апертуру 1.8 (ширина) м \times 1.3 (высота) м [7],[8]. Перед и за магнитом выступают отогнутые вверх и вниз обмотки, создающие сильное рассеянное магнитное поле. Расчётное значение максимальной индукции магнитного поля в центре рабочего зазора — 1.7 Тл. Максимальный ток возбуждения в обмотке - 6,8 кА. В эксперименте сеанса 2008 года величина тока в обмотках была 1 кА, а величина индукции магнитного поля составила 0,25 Тл. Внутри рабочего зазора магнита в сеансе 2008 года были расположены 16 проволочных пропорциональных камер. Камеры располагаются в следующем порядке - 5 групп по три камеры с ориентацией проволочек UYV и последняя U-камера. В магнитном спектро-

метре плоскость Y измеряет X -координату, и поэтому проволочки натянуты вдоль оси Y . Проволочки U -камеры повёрнуты на $-10,5^\circ$, Y - камеры без поворота- 0° , проволочки V -камеры — на $+10,5^\circ$. Шаг проволок — 2 мм. Средняя эффективность работы камер — 80%. Координатная точность восстановления треков — 1 мм. Разрешение по импульсу для пучковых треков — 33%, для вторичных треков в среднем — 1.5%. Изображение магнитного спектрометра показано в Приложении на фото в).

7) Черенковский счётчик.

Многоканальный пороговый газовый черенковский счётчик с 32 каналами регистрации сигналов с ФЭУ. Счётчик состоит из двух секций длиной 3 м с входной апертурой 177×130 см. Эффективность регистрации пионов с энергией 3-30 ГэВ — 70%.

8) Детектор гамма-квантов.

Детектор гамма-квантов или электромагнитный калориметр состоит из 1536 блоков свинцового стекла размером $38 \times 38 \times 505$ мм³, которые соединены с ФЭУ-84-3. Площадь калориметра составляет 1.8×1.2 м². Энергетическое разрешение на электронах 15 ГэВ — 12%. Точность восстановления координаты гамма-кванта — около 2 мм.

2.3 Параметры пучка.

Интенсивность пучка протонов составляла около $2 \times 10^6 \div 5 \times 10^7$ частиц в одном цикле. Время между циклами — 7 с. Длительность вывода (растяжка пучка) составляла 1.5 \div 2.0 с. в каждом цикле. Число pp - взаимодействий в водородной мишени составляло 2×10^4 в одном цикле. Импульс протонов — 50 ГэВ/с.

2.4 Триггерная система и система сбора данных.

Система сбора данных установки имеет максимальную скорость регистрации событий с большой множественностью 2×10^2 в одном цикле [9]. Исходя из целей эксперимента, триггерная система должна подавлять события с малой множественностью и отбирать редкие события с множественностью заряженных частиц больше заданной. Заданными значениями (уровень, порог) для триггера в сеансе 2008 года были уровень триггера для 8 частиц (Т8), при котором было зарегистрировано около 4 млн. событий, для 10-ти (Т10) частиц - около 390 тыс. событий, около 140 тыс. событий — при уровне триггера 12 (Т12). Для методических наборов данных уровень триггера устанавливался на 2 (Т2) и 6 (Т6) частиц.

Установка СВД-2 сеанса 2008 года содержала шесть локальных систем (компонент): GASSIPLEX, TRIGGER, VIKING, SPECTRO, DEGA, DRIFT. Локальная система собирает данные с одного или нескольких детекторов установки. Локальная система включает локальную ЭВМ, контроллер крейта и ветвь КАМАК. В локальную систему GASSIPLEX входят микростриповые детекторы вершинного детектора X1Y1, X2Y2. В TRIGGER входит триггерная система. В VIKING входят микростриповые детекторы вершинного детектора X3, Y3, X4, Y4, UV; в SPECTRO — пропорциональные камеры магнитного спектрометра; в DEGA — детектор гамма-квантов; в DRIFT — дрейфовые камеры.

Данные с детекторов поступают на коллектор и записываются отдельно по компонентам в один файл последовательного доступа, с именем, соответствующим номеру рана. Данные с коллектора копируются и обрабатываются программой создания файла, содержащего удобный для обработки Ntuple данных. Эта программа делает раскодировку данных и затем распутывает номера стрипов, трубочек и проволочек в детекторах в соответствии с конфигурационными файлами, содержащими соответствие между каналами электроники и элементами детекторов. Декодированный массив данных

помещается в Ntuple для дальнейшего чтения программой реконструкции и для просмотра программами проверки качества записи событий и работы детекторов во время сеанса.

3 Программа реконструкции треков в вершинном детекторе

Программа реконструкции треков в вершинном детекторе установки СВД-2 состоит из двух последовательных процедур. Сначала восстанавливаются координаты пролёта частицы (хиты) по номеру сработавших стрипов и их амплитудам [10], а затем ищутся треки, проходящие через эти хиты.

3.1 Восстановление координаты пролёта частицы

Обработка данных с микростриповых детекторов состоит из следующих этапов.

- а) поиск кластеров;
- б) выделение одночастичных и многочастичных кластеров;
- в) восстановление кластеров;

Кластера возникают вследствие срабатывания нескольких соседних стрипов. Наибольшее количество кластеров является одностриповыми, затем двухстриповыми и т.д. (рис. 3.11). Кластера возникают в основном от прохождения одной частицы или двух близких частиц. Также могут возникать ложные срабатывания из-за шума детектора. Из распределения по числу стрипов в кластере на экспериментальных данных видно, что число одностриповых кластеров составляет около 77%, двухстриповых около 16%, трёхстриповых около 4%, доля более чем трех стрипов в кластере составляет менее 3%.

Восстановление многочастичных кластеров проводилось равновесным методом, описанным в работе [10]. При прохождении заряженной частицы через микростриповый детектор возникают ионизационные потери, которые вызывают импульсы тока в детекторе и на выходе записывается амплитудный сигнал A . Таким образом, детектор регистрирует координаты частиц как номера сработавших стрипов и соответствующие амплитуды сигналов, которые пропорциональны ионизационным потерям частицы. Амплитуда сигнала

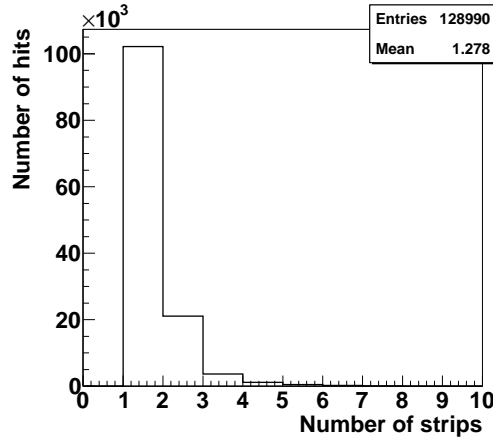


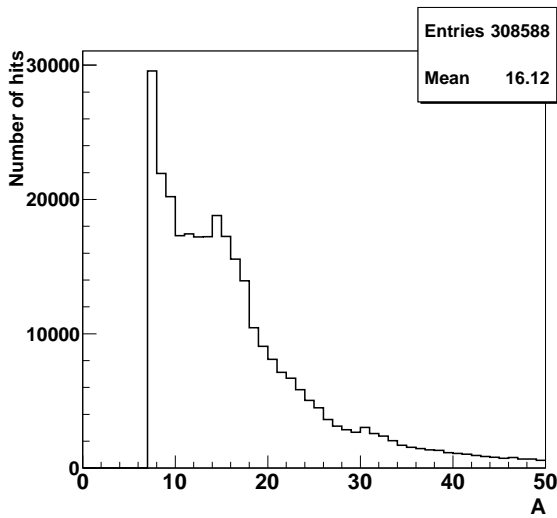
Рис. 3.11. Распределение по числу стрипов в кластере. Данные эксперимента.

даёт необходимую информацию для того, чтобы разделить треки частиц, проходящие в соседних стрипах и уточнить координату прохождения частицы через стрип. Во время работы детектора возникают шумы, для устранения которых устанавливается порог обрезания для сигналов с малой амплитудой, учитывая малую вероятность для частицы иметь такие небольшие ионизационные потери. Величина шума для Gassiplex плоскости $\sigma_{noise} = 2.5$ ADC, для Viking плоскости $\sigma_{noise} = 5$ ADC. На рис. 3.12 по распределению амплитуд со стрипов Gassiplex плоскости видно, что порог обрезания амплитуды задан до $A < 7$ ADC. На рис. 3.13 показано распределение для амплитуд, Gassiplex плоскостей, до (штриховая линия) и после (сплошная линия) разделения кластеров. Из распределения видно, что хорошо проявляется основной пик амплитуд в области $A \cong 16$ ADC, который является средним значением ионизационных потерь быстрых заряженных частиц (*mip*). Для Viking плоскостей значение *mip* находится в области $A \cong 36$ ADC. В области малых амплитуд остаётся незначительный пик ложных амплитуд от шумов, неустранимых вследствие вероятностной природы шумов.

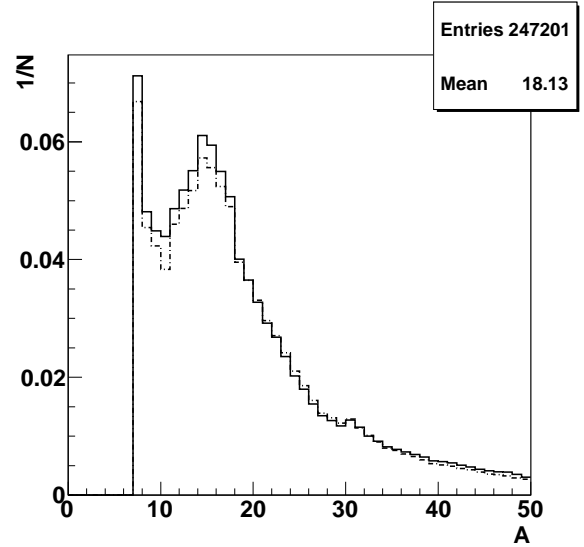
Разделение двухстриповых кластеров проводится при условии:

$$\frac{A}{(A_1 + A_2)/2} > \xi, \quad (3.01)$$

где $A = A_1$ при $A_1 < A_2$, иначе $A = A_2$. Величина ξ подбирается на основании



а) Рис. 3.12. Амплитуды сигнала со стрипов



б) Рис. 3.13. Амплитуды сигнала до (штриховая линия) и после (сплошная линия) разделения кластеров

точности, необходимой при реконструкции треков. В нашем случае

$$\xi = \frac{2\sigma_{cut}}{\Delta A}, \quad (3.02)$$

где $\sigma_{cut} = 7$ ADC — порог обрезания сигнала для Gassiplex плоскостей, 14 ADC для Viking плоскостей, $\Delta A = (A_1 + A_2)/2$. Если условие (3.01) неверно, то разделение кластера не производится и вычисляется координата хита по формуле центра тяжести кластера, приведенной ниже. Если условие верно, то разделение кластера производится следующим образом. Величинам амплитуды сигнала хитов присваивается значение ΔA , допуская что у частиц одинаковые ионизационные потери. Для стрипа с наибольшей амплитудой в кластере, например A_1 для первой частицы, координата хита равна координате центра стрипа. Для стрипа с наименьшей амплитудой, например A_2 , строится кластер из амплитудной части стрипа с наибольшей амплитудой $A = \Delta A - A_2$ и амплитуды A_2 . Затем, вычисляется координата второй частицы.

Для нахождения координаты в микростриповом детекторе применяется метод центра тяжести кластера:

$$\langle X \rangle = \frac{\sum A_i X_i}{\sum A_i}, \quad (3.03)$$

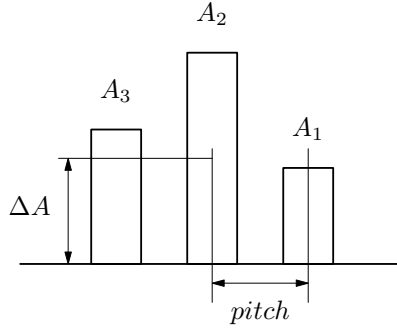


Рис. 3.14. Пример наложения двух 2-стриповых кластеров в трёхстриповом кластере.

где X_i -координата i -го стрипа и A_i - амплитуда сигнала этого стрипа. Метод центра тяжести основан на усреднении координат стрипов из кластера с весами, равными зарегистрированным амплитудам с этих стрипов.

Разделение трёхстриповых кластеров (рис. 3.14) проводится при условии:

$$\frac{A_1 + A_3}{\Delta A} > \xi, \quad (3.04)$$

где $\Delta A = (A_1 + A_2 + A_3)/2$, ξ вычисляется по формуле (3.02). Если условие (3.04) неверно, то разделение не производится и координата хита вычисляется по формуле (3.03). Если условие верно, то разделение кластера производится на два двухстриповых кластера, от двух частиц. Амплитуды первого кластера считаются равными $(A_3, \Delta A - A_3)$, амплитуды второго кластера соответственно $(A_2 + A_3 - \Delta A, A_1)$. Затем, вычисляются координаты хитов по формуле (3.03). Амплитуда каждого хита принимается равной ΔA .

Разделение кластеров, состоящих из 4, 5, 6 стрипов производится по наличию провала амплитуды в середине кластера. Если провал находится, то производится разделение на два кластера. Считается, что кластер образуют две частицы. Если провала нет, то координата хита вычисляется по формуле (3.03). Кластер, состоящий из стрипов более 6, считается “засвеченным”. В этом случае число хитов равно числу стрипов в кластере, то есть координаты хитов равны координате центра каждого стрипа в кластере.

3.2 Обзор традиционных методов реконструкции событий

В данном разделе рассматриваются наиболее распространенные методы реконструкции и анализа событий, их особенности, на основании которых выбирается подходящий метод реконструкции треков и вершин событий.

Реконструкция треков и вершин распада, либо взаимодействия частиц, является важной частью анализа экспериментальных данных. Процесс поиска и фитирования заключается в том, чтобы с помощью статистических методов обработать информацию, зарегистрированную с помощью трековых детекторов, выделить треки и вершины и найти их параметры.

3.2.1 Методы выбора модели трека

Выбор модели трека зависит от геометрии расположения детекторов экспериментальной установки [54]. В современной экспериментальной физике частиц сложились два типа геометрии установок:

1) эксперименты с фиксированной мишенью с расположением детекторов по направлению пучка от вершины взаимодействия (forward detector geometry). Примерами таких установок является установка СВД-2 и др.

2) эксперименты на ускорителях встречных пучков — коллайдерах (collider detector geometry). Примерами таких установок являются установки CMS, ATLAS, ALICE, STAR, PHENIX и др.

В экспериментах с фиксированной мишенью естественный выбор системы координат предполагает, что Z - координатная ось направлена по направлению пучка, оси X и Y - являются поперечными координатными осями.

В экспериментах на встречных пучках геометрия установок, как правило, цилиндрическая. Магнитное поле охватывает всю область трекинга, включая область взаимодействия сталкивающихся частиц. В магнитном поле траектория частицы представляется в виде спирали вокруг оси параллельной направлению магнитного поля. В этом случае z — координата ориентируется вдоль оси детекторов.

В экспериментах с фиксированной мишенью вектор состояния \vec{x} часто определяется параметрами $(x, y, t_x, t_y, q/p)$, где x и y — поперечные координаты, $t_x = \text{tg } \theta_x$ — наклон трека в плоскости xz , $t_y = \text{tg } \theta_y$ — наклон трека в плоскости yz , q — заряд, равный ± 1 и p — импульс частицы.

3.2.2 Результаты работы алгоритмов и оценки параметров треков

В процессе фитирования рассматриваются три типа треков [52].

1. Идеальный трек, который соответствует точным значениям параметров трека.

2. Физический трек, который соответствует траектории частицы с учетом многократного кулоновского рассеяния.

3. Измеряемый трек, который определяется с помощью координат, регистрируемых трековыми детекторами. В отличие от физического трека измеренный трек содержит ошибки, возникающие в процессе регистрации координат.

Для фитирования трека часто применяется метод наименьших квадратов, если ошибки имеют гауссовое распределение. В общем случае применяется метод максимального правдоподобия.

Для определения качества фитирования (степень приближения идеального трека к измеренному) чаще всего используется оценочная функция

$$X^2 = \sum \frac{(m_i - f(x_{i_{rec}}))^2}{\sigma_i^2} = \min, \quad 3.21$$

где m_i — i -ое измерение с ошибкой σ_i , $f(x_{i_{rec}})$ — значение функции, описывающей траекторию частицы в точке i -го измерения. При условии, если измерения m_i следуют нормальному распределению, то выражение X^2 будет следовать распределению хи-квадрат χ^2 .

Качество оценки параметров трека определяются при помощи таких показателей, как невязки и нормированные невязки (пуллы).

Невязки (резидуалы) показывают разность между реальным и вычис-

ленным в алгоритме значением параметра трека:

$$\Delta x_{residual} = x_{sim} - x_{rec}, \quad 3.22$$

x_{sim} — действительное значение параметра трека, x_{rec} — вычисленное (реконструированное) значение параметра трека.

Нормированные невязки (пуллы) показывают правильность оценки ошибок параметров трека:

$$Pull_x = \frac{x_{sim} - x_{rec}}{\sigma_x}, \quad 3.23$$

где σ_x — вычисленное значение ошибки параметра из ковариационной матрицы. Распределение пулла должно подчиняться нормальному закону со средним значением 0 и дисперсией равной 1.

В процессе реконструкции треков могут возникать “треки-духи” и “треки-клоны”. “Треки-духи” появляются в результате реконструкции по ложным хитам и, в основном, устраняются на этапе глобального поиска треков. Треки-клоны это треки, которые возникают в результате ложной реконструкции по близким хитам. Они устраняются на конечном этапе алгоритма реконструкции, в основном, по критерию хи-квадрата.

Одним из основных критериев оценки работы алгоритма программы является эффективность реконструкции ϵ_{rec} , которая определяется как отношение правильно восстановленных треков к числу всех треков, зарегистрированных в исследуемом детекторе. Полная эффективность равна произведению эффективности акцептанса детектора ϵ_{geo} и эффективности реконструкции $\epsilon_{tot} = \epsilon_{geo} \cdot \epsilon_{rec}$.

3.2.3 Поиск и восстановление треков

Процесс нахождения “кандидатов” в полезные треки является наиболее сложным, в отличие от процедур фитирования параметров трека. Для конкретного эксперимента применяются наиболее подходящие алгоритмы и методы реконструкции [53]. Методы поиска треков классифицируются на глобальные, локальные и полуглобальные. В глобальном методе все объекты

или точки входят в алгоритм одинаковым образом. В локальном методе сначала отбирается трек-кандидат из нескольких точек (инициализация трек-кандидата), а затем делаются предсказания относительно дальнейших точек, принадлежащих треку-кандидату при помощи интерполяции или экстраполяции.

К глобальным методам относятся такие как: полный комбинаторный метод, метод построения гистограмм, метод подбора шаблонов (масок), метод дерева. Наиболее часто применяемый метод и простой в реализации — комбинаторный метод.

Комбинаторный метод работает следующим образом. Множество всех координатных измерений, включая фоновые, разбиваются на все возможные подмножества. Далее, для каждого подмножества (трек-кандидата) выполняется процедура фитирования к трековой модели. Если фит удовлетворительный, подмножество называется треком. Этот метод применим в простых случаях с небольшим количеством координат, так как недостатком этого метода является невысокая скорость, требующая большого количества переборov. Для задачи измерения множественности этот метод применим для измерения малой множественности. Так, для пяти треков при наличии десяти координатных плоскостей получается до 5^{10} комбинаций. Также в случае больших фоновых измерений число комбинаций намного увеличивается, в результате чего обработка занимает неприемлемо много времени.

К локальным методам относятся такие как: метод отслеживания трека, метод построения дороги для трека, метод элементов трека. К современным локальным методам в физике высоких энергий, которые близки к решению задачи реконструкции треков с большой множественностью частиц, можно отнести методы: фильтров Калмана на стадии распознавания трека, который можно отнести к методам отслеживания трека; метод клеточных автоматов (КА), который можно отнести к методам элементов трека. Также находят широкое применение методы: преобразование Хафа, искусственные нейронные сети, вейвлет анализ для распознавания треков заряженных частиц и

др.

Метод клеточных автоматов хорошо применяется при большой плотности треков. КА представляют собой динамические системы, которые развиваются в дискретном (обычно двухмерном) пространстве, состоящем из клеток (ячеек). В качестве клеток берутся сегменты, попарно соединяющие все экспериментальные точки. Клетка имеет два состояния: 1, если на данном этапе клетка считается частью трека, и 0, если сегмент соединяет точки, не лежащие на одном треке. Соседями могут быть только сегменты, имеющие общую точку в качестве конца одного сегмента и начала другого. При повышенных шумах увеличивается ложное число трек-кандидатов, что затрудняет поиск.

Метод фильтров Калмана представляет собой средство для распознавания трека и оценки его параметров одновременно [11,12]. Этот метод был выбран для поиска треков в данной работе, поэтому рассмотрим этот метод более подробно.

Для использования фильтров Калмана в качестве методов фитирования трека необходимо рассмотреть трек как динамическую систему, определив вектор состояния динамической системы некоторым вектором \vec{x} . В экспериментах с фиксированной мишенью вектор состояния \vec{x} определяется в виде функции координаты z : $\vec{x} = \vec{x}(z)$ и состоит из пяти параметров, однозначно определяющих трек в каждой точке:

$$\vec{x}(z) = (x, y, t_x, t_y, q/p)^T$$

В частном случае для трека, описываемого прямой линией с одной измеряемой координатой (например на проекции xz), вектор состояния определяется как $\vec{x}(z) = (b, t_x)^T$, где $b = x$ — свободный параметр уравнения прямой.

Для оценки параметров трека используется вектор состояния на дискретном множестве точек \vec{x}_k , в которых трек пересекает детектирующую плоскость: $\vec{x} = \vec{x}(z_k)$. В результате получаем дискретную динамическую систему, развитие которой может быть описано следующим уравнением:

$$\vec{x}_k = F_{k-1}\vec{x}_{k-1} + \vec{w}_k,$$

где F_{k-1} — это функция экстраполяции трека от детектора $k-1$ к детектору k , или транспортная матрица, w_k — случайная переменная, обозначающая шум, порожденный, например, многократным рассеянием частицы в среде детектора.

Измерение k -го детектора m_k является функцией вектора состояния, искаженного измерительными ошибками e_k :

$$m_k = h_k(\vec{x}_k) + e_k,$$

где проектирующая функция $h_k(\vec{x}_k) = H_k \vec{x}_k$, H_k — измерительная матрица. В случае, когда детекторы прямо измеряют x и y -координаты H_k -матрица будет единичной.

При фитировании трека с помощью фильтров Калмана выполняются три типа операций: предсказание, фильтрация и сглаживание. Фильтрация — это оценка текущего состояния на основе предыдущих и текущего измерений. Существует два подобных между собой метода фильтрации: формализм усиления матрицы (gain matrix formalism) и средневзвешенный формализм (weighted means formalism). Сглаживание — это оценка вектора состояния в ”прошлом”, основанная на информации от всех измерений. Подробное описание применения метода содержится в разделе 3.3.

Метод фильтров Калмана хорошо работает при повышенных шумах в детекторах и большом многократном рассеянии, а также имеет высокую скорость вычислений. Во время поиска трека шумы фильтруются, а ошибка многократного рассеяния учитывается при экстраполяции трека. Эти преимущества были определяющими при выборе метода реконструкции в настоящей работе.

3.2.4 Методы поиска вершины взаимодействия

Вершина взаимодействия может быть найдена а) по хитам в детекторе, б) по найденным трекам. В случае а) распространенным методом вычисления вершины является методом построения гистограмм. Этот метод восстанавли-

вает вершину взаимодействия с хорошей точностью, но при условии малых шумов в детекторе. В случае б) распространенным методом является метод наименьших квадратов. В этом методе для улучшения точности восстановления вершины применяется процедура отброса треков из общего массива по критерию “промаха“ от предполагаемой точки взаимодействия. Величина максимального промаха определяется исходя из точности восстановления предполагаемой вершины или результатов моделирования. Более подробно этот метод описан в разделе 3.3.4.

3.3 Метод реконструкции треков

Для реконструкции треков применяется метод фильтров Калмана на этапе распознавания треков и метод наименьших квадратов для окончательной оценки параметров трека. Фильтры Калмана является одним из самых распространённых методов поиска треков и оценки их параметров в задачах реконструкции треков. Метод описан в работах [11]-[13],[43]. Этот метод позволяет восстанавливать треки в условиях повышенных шумов. На первых двух плоскостях ВД (Gassiplex), в эксперименте наблюдался повышенный шум, так что применение методики фильтров Калмана даёт преимущество по сравнению с другими традиционными методами (например, комбинаторный метод) реконструкции событий.

3.3.1 Описание метода фильтров Калмана

В данной работе применяется частный случай реконструкции треков прямыми линиями, с двумя параметрами [13]. Реконструкция треков прямыми линиями производится по восстановленным координатам в XZ и YZ проекциях отдельно, по 4-м или по 3-м точкам.

$$X_k = \operatorname{tg} \theta_x * Z_k + b_x, \quad Y_k = \operatorname{tg} \theta_y * Z_k + b_y, \quad k = 1, 4 \quad (3.31)$$

Система координат установки совпадает с системой координат стриповых плоскостей, так как плоскости выставлены по пучку и ось Z проходит

через их центры. Поэтому X или Y координата трека на стриповой плоскости равна свободному параметру b в локальной системе координат. θ_x и θ_y - углы наклона трека на проекциях.

$$\vec{X}_k = \begin{pmatrix} b \\ a = \operatorname{tg} \theta \end{pmatrix} - \text{вектор параметров трека на проекции} \quad (3.32)$$

$$C_k = \begin{pmatrix} \sigma_b^2 & \sigma_{ba}^2 \\ \sigma_{ba}^2 & \sigma_a^2 \end{pmatrix} - \text{ковариационная матрица параметров трека} \quad (3.33)$$

В данном методе при фитировании трека с помощью фильтров Калмана выполняются последовательно операции предсказания и фильтрации. Предсказание оценивает вектор состояния \vec{X}_{k+1}^{extrap} для текущего измерения с использованием информации о предыдущем векторе состояния \vec{X}_k . Фильтрация оценивает состояние на основе предсказания и текущего измерения. Вместо операции сглаживания мы применяем фитирование трека методом наименьших квадратов.

Шаг фильтра ("средневзвешенный формализм"):

а) Предсказание вектора состояния и его ковариационной матрицы:

$$\vec{X}_{k+1}^{extrap} = F_k \vec{X}_k; \quad F_k = \begin{pmatrix} 1 & \Delta Z \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad (3.34)$$

$$b_{k+1} = b_k + \Delta Z_k \operatorname{tg} \theta; \quad a_{k+1} = a_k$$

F_k - транспортная матрица, экстраполирующая трек от k стриповой плоскости до $k + 1$ плоскости, ΔZ - расстояние между k и $k + 1$ стриповыми плоскостями.

$$C_{k+1}^{extrap} = F_k C_k F_k^T + Q_k; \quad Q_k = \begin{pmatrix} \theta^2 l^2 / 3 + \theta^2 \Delta z^2 & \theta^2 l / 2 + \theta^2 \Delta z \\ \theta^2 l / 2 + \theta^2 \Delta z & \theta^2 \end{pmatrix}. \quad (3.35)$$

Q_k - ковариационная матрица многократного рассеяния;

θ - средний угол многократного рассеяния вычисляется по формуле:

$$\theta = \frac{13,6 \text{ Mev}}{\beta pc} q \sqrt{\frac{l}{X_0}} [1 + 0,038 \lg \frac{l}{X_0}] \cong \frac{0.015 \text{ Gev}}{pc} \sqrt{\frac{l}{X_0}}, \quad (3.36)$$

при $q=1$ - заряд рассеивающейся частицы, $\beta \sim 1$, l — толщина рассеивающего вещества, X_0 — радиационная длина, pc — импульс частицы в ГэВ, l — толщина плоскости, Δz — расстояние между плоскостями.

Заряженная частица при прохождении через стриповые плоскости ВД теряет энергию за счёт ионизационных потерь, переходного излучения и рождения электронно-позитронных пар, что может повлиять на вклад многократного рассеяния. Но, так как энергетические потери в ВД незначительны и поэтому мало влияют на угол многократного рассеяния, то ими можно пренебречь.

б) Фильтрация. Обновление вектора состояния и его ковариационной матрицы.

$$C_{k+1} = [C_{k+1}^{extrap,-1} + G]^{-1}; \quad G = \begin{pmatrix} 1/\sigma^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix},$$

где G - весовая матрица одного измерения.

$$\vec{X}_{k+1} = C_{k+1} [C_{k+1}^{extrap,-1} \vec{X}_{k+1}^{extrap} + G \vec{m}_{k+1}]; \quad \vec{m} = \begin{pmatrix} X_{strip} \\ 0 \end{pmatrix}$$

\vec{m} - вектор измерения, X_{strip} - координата хита трека на стриповой плоскости.

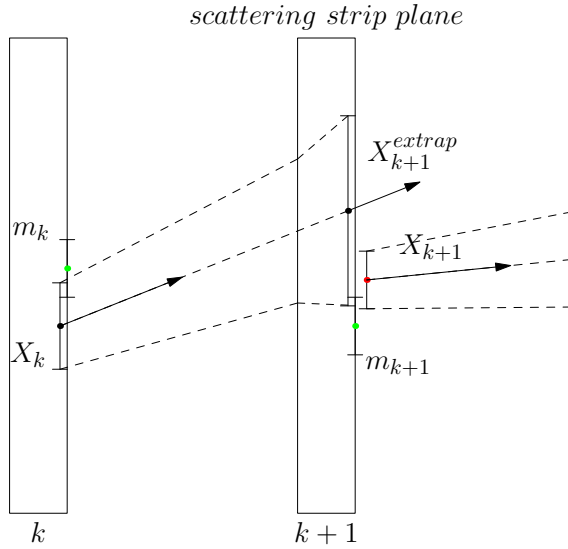


Рис. 3.21. Схематическое представление операций предсказания и фильтрации.

Статистический критерий для $k + 1$ -го измерения вычисляется по формуле:

$$\chi_{k+1}^2 = \vec{r}_{k+1}^T \mathbf{G} \vec{r}_{k+1} + (\vec{X}_{k+1}^{extrap} - \vec{X}_{k+1})^T (\mathbf{C}_{k+1})^{-1} (\vec{X}_{k+1}^{extrap} - \vec{X}_{k+1}), \text{ где}$$

$$\vec{r}_{k+1} = \vec{m}_{k+1} - \vec{X}_{k+1}; \text{ - ошибка фильтрации (резидуал)}$$

Обновление χ^2 для трека:

$$\chi^2 = \chi_{k+1}^2 + \chi_k^2$$

Операции предсказания и фильтрации повторяются до тех пор, пока для трека не будут добавлены все измерения. Последний вектор состояния даёт наилучшую оценку параметров трека, которая собрала в себе информацию всех изменений. К трек-кандидату присваивается измерение с наименьшим хи-квадратом, при этом расстояние от предсказания до измерения не должно превышать трех измерительных ошибок с учетом многократного рассеяния.

Чередование операций предсказания и фильтрации (обновления) графически представлено на рис. 3.21. На рисунке схематически показано отклонение частицы в пластине вершинного детектора. Фильтр Калмана

учитывает эту ошибку многократного рассеяния, увеличивая суммарную ошибку для вектора состояния X_{k+1}^{extrap} на величину Q_k . Во время фильтрации вектор состояния X_{k+1} притягивается к реальной траектории частицы, учитывая информацию k -го измерения m_k .

в) Начальные значения.

Начальная ковариационная матрица на первой измерительной плоскости задаётся с учётом незнания первоначального наклона трека и вершины взаимодействия.

$$C_0 = \begin{pmatrix} \sigma^2 & 0 \\ 0 & M^2 \end{pmatrix};$$

M -максимальная ошибка угла наклона трека.

Длина водородной мишени составляет 70 мм. Большая неопределённость положения вершины вдоль пучка по Z сказывается на эффективности поиска треков. Для улучшения этой эффективности делается поиск треков сразу для двух предполагаемых положений вершины. Первоначальное положение вершины взаимодействия задаётся в середине водородной мишени. Из-за особенностей работы триггера по отбору событий наибольшее число событий с вершинами регистрируется в конце мишени, ближе к вершинному детектору. Поэтому второе предполагаемое значение вершины задаётся между серединой и концом мишени. Далее в процессе поиска треков с использованием этих двух положений вершин сохраняются все наилучшие параметры треков. По этим найденным трекам определяется предполагаемая вершина взаимодействия - предварительное значение координаты вершины (Поиск 1). Затем, с учётом знания области нахождения вершины, проводится повторная, уточнённая процедура поиска треков из этой предполагаемой вершины (Поиск 2).

Для процедуры “Поиск 1” значение M берётся равным полуширине плоскости делённой на расстояние от первой измерительной плоскости до предполагаемой вершины. Для процедуры ”Поиск 2” значение берётся равным значению 6σ , делённому на расстояние до вершины взаимодействия. Выбор такой начальной ошибки угла наклона трека вызван тем, что трек может иметь меньшее количество хитов - 3 вместо 4 хитов, вследствие несрабатывания стрипов, и если ошибка угла наклона трека будет большой, то трек может уклониться от истинного направления траектории (ветвление) и вследствие этого не восстановится. Зная информацию о положении вершины и предположительного наклона трека, можно задавать максимальную ошибку наклона трека с учётом максимальной ошибки измерения координаты пролёта частицы $\approx 6\sigma$, включая возможный вклад многократного рассеяния.

Поиск прямых треков методом фильтра Калмана зависит от выбора начального значения импульса, так как от этого значения зависит ошибка многократного рассеяния частицы (3.36). При неупругом pp - взаимодействии число вторичных заряженных частиц составляет в среднем две трети от полного числа рождённых частиц. Учитывая, что часть треков не попадает в аксептанс вершинного детектора, начальный импульс берётся равным:

$$P_0 = \frac{50 \text{ Gev}}{2\langle N \rangle_{hits}}, \text{ где } \langle N \rangle_{hits} - \text{среднее количество хитов на плоскости.}$$

3.3.2 Алгоритм распознавания трека

Алгоритм распознавания треков основан на методе слежения с использованием фильтров Калмана. Алгоритм состоит из двух этапов: поиск трековых кандидатов и глобальный поиск треков. В данной программе автором разработан метод поиска треков, в котором эти этапы частично объединены. Схема алгоритма представлена на рис. 3.22 .

Особенность этого метода состоит в том, что на вход процедуры слежения по трекам подаются все возможные трек-кандидаты, исходящие из начальной вершины. То есть, из вершины до первой стриповой плоскости, на проекции, трек-кандидат экстраполируется через каждый стрип плоскости.

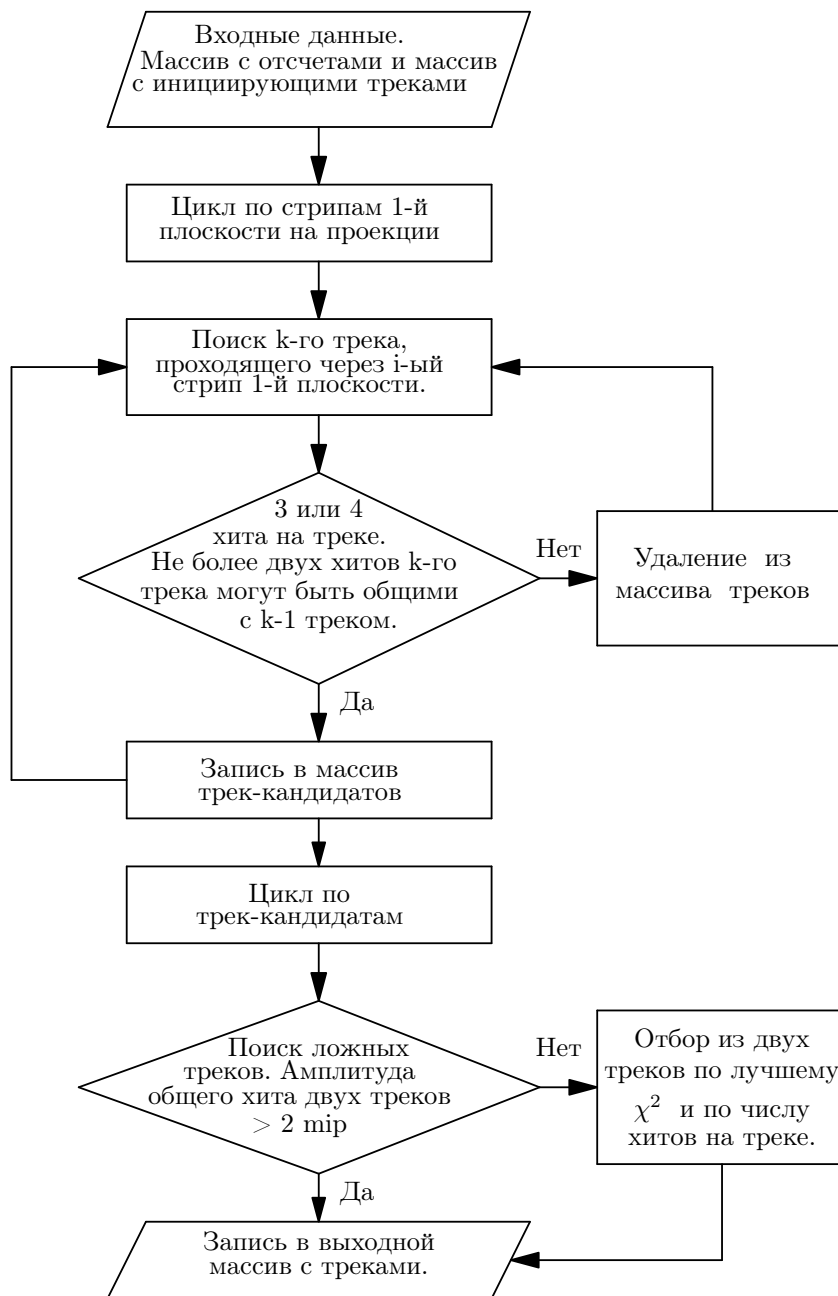


Рис. 3.22. Блок-схема алгоритма распознавания треков.

Обычно треки проводятся через уже сработавшие хиты на первой плоскости. Но дело в том, что в эксперименте случается несрабатывание стрипов при прохождении частицы через стриповые плоскости. Поэтому, чтобы избежать потери трека из-за неэффективности срабатывания стрипов и неработающих стрипов на первой плоскости, начальные треки проводятся через каждый стрип первой плоскости. В процессе поиска треков предполагается, что у каждого трека может быть не более одного пропущенного отсчёта. Чтобы избежать большого числа трек-клонов, каждый последующий трек сразу же сравнивается с предыдущим треком в цикле по использованным стрипам.

Треки с совпадающими тремя или четырьмя хитами удаляются из массива трек-кандидатов. Если один из сравниваемых треков имеет четыре хита, а другой три одинаковых хита, берётся трек с четырьмя хитами. Два трека могут иметь два общих хита согласно условию задачи двухтрекового разрешения.

На этапе глобального поиска треков продолжается поиск треков-клонов (ложных треков), имеющих схожий набор отсчётов (общие хиты). В цикле по трек-кандидатам общие хиты на треках подвергаются амплитудному анализу. Если амплитуда отсчёта (хита) больше 2 mip (mip -минимальные ионизационные потери частицы, mip примерно соответствует 16 ADC (Gassiplex), см. рис. 3.13), тогда хит считается общим для двух треков. Если нет, то в выходной массив треков отбирается трек с большим числом хитов. В случае равенства количества хитов на треках, трек отбирается по наилучшему хи-квадрату. Процедура амплитудного анализа позволяет решать задачу разрешения двух близких треков, что позволяет существенно повысить эффективность реконструкции треков при большой плотности частиц, что характерно в области большой множественности (см. раздел 3.4 пункт в) “Эффективность распознавания треков“).

3.3.3 Фитирование треков методом наименьших квадратов

После того, как треки были найдены, после глобального поиска треков, проводилось фитирование треков методом наименьших квадратов. Фитирование трека проводилось прямой линией по трём или четырём точкам.

Уравнение прямой для координат хитов имеет вид:

$$X_i = A * Z_i + B \quad i = 1, N, \quad (3.2.1)$$

где $N = 3$ или 4 (число хитов на треке), A и B - параметры прямой, X_i , Z_i - координаты хитов трека.

Параметры A и B при использовании метода наименьших квадратов вычисляются по формулам:

$$A = \frac{\sum_i^N \frac{Z_i * X_i}{(\sigma_i)^2} \sum_i^N \frac{1}{\sigma_i^2} - \sum_i^N \frac{Z_i}{\sigma_i^2} \sum_i^N \frac{X_i}{\sigma_i^2}}{\Delta} \quad (3.2.2)$$

$$\Delta = \sum_i^N \frac{Z_i^2}{\sigma_i^2} \sum_i^N \frac{1}{\sigma_i^2} - \left(\sum_i^N \frac{Z_i}{\sigma_i^2} \right)^2 \quad (3.2.3)$$

$$B = \frac{\sum_i^N \frac{X_i}{\sigma_i^2} - A \sum_i^N \frac{Z_i}{\sigma_i^2}}{\sum_i^N \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad (3.2.4)$$

σ_i - ошибка координаты хита на треке. В нашем случае σ_i равнялась ширине стрипа 50 мкм, делённой на $\sqrt{12}$, что равно 15 мкм.

Ошибки параметров A и B вычисляются по формулам:

$$\sigma_A = \frac{\sum_i^N \frac{1}{\sigma_i^2}}{\Delta} \quad \sigma_B = \frac{\sum_i^N \frac{Z_i^2}{\sigma_i^2}}{\Delta} \quad (3.2.5)$$

3.3.4 Поиск и фитирование первичной вершины взаимодействия

Первоначальное значение вершины для последующего поиска треков методом фильтров Калмана задаётся в наиболее вероятной области водородной мишени (пункт в) раздела 3.2.1).

Фитирование вершины взаимодействия проводилось отдельно по проекциям X и Y . Процедура фитирования вершины обычно выполняется в

несколько итераций для более точного определения значений координат. Для первого фита вершины брались все найденные прямые треки. В следующих процедурах фитирования последовательно отбрасывались треки с большим промахом от вершины, более 1 мм, за исключением событий с числом треков меньше трёх. Уравнения прямых треков имеет вид:

$$X_0 = (A_x)_i * Z_{x_0} + (B_x)_i, \quad i = 1, Nx \quad (3.2.6)$$

$$Y_0 = (A_y)_i * Z_{y_0} + (B_y)_i, \quad i = 1, Ny, \quad (3.2.7)$$

где X_0, Y_0 — координаты вершины в плоскости, поперечной пучку; Z_{x_0}, Z_{y_0} — координаты вершины по пучку на X - и Y - проекциях; $(A_x)_i, (A_y)_i$ — наклоны i -го трека на проекциях X и Y; $(B_x)_i, (B_y)_i$ — координатные параметры i -го трека на проекциях X и Y; Nx, Ny — число треков, участвующих в фитировании вершины на проекциях X и Y.

Фитирование вершины проводилось методом наименьших квадратов. Координата вершины Z_{x_0} на проекции X вычисляется по формуле:

$$Z_{x_0} = \frac{-\sum_i^{Nx} \frac{(A_x)_i (B_x)_i}{(\sigma_x)_i^2} \sum_i^{Nx} \frac{1}{(\sigma_x)_i^2} + \sum_i^{Nx} \frac{(A_x)_i}{(\sigma_x)_i^2} \sum_i^{Nx} \frac{(B_x)_i}{(\sigma_x)_i^2}}{\sum_i^{Nx} \frac{(A_x)_i^2}{(\sigma_x)_i^2} \sum_i^{Nx} \frac{1}{(\sigma_x)_i^2} - \left(\sum_i^{Nx} \frac{(A_x)_i}{(\sigma_x)_i^2}\right)^2}, \quad (3.2.8)$$

Аналогично вычисляется координата Z_{y_0} на проекции Y.

Координаты X_0 и Y_0 вычисляются по формулам:

$$X_0 = \frac{Z_{x_0} \sum_i^{Nx} \frac{(A_x)_i}{(\sigma_x)_i^2} + \sum_i^{Nx} \frac{(B_x)_i}{(\sigma_x)_i^2}}{\sum_i^{Nx} \frac{1}{(\sigma_x)_i^2}}, \quad (3.2.9)$$

$$Y_0 = \frac{Z_{y_0} \sum_i^{Ny} \frac{(A_y)_i}{(\sigma_y)_i^2} + \sum_i^{Ny} \frac{(B_y)_i}{(\sigma_y)_i^2}}{\sum_i^{Ny} \frac{1}{(\sigma_y)_i^2}}, \quad (3.2.10)$$

Ошибки координат хитов σ_{x_i} и σ_{y_i} вычисляются по формуле:

$$\sigma_{x_i}^2 = (\sigma_{A_{x_i}} Z_{x_0} + \sigma_{B_{x_i}})^2 \quad \sigma_{y_i}^2 = (\sigma_{A_{y_i}} Z_{y_0} + \sigma_{B_{y_i}})^2$$

Так как в нашем случае вклад угловых ошибок невелик, то можно взять $\sigma_{x_i} \simeq \sigma_{B_{x_i}}, \sigma_{y_i} \simeq \sigma_{B_{y_i}}$.

3.4 Результаты реконструкции

В этом разделе представлены результаты работы алгоритма реконструкции треков на моделированных и экспериментальных данных [43].

а) Визуализация событий.

Для визуализации событий в вершинном детекторе была написана программа в среде программирования ROOT [21]. На рис. 3.31 представлен пример события на моделированных данных. На рисунках можно визуально оценить, насколько хорошо восстанавливаются треки и вершина события. Видно, что все треки в событии были найдены. Вершина взаимодействия восстановилась в точности, как была сгенерирована, в середине мишени. Последние плоскости на проекциях - косые, поэтому по ним треки не рисуются. На рис. 3.32 представлены два примера реконструкции событий в вершинном детекторе. На экспериментальных данных видно, что появляются хиты не приписанные какому-либо реконструированному треку - либо шумящие, либо принадлежащие реальным трекам, образовавшим в плоскости один или два хита. На рисунке изображаются также пучковые треки, по хитам в пучковом в телескопе. Так как 'база' пучкового телескопа слишком протяжённая, то на рисунке координаты хитов рисуются в сжатом масштабе.

б) Точность реконструкции вершины и треков.

Точность реконструкции вершины на моделированных данных по X и Y - осям составляет 30 микрон, как показано на рис. 3.33. Точность реконструкции вершины по оси Z — $410 \div 445$ микрон, как показано на рис. 3.34. Точность реконструкции вершины на экспериментальных данных проверялась на лавсановой пленки мишени, находящейся в конце мишени при $Z \approx 1470$ мм, (Рис. 4.13), толщина которой 100 микрон. Точность реконструкции составила около 480 микрон.

Погрешность аппроксимации (невязка) координат прохождения треков

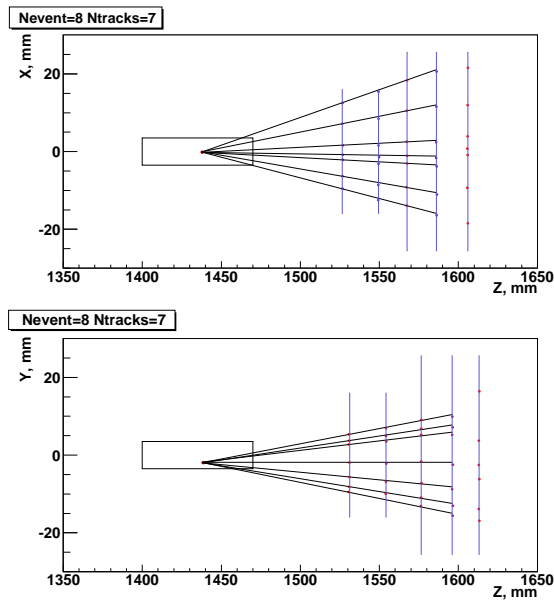


Рис. 3.31. Пример реконструкции моделированного события в вершинном детекторе. Прямоугольный бокс на рисунке — водородная мишень, вертикальные линии — детектирующие плоскости вершинного детектора, точки на плоскостях — хиты.

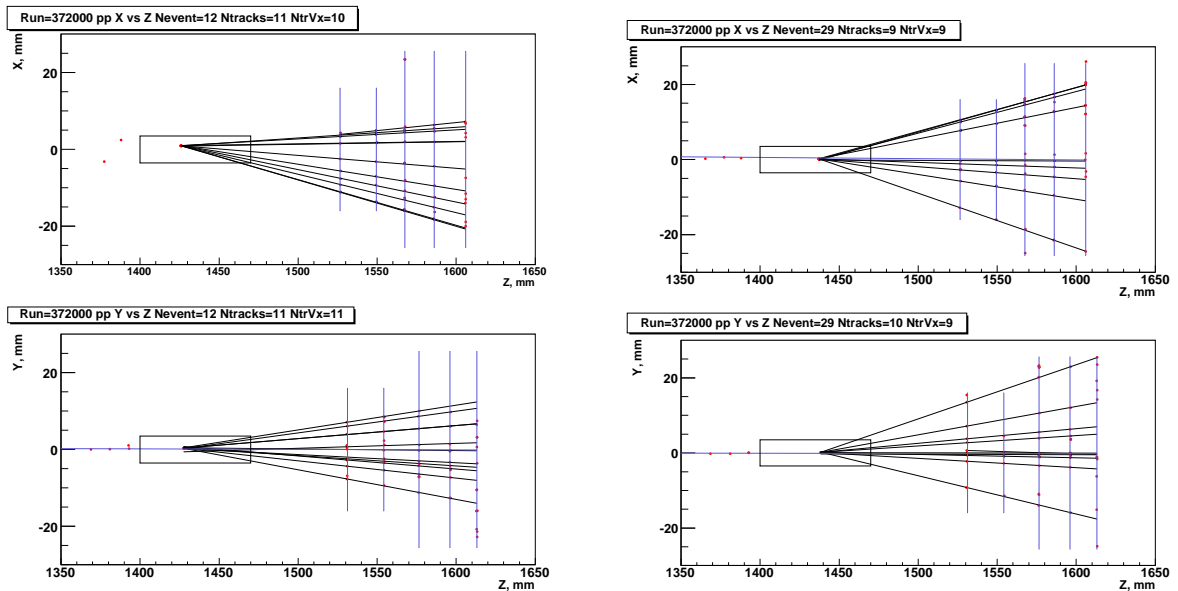


Рис. 3.32. Примеры реконструкции событий экспериментальных данных ране 372 2008 года. До водородной мишени показаны хиты первичного трека в пучковом телескопе (в сжатом масштабе), а также линия трека по этим хитам, если число хитов на треке не менее трёх.

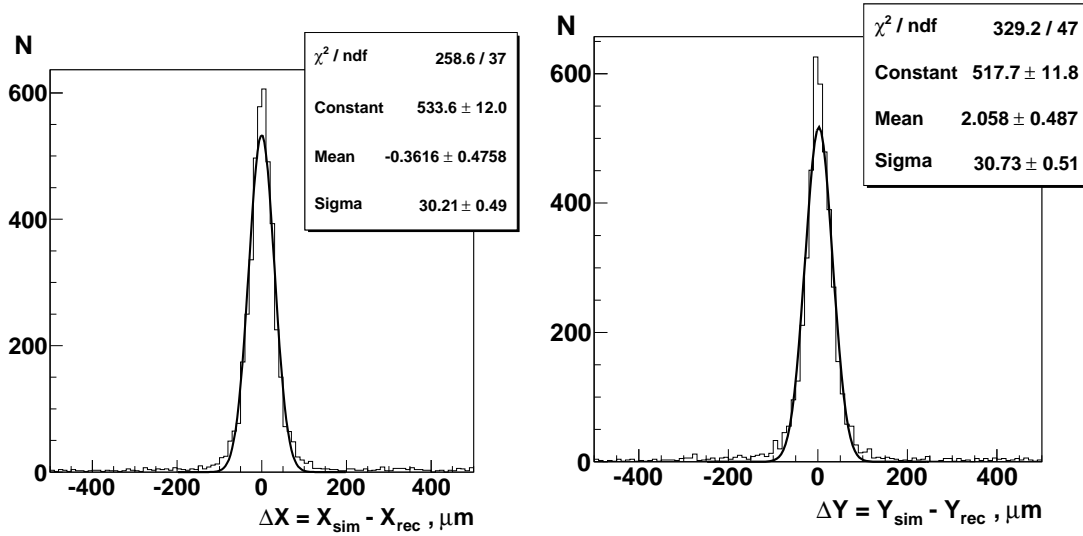


Рис. 3.33. Распределения по X- и Y- координатам вершин для моделированных событий.

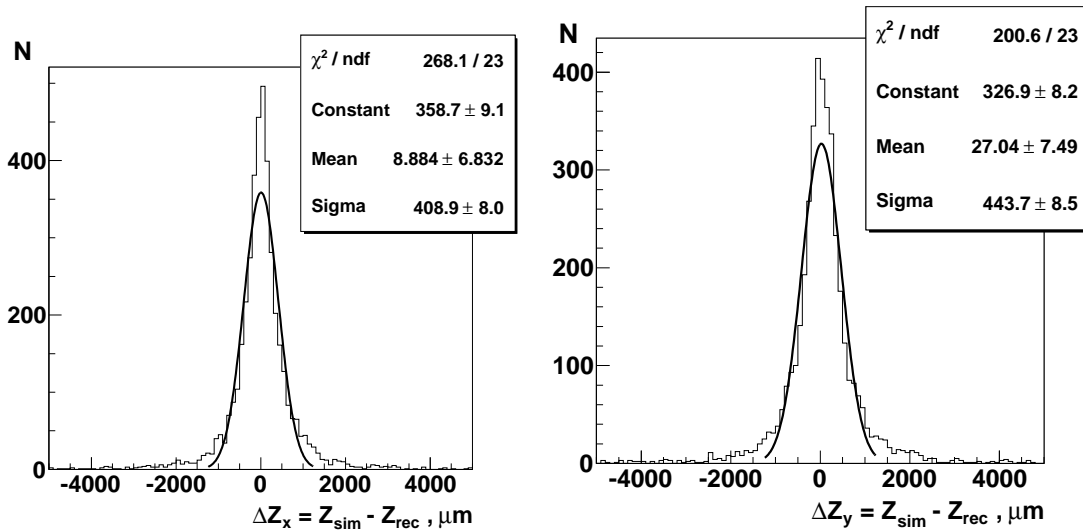


Рис. 3.34. Распределения по Z-координатам вершин для моделированных событий на обеих проекциях.

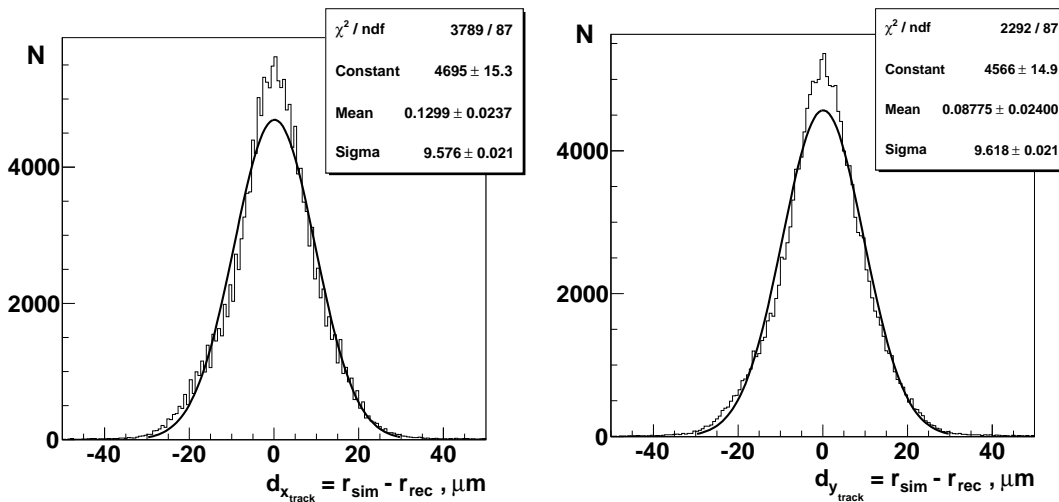


Рис. 3.35. Распределения по резидуалам координат хитов трека для моделированных событий.

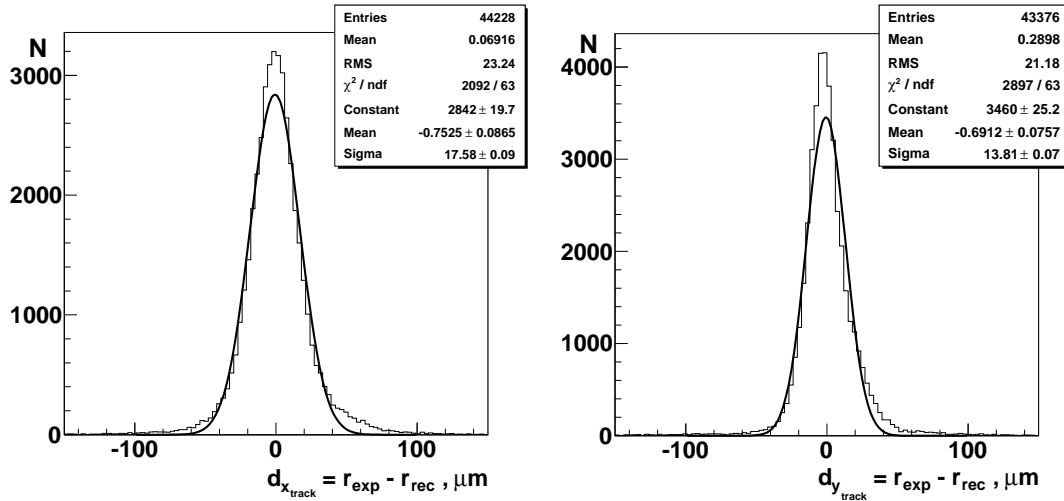


Рис. 3.36. Распределения по резидуалам координат хитов трека для экспериментальных событий 2008 г.

для моделированных (т. е. без учёта вклада элайнмента и реальных шумов) событий на проекциях составляет около 9.5 мкм (рис. 3.35). Средняя координатная точность для моделированных данных вычислялась из распределения по средним координатным точностям треков всех событий, вычисляемых по формуле:

$$\bar{E}_{ktr} = \sqrt{\sum_{i=1}^{Np} \frac{(r_{hit_i} - r_{fit_i})^2}{(Np - 2)}}, \quad (3.41)$$

где $ktr = 1, Ntr$ - число всех треков, $Np = 3, 4$ - число хитов на треке, $(r_{hit_i} - r_{fit_i})$ — расстояние от хита до прямой фитированного трека.

$\bar{E} \approx 13 \div 14$ мкм (Рис. 3.37) близка к расчётной ошибке измерения $\sigma = 15$ мкм, что указывает на хорошую точность реконструкции треков.

Погрешность аппроксимации координат прохождения треков для экспериментальных событий на проекциях составляет около $14 \div 18$ мкм (рис. 3.36). Точность реконструкции ухудшилась примерно в 2 раза по сравнению с идеальным случаем моделирования. Ухудшение точности связано с ошибкой элайнмента, ошибками реконструкции хитов, шумами — ложными хитами. Большие невязки в ”хвостах” распределения вследствие многократного рассеяния под большими углами и ложных хитов. Средняя координатная точность для экспериментальных данных (Рис. 3.38), вычисленная по фор-

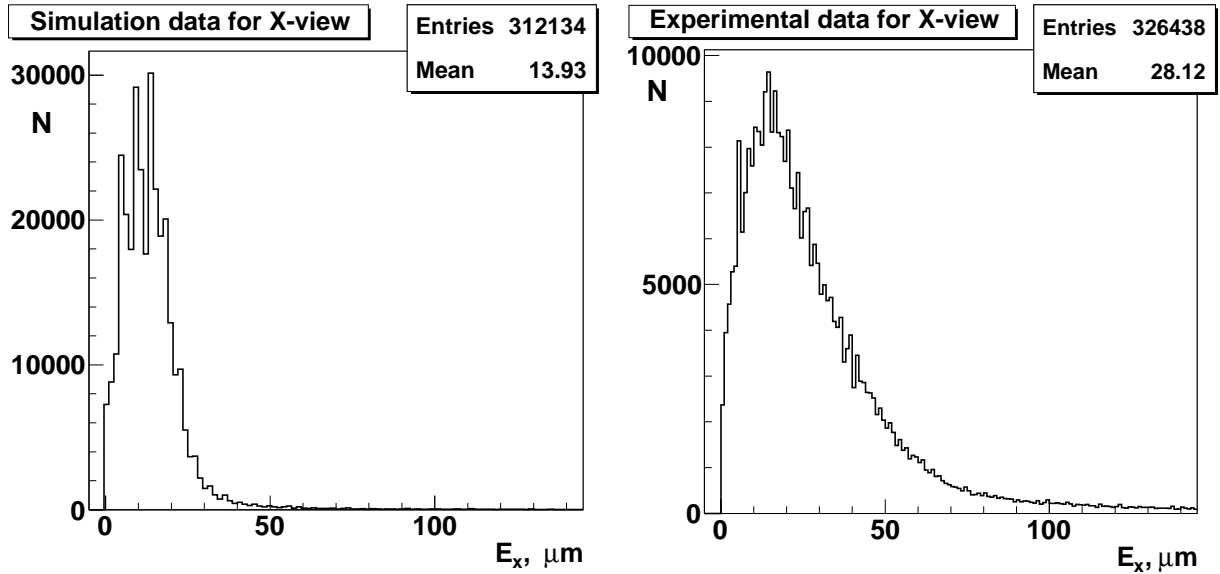


Рис. 3.37. (слева) Распределение по средней координатной точности для моделированных событий.

Рис. 3.38. (справа) Распределение по средней координатной точности для экспериментальных событий.

муле (3.41), $\bar{E} \approx 26 \div 28$ мкм.

в) Эффективность распознавания треков.

Эффективность распознавания треков в зависимости от множественности (рис. 3.37) определялась на моделированных событиях как

$$\epsilon_i = \frac{N_{rec_i}}{N_{sim_i}}, \quad (3.42)$$

где N_{rec_i} - количество найденных треков в ВД, N_{sim_i} - количество моделированных треков в ВД, $i = 2, 4, \dots, 24$ (моделированная множественность заряженных частиц).

г) Реконструкция треков в пространстве.

Треки в пространстве реконструируются с помощью двух косых плоскостей U и V , расположенных в конце вершинного детектора. Распределение треков из первичной вершины в пространстве по полярному углу Θ , для моделированных событий, представлено на рис. 3.40. Из рисунка видно, что в аксептанс вершинного детектора попадают только треки с углом $\Theta < 12^\circ$.

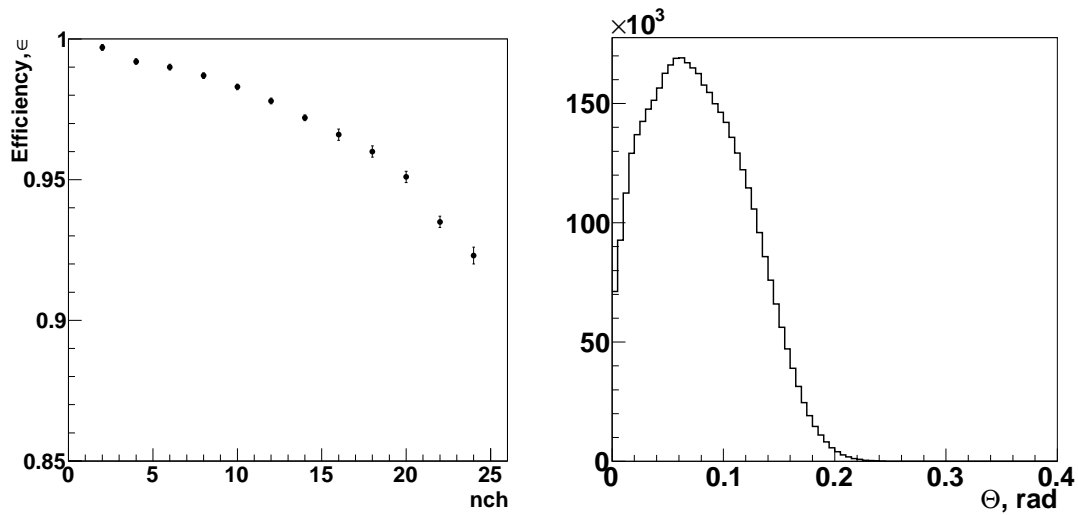


Рис. 3.39. (слева) Распределение эффективности распознавания треков от множественности по моделированным данным.

Рис. 3.40. (справа) Распределение треков в пространстве по полярному углу Θ .

Из рис. 3.39 видно, что программа реконструкции дает высокую эффективность распознавания треков в области большой множественности $N_{ch} = 16 \div 24 \approx 97 - 92\%$, благодаря разработанному алгоритму двухтрекового разрешения.

4 Отбор событий и треков

4.1 Отбор событий

В данной работе для получения распределения по множественности заряженных треков обрабатывались данные с вершинного детектора. Для обработки были взяты данные сеанса 2008 года. В сеансе 2008 года на установке СВД-2 было зарегистрировано 5.13 млн. событий. Из этой статистики отобрано 3.85 млн. событий с уровнем триггера 8, т.е. требовалось, чтобы в событии было не менее 8-ми заряженных треков в триггерном годоскопе. Из них 2.09 млн. событий было зарегистрировано в эффективном объеме мишени. Для окончательного анализа было оставлено 1.09 млн. событий.

Чтобы уменьшить вклад фоновых событий и треков не из первичной вершины, минимизировать систематические неопределённости, потребовалось ввести следующие критерии отбора событий:

- а) число пучковых треков, реконструированных в пучковом телескопе, не превышает 2;
- б) эффективная часть водородной мишени по Z-координате выбирается в интервале 1400 - 1470 мм;
- в) разница или неопределённость Z-координат вершины на двух проекциях меньше, чем 5 мм;

Рассмотрим влияние этих критериев:

- а) Среднее число событий с одним или двумя пучковыми треками на одной проекции от общего числа событий на водороде составляет 86%, при соблюдении этого условия на обеих проекциях - 78%. Выбирается большая часть событий, так как среднее число пучковых треков на событие составляет 1.5 трека (рис. 4.11). Наличие большого числа пучковых треков в событии увеличивает число ложных треков, не исходящих из вершины. Так как ширина пучка в среднем равняется 1.1 мм (рис. 4.12), а выбранный максимальный промах трека от вершины равен 1 мм (см. ниже пункт 4.2), большинство пуч-

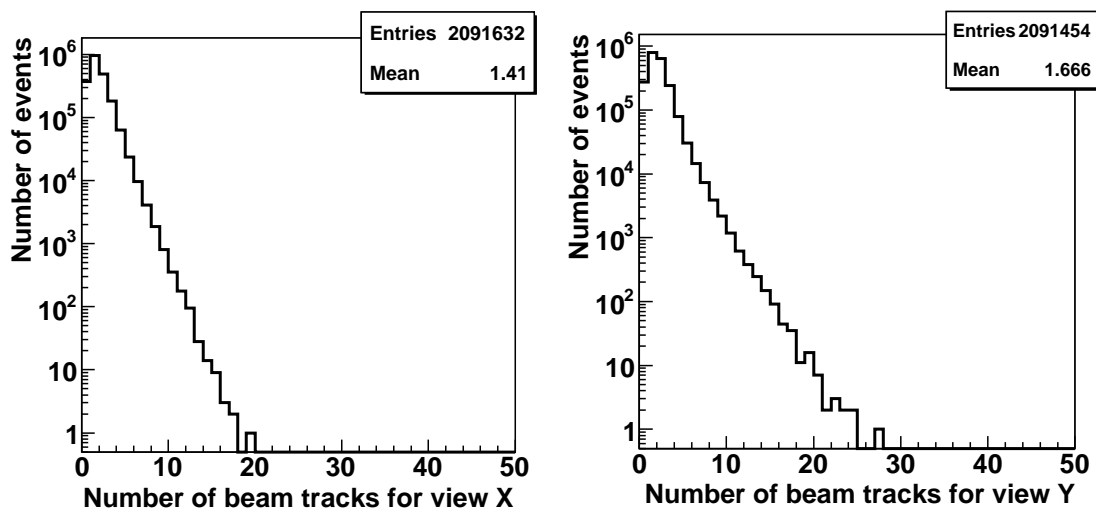


Рис. 4.11. Распределения по числу пучковых треков на X и Y проекциях вершинного детектора

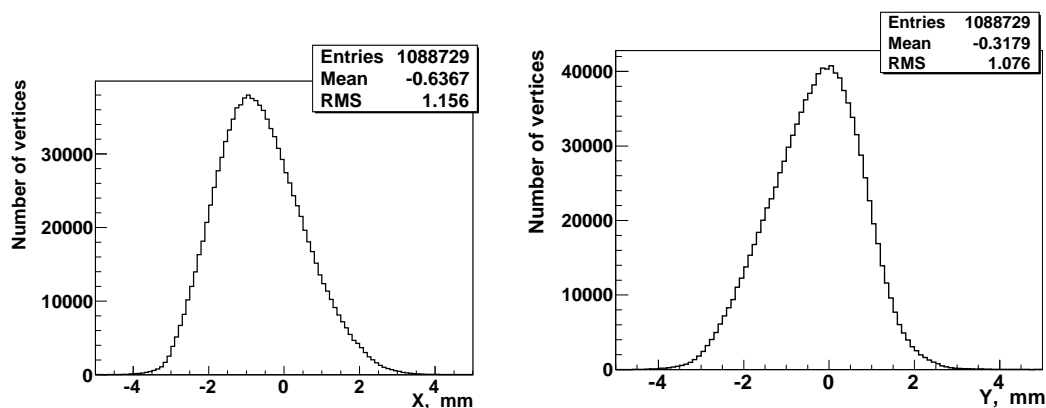


Рис. 4.12. Распределение координат вершин взаимодействия пучковых треков в водороде на X и Y проекциях.

ковых треков ложно присваиваются к вершине взаимодействия. Кроме того, от большего числа пучковых треков возникают вторичные взаимодействия, как в водороде или в плёнке и коже мишени (рис. 4.13), так и в стриповых плоскостях вершинного детектора, что искажает реконструкцию событий.

На рис. 4.12. показаны распределения по X - и Y - координатам вершины взаимодействия в водородной мишени. X и Y оси направлены перпендикулярно пучку. Пучок сдвинут вверх по оси Y примерно на 0.6 мм от центра и по X примерно на 0.3 мм от начала координат в системе установки.

б) Реальное положение мишени по Z-координате находится в интервале от 1405 до 1475 мм в системе координат установки (рис. 4.3). Из-за влияния

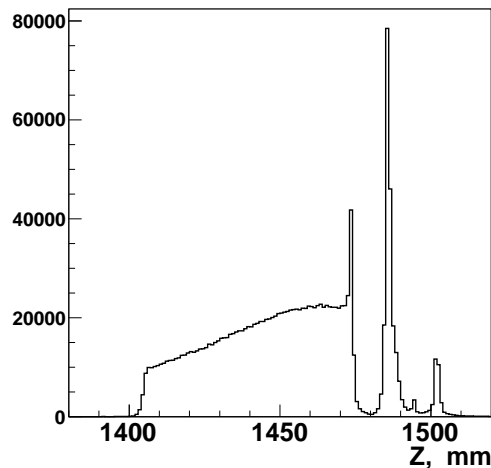


Рис. 4.13. Распределение по Z -координате вершин взаимодействия в водородной мишени.

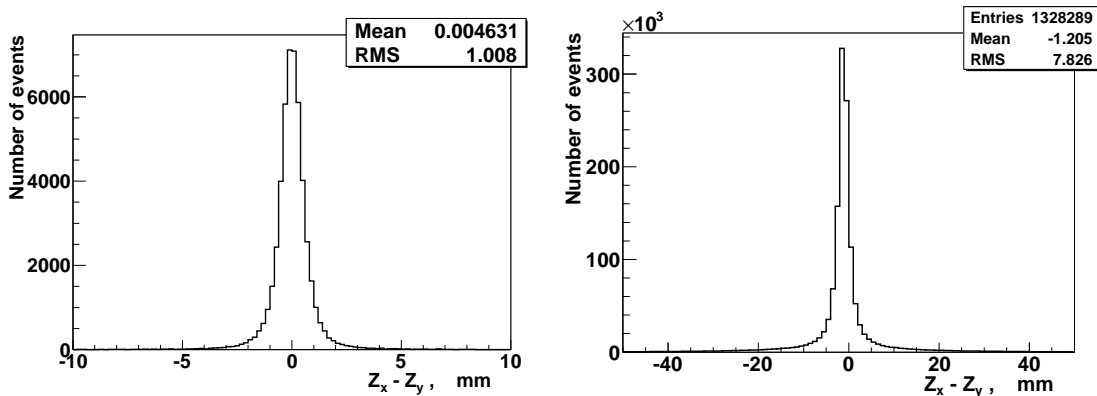


Рис. 4.14. Распределение неопределённости восстановления вершины $Z_x - Z_y$ по двум проекциям, где Z_x — координата положения вершины в водородной мишени вдоль пучка для X -проекции, Z_y — для Y -проекции. Рисунок слева - моделированные значения, рисунок справа - экспериментальные значения неопределённостей.

триггера события с большей вероятностью отбирались в области мишени, ближайшей к триггерному годоскопу. Чтобы устранить события в лавсановой плёнке мишени при $Z=1475$ мм, выбирается часть водородной мишени по Z координате 1400 - 1470 мм, с учётом условия неопределённости восстановления вершины меньше 5 мм. При условии, что координата вершины по Z восстанавливается в этой области мишени на обеих проекциях, то число событий, вследствие такого отбора, составляет 1.7 млн., что составляет 81% от всего числа событий, зарегистрированных на водородной мишени.

На рис. 4.13 приведено распределение по Z -координате вершин взаимодействия в водородной мишени. Ось Z направлена по пучку. Взаимодействи-

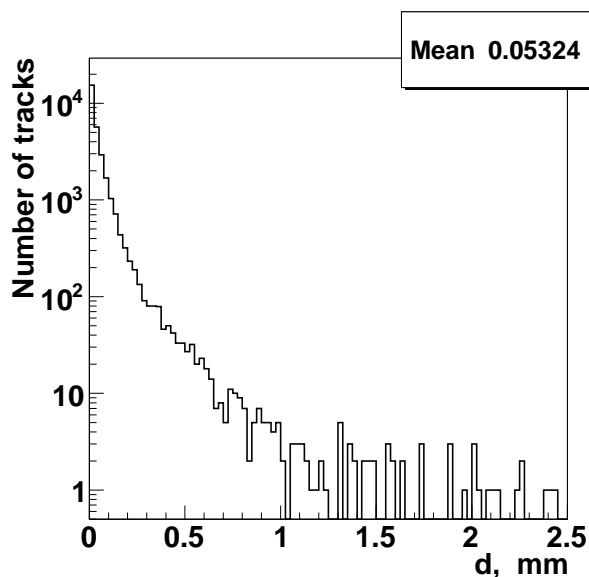


Рис. 4.21. Распределение по промаху треков от вершины для моделированных событий на X-проекции.

ям в водородной мишени соответствует интервал $1400 < Z < 1475$ мм. Пики, расположенные справа от мишени, соответствуют взаимодействиям в плёнке, коже мишени и триггерном годоскопе.

в) Моделирование показывает, что число событий с неопределённостью Z-координаты вершины менее 5 мм составляет 99% (рис. 4.14, слева), что позволяет сделать такую величину неопределённости критерием отбора для экспериментальных данных. Число событий для экспериментальных данных в интервале неопределённости в 5 мм составило 82%. Из-за ошибки элайнмента среднее отклонение восстановления Z-координаты вершины на проекциях составляет 1.2 мм (рис. 4.14 справа).

4.2 Отбор треков

Треки отбирались по промаху от первичной вершины. Промах треков не должен превышать 1 мм.

Моделирование показывает, что число треков с промахом от вершины более чем 1 мм, составляет 0.1% (рис. 4.21). В эксперименте, в процессе реконструкции, на величину промаха влияют ошибка элайнмента, шумы, влияние пучковых и внешних треков и т.д., неучтенные в моделировании. Поэтому в эксперименте доля таких треков, с промахом более 1 мм, больше и составляет

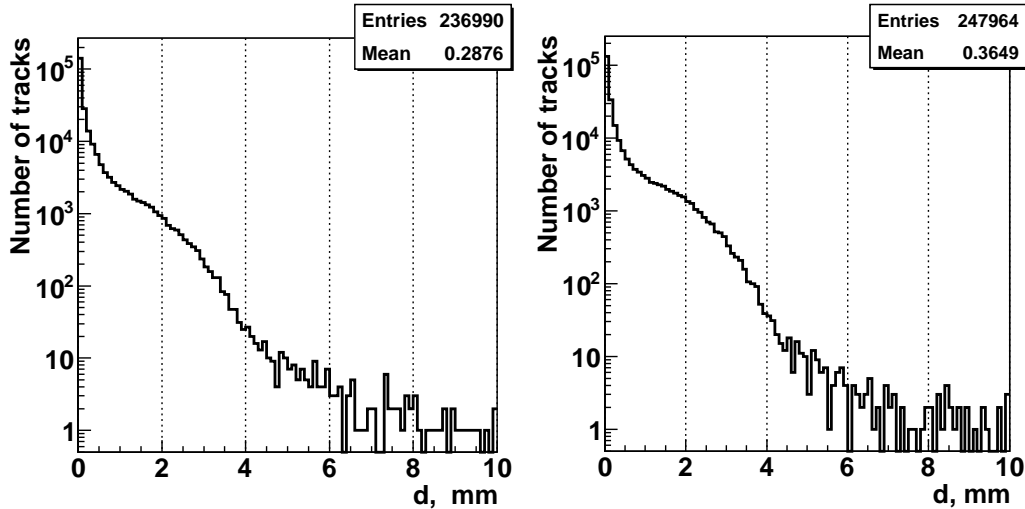


Рис. 4.22. Распределение по промаху треков от вершины в эксперименте. Слева - на X-проекции, справа - на Y-проекции.

около 9% треков (рис. 4.22).

В эксперименте после реконструкции средние значения промаха треков относительно вершины взаимодействия равны 0.29 мм по X и 0.36 мм по Y координатам.

4.3 Распределение по множественности по числу событий.

На рис. 4.31 представлено распределение по множественности с учётом выше перечисленных условий отбора событий и треков в п. 4.1 и п. 4.2 .

Распределение по множественности равномерно убывает в логарифмическом масштабе от среднего значения до множественности $N_{ch} = 23$ на X-проекции и $N_{ch} = 24$ на Y-проекции. В хвосте распределений по множественности наблюдаются два отдельно стоящих события с множественностью $N_{ch} = 26$ треков на X-проекции и два события с множественностью 27, 28 треков на Y-проекции. Эти события представлены ниже (рис. 4.32,4.33). Визуальный анализ этих событий показывает, что большая множественность вызвана шумом стриповых плоскостей на первых двух плоскостях вершинного детектора (Gassiplex). Поэтому эти события можно исключить из таблицы значений множественности при дальнейшем расчёте топологических сечений.

Измеренные значения множественности на проекциях являются неточ-

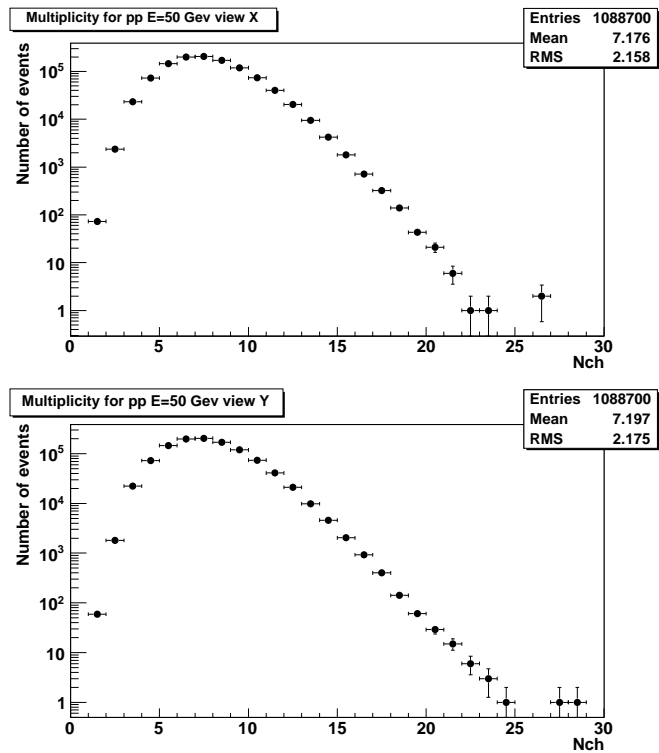


Рис. 4.31. Распределение по множественности по двум проекциям для уровня триггера=8.

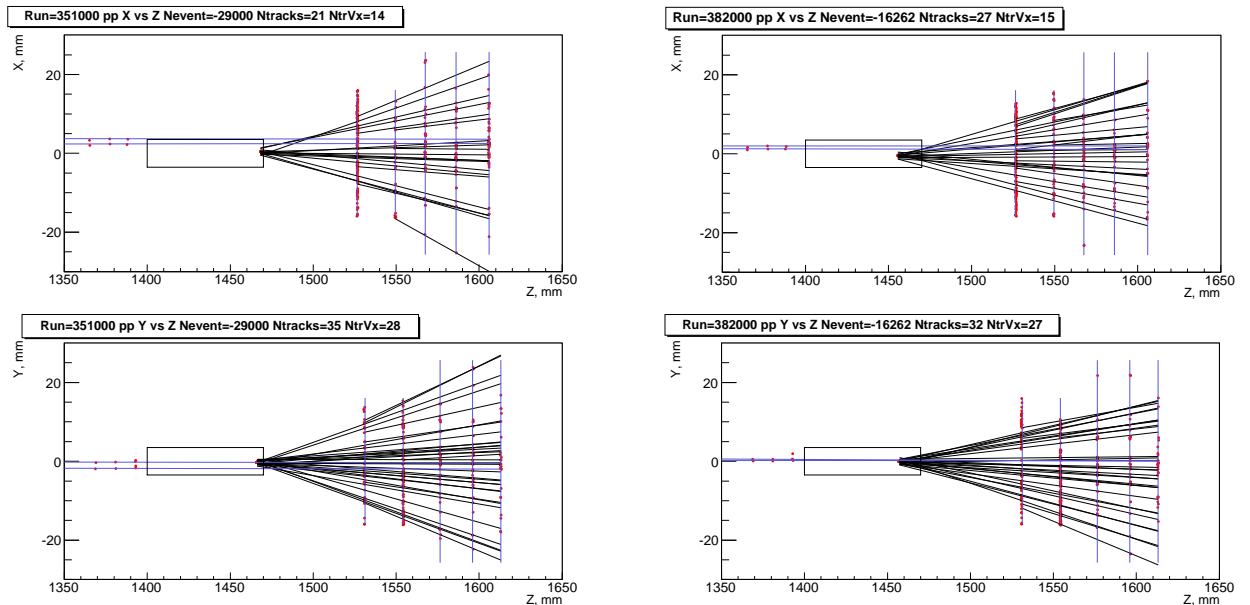


Рис. 4.32. Ложные события с множественность 27 и 28 треков на Y-проекции. Событие слева с $Nch_x = 14$ и $Nch_y = 28$. Событие (справа) с $Nch_x = 15$ и $Nch_y = 27$ Шумят первые две микростриповые плоскости (Gassiplex).

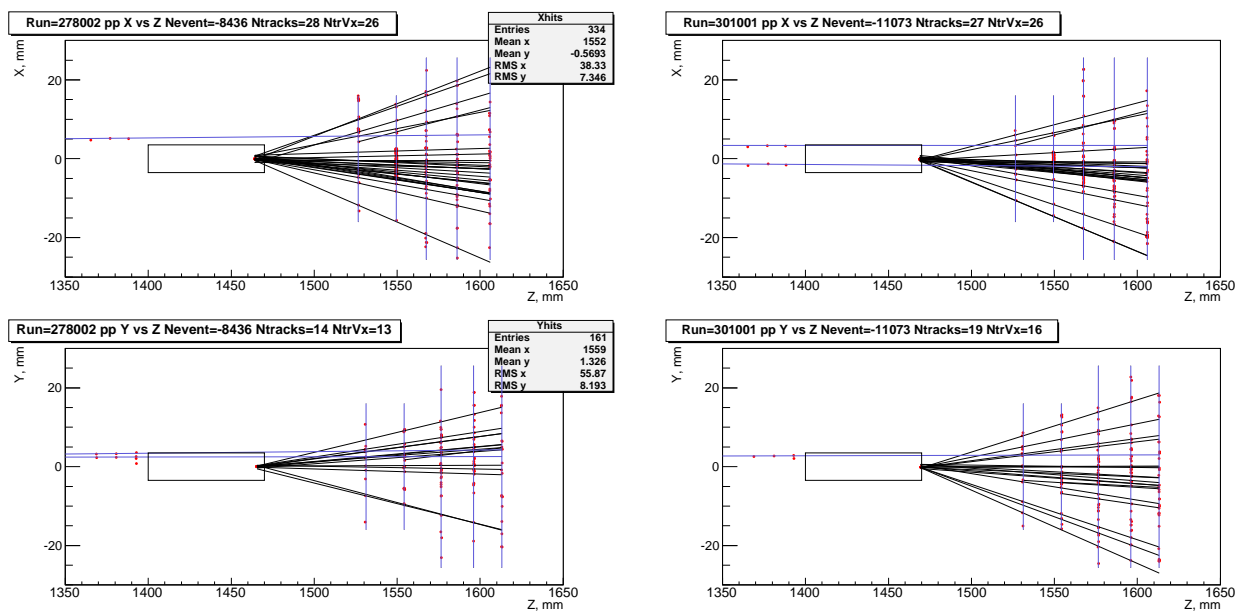


Рис. 4.33. Ложные события с множественностью 26 треков на X-проекции. Событие слева с $Nch_x = 26$ и $Nch_y = 13$. Событие (справа) с $Nch_x = 26$ и $Nch_y = 16$. Шумит середина второй плоскости на X-проекции (Gassiplex).

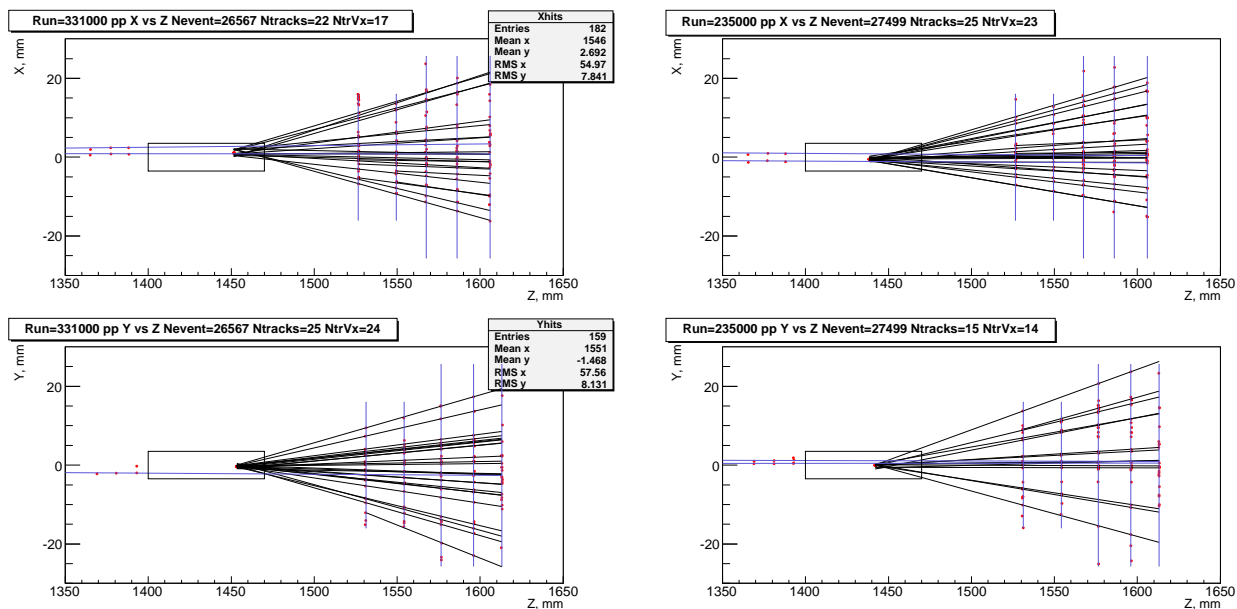


Рис. 4.34. Событие слева с $Nch_x = 17$ и $Nch_y = 24$. Событие (справа) с $Nch_x = 23$ и $Nch_y = 14$. Шумов не видно. Эти события относятся к последней точке хвоста распределения по множественности.

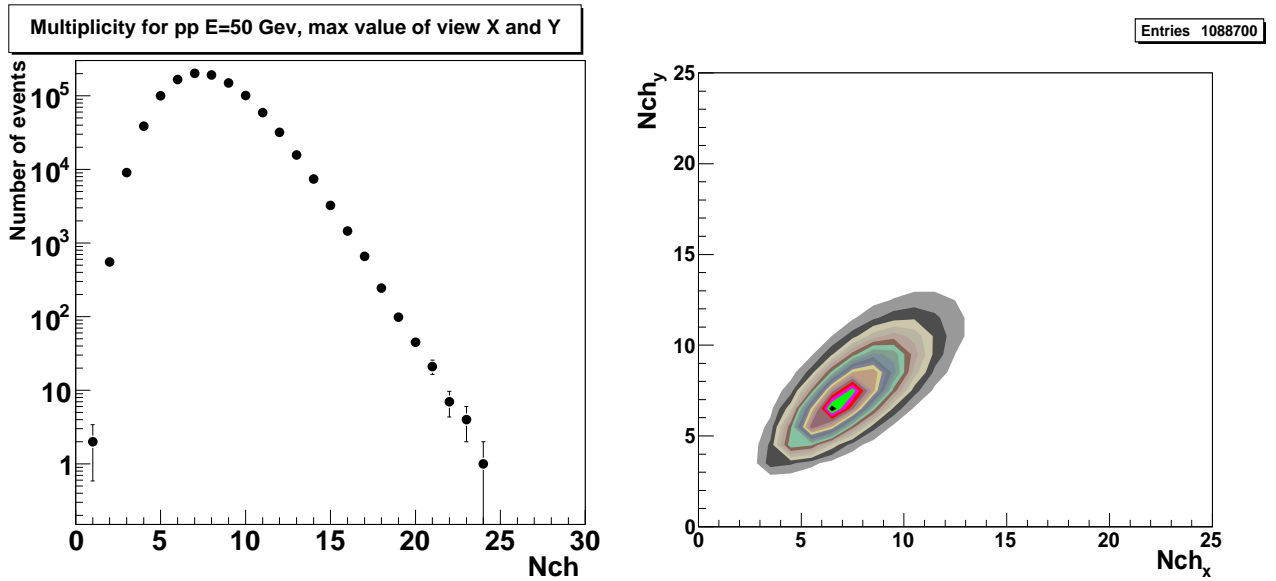


Рис. 4.35 (слева). Распределение по множественности для максимальных значений множественности на проекциях X и Y в событиях, уровень триггера равен 8 .

Рис. 4.36 (справа). Зависимость значений множественности в событиях на проекции Y от множественности на проекции X.

ными вследствие потерь в процессе регистрации и реконструкции хитов, реконструкции треков (не менее трёх хитов на треке), эффективности алгоритма реконструкции треков, потери из-за непопадания треков в аксептанс вершинного детектора, триггерных условий. Появляются также ложные треки, которые возникают из-за шумов детектора, неточностей реконструкции хитов, треки от взаимодействия гало пучка не в мишени, треки от вторичных вершин, но смотрящие в первичную вершину. Чтобы получить реальные значения множественности необходимо вычислить и внести поправки к измеренной на проекциях вершинного детектора множественности, то есть провести процедуру поправки множественности. Процедура поправок множественности делается при помощи моделирования событий для каждой отдельной множественности.

Значения множественности на разных проекциях часто не совпадают, но в среднем равны (рис. 4.36). Какое из значений множественности выбрать, на проекции X, Y или максимальное значение из двух проекций? Чем ближе к реальным значениям множественности будут измеренные значения, тем меньше будет ошибка . Наиболее близкое к реальному значению является

максимальное значение множественности из двух проекций. Эти значения и приведены в таблице количества событий для разной множественности (табл. 4.1), а также построено измеренное распределение по множественности по числу событий для уровня триггера 8 (рис. 4.35).

Ранее на пузырьковой камере Мирабель [14] было получено распределение по множественности при 50 ГэВ для топологических сечений с максимальной измеренной множественностью не более 16 частиц. На новых данных, рис. 4.35, видно, что максимальная множественность увеличилась с 16 до 24 частиц.

Таблица 4.1

N_{ch}	0	1	2	3	4	5	6	7	8
N_x	19	70	2169	21660	67706	137509	189553	196934	164849
N_y	10	57	1751	21880	71427	144670	196978	202674	168750
Max N_{xy}	0	2	554	9074	38538	100340	167167	202201	191811

N_{ch}	9	10	11	12	13	14	15	16	17
N_x	115969	71538	39528	19950	9376	4148	1776	705	320
N_y	118629	73755	40728	20978	9850	4603	2029	925	400
Max N_{xy}	149767	100779	59303	31934	15667	7417	3255	1457	661

N_{ch}	18	19	20	21	22	23	24
N_x	140	43	21	6	1	1	0
N_y	141	61	29	15	6	3	1
Max N_{xy}	245	98	45	21	7	4	1

N_{ch} — значение множественности заряженных частиц.

N_x — число событий с N_{ch} значением множественности на X-проекции.

N_y — число событий с N_{ch} значением множественности на Y-проекции.

Max N_{xy} — число событий с максимальным значением множественности на двух проекциях для N_{ch} значения множественности.

5 Вычисление топологических сечений

5.1 Оценка сечений с учётом эффективности регистрации событий и треков

Сечение ядерной реакции - величина, характеризующая вероятность перехода системы двух взаимодействующих частиц в определённое конечное состояние. Сечение можно интерпретировать как эффективную площадь ядра σ . По определению сечение ядерной реакции входит в формулу числа взаимодействий:

$$N = N_0 \sigma n_{nucleus}, \quad (5.1)$$

где N - число взаимодействий, σ - полное сечение реакции, N_0 - число частиц, упавших на единичную площадь мишени, $n_{nucleus}$ - количество ядер на этой площади.

$$n_{nucleus} = \frac{\rho d N_a}{A}, \quad (5.2)$$

где ρ - плотность вещества мишени, d - толщина мишени, N_a - число Авогадро, A - массовое число. За единицу сечения принят 1 барн = 10^{-24} см².

Распределения по множественности имеют важное значения для различных моделей множественного рождения частиц, которые дают определенные предсказания относительно распределения множественности и зависимости средней множественности от энергии. Под распределением по множественности понимается распределением неупругих событий по числу рождённых в них частиц.

Полное неупругое сечение можно записать в виде:

$$\sigma = \sum_{n=0}^{n_{max}} \sigma_n, \quad (5.3)$$

где σ_n - сечение рождения n частиц или топологическое сечение.

Так как в процессе эксперимента и затем в процессе обработки данных для расчётов отбирается только часть событий, то поэтому необходимо учитывать эффективность отбора событий, треков и триггера. Поэтому сечение

МОЖНО ВЫЧИСЛИТЬ КАК:

$$\sigma = \frac{N_n}{N_0 \times n_{nucleus} \times \epsilon}, \quad (5.4)$$

где N_n — число зарегистрированных событий с множественностью заряженных частиц n , ϵ - эффективность отбора событий, треков, триггера.

Эффективность ϵ включает:

1) эффективность отбора событий (п. 4.1):

а) по числу пучковых треков $\epsilon_1 = 0.78$,

б) эффективность выбора эффективной части мишени $\epsilon_2 = 0.81$

в) эффективность отбора по разности Z-координат вершин на проекциях $\epsilon_3 = 0.82$

Итого для событий эффективность $\epsilon = \epsilon_1 \times \epsilon_2 \times \epsilon_3 = 0.52$

2) эффективность отбора треков включает потери треков в событии из-за акцептанса ВД и эффективности реконструкции треков в ВД:

Чтобы оценить эффективность отбора треков в событии для каждой множественности, проведено моделирование событий с учётом триггера на большую множественность.

Эффективность отбора треков определяется $\epsilon_{nch} = \frac{Nch_{rec}}{Nch_{gen}}$ (рис. 5.1), где Nch_{gen} - число генерированных событий для множественности Nch (белые кружки), Nch_{rec} — число реконструированных событий в ВД с триггером 8 для генерированной множественности Nch (красные кружки).

Значения ϵ_{nch} см. в Табл. 5.1

3) эффективность триггера:

В работе [9] анализ данных для триггера на большую множественность (триггерный годоскоп) даёт оценку парциального сечения $\sigma \approx 1$ мб для области множественности $n_{ch} \geq 10$. На 'Мирабели' в этой области $\sigma = 2.72$ мб. Отсюда эффективность триггерного годоскопа в этой области $n_{ch} \geq 10$ можно оценить как $\epsilon_{tr} \approx 1/2.72 = 0.378$. Эффективность триггера первого уровня Т1 равна примерно 0.5, отсюда $\epsilon_{tr} = 0.378 \times 0.5 = 0.189$

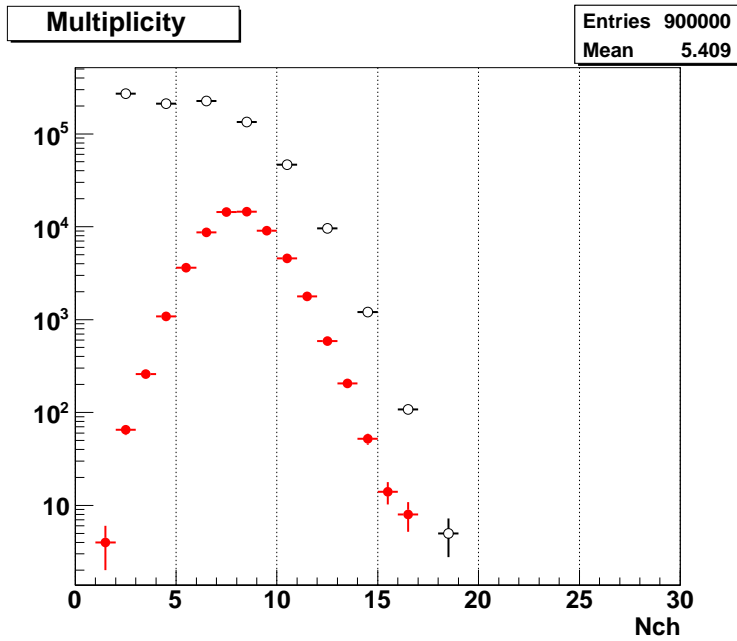


Рис. 5.1. Распределения по множественности. Белые кружки - генерированные события Pythia6 для 52.5 ГэВ, красные кружки - реконструированные события в ВД с учётом триггера на 8 частиц.

Окончательно , $\epsilon = \epsilon_1 \times \epsilon_2 \times \epsilon_3 \times \epsilon_{nch} \times \epsilon_{tr}$

В сеансе 2008 года число обработанных событий N_0 , путём оценки интенсивности в сеансах, составило примерно 1.89454×10^{10} событий. Подставляя полученные значения в формулу 5.4, получаем таблицу для сечений (5.1).

Таблица 5.1

N_{ch}	2	4	6	8	10	12	14	16
ϵ_{nch}	0.00024	0.0051	0.038	0.108	0.098	0.061	0.043	0.074
ϵ	0.000023	0.00050	0.00377	0.0105	0.0096	0.0060	0.0042	0.0073
σ , мбн	4.205	13.715	7.897	3.248	1.873	0.948	0.313	0.0358
$\Delta\sigma$, мбн	0.551	0.424	0.088	0.029	0.030	0.041	0.0445	0.0132

Вычисленная оценка сечений отличается от табличных значений сечений 'Мирабели' в области $N_{ch} = 10 \div 16$ (рис. 5.2). Различия в значениях сечений вызваны неточным моделированием условий триггера и недостаточно точно определёнными значениями эффективностей. Реальный триггер на подавление малой множественности в эксперименте был более 'мягким'.

Исходя из этого, для более точного вычисления топологических сечений была применена процедура введения поправок к распределению по множе-

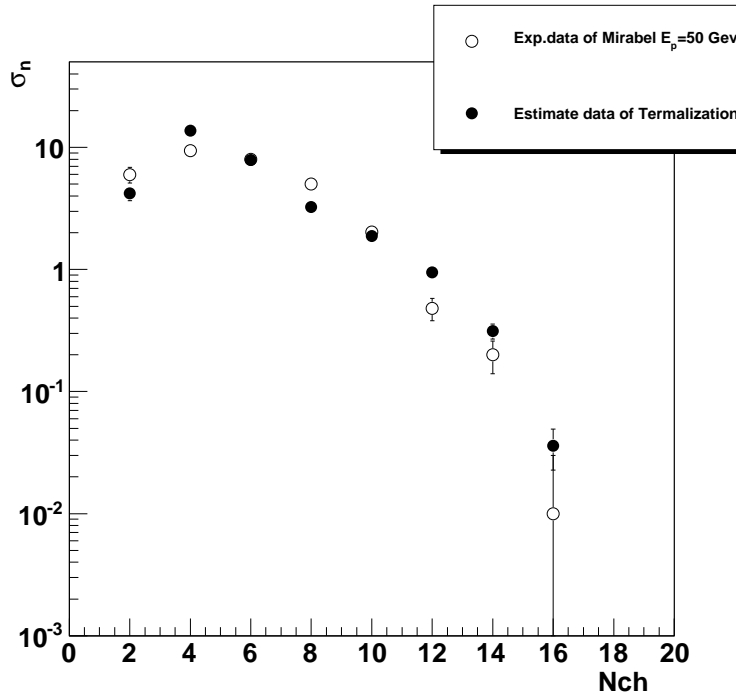


Рис. 5.2. Распределение по множественности для сечений с учётом эффективностей (чёрные кружки) и для сечений данных 'Мирабелли' (белые кружки).

ственности заряженных частиц с привязкой сечений к данным 'Мирабелли', начиная с $N_{ch} = 10$.

Привязка сечений к данным «Мирабелли» выполнена следующим образом. Вначале определялся коэффициент перехода от числа событий к топологическим сечениям. Бралась сумма сечений «Мирабелли» для $N_{ch} = 8, 10, 12$ и делилась на сумму поправленного числа событий проекта «Термализации» $N_{ch} = 8, 10, 12$. Затем, поправленные числа событий проекта «Термализации» для $N_{ch} = 14, 16, \dots, 24$ умножались на этот коэффициент — получаем соответствующие этим множественностям топологические сечения. Этот коэффициент перехода учитывает эффективности отбора событий, описываемые в разделе 4.1, а также эффективность работы триггера первого уровня, которые сложно смоделировать и не учитывались при получении таблицы поправочных коэффициентов. Получение поправленного числа событий описывается в следующем разделе.

5.2 Процедура получения поправленного распределения множественности заряженных частиц

Процедура поправки распределения по заряженной множественности проводилась для учёта влияния триггерных условий, неэффективности алгоритма восстановления треков в вершинном детекторе, потерь из-за непопадания треков в акцептанс детектора. Отметим, что наблюдаемые множественности могут быть и четными и нечетными, а поправленные решения находятся только для четных.

Для введения поправок использовались таблицы коэффициентов разброса по реконструированной множественности

$$a_{ij} = N_i/N_j,$$

где a_{ij} - вероятность успешно реконструировать i заряженных треков в событии с j заряженными треками, N_j - число генерированных событий с j заряженными треками, из них N_i событий реконструировано с i заряженными треками. Индекс i меняется от 1 до 24, индекс j принимает чётные значения от 2 до 24. Таблица коэффициентов рассчитывалась с использованием генерированных событий методом Монте-Карло (GEANT3.21 [20]) с дальнейшей их обработкой программами реконструкции при учёте удовлетворения триггерным условиям, аналогичным критериям триггера в эксперименте.

Генерирование событий (GEANT3.21) проводилось для пи-мезонов с множественностью от 2 до 24 (для каждой отдельно). Вершина взаимодействия изменялась равномерно по Z от 1405 до 1470 мм, по X и Y изменялась как в эксперименте на рис. 4.2, примерно, как функция Гаусса с $\sigma = 1.1$ мм. Генерация событий проводилась в соответствии с несколькими физическими моделями, включая модель RUTHIA и статистические модели, основанными на распределениях Больцмана и Бозе. В результате, после моделирования определенного числа событий для каждого значения генерированной множественности получаем таблицу количества реконструированных событий для каждого значения реконструированной множественности, например табл. 5.2

для моделирования по распределению Больцмана при генерации 2000 событий для каждой генерированной множественности. По горизонтали изменяются значения генерированной четной множественности от 2 до 24 треков, по вертикали - значения реконструированной множественности от 0 до 25 треков, как с чётной так и с нечётной множественностью. Значения коэффициентов a_{ij} получаются делением числа реконструированных событий из табл. 5.2 на число генерированных событий — 2000.

Мы имеем переопределённую систему линейных уравнений, в общем случае 24 уравнения для 12 неизвестных x_j

$$\sum_{j=2}^{24} a_{ij} x_j = b_i,$$

где b_i есть экспериментальное число событий с реконструированной множественностью i (см. табл. 4.1), x_j — реальное число событий с множественностью j .

Эту систему можно решать несколькими методами. Заметим, что дополнительным условием для решения является требование $x_j > 0$. Для решения этой задачи были опробованы различные методы (например, сингулярного разложения), наиболее эффективным оказался метод обычного фитирования, минимизация линейным функционалом с известными коэффициентами a_{ij} . Для уменьшения влияния триггерных условий, которые трудно достоверно произвести при моделировании, находятся решения x_j только для “урезанной” системы в диапазоне от 10 до 24 частиц и с использованием экспериментальных значений b_i для i от 8 до 24. В этом случае эффективность триггера близка к единице, и его влияние на коэффициенты незначительно.

Так как генерация событий проводилась в соответствии с несколькими физическими моделями, различие в коэффициентах a_{ij} , полученных для разных моделей, использовалось для оценки ошибки, вносимой неопределённостью в знании действительного механизма образования событий с большой множественностью.

Табл. 5.2

$reco N_{ch_{ij}}^{gen}$	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
0	1999	1999	1989	1766	976	388	110	28	1	0	0	0
1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
2	0	0	0	4	3	2	0	0	0	0	0	0
3	0	1	3	12	18	4	2	0	0	0	0	0
4	0	0	6	52	75	23	4	0	0	0	0	0
5	0	0	1	80	162	95	19	3	2	0	0	0
6	0	0	1	52	251	208	92	18	1	0	0	0
7	0	0	0	29	270	326	191	61	15	2	0	0
8	1	0	0	4	157	384	345	167	55	11	1	0
9	0	0	0	1	69	302	411	260	115	32	5	1
10	0	0	0	0	14	187	357	341	215	90	20	7
11	0	0	0	0	5	60	271	383	335	145	55	13
12	0	0	0	0	0	15	142	378	341	245	103	33
13	0	0	0	0	0	5	47	238	336	339	196	85
14	0	0	0	0	0	0	7	78	296	365	258	128
15	0	0	0	0	0	1	2	35	171	297	336	239
16	0	0	0	0	0	0	0	6	89	235	357	272
17	0	0	0	0	0	0	0	4	23	153	284	320
18	0	0	0	0	0	0	0	0	4	57	213	313
19	0	0	0	0	0	0	0	0	0	19	103	275
20	0	0	0	0	0	0	0	0	0	9	55	172
21	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	11	98
22	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	2	32
23	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	11
24	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
25	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1

5.3 Топологические сечения

Ранее, на пузырьковой камере Мирабель были уже получены топологические сечения при 50 ГэВ [14]. В настоящей работе эти данные обновлены для N_{ch} от 10 до 16 и добавлены к ним 4 новых экспериментальных точек от 18 до 24 [15],[16],[17].

В таблице 5.4 представлены топологические сечения в pp-взаимодействиях при 50 ГэВ, измеренные на пузырьковой камере "Мирабель".

Табл. 5.4

N_{ch}	2	4	6	8	10	12	14	16
σ , мбн	5.97	9.40	7.99	5.02	2.03	0.48	0.20	0.01
$\Delta\sigma$, мбн	0.88	0.47	0.43	0.33	0.20	0.10	0.06	0.02

Поправленные топологические сечения для pp-взаимодействий при 50 ГэВ, полученные в эксперименте E-190, представлены в табл. 5.5 и показаны на рис. 5.3.

Табл. 5.5

N_{ch}	10	12	14	16	18	20	22	24
σ , мбн	1.685	0.789	0.234	0.0526	0.0104	0.0017	0.00033	0.000054
$\Delta\sigma$, мбн	0.017	0.012	0.006	0.0031	0.0014	0.0006	0.00024	0.000098

5.4 Распределение по множественности

На рис. 5.3 показаны топологические сечения, полученные на пузырьковой камере «Мирабель» для $N_{ch} = 2, 4, \dots, 16$, а также поправленные топологические значения для $N_{ch} = 10, 12, 14, 16$ и новые измеренные 4 точки топологических сечений для $N_{ch} = 18, 20, 22, 24$, полученные по проекту «Термализация».

Экспериментальные топологические сечения при энергии налетающего протона 50 ГэВ, основанные на поправленных данных по числу событий для

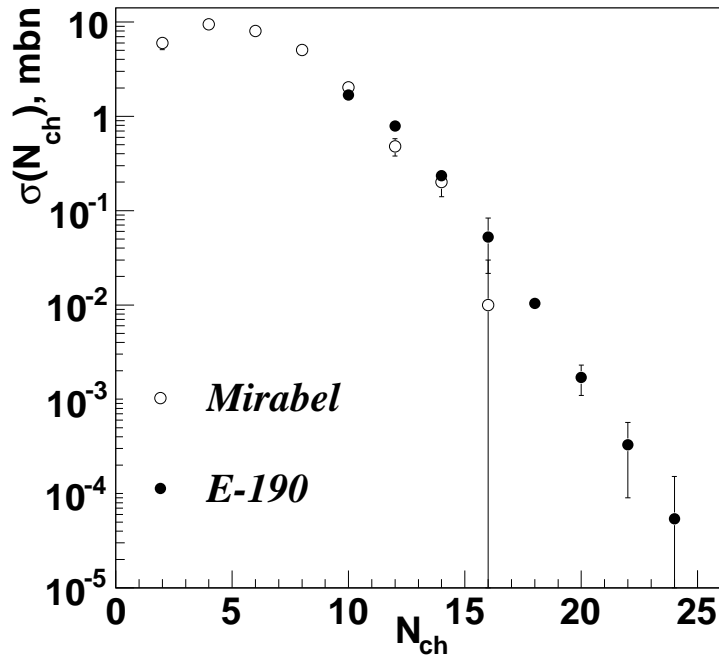


Рис. 5.3. Распределение по множественности. Белые кружки - данные “Мирабель“, чёрные кружки - ”Термализация“.

разных множественностей, приведены на рис. 5.4. Для сравнения на этом рисунке приведены также топологические сечения для реконструированных, непоправленных, множественностей, посчитанные на основе количества реально наблюдаемых событий с данной реконструированной множественностью.

Топологическое сечение в последней точке зарегистрированной множественности, $N_{ch} = 24$, на три порядка величины меньше, чем измеренное на камере ”Мирабель“ при $N_{ch}=16$. Измеренные сечения нормировались на данные с камеры ”Мирабель“ по усредненным значениям сечений при множественностях $N_{ch} = 8, 10, 12$. Это позволило определить полное неупругое сечение $\sigma(N_{ch}) = 31.50 \pm 1.14$ мбн при 50 ГэВ и среднюю заряженную множественность $\langle N_{ch} \rangle = 5.45 \pm 0.11$. Также рассчитана дисперсия $D = 7.20 \pm 0.20$ и второй корреляционный момент $f_2 = D - \langle N_{ch} \rangle = 1.75 \pm 0.26$.

Из табл. 5.4 видно, что поправленное значение топологического сечения $\sigma = 1.685$ мбн при $N_{ch} = 10$ немного занижено по сравнению со значением на ”Мирабель” (табл. 5.3). Это связано с неточным моделированием триггера на

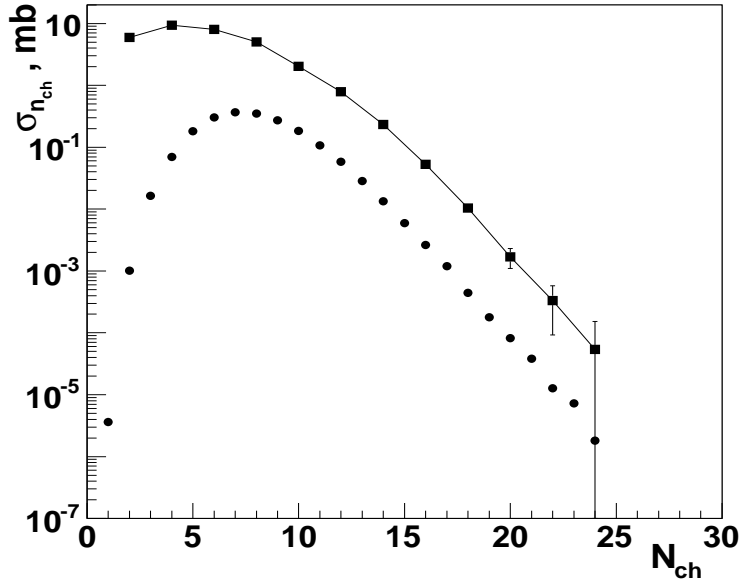


Рис. 5.4. Экспериментальные топологические сечения для pp -взаимодействия при 50 ГэВ перед и после введения поправок. Чёрные кружки — непоправленное распределение. Чёрные квадраты — поправленное распределение.

множественность 8 заряженных частиц. Моделирование подавляло большее число событий, чем это было в эксперименте. Поэтому, чтобы исключить эту неточность, при вычислении среднего значения распределения множественности бралось значение топологического значения $\sigma = 2.03$ мбн при $N_{ch} = 10$, полученное на камере “Мирабель”.

5.5 Распределение КНО.

Коба, Нильсон и Олсон в 1972 году теоретически получили, что распределения по множественности должны следовать универсальному скейлингу (масштабная инвариантность) при высоких энергиях (КНО-скейлинг). КНО-скейлинг был получен на основе Фейнмановского скейлинга, т.е. в предположении, что плотность быстроты dN_{ch}/dy при $y = 0$ достигает предельного значения выше определённой энергии, которая соответствует асимптотическому скейлингу полной множественности как $\langle n \rangle \propto \ln \sqrt{s}$. С $z = n / \langle n \rangle$ функция $\Psi = \langle n \rangle P(n)$ должна асимптотически стремиться к универсальной энерго-независимой форме. То есть число частиц n в конечном состоянии

должно быть функцией только переменной z , где $\langle n \rangle$ — средняя множественность при данном \sqrt{s} . Данные с пузырьковой камеры между $\sqrt{s} \approx 6$ ГэВ и 24 ГэВ указывали на начало КНО-скейлинга уже при $\sqrt{s} \approx 10$ ГэВ. Однако, было обнаружено, что средняя множественность растёт быстрее чем $\ln\sqrt{s}$. Нарушение КНО-скейлинга было обнаружено на UA5 коллаборации в $p + \bar{p}$ — столкновениях при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ.

Для энергии $\sqrt{s} = 9.8$ ГэВ, соответствующей данным проекта "Термализация", КНО-скейлинг сохраняется. Поэтому можно сравнить полученные экспериментальные данные на СВД-2 с мировыми экспериментальными данными при больших энергиях, при которых КНО - скейлинг сохраняется. Также важно сравнить предельные значения z мировых данных с измерениями "Термализации" в ОБМ. На рис. 5.5 представлено сравнение КНО - распределений данных "Термализации" с экспериментальными данными, полученными на детекторе SFM ускорителя ISR в CERN [48]. Из рисунка видно, что новые экспериментальные данные, полученные на установке СВД-2, $\sqrt{s} = 9.8$ ГэВ, для $Nch = 18, 20$ заряженных частиц хорошо согласуются в соответствующей этим значениям Nch области $3.2 < z \leq 3.6$, в пределах ошибки, и далее для $3.6 < z < 4.4$ дают предсказание поведения кривой множественности в области энергий, где КНО-скейлинг сохраняется.

5.6 Модель глюонной доминантности.

Перед началом экспериментальных исследований на У-70 (проект "Термализация" [6]) возникла необходимость в предсказании поведения топологических сечений в области большой множественности (ОБМ). Известные в это время модели множественного рождения в протонных соударениях, такие как [18,19,22], а также Монте-Карло генераторы, значительно различались (и продолжают различаться) в своих оценках и не всегда основывались на квантовой хромодинамике (КХД). Руководитель проекта "Термализация" В. А. Никитин предложил нескольким физикам разработать модель для описания имеющихся данных по топологическим сечениям, полученным в 1972 году

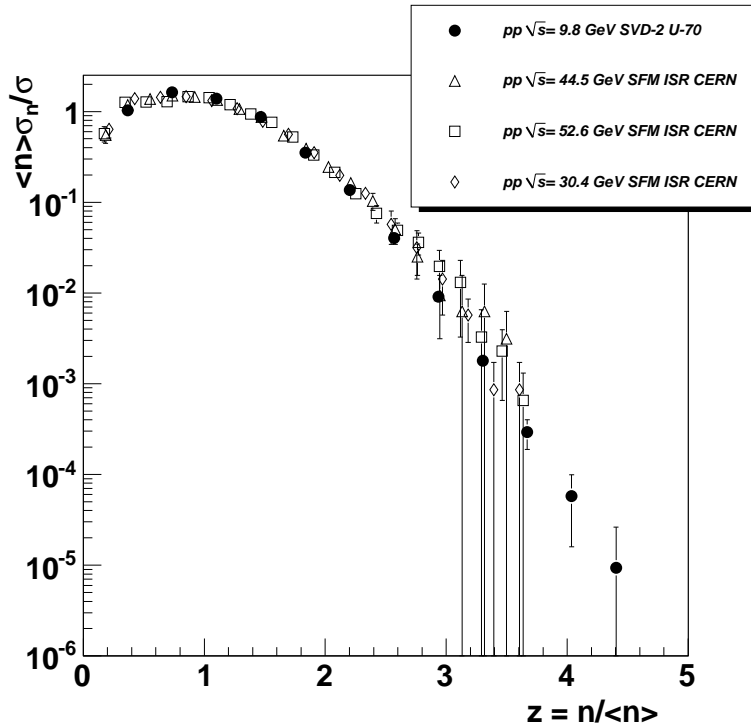


Рис. 5.5. Распределение КНО для разных энергий первичных частиц в сравнении с экспериментальными данными "Термализации". Черные кружки — данные для $\sqrt{s} = 9.8$ ГэВ полученные на SVD-2, У-70; белые ромбики, треугольники и квадраты — данные для $\sqrt{s} = 30.4$ ГэВ, $\sqrt{s} = 44.5$ ГэВ, $\sqrt{s} = 52.6$ ГэВ, соответственно, полученные на детекторе SFM ускорителя ISR в CERN.

сотрудничеством "Мирабель"[14], и сделать предсказания для ОБМ, которую планировалось исследовать экспериментально в этом проекте.

Наиболее удачной оказалась модель, разработанная Е. Кокоулиной [23-25]. Впоследствии эта модель получила название модели глюонной доминантности (МГД) [4,15,16,28-40]. МГД возникла из двухстадийной модели (ДСМ), предложенной в начале 80-х годов прошлого столетия двумя физиками из Белоруссии, В.И. Кувшиновым и Е.С. Кокоулиной [41]. Ими была построена схема для расчёта распределений по множественности (РМ) вторичных заряженных частиц, образующихся в e^+e^- аннигиляции. В дальнейшем, этой схемой были описаны РМ в широком энергетическом интервале, от 10 до 200 ГэВ [42]. В соответствии с этой моделью процесс множественного рождения реализуется в две стадии. На первой стадии из начальной кварк-антикварковой пары, образующейся при аннигиляции, развивается кварк-глюонный каскад, описываемый в соответствии с КХД [19] отрицательным биномиальным рас-

пределением (ОБР). В соответствии КХД при достаточно большой энергии возможны следующие элементарные процессы:

- а) кварк (антикварк) испускает тормозной глюон ($q \rightarrow q + g$);
- б) глюон делится на два глюона ($g \rightarrow g + g$);
- в) глюон образует кварк-антикварковую пару ($g \rightarrow q + \bar{q}$);

Предполагается, что каскад прекращается при уменьшении энергии партонов до некоторого значения, примерно 1 ГэВ.

Вторая стадия, стадия адронизации, описывается феноменологически, так как затруднены расчёты по теории возмущений в КХД. Для РМ адронов, возникающих на этой стадии из кварка (глюона), авторами было предложено использовать распределение Бернулли (биномиальное распределение). Оно описывается следующими параметрами: средней множественностью и максимально возможным числом адронов, которое может образоваться из кварка (глюона) на стадии адронизации. В этой схеме делается предположение о том, что вероятности образования адрона из кварка и глюона примерно одинаковые. В этом случае, число параметров адронизации сокращается до трёх. Сравнение с экспериментальными данными в доступной к настоящему времени области энергий показало, что в e^+e^- аннигиляции параметр адронизации глюона (не кварка) остаётся постоянным и равным, в пределах ошибок, единице, что указывает на фрагментационный механизм адронизации, когда образование адронов происходит в вакууме [15,16,27-36]. ДСМ хорошо описывает РМ в ОБМ, что очень важно учитывать при создании Монте-Карло генераторов и предсказания поведения сечений.

В протон-протонных взаимодействиях кинетическая энергия сталкивающихся частиц превращается в тепловую. В соответствии с КХД могут проявиться кварковые и глюонные степени свободы, то есть произойти образование кварк-глюонной системы (КГС). Её описание в рамках КХД также затруднено. В этой КГС источниками вторичных частиц, наряду с валентными кварками, могут быть глюоны. В силу самодействия глюонов их число неограничено. МГД, построенная для описания РМ в протонных соударени-

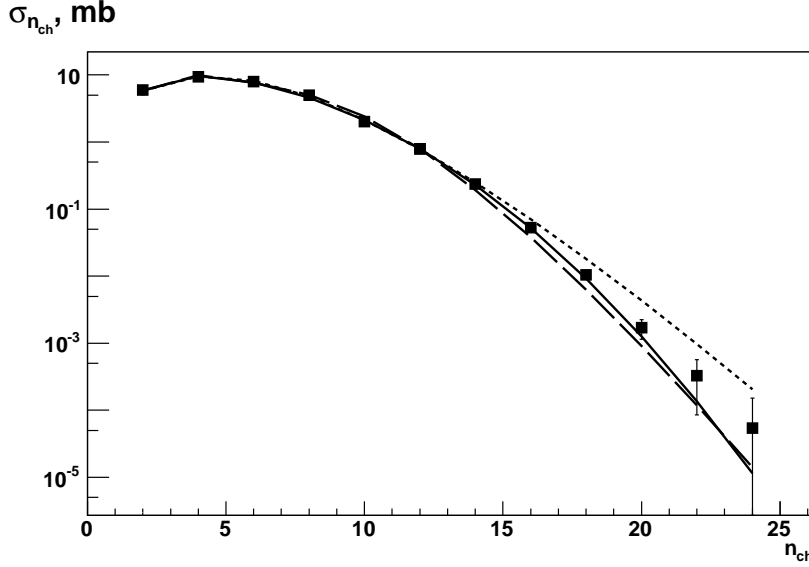


Рис. 5.6. Сравнение топологических сечений с МГД [4] — сплошная линия, моделью ИФВЭ [18] — штриховая линия и NBD [19] — точечная линия. Чёрные квадраты — экспериментальные данные.

ях, включила стадию адронизации, основываясь на результатах ДСМ. Первоначальный учёт валентных кварков и глюонов при сравнении с данными [14] показал, что валентные кварки следует исключать из кварк-глюонного каскада, оставив их в лидирующих протонах, и вторичные частицы образуются из глюонов при достаточно высокой энергии. Эти глюоны были названы активными, в отличие от тех, энергии которых недостаточно для рождения новых частиц.

РМ в МГД в протонных соударениях представляет собой конволюцию распределений для двух стадий: кварк-глюонного каскада и адронизации. Первая стадия (рождение тормозных глюонов с возможным их делением) описывается распределением Пуассона, адронизация (вторая стадия) — биномиальным распределением. Результирующее РМ имеет вид:

$$P_n(s) = \sum_{m=1}^{ME} \frac{\bar{m}^m e^{-\bar{m}}}{m!} C_{mN}^{n-2} \left(\frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{n-2} \left(1 - \frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{mN-n+2} \quad (n > 2), \quad (5.5)$$

где m , \bar{m} - число вторичных глюонов и их средняя множественность, ME - максимальное число активных глюонов, \bar{n}^h и N - среднее и максимально

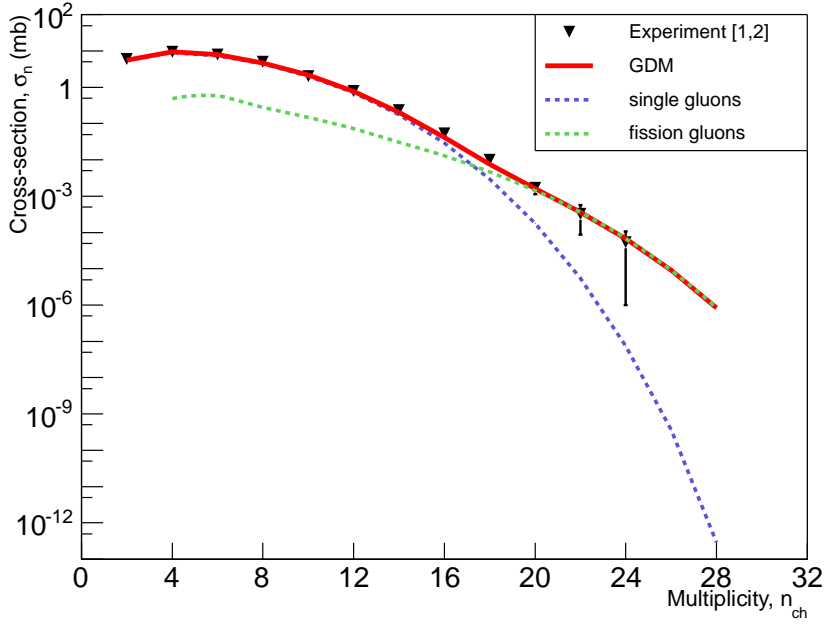


Рис. 5.7. Топологические сечения σ_n для pp соударений при 50 ГэВ с учётом ветвления.

возможное число вторичных адронов, которое может родиться из глюона g на стадии адронизации, s - квадрат полной энергии.

Для $n = 2$ определяем вероятность упругого рассеяния $P_{2,el} = e^{-\bar{m}}$. В выражении (5.5) предполагается, что протоны остаются лидирующими частицами, все вторичные адроны возникают за счёт адронизации глюонов. Вероятность неупругого рассеяния $2 \rightarrow 2$ без перезарядки выражается через конволюцию двух распределений. Первое распределение определяет вероятность образования любого числа глюонных источников. Второе — вероятность не фрагментировать в заряженные адроны ни одному из возникших глюонов (формула (5.6)):

$$P_n(s) = \sum_{m=1}^{ME} \frac{\bar{m}^m e^{-\bar{m}}}{m!} \cdot \left(1 - \frac{\bar{n}^h}{N}\right)^{mN}. \quad (5.6)$$

В МГД рождение вторичных адронов происходит за счёт глюонов, при этом часть глюонов (мягкие глюоны) остаётся в КГС. Эти глюоны рассеиваются на валентных кварках вторичных частиц с излучением фотонов и/или распадаются на кварк-антикварковые пары, которые могут аннигилировать с излучением мягких фотонов.

На рис. 5.6 приведено описание измеренных топологических сечений в pp -взаимодействиях при энергии 50 ГэВ тремя моделями. Штриховая линия соответствует модели, предложенная в ИФВЭ [18] и удовлетворяющая скейлингу КНО. Близко к ней проходит сплошная линия, полученная в МГД [4] без учёта деления (5.5). Параметры МГД следующие: $\bar{n}^h = 1.52$, $N = 17$, $\bar{m} = 2.34$, $\Omega = 66.41$ - нормировочный множитель используемый при фитировании распределения, $ME = 5$. Обе эти модели согласуются с данными в ОБМ, но имеют тенденцию к занижению сечения с увеличением множественности. Точечная линия, соответствующая ОБР NBD [19], хорошо согласуется с данными при малых множественностях и даёт заметное превышение в ОБМ.

МГД была расширена с учётом возможного деления глюонов. Результирующее РМ в этом случае состоит из суперпозиции двух слагаемых (5.7), где второе слагаемое учитывает глюоны деления.

$$P_n(s) = \alpha_1 \sum_{m_1=1}^{ME_1} \frac{\bar{m}_1^{m_1} e^{-\bar{m}_1}}{m_1!} C_{m_1 N}^{n-2} \left(\frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{n-2} \left(1 - \frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{m_1 N - n + 2} + \\ + \alpha_2 \sum_{m_2=1}^{ME_2} \frac{\bar{m}_2^{m_2} e^{-\bar{m}_2}}{m_2!} C_{m_2 N}^{n-2} \left(\frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{n-2} \left(1 - \frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{m_2 N - n + 2}. \quad (5.7)$$

Параметры МГД имеют следующие значения: $\bar{n}^h = 1.55 \pm 0.11$, $\bar{m}_1 = 2.35 \pm 0.29$, $\bar{m}_2 = 0.76 \pm 0.17$, $N = 6.46 \pm 2.01$, $\alpha_1 = 60.46 \pm 2.06$, $\alpha_2 = 6.81$ (*fixed*), $ME_1 = 5$, $ME_2 = 4$, при $\chi^2 = 1.45$.

Это позволило улучшить описание данных в ОБМ [39]. На рис. 5.7 представлены вклады двух типов слагаемых. Тёмная точечная кривая соответствует вкладу от одиночных (single) глюонов. Светлая точечная линия описывает вклад кластеров (кланов), состоящих из двух глюонов, один из которых возникает при делении, fission. Сплошная линия является суперпозицией двух вкладов. Тёмные треугольники — экспериментальные данные топологических сечений экспериментов “Мирабель” (n_{ch} от 2 до 14 частиц) и ”Термализация” (n_{ch} от 14 до 24 частиц).

6 Заключение

1-2. Проект «Термализация» был предложен для изучения множественного рождения частиц в области, близкой к максимальной пороговой множественности. Он выполнялся на установке СВД-2, расположенной на выведенном пучке ускорителя У-70, ИФВЭ, г. Протвино. Установка регистрировала вторичные частицы в протон-протонных взаимодействиях $pp \rightarrow n_\pi \pi + 2N$ (π - мезон, N - нуклон, n_π - число пионов) при импульсе выведенного пучка 50 ГэВ. Основная цель проекта «Термализация» — измерение топологических сечений в области большой множественности, значительно превышающей среднюю множественность $\langle N_{ch} \rangle$. Для измерения множественности заряженных частиц использовался вершинный детектор (ВД) установки СВД-2. ВД является быстродействующим и наиболее точным измерительным прибором установки СВД-2, что позволяет эффективно измерять множественность с учётом поправок на акцептанс. ВД находится в головной части установки СВД-2, непосредственно за жидководородной мишенью.

3. Разработаны эффективный алгоритм и программное обеспечение для реконструкции событий в ВД установки СВД-2 эксперимента SERP-E-190. Для поиска треков при повышенных шумах в ВД применяется метод фильтров Калмана, для оценки параметров треков и вершин событий — метод наименьших квадратов. Программа реконструкции даёт хорошую точность восстановления треков и вершин событий, которая соответствует расчётным значениям точности для ВД, а также высокую эффективность распознавания треков в области множественности $N_{ch} = 16 \div 24$ от 97 до 92%.

4. Для обработки и анализа экспериментальных данных было отобрано 1.09 млн. события из набора статистики 2008 года с уровнем триггера $T = 8$ (3.85 млн. событий). События отбирались по критериям отбора: на число пучковых треков с эффективностью 78%, на полезную часть водородной мишени с эффективностью 81%, на несовпадение реконструированной Z-координаты вершины на проекциях с эффективностью 82%. Треки в событиях отбирались

по условию ограничения промаха от вершины < 1 мм. По отобраным событиям полученное распределение по множественности заканчивается множественностью $N_{ch} = 24$ заряженных треков. Множественность увеличилась от 16 до 24 частиц, по сравнению с данными, полученными на пузырьковой камере «Мирабель».

5. С помощью моделирования вычислены поправочные коэффициенты, учитывающие потери треков из-за акцептанса ВД и эффективности процедур обработки данных. Также проведена оценка сечений с учётом эффективностей потерь событий и треков в процессе регистрации и обработки данных. Полученные сечения примерно совпадают с данными «Мирабеля» и позволяют ввести поправочные коэффициенты для вычисления топологических сечений с привязкой данных для множественности $N_{ch} \geq 10$. После введения поправок получены значения экспериментальных топологических сечений. Добавлены 4 точки к ранее измеренным на камере «Мирабель» топологическим сечениям для $N_{ch} = 18, 20, 22, 24$. Для $N_{ch} = 10, 12, 14, 16$ значения топологических сечений поправлены. Полученное сечение в крайней точке $N_{ch} = 24$ зарегистрированной множественности на три порядка величины меньше, чем измеренное на камере «Мирабель» при $N_{ch} = 16$. КНО — распределение в точках $N_{ch} = 18, 20$ (область $3.2 < z < 3.6$) хорошо согласуется с данными, полученными на детекторе SFM ускорителя ISR CERN при $\sqrt{s} = 30.4, 44.5, 52.6$ ГэВ и предсказывает поведение кривой множественности для $3.6 < z < 4.4$. Полное неупругое сечение pp -взаимодействий при 50 ГэВ составило $\sigma = 31.50 \pm 1.14$ мбн, средняя множественность заряженных частиц $\langle N_{ch} \rangle = 5.45 \pm 0.11$. Вычислены дисперсия $D = 7.20 \pm 0.20$ и второй корреляционный момент $f_2 = 1.75 \pm 0.26$. Проведено сравнение полученных данных с несколькими моделями. Больших отклонений от предсказаний использованных моделей не обнаружено. Наиболее подходящая модель для описания - модель глюонной доминантности. МГД представляет собой свёртку двух распределений, пуассоновского и биномиального распределений. В МГД рождение вторичных адронов происходит за счёт глюонов.

7 Благодарности

В первую очередь хочу выразить признательность своим научным руководителям Елене Сергеевне Кокоулиной (ЛФВЭ ОИЯИ) и Юрию Петровичу Петухову (СНЭО ЛФВЭ ОИЯИ) за помощь в решении актуальных задач и поддержку в течение всего времени работы над настоящей диссертацией. Также хочу поблагодарить профессора Владимира Алексеевича Никитина (ЛФВЭ ОИЯИ) за подготовку и руководство проектом "Термализация", за активное обсуждение результатов моей работы. Также хочу выразить искреннюю признательность всем коллегам сотрудничества СВД-2, руководителям эксперимента Павлу Федоровичу Ермолову [‡] от НИИЯФ МГУ и Александру Павловичу Воробьеву от ИФВЭ за организацию и руководство экспериментом на установке СВД-2. Также хочу поблагодарить Василия Николаевича Рядовикува (ИФВЭ) за участие и внимание к моей работе.

Сотрудничество СВД-2:

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий, Протвино

Е.Н. Ардашев, А.Г. Афонин, А.П. Воробьев, В.Ф. Головкин, С.Н. Головня, С.А. Горохов, В.Ф. Головкин, В.Н. Запольский, А.А. Киряков, Л.Л. Курчанинов, Е.В. Лобанова, И.С. Лобанов, Г.Я. Митрофанов, В.С. Петров, А.В. Плескач, М.К. Полковников, В.М. Роньжин, В.Н. Рядовикув, В.А. Сенько, Н.А. Шаланда, М.М. Солдатов, А.Г. Холоденко, Ю.П. Цюпа, В.И. Якимчук

Научно-исследовательский институт ядерной физики

им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва

С.Г. Басиладзе, Г.А. Богданова, А.М. Вишневская, В.Ю. Волков, А.Г. Воронин, Н.И. Гришин, Я.В. Гришкевич, П.Ф. Ермолов, Е.Г. Зверев, Д.Е.

Карманов, В.Н. Крамаренко, А.В. Кубаровский, А.К. Лефлат, С.И. Лютов,
М.М. Меркин, В.В. Попов, Л.А. Тихонова

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В.В. Авдейчиков, А.Н. Алеев, В.П. Баландин, В.А. Будилов, Ю.Т. Бурзунов, Н.К. Жидков, Г.Д. Кекелидзе, В.И. Киреев, Е.С. Кокоулина, Н.А. Кузьмин, Г.И. Ланциков, В.В. Мялковский, В.А. Никитин, Ю.П. Петухов, В.Д. Пешехонов, И.А. Руфанов, В.И. Спирыкин, А.В. Терлецкий, Н.Ф. Фурманец, Ю.А. Ченцов, А.И. Юкаев

НЦ ФЧВЭ, Минск, Беларусь

М.А. Батурицкий

Отдел математики Коми НЦ УрО РАН, Сыктывкар, Россия

А.В. Карпов, А.Я. Кутов

8 Литература

1. Большая советская энциклопедия.
2. И.В. Андреев, И.М. Дрёмин, Механизмы процессов множественного рождения частиц. // Успехи физических наук, 1977 г., май, т.122, вып.1(500), стр.37-79.
3. И.М.Дрёмин. Множественное рождение частиц и квантовая хромодинамика. // Успехи физических наук, май 2002 г., том 172, N5, стр. 551-571
4. E.Kokoulina, A.Kutov, V.Nikitin. Gluon dominance model and cluster production // Brazilian Journal of Physics, vol.37, no. 2C, June, 2007.
5. В.С. Мурзин, Л.И. Сарычева. Взаимодействия адронов высоких энергий. // 1983 г., Москва, Издательство “Наука“.
6. В.В. Авдейчиков и др. Рождение частиц в pp-взаимодействии с высокой множественностью при энергии протонов 70 ГэВ, проект “Термализация“// Препринт ОИЯИ P1-2004-190, Дубна, 2005, 45 стр.
7. V.V. Avdeichikov et al. Spectrometer with Vertex Detector for Experiments at IHEP Accelerator. // Nuclear experimental techniques, Приборы и техника эксперимента, 2013, Vol.56, No.1, pp.9-31.
8. И.В. Богуславский и др. Магнитное поле спектрометра с вершинным детектором. // Препринт ОИЯИ P1-90-247, 1990 г.
9. В.В. Авдейчиков и др. Триггер событий с высокой множественностью заряженных частиц установки СВД-2. // Приборы и техника эксперимента, N2, март-апрель 2011, стр. 15-24, Изд.:МАИК Наука Интерпериодика.
10. А.А. Киряков и др. Методы реконструкции координат в кремниевых микростриповых детекторах. // Препринт ИФВЭ 2003-38 ОНФ, Протвино.

11. R.Fruhworth. Application of filter methods to the reconstruction of tracks and vertices in events of experimental high energy physics. // *HEPHY-PUB 516/88 VIENNA Dec. 1988.*
12. А.А. Лебедев, Г.А. Ососков. Реконструкция траекторий частиц в детекторах TRD и MUCN эксперимента CBM. // *Препринт ОИЯИ Р10-2010-3, Дубна.*
13. Jose A. Hernando. The Kalman Filter Technique applied to Track Fitting in GLAST. // *SCIPP 98/18,1998, University of California, Santa Cruz.*
14. V.V. Ammosov et al. Average charged particle multiplicity and topological cross sections in 50 GeV/c and 69 GeV/c pp interactions. // *Phys.Lett.B 42,519(1972);V.V.Babintsev et al.,ИЯП preprint M-25, Protvino(1976).*
15. E.S.Kokouлина, А.Я.Котов, V.A.Nikitin and V.V.Попов. Analysis of high multiplicity events. // *Physics of Particles and Nuclear Letters, 2011, Vol.8, №.8, pp. 855-859.*
16. E.S. Kokouлина, V.A. Nikitin, Y.P. Petukhov, А.Я. Котов. Proton interactions with high multiplicity. // *Ядерная физика , 2012, том 75, №6, с. 1-4.*
17. В.Н. Рябовиков от имени сотрудничества СВД-2 (69 соавторов). Топологические сечения в pp-взаимодействиях при 50 ГэВ. // *Ядерная физика, 2012, том 75, N3, с. 343-348.*
18. S.V. Semenov, S.M. Troshin, N.E. Tyurin, O.A. Khrustalev. Connection between elastic and inelastic process at high energies. // *Ядерная физика, 1975, Vol. 22, стр. 792-800 .*
19. A. Giovannini and R. Ugocioni. Clan structure analysis and QCD parton showers in multiparticle dynamics. An intriguing dialog between theory and experiment. // *International Journal of Modern Physics, , 2005, Vol. A20, issue 17:3897-4000,2005[ArXiv:hep-ph/0405251].*

20. GEANT - Detector Description and Simulation Tool. // CERN Program Library Long Writeup W5013.
21. ROOT - An Object-Oriented Data Analysis Framework. Users Guide 5.12 // July 2006.; <http://root.cern.ch>
22. О.Г. Чикилев, В.П. Шляпников. Простая модель для описания распределений по множественности в неупругих $p^\pm p$ и в мезон-протонных взаимодействиях // Ядерная физика, 1992, вып. 55, стр. 779-783.
23. E.S. Kokoulina and V.A. Nikitin. The description of pp-interactions with very high multiplicity at 70 GeV/c by Two Stage Gluon Model // Proceeding of International School-Seminar "The Actual Problems of Microworld Physics", Gomel, Belarus, 2003, Vol. 1, pp. 221-236
24. E. Kokoulina, Description of pp -interactions with very high multiplicity at 70 GeV/c // Acta Phys. Polon., 2004, Vol. B35, №1, pp. 295-302.
25. E.S. Kokoulina, A. Ya. Kutov and L.F. Babichev, Gluon Dominance Model and High Multiplicity Study // Nonlinear Phenomena Complex Systems, 2007, Vol. 10, №3, pp. 291-296
26. E.S. Kokoulina, A. Ya. Kutov, High-multiplicity study. // Ядерная физика, 2008, том 71, №9, стр. 1543-1551.
27. E.S. Kokoulina, I. Roufanov, A. Kutov and V. Ryadovikov, Extreme multiplicity study: advancement and outlook // Nonlinear Phenomena in Complex Systems, 2008, Vol. 11, №4, pp. 483-487.
28. E. Kokoulina, A. Kutov, High multiplicity study // Acta Physica Polonica B, 2008, Vol. 1, №3, pp. 583-586
29. E. Kokoulina, V. Nikitin, Yu. Petukhov, A. Karpov and A. Kutov, New Results of the Extreme Multiplicity Studies // Nonlinear Phenomena Complex Systems, 2009, Vol. 12, №4, pp. 514-518.

30. Е.С. Кокоулина, А.Я. Кутов, В.Н. Рядови́ков, Высо́коэнергичные взаимодействия в области предельных множественностей // Ядерная физика, 2009, том 72, №1, стр. 98-102.
31. E.S. Kokoulina, V.A. Nikitin, Yu.P. Petukhov, A.V. Karpov and A.Ya. Kutov, Search for collective phenomena in hadron interactions // Ядерная физика, 2010, том 73, №12, стр. 2116-2124.
32. P.F. Ermolov, E.S. Kokoulina, E.A. Kuraev, A.Ya. Kutov, V.A. Nikitin, A.A. Pankov, I.A. Roufanov and N.K. Zhidkov, Study of multiparticle production by gluon dominance model (Part II) // Proceedings of the 17th International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems: Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics (ISHEEP 2004), Dubna, Russia, 2005-2006, pp. 327-336.
33. A. Aleev et al., Project "Thermalization" // Nonlinear Dynamics and Applications: Proceedings of the 13th annual seminar "Nonlinear Phenomena in Complex Systems", Minsk, May 16-19, 2006, Joint Institute for Power and Nuclear Research-Sosny, National Academy of Sciences of Belarus; Minsk, 2006, Vol. 13, pp. 83-93.
34. E.S. Kokoulina and A.Ya. Kutov, Multiparticle production at high multiplicity // XVIII International Baldin Seminar on High Energy physics problems "Relativistic nuclear physics & Quantum Chromodynamics", Изд.: JINR, A.N. Sissakian, V.V. Burov and A.I. Malakhov, 2008, Vol. 1, pp. 144-153.
35. E. Kokoulina, A. Kutov, V. Riadovikov, Extremely high multiplicity studies in the SVD-2 experiment // Proceeding of the 38th International Symposium on Multiparticle Dynamics ISMD08, Изд.: DESY, Hamburg, Germany, J. Bartels, K. Borras, G. Gustafson, H. Jung et al., 2009, Vol. 1, pp. 375-379.
36. V.V. Avdeichikov, E.S. Kokoulina, A.V. Kubarovsky, A.Ya. Kutov, V.A. Nikitin, V.V. Popov, I.A. Roufanov, V.N. Ryadovikov and N.K. Zhidkov,

- Extreme multiplicity at high energies // Proceeding of the XIX International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, Изд.: Издательский отдел ОИЯИ, A.N. Sissakian, V.V. Burov, A.I. Malakhov, S.G. Bondarenko, E.B. Plekhanov, 2008, Vol. 2, pp. 151-156.
37. E. Kokouline, A. Kutov, V. Nikitin, Y. Petukhov and V. Popov, Search for collective phenomena in hadron interactions // Proceedings of the 40th International Symposium on Multiparticle Dynamics, Antwerpen University, Nick Van Remortel, Pierre Van Mechelen, 2011, pp. 115-120.
38. E. Kokouline, A. Kutov, A. Kalyada and R. Salyanko, The evidence for pion condensate formation in pp interactions at U-70 // Proceeding of Science, Изд.: SISSA, 2013, pp. 1-8.
39. A. Alev, V. Avdeichikov, V. Baldin, Yu. Borzunov et al., SVD Collaboration Study of pp interactions at U-70 // Chicago, USA, Proceeding of the XLIII ISMD, Edited by S. Chekanov and Z. Silivan.-IIL Press., 2014, pp. 41-48.
40. A. Alev, V. Avdeichikov, V. Balandin, Yu. Borzunov et al., SVD Collaboration Study of pp interactions at U-70 // International conference in honor of Ya.B. Zeldovich 100th Anniversary. Zeldovich-100 Meeting, March 10-14, 2014, Minsk, Belarus, Edited by Yu. Kurochkin, 2014, 4 p.
41. И.В. Кувшинов, Е.С. Кокоулина, Корреляции заряженных адронов в кварковых и глюонных струях. // Acta Physica Polonica, 1982, Vol. B13, Iss. 7, pp. 553-559.
42. E.S. Kokouline, Analysis of multiparticle dynamics in e^+e^- -annihilation into hadrons by two-stage model // XXXII ISMD, Alushta, Ukraine, 2002, World Scientific, pp. 340-343.
43. А.Я. Кутов, Реконструкция событий в вершинном детекторе установки СВД-2 на У-70. // Проблемы математики и теоретической физики,

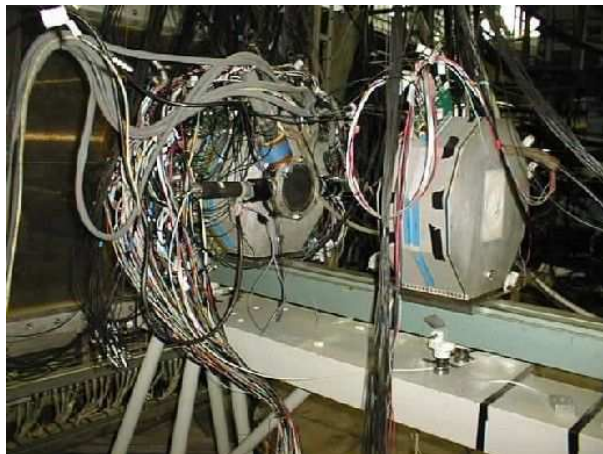
- Сыктывкар, 2014, стр. 209-226, Труды Коми научного центра УрО РАН, №187.
44. Сотрудничество СВД-2, Е.Н.Ардашев и др.(64 соавтора), Топологические сечения в pp -взаимодействиях при 50 ГэВ. // Препринт ИФВЭ 2011-4 ЛДС (от 15 марта 2011 г.), г. Протвино.
 45. T.Sjostrand, S.Mrenna and P.Z.Skands, "PYTHIA 6.4 Physics and Manual" // JHEP 0605 (2006) 026 [[hep-ph/06031751](#)]
 46. Э.Ферми, Ядерные процессы при больших энергиях // УФН, 1952, т.46, вып.1
 47. Сарычева Л.И. Физика фундаментальных взаимодействий : Спецкурс // НИИЯФ МГУ, М.:КДУ,2008
 48. A.Breakstone et al., Charged multiplicity distribution in pp interactions at CERN ISR energies // Physical Review D, Volume 30, Number 3, 1 august 1984.
 49. V.V.Begun and M.I.Gorenstein, Bose-Einstein condensation of pions in high multiplicity events // Physics Letters B., 2007, Vol.653, pp. 190-195.
 50. V.V.Begun and M.I.Gorenstein, Bose-Einstein condensation in the relativistic pion gas: Thermodynamic limit and finite size effects // Physical Review C., 2008, Vol.77, 9p
 51. Рядовилов В.Н. от имени сотрудничества СВД-2, Флуктуации числа нейтральных пионов при большой множественности в pp — взаимодействиях при 50 ГэВ // Ядерная физика, 2012, т.75, №8, стр. 1050-1059.
 52. Н.М.Никитюк, Методы обработки информации с трековых детекторов заряженных частиц высоких энергий // Физика элементарных частиц и атомного ядра, ОИЯИ, 1995, том 26, вып.3, 61 стр.

53. Р.К.Воск и др., Методы анализа данных в физическом эксперименте // под редакцией М.Реглера, Москва "Мир" 1993, 478 стр.
54. R.Mankel, Pattern Recognition and Event Reconstruction in Particle Physics Experiments // arXiv:physics/0402039 v1 9 Feb 2004, p.101
55. Jan Fiete Grosse-Oetringhaus and Klaus Reygers, "Charged-particle multiplicity in proton-proton collision" // Topical review, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 37(2010)083001, 43pp
56. The ATLAS Collaboration, "Charged-particle multiplicities in pp interactions measured with the ATLAS detector at the LHC" // New J.Phys. 13(2011) 053033, 68pp.

9 Приложение



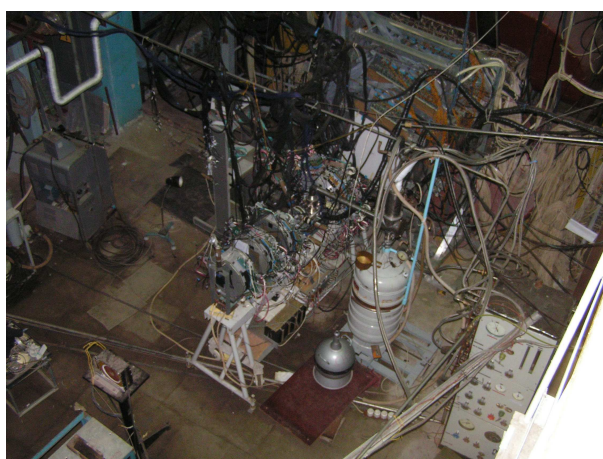
а) Фото экспериментального зала



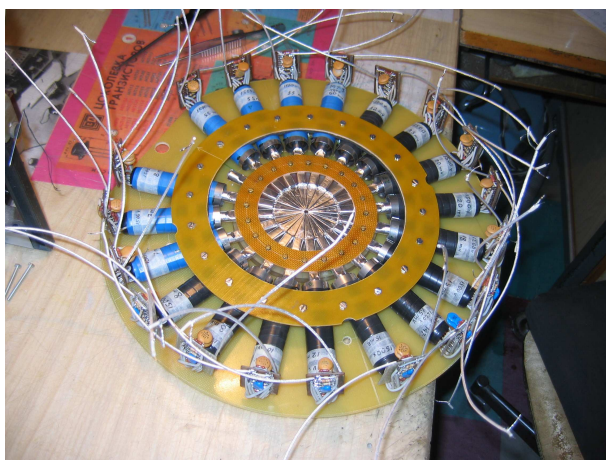
б) Фото вершинного детектора



в) Фото магнита и пропорциональных камер в магните



г) Фото вершинного детектора сверху



д) Фото триггерного сцинтилляционного годоскопа



е) Фото жидководородной мишени