

На правах рукописи

КОЛЕСНИКОВ
Вадим Иванович

**Калибровка 900-канального времяпролетного
детектора и измерение спектров адронов
во взаимодействиях ядер Pb+Pb при
энергии 158 ГэВ/нуклон**

Специальность: 01.04.01 – приборы и методы
экспериментальной физики

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук
Г. Л. МЕЛКУМОВ

Дубна 2002

Содержание

Введение	3
1 Описание эксперимента	7
1.1 Состав установки NA49	7
1.1.1 Система координат и используемые кинематические переменные	13
1.2 Идентификация частиц в эксперименте и требования к вре- мяпролетной системе	14
1.3 Описание времяпролетного детектора TOF	16
1.4 Система высоковольтного питания TOF	19
1.5 Электроника считывания TOF	21
1.6 Реализация триггера в эксперименте	23
1.7 Система сбора данных	26
2 Калибровка времяпролетной информации	30
2.1 Задачи реконструкции	30
2.2 Реконструкция треков и восстановление вершины взаимодей- ствия	32
2.3 Геометрическая калибровка TOF детектора	33
2.4 Амплитудная нормировка сигналов	35
2.5 Коррекция измеренного временного интервала и определение времени пролета	39
3 Идентификация частиц	49
3.1 Определение критериев качества треков	51
3.2 Построение $dE/dx-m^2$ распределений	54
3.3 Определение параметров $dE/dx-m^2$ распределений	54
3.4 Построение (p_t-y) распределений идентифицированных частиц	60
4 Моделирование в условиях эксперимента	68
4.1 Описание геометрии установки и вещества детекторов	70
4.2 Розыгрыш начальных параметров частиц	70
4.3 Моделирование процессов прохождения частиц через установку	71

4.4	Моделирование отклика детектора	72
4.5	Определение коэффициентов коррекций	73
5	Анализ экспериментальных данных	79
5.1	Построение спектров по поперечной массе. Анализ наклонов спектров и выходов частиц	80
5.2	Оценка систематической ошибки в определении параметров спектров частиц	82
5.3	Исследование систематики наклонов спектров	86
5.4	Сравнение экспериментальных данных с микроскопическими каскадными моделями	89
5.5	Выход каонов в Pb+Pb столкновениях	94
5.6	Стоппинг в Pb+Pb реакциях при 158 А·ГэВ/с	96
5.7	Изучение выходов дейтронов в реакциях Pb+Pb при 158 А·ГэВ/с	98
	Заключение	108
	Литература	110

Введение

Экспериментальные исследования в области релятивистской ядерной физики начались более 30 лет назад в двух лабораториях мира – LBL (Беркли) и ОИЯИ (Дубна), на ускорителях которых были ускорены ядра до энергий 2 ГэВ/нуклон и 4.5 ГэВ/нуклон, соответственно [1]. Первые эксперименты на пучках многозарядных ионов продемонстрировали большие перспективы этого нового физического направления. В частности, были обнаружены многие интересные закономерности инклюзивного рождения частиц в ядро-ядерных столкновениях [4, 5, 6]. В результате анализа экспериментальных данных стало очевидно, что описание столкновений релятивистских ядер не может сделано на основании суперпозиции нуклон-нуклон и нуклон-ядерных реакций. Это позволило сформулировать понятие о кварк-партонной структурной функции ядра и сделать заключение о влиянии ядерной среды на структурные функции свободных нуклонов [7].

С появлением новых более мощных ускорителей ядер, AGS, SPS, RHIC и планируемого в ЦЕРН LHC эта область физики получила новое бурное развитие. Экспериментальные данные, полученные в ядро-ядерных реакциях, имеют фундаментальное значение для широкого спектра научных теорий – от теории частиц до космологии. При больших значениях массового числа и энергии налетающих ядер образуется макроскопическая по сравнению с типичным размером ядерного взаимодействия (≈ 1 Фм) пространственно-временная область с очень высокой плотностью энергии (порядка нескольких ГэВ/Фм³). При таких плотностях возможен переход ядерной материи в новое фазовое состояние вещества называемое Кварк-Глюонная Плазма (КГП) [8, 9]. Особенный интерес вызывают т.н. ”центральные” столкновения, т.е. столкновения с малым прицельным параметром. К примеру, в центральных Pb+Pb столкновениях на ускорителе SPS ($\sqrt{s} \approx 17$ А·ГэВ) плотность энергии в области столкновения составляет $\epsilon = (3 \div 4)$ ГэВ/Фм³ [10], что в несколько раз превышает критическое значение для перехода в состояние КГП ($\epsilon \approx 1$ ГэВ/Фм³), полученное при расчетах КХД на решетке [11].

Экспериментальные исследования свойств КГП могут помочь в понимании проблемы конфайнмента и возникновения масс частиц.

Исследование спектров адронов является одним из основных экспериментальных методов для изучения динамики ядерных реакций и эволюции системы, образованной при взаимодействии. В частности, спектры протонов позволяют изучать механизм потерь энергии нуклонами сталкивающихся ядер и определять барионную плотность в начальной стадии взаимодействия. Изучение выходов $K^\pm$ -мезонов, которые содержат почти 70% всех рожденных при столкновении ядер s-кварков, важно для поиска проявлений КГП, так как при этом ожидается повышенный выход странных частиц. Следует особенно подчеркнуть важность измерения спектров каонов в связи с проводимой в эксперименте NA49 программой исследования энергетической зависимости K/π отношения и возможного наблюдения порогового эффекта при образовании КГП.

Важную информацию о динамике процесса ядерного столкновения можно получать изучая процесс образования легких ядер, в частности, дейтрона. Образованный при столкновении двух ядер сгусток ядерной материи с большой плотностью и высокой температурой (файербол), со временем расширяется и охлаждается. На конечной стадии развития файерболла, когда плотность системы и относительная скорость частиц малы, взаимодействия между частицами становятся маловероятными. Данная пространственно-временная конфигурация носит в литературе название "*freeze-out*". Так как энергия связи дейтрона ($E_{\text{св}} = 2.25$ МэВ) мала по сравнению со средней кинетической энергией частиц в момент *freeze-out* ($T_{fo} \approx 120$ МэВ), то образование дейтронов в результате слияния пары нуклонов происходит на конечной стадии развития системы. Следовательно, измерение выхода дейтронов позволяет не только прояснить механизм образования ядерных кластеров, но и исследовать распределения нуклонов в конечном состоянии расширяющегося источника частиц [100, 105].

Диссертация состоит из введения, пяти глав (1–5) и заключения.

В **первой** главе указаны основные параметры ускорительного комплекса Super Proton Synchrotron (SPS). Описывается установка NA49 и приведены характеристики ее составных частей. Затем сформулированы требования к времяпролетной системе установки. Основным требованием является среднее временное разрешение ≈ 80 пс. Дано детальное описание составных частей времяпролетного детектора, созданного на основе сцинтилляционных счетчиков, – конструкции, системы питания, электроники и системы сбора данных. Подробно изложены методы контроля параметров счетчиков в процессе набора данных.

Во **второй** главе описывается процедура реконструкции и коррекции времяпролетной информации. Основными этапами этой процедуры являются: геометрическая калибровка (определение точного местоположения каждого счетчика в пространстве), амплитудная нормировка сигналов со счетчиков и коррекция временных спектров. Приведена процедура компенсации временной нестабильности параметров времяпролетного детектора. Отмечена специфика коррекций при работе системы на пучках протонов. Полный комплекс коррекций дает возможность иметь координатную точность определения положения счетчиков в пространстве ≈ 1 мм. Достигнутое временное разрешение составляет $\sigma = 76$ пс для реакций Pb+Pb и $\sigma = 90$ пс для p+p. Все методические наработки были реализованы в созданной автором программе-клиенте, обеспечивающей весь комплекс коррекций для времяпролетного детектора и используемой при реконструкции.

Третья глава посвящена изложению процедуры идентификации частиц в эксперименте. Перечислена последовательность критериев качества треков, используемых для анализа. Обосновывается необходимость разбиения всей статистики треков на интервалы в кинематических переменных. Дается детальное описание последовательности получения параметров двумерных распределений ионизационных потерь dE/dx от квадрата инвариантной массы m^2 для всех типов частиц. Отмечены отличия в процедуре идентификации для случая дейтронов. Приводится процедура определения коррекций на выброс частиц при идентификации.

В **четвертой** главе подробно рассматриваются вопросы моделирования установки и определения эффективности регистрации времяпролетного детектора с помощью пакета GEANT. По результатам моделирования с использованием генератора событий VENUS и набора программ для описания отклика детекторов определяется эффективность реконструкции треков и вклад от распадов нестабильных частиц в экспериментальном распределении.

В **пятой** главе представлены все основные физические результаты диссертации. Подробно описана процедура построения распределений по поперечной массе, определения параметров наклонов спектров и плотности частиц на единицу быстроты. Проводится анализ систематических ошибок результатов анализа. Суммарная систематическая ошибка составляет 6%. Полученные экспериментальные результаты сравниваются с данными других экспериментов и с предсказаниями микроскопических каскадных моделей ядерных столкновений. Также проводится анализ выхода дейтронов и зависимость параметра коалесценции B_2 от поперечной массы дейтрона. Экспериментальные данные сравниваются с предсказаниями гидродинами-

ческих моделей ядерных реакций.

В **заключении** суммированы основные результаты и выводы диссертационной работы.

Основные результаты работы неоднократно были представлены на международных конференциях и изложены в 8 публикациях [12, 19, 20, 94, 95, 96, 97, 98].

1 Описание эксперимента

1.1 Состав установки NA49

В начале 80-х годов прошлого века в Европейской лаборатории ядерной физики (ЦЕРН) была начата программа исследования столкновений релятивистских ядер на ускорителе SPS (Super Proton Synchrotron). Первые результаты были получены с использованием пучков серы, а в 1994 году были ускорены ядра свинца. Ниже представлены параметры пучка:

Макс. энергия пучка – 158 ГэВ

Интенсивность – до 10^7

Длительность цикла — 19.2 с

Длительность сброса – 4.8 с

Расположенный в северной экспериментальной зоне (North Area) многоцелевой широкоапертурный детектор NA49 [12] служит для исследования характеристик столкновений ультрарелятивистских ядер. Развитая система пучкового мониторинга позволяет с высокой точностью определять параметры и координаты налетающих частиц. Имеющийся набор мишеней от жидководородной до свинцовой позволяет исследовать в рамках одного эксперимента огромный спектр реакций – нуклон-нуклонные, нуклон-ядерные и ядро-ядерные столкновения. Причем, в состав установки входит ряд детекторов (детектор множественности и калориметры), позволяющие определять (в рамках неких предположений) прицельный параметр столкновения, т.е. для каждой комбинации налетающего ядра и ядра мишени возможно исследовать реакции в широком диапазоне прицельных параметров – от периферических до наиболее центральных. Безусловно, к основным преимуществам NA49 относятся высокая гранулярность составляющих ее детекторов и возможность полной идентификации частиц. С практической точки зрения это означает реконструкцию до 2000 треков

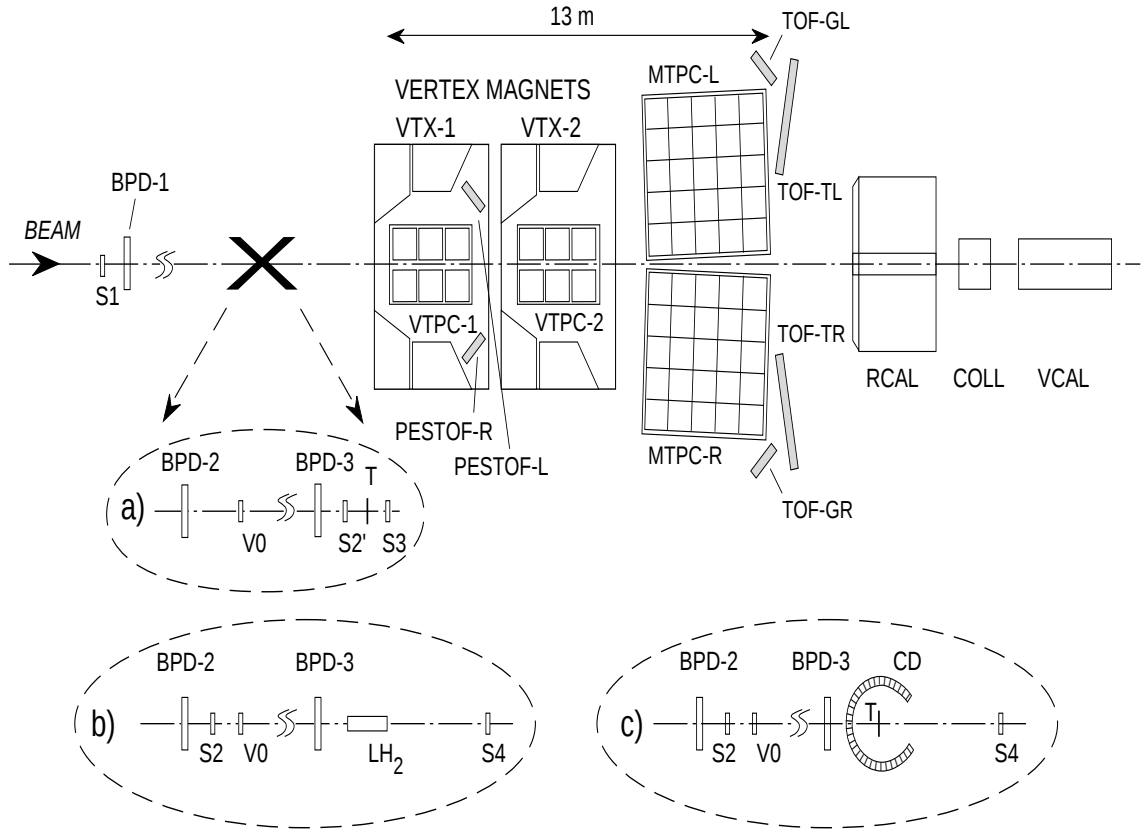


Рис. 1: Схема установки NA49. Показаны используемые наборы пучковых счетчиков в реакциях Pb+Pb(a), p+p(b), p+Pb(c).

и идентификацию частиц в каждом событии, т.е. фактически полное восстановление события. Количество возможных физических задач решаемых с помощью установки огромно – это исследование выходов заряженных адронов (π , K , p), нейтральных мезонов и гиперонов (Λ , ϕ , Ω), измерение пространственно-временных характеристик реакций с использованием метода корреляций, поиск нестатистических флуктуаций выходов адронов от события к событию ("Event-by-Event" флуктуации), и т.д.

Схема установки NA49 приведена на рис. 1. В состав системы триггера и мониторинга пучка входят счетчики S1, S2(S2'), S3, V0 и S4. Счетчик S1 находится на расстоянии 27 м от мишени и представляет собой кварцевую пластинку толщиной 200 мкм. В состав счетчика входят также светосборник и ФЭУ. Сигнал от черенковского света при прохождении налетающего ядра через пластину используется в схеме триггера и служит также стартовым сигналом для времяпролетной системы. При работе с протонным пучком сигнал от черенковского излучения слишком мал, поэтому кварцевая пластина меняется на сцинтиллятор толщиной 5 мм. Счетчик

V0 представляет собой сцинтиллятор толщиной 5 мм с круглым отверстием диаметром 1 см в центре. Он служит для отбраковки фрагментов пучка и частиц, отклоняющихся от прямолинейной траектории. Счетчик V0 включен на антисовпадения в схеме формирования триггера. Сцинтилляционный счетчик S2 используется при работе с протонными пучками, а при переходе на пучек свинца меняется на газовый черенковский счетчик S2'. Счетчик S3 представляет собой газовый черенковский счетчик заполненный гелием. Внутри корпуса счетчика на расстоянии 20 см перед фокусирующим зеркалом крепится мишень. Она представляет собой свинцовую фольгу толщиной 244 мг/см^2 ($1\% \lambda_{int}$). При взаимодействии налетающего ядра с ядром мишени образуется большое количество фрагментов, вылетающих вперед по направлению пучка. Чем более неупругим было столкновение (чем меньше прицельный параметр), тем меньше заряд Z вылетающих вперед фрагментов пучка. Так как интенсивность черенковского излучения при движении релятивистской частицы в газе квадратично зависит от заряда частицы, то суммарное количество испущенных фотонов (а значит и сигнал, снимаемый со счетчика) обратно пропорционален центральности столкновения. Установкой порога формирователя для сигнала с S3 определяется степень неупругости взаимодействия в мишени. Так как точность восстановления вершины взаимодействия в событии составляет 1-2 мм, то возможные фоновые взаимодействия частиц пучка с газом в счетчике S3 фиксируются в оффлайн-анализе по значению координаты вершины. Счетчик S4 расположен в промежутке между двумя время-проекционными камерами (VTPC-1 и VTPC-2) и используется в пучках протонов. Отсутствие сигнала с этого счетчика означает факт взаимодействия налетающего протона в мишени. Для измерения поперечных размеров пучка служат 3 Beam Position Detectors (BPD). Расположенные на расстоянии 30,18 и 0.5 м от мишени BPD 1,2 и 3, соответственно, представляют собой пропорциональные камеры со считыванием информации с катодных стрипов. Камеры имеют размер $3 \times 3 \text{ см}^2$ и имеют координатную точность 40 мкм.

Основу трековой системы установки составляют 4 время-проекционные камеры (Time Projection Chambers - TPC) большого объема. Две из них – "Vertex"-TPC (VTPC1,2) находятся в магнитном поле, создаваемым двумя сверхпроводящими магнитами VTX1,2.

Две другие – *Main*-TPC (MTPCL,R) расположены на расстоянии 12 м от мишени по обе стороны от пучка. TPC предназначены для измерения траектории и импульса заряженных частиц, а также ионизационных потерь dE/dx при движении частиц в газе, заполняющем объем камер. Параметры TPC приведены в Таблице 1.

Таблица 1: Параметры время-проекционных камер эксперимента NA49

	VTPC1	VTPC2	MTPCL,R
Размеры, см	200x250x98	200x250x98	390x390x180
Длина дрейфа, см	67	67	118
Состав смеси	Ne/CO ₂ (90/10)	Ne/CO ₂ (90/10)	Ar/CH ₄ /CO ₂ (90/5/5)
Скорость дрейфа, см/мкс	1.4	1.4	2.4
Размеры падов, мм	16x3.5	28x3.5	40x3.5
Магнитное поле, Тл	1.5	1.1	0.0

Общее число электронных каналов во всех 4-х TPC равно 180000. Точность восстановления импульса в камерах составляет $\Delta P/P = 0.3\%$, а разрешение по dE/dx $\sigma_E \approx 4\%$. В качестве одного из преимуществ установки NA49 следует отметить развитую систему управления и контроля магнитным полем в магнитах VTX1,2 [12]. Быстрое переключение полярности магнитного поля позволяет набирать статистику для заряженных частиц обоих знаков в течении одного *run*-периода.

В состав установки входят 2 системы времяпролетных детекторов, отличающиеся количеством и типом счетчиков, входящих в состав системы. Описанию одной из них – TOF-TL посвящена эта диссертация.

Времяполетная система TOF-GL (TOF-GR) состоит из 186 сцинтилляционных счетчиков размером 130x24x25 см³. Эти счетчики сгруппированы в перекрещивающиеся плоскости, а каждый счетчик просматривается с двух концов фотоумножителями.

Ring-калориметр (RCAL) установки [13] предназначен для измерения распределения поперечной энергии в ядро-ядерных взаимодействиях, а также для измерения энергии нейтральных частиц в области фрагментации пучка в реакциях протон-протон и протон-ядро. Он расположен на расстоянии 18 м от мишени и имеет форму бочки с отверстием в центре. Внутренний диаметр калориметра равен 56 см, внешний – 302 см. RCAL состоит из слоев свинца, железа и пластического сцинтиллятора и имеет длину порядка $7 \lambda_{int}$. Калориметр сегментирован на 240 ячеек (24 по азимуту и 10 по радиусу), так что каждая ячейка захватывает примерно одинаковый диапазон по псевдобыстроте. Съем света осуществляется с помощью цилиндрических световодов, проходящих через отверстия в центре каждой ячейки. Светоприемником является фотоумножитель. Достигнутое энергетическое разрешение составляет:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1.2}{\sqrt{E}}, \quad E \text{ в } [\text{ГэВ}]$$

На расстоянии 25 м от мишени расположен последний элемент установки – *Veto*-калориметр (VCAL) [14]. Он является ключевым элементом при определении центральности взаимодействия. Калориметр состоит из двух последовательных секций. Первая (электромагнитная) состоит из слоев свинец/сцинтиллятор и имеет длину эквивалентную 16 радиационным длинам, вторая часть (адронная) длиной 7.5 ядерных длин состоит из слоев железо/сцинтиллятор. Поперечные размеры калориметра – 1x1 м², сбор света осуществляется с помощью бокового световода и ФЭУ. Для ограничения аксептанса фрагментирующих вперед частиц перед калориметром установлен колиматор. Он представляет собой железный блок с толщиной по пучку 1 м и отверстием в центре размером 10x10 см². Угловые размеры (аксептанс) колиматора составляют всего лишь 0.3°. Вследствие этого, только непровзаимодействующие фрагменты (спектаторы пучка) попадают в калориметр. Энергетическое разрешение *Veto*-калориметра составляет:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1.0}{\sqrt{E}}, \quad E \text{ в } [\text{ГэВ}]$$

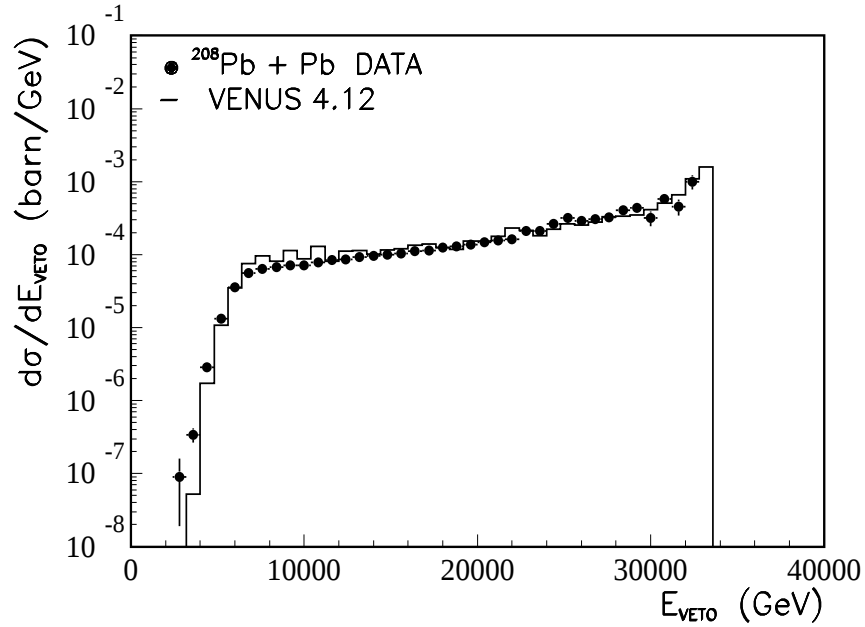


Рис. 2: Спектр энергии, выделенной в *Veto*-калориметре в реакции $^{208}\text{Pb}+\text{Pb}$.

Одним из параметров, описывающих реакцию столкновения двух ядер является ”центральность” взаимодействия. Определяется она либо как доля

(в %) от полного сечения, либо в терминах прицельного параметра столкновения b . На рис. 2 показан спектр выделенной в $Veto$ -калориметре энергии в реакции Pb+Pb при импульсе налетающего ядра 158 А·ГэВ/с. Установкой порога E_{veto} , т.е. фактически дискриминацией по величине сигнала с ФЭУ VCAL задается степень центральности взаимодействия. При значении порога $E_{veto} < 8$ TeV выделяются 4% наиболее центральных взаимодействий. Используя корреляцию между энергией E_{veto} и прицельным параметром столкновения b по результатам моделирования с помощью генератора событий VENUS [36] определен диапазон значений b для $E_{veto} < 8$ TeV. Он равен $0 < b < 3.5$ fm (рис. 3). При наборе данных условием триггера для отбора центральных событий в Pb+Pb реакциях является:

$$S1 \circ \overline{V0} \circ S2' \circ \overline{S3} \circ (E_{veto} < 8 \text{ TeV})$$

При работе на пучках протонов используется условие:

$$S1 \circ \overline{V0} \circ S2 \circ \overline{S4}$$

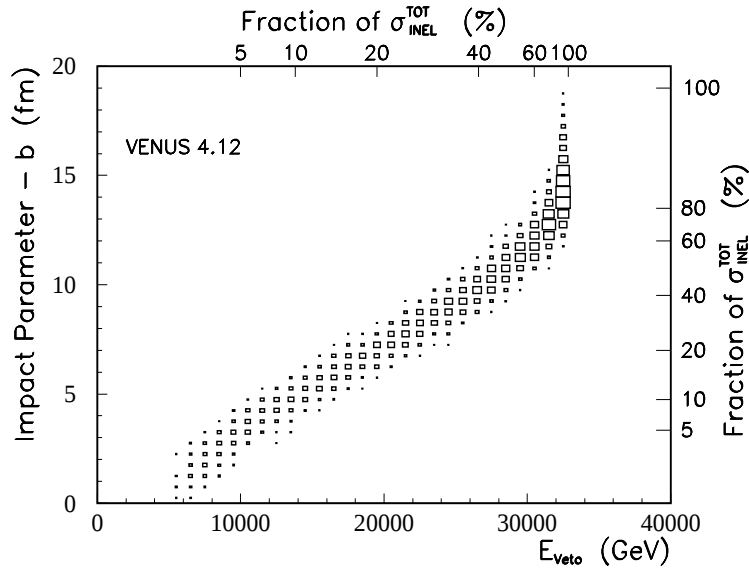


Рис. 3: Корреляция величины прицельного параметра b и E_{veto} (по результатам моделирования).

1.1.1 Система координат и используемые кинематические переменные

Направления осей x - y - z системы координат выбраны следующим образом:

- направление оси z совпадает с направлением пучка
- ось y направлена вверх
- направление оси x определяется двумя другими осями и условием, что система координат должна быть правой

Началом координат была выбрана середина магнита VTX2, единицей длины является сантиметр (см). При этом мишень имеет координаты $(0., 0., -579.01)$, а, к примеру, середина времяпролетного детектора TOF-TL – $(350., 0., 800.)$.

Для симметричных систем сталкивающихся ядер (к примеру Pb+Pb) описание процессов рождения и взаимодействия частиц проводится, как правило, в системе центра масс; в то время как для проведения реконструкции и построения финальных распределений удобно и естественно использовать лабораторную систему координат. Для быстрого и легкого перехода от одной системы координат к другой вместо набора импульсных переменных (p_x, p_y, p_z) для построения финальных распределений использовался другой полный набор кинематических переменных – быстрота (y), поперечный импульс (p_t) и азимутальный угол (ϕ).

Безразмерная величина y определяется как:

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta}\right) \quad (1)$$

Форма распределения частиц по быстройте является Лорентц-инвариантной, а переход от одной системы отсчета к другой осуществляется просто сдвигом распределения на величину Δy – относительную разницу быстрот этих систем отсчета. Для налетающего ядра свинца с импульсом $P = 158$ ГэВ/с на нуклон значение быстроты равно $y_{beam}=5.8$, а быстрота системы центра масс ("*midrapidity*") $y_{CM}=2.9$, причем распределения вторичных частиц по быстройте симметричны относительно y_{CM} .

Кроме поперечного импульса $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ в диссертации будет использоваться переменная m_t – "поперечная масса" определенная как:

$$m_t = \sqrt{p_t^2 + m^2} \quad (2)$$

где m – масса покоя частицы.

Все результирующие распределения в диссертации будут интегрированы по азимутальному углу $\phi = \arctan\left(\frac{p_y}{p_x}\right)$, что определяется геометрией эксперимента.

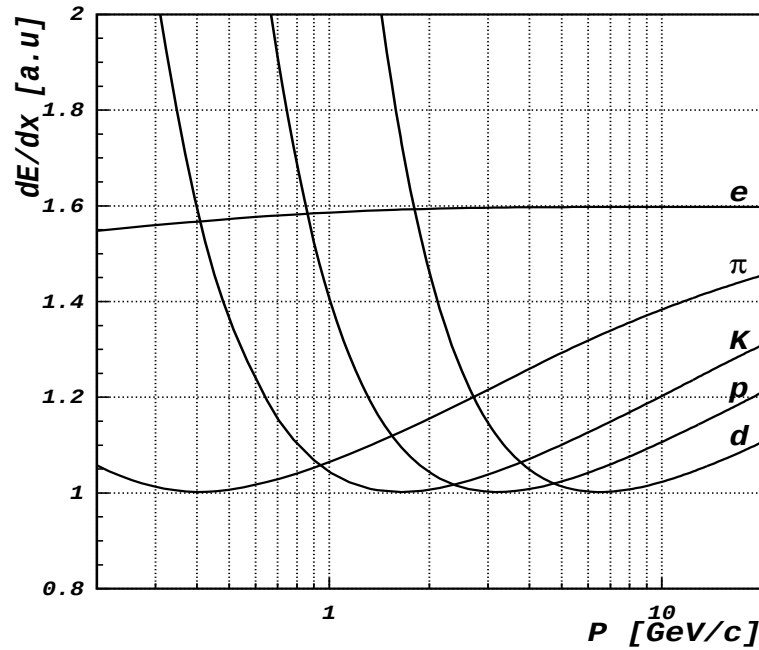


Рис. 4: Распределение ионизационных потерь заряженных частиц в газе

1.2 Идентификация частиц в эксперименте и требования к времяпролетной системе

Безусловными достоинствами установки NA49 являются большой телесный угол (почти 2π), высокая точность реконструкции трека и восстановления импульса, а также рекордная (до 4%) точность определения величины ионизационных потерь. Это позволяет при достаточно больших импульсах ($P > 10$ ГэВ/с) идентифицировать вторичные частицы используя релятивистский рост потерь энергии в газе ТРС. На рис. 4 показана зависимость от полного импульса распределения ионизационных потерь для смеси газов, применяемой в ТРС. Распределение нормировано на минимальное значение потерь. Подробно зная характер этой зависимости и точно определив импульс частицы, можно (с некоторой вероятностью) определить и сорт частицы.

Однако, при меньших значениях импульса возможности этого метода падают, а при импульсах 2-5 ГэВ/с становится невозможно проводить идентификацию каонов, протонов и дейтронов с помощью этой методики.

Использование времяпролетной методики позволяет решить эту проблему. При наличии счетчиков с временным разрешением 75-80 пикосекунд

и для длины трека 13-14 м возможно идентифицировать исключительно по времени пролета все частицы с импульсом $P < 3.5$ ГэВ/с (рис. 29). При использовании совместной информации о времени пролета и об ионизационных потерях возможно идентифицировать частицы и при больших импульсах (рис. 29).

Чтобы избежать разницы длин пробега в сцинтилляторе для частиц, попадающих в разные счетчики (имеющих разные импульсы), желательно оптимизировать положения всех счетчиков таким образом, чтобы угол между вектором скорости частицы и плоскостью счетчика был одним и тем же для всех счетчиков и импульсов частиц. Для обеспечения одинакового времени прихода светового сигнала на фотокатод со всех точек траектории, частица должна попадать в счетчик перпендикулярно его плоскости.

В каждом конкретном событии разница времен пролета для всех вторичных частиц гораздо меньше мертвого времени счетчика, следовательно, при попадании 2-х и более частиц в один счетчик невозможно однозначно соотнести измеренное значение времени с конкретным треком. В этом случае треки считаются "потерянными" для времяпролетной идентификации (но их возможно разделять по ионизационным потерям в ТРС). При столкновении ядер свинца с импульсом $P = 158$ ГэВ/с плотность потока вторичных заряженных частиц в месте расположения времяпролетной системы составляет порядка 60 частиц/м² в каждом "центральной" событии, причем эта плотность в районе близком к оси пучка в 1.5 раза выше чем в далеком от пучка районе. Для того, чтобы потери времяпролетной информации из-за попадания 2-х частиц в один счетчик не превышали 10-12%, площадь поперечного сечения счетчика должна уменьшаться при приближении к оси пучка и составлять порядка 20-25 см².

Времяпролетная система расположена в непосредственной близости от ТРС. Для обеспечения постоянства скорости дрейфа электронов в газе камеры необходимо исключить градиент температуры в окружающем ТРС пространстве. Для системы из 891 сцинтилляционных счетчиков и блоков высоковольтного питания для них необходимо было обеспечить такой уровень рассеиваемой мощности, чтобы температура в районе детектора не превышала 23° С.

Конструкция системы должна удовлетворять следующим требованиям: возможность юстировки положения системы в пространстве, жесткость системы и, одновременно, содержать минимальное количество вещества на пути частицы, отсутствие всевозможных щелей, а также хорошая светоизоляция.

Исходя из вышесказанного, требования к времяпролетной системе можно

сформулировать следующим образом:

- собственное временное разрешение $\sigma < 80$ пс;
- низкая рассеиваемая мощность;
- простота конструкции, обеспечивающая жесткость системы и малое количество вещества на пути заряженных частиц;
- толщина сцинтиллятора по пучку должна обеспечивать достаточное количество света для минимально ионизирующей частицы, а поперечные размеры необходимо выбирать исходя из требования иметь вероятность попадания двух частиц в один счетчик порядка 10-12%;
- геометрическое расположение сцинтилляторов в пространстве (гиперплоскость центров тяжести пластиков) должно быть оптимизировано для обеспечения перпендикулярности треков заряженных частиц к поперечной плоскости пластика в каждой точке и, как следствие, приводящее к минимальной разнице в длинах пробега частиц в веществе сцинтиллятора;
- конструкция системы должна быть "плотно упакованной", т.е. иметь минимальное количество зазоров, щелей, и т.д., а также должна быть реализована возможность юстировки положения системы.

1.3 Описание времяпролетного детектора TOF

Исходя из требований, изложенных в предыдущем разделе, основой системы идентификации частиц в диапазоне импульсов $P = (1 \div 10)$ ГэВ/с являются сцинтилляционные счетчики с высоким ($\sigma \approx 70 \div 80$ пс) временным разрешением. Времяпролетный детектор TOF-TL (в дальнейшем обозначаемый просто TOF) состоит из 891 счетчика. Основой счетчика является пластиковый сцинтиллятор прямоугольной формы, обернутый для светоизоляции алюминизированным майларом. В качестве фотодетектора используется фотоумножитель (ФЭУ). Сцинтиллятор приклеен на фотокатод ФЭУ с помощью оптического клея Viscon BC-600. К каждому ФЭУ присоединен делитель напряжения. Временное разрешение сцинтилляционного счетчика выражается как [15]:

$$\sigma^2 = \frac{\tau^2 + \sigma_p^2/\epsilon}{N_{ph}}, \quad \text{где} \quad (3)$$

Таблица 2: Характеристики сцинтилляторов времяпролетного детектора TOF

состав	время нарастания нс	время спада нс	Относит. световыход
1.5% p-terphenyl + 0.01% POPOP	0.79	2.32	1.09
3.2% PBD	0.06	1.4	0.58

σ_p – дисперсия времени прохождения лавины через ФЭУ;

τ – время высвечивания сцинтиллятора;

N_{ph} – число фотонов, попадающих на катод ФЭУ.

ϵ – квантовая эффективность фотокатода.

Из формулы видно, что для получения хорошего временного разрешения необходимо использовать сцинтиллятор с большим световыходом и малым временем высвечивания. Кроме того, необходимо исключить потери фотонов в веществе сцинтиллятора, как вследствие затухания, так и из-за плохой геометрии светособираания. Для описываемых здесь счетчиков использовались два типа сцинтилляторов с разными добавками. В качестве основы применялся полистирол высокой очистки. Однокомпонентный сцинтиллятор обладает несколько лучшими характеристиками, однако более дорог, что объясняет использование сцинтилляторов 2-х типов. Характеристики используемых сцинтилляторов приведены в Таблице 2. Значения световыхода даны относительно сцинтиллятора NE111 [17].

В качестве фотодетектора использовался модифицированный ФЭУ-87 [16] с монокристаллическим (для повышения чувствительности) $SbCs$ фотокатодом. Этот ФЭУ широко используется для временных измерений, его параметры приведены в Таблице 3. Из каждой партии умножителей для использования выбирались экземпляры с паспортными значениями чувствительности фотокатода > 80 мкА/лм. Для улучшения временных параметров выходного сигнала ФЭУ был разработан специальный делитель напряжения. Его схема приведена на рис. 5.

Основной особенностью этого делителя является большое (до 600 В) значение напряжения между катодом и первым динодом. Это приводит к значительному уменьшению времени пролета электронов на этом промежутке, а в результате, к уменьшению σ_p^2 (см. формулу 3). Кроме того, следует отметить наличие сопротивлений номиналом 100 и 150 Ом и емкостей на последних участках делителя. Это сделано для уменьшения паразитных колебаний и улучшения стабильности выходного сигнала, что приводит к

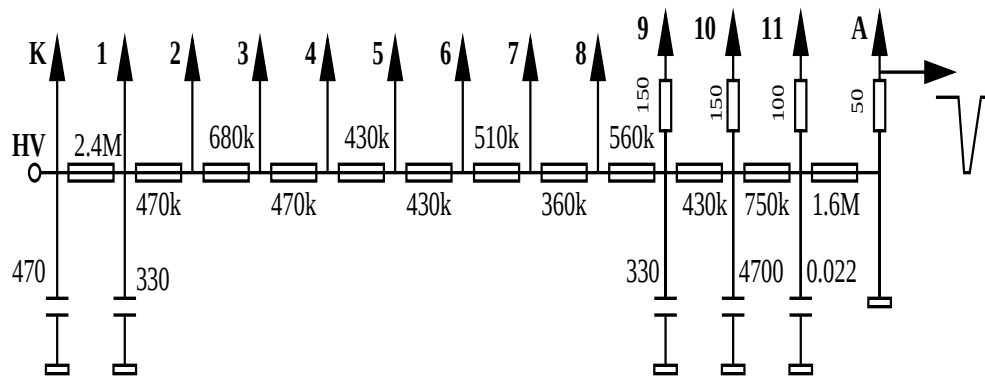


Рис. 5: Схема высоковольтного делителя напряжения для сцинтилляционного счетчика

улучшению временного разрешения. В работе [18] описана процедура, используемая при выборе ФЭУ и подборе номиналов делителей. Проведенные на пучке синхрофазотрона ОИЯИ испытания счетчиков показали реальную возможность создания на их базе времяпролетных детекторов с разрешением менее 80 пс [19, 20].

Базовым конструктивным элементом времяпролетного детектора является кассета, которая содержит 11 счетчиков. Общий вид кассеты (со снятой верхней крышкой) показан на рис. 6.

Корпус кассеты обеспечивает жесткость конструкции и является достаточно "тонким" для частиц. Основу его составляет гнутый алюминиевый профиль с прорезями, в которых расположены корпуса ФЭУ. К профилю приклеены боковые крышки из текстолита. Передняя крышка также изготовлена из текстолита и является съемной. Внутри кассеты вклеена пластина с прорезями. В этих прорезях фиксируются высоковольтные и сигнальные кабели, кроме того эта пластина придает корпусу дополнительную жесткость. Каждая кассета обернута светонепроницаемой пленкой. В Таблице 3 представлены основные параметры сцинтилляционных счетчиков, используемых в времяпролетном детекторе – размеры и тип сцинтилляторов и фотоумножителей.

Механической основой времяпролетного детектора является закрепленная горизонтально в пространстве стальная рама, к которой подвешены каркас для размещения счетчиков, крейты высоковольтного питания и система крепления сигнальных кабелей. Каркас для размещения счетчиков представляет собой 4 полки из пористого пластика с системой крепления их к раме. На каждой полке находятся направляющие для кассет, что позволяет жестко фиксировать кассету относительно полки. Углы направляющих (а следовательно и плоскостей сцинтилляторов) относительно полок

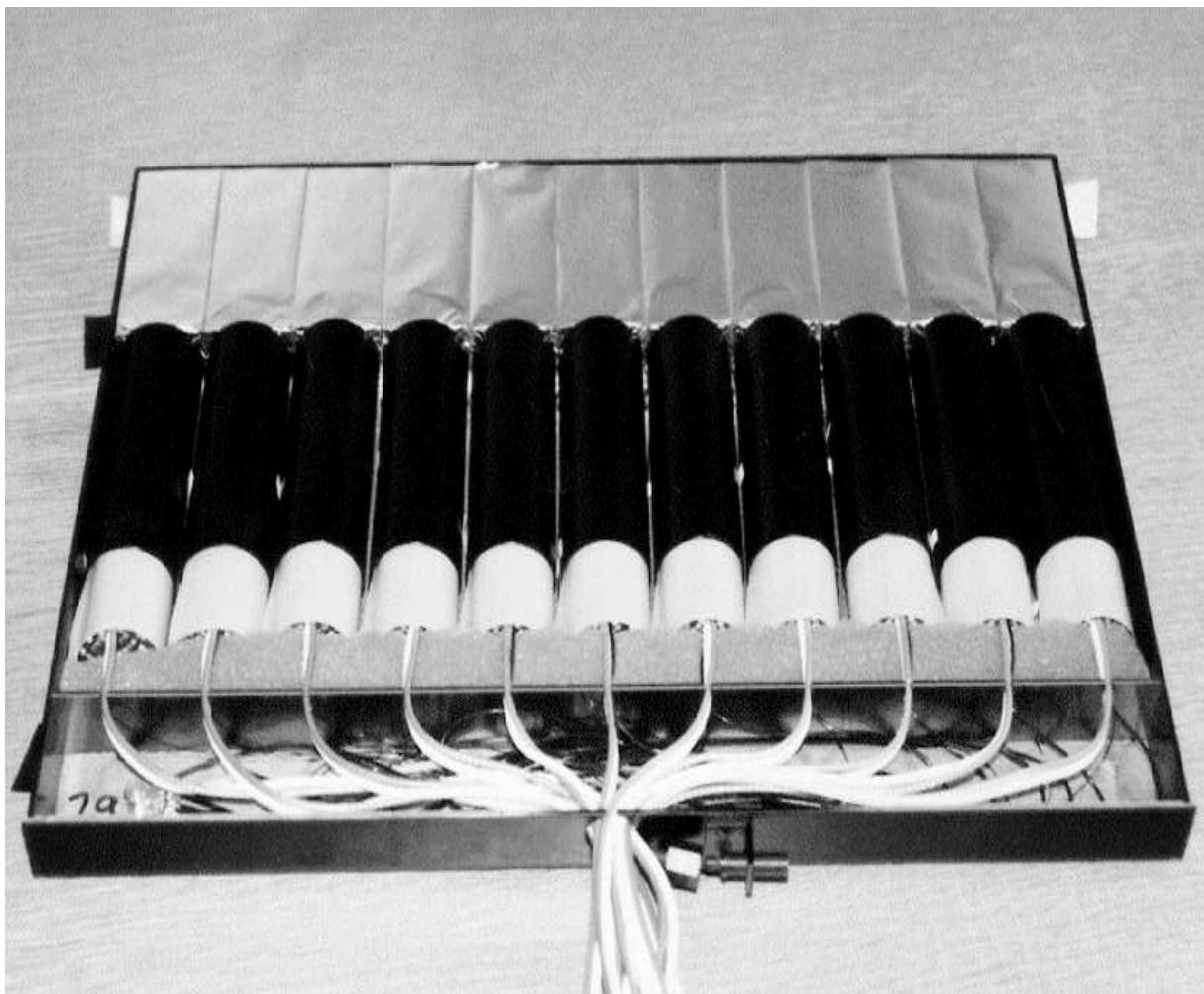


Рис. 6: Общий вид кассеты со снятой верхней крышкой

были выбраны по результатам моделирования для обеспечения перпендикулярности траектории заряженных частиц поперечной плоскости каждого сцинтиллятора. С помощью системы ползунковых механизмов и ременных передач каркас как целое можно двигать и вращать в пространстве.

1.4 Система высоковольтного питания TOF

Система высоковольтного питания времяпролетных счетчиков реализована на базе модульной системы CAEN. Ее основой является крейт CAEN-SY527 [21]. В состав системы входят 5 таких крейтов. Схема высоковольтного питания представлена на рис. 7.

В крейте №1 расположены 9-канальные блоки генераторов CAEN-A753 [22], которые вырабатывают "базовое" выходное напряжение требуемой мощно-

Таблица 3: Параметры счетчиков времяпролетного детектора TOF

Тип сцинтиллятора	полистирол + p-терфенил + PPOP
Размеры сцинтиллятора	23x34x60/70/80 мм
Тип фотоумножителя	ФЭУ-87
Диаметр корпуса	30 мм
Диаметр фотокатода	20 мм
Число динодов	11
Напряжение питания	1.9 кВ
Выходной сигнал:	
амплитуда	1.5 В
время нарастания	4 нс

сти U_{base} . Это напряжение подается на вход 24-канальных высоковольтных распределителей CAEN-A933 [23], расположенных в крейтах №2-5. Каждый распределитель питает 2 кассеты (оставшиеся 2 канала являются резервными). Фактически распределители являются регулируемыми делителями напряжения, т.е. в зависимости от установки выходное напряжение меняется от некоего минимума (порядка 600 В) до напряжения U_{base} . В каждом крейте расположена система интенсивного водяного охлаждения и имеется микрокомпьютер с процессором и памятью, а также жидкокристаллический экран с сенсорным управлением. Это позволяет в ручном режиме устанавливать выходные значения напряжения и тока в каждом канале, контролировать эти значения и запоминать установки. Кроме того, с помощью специального протокола *CAENnet* и модулей интерфейса возможно осуществлять междукрейтовое взаимодействие, т.е. подсоединив терминал к крейту №1 можно контролировать или устанавливать значения напряжений в любом канале крейтов №2-5. Более того, все эти операции возможно проводить программно, подсоединив к крейту №1 персональный компьютер. В этом случае интерфейс с системой CAEN осуществляется с помощью платы PC-A303 [24], вставляемой в один из разъемов расширения компьютера. Специально созданная программа "CAENDaemon" позволяет в автоматическом режиме устанавливать рабочие значения напряжений, а также каждые 20 минут контролировать эти значения.

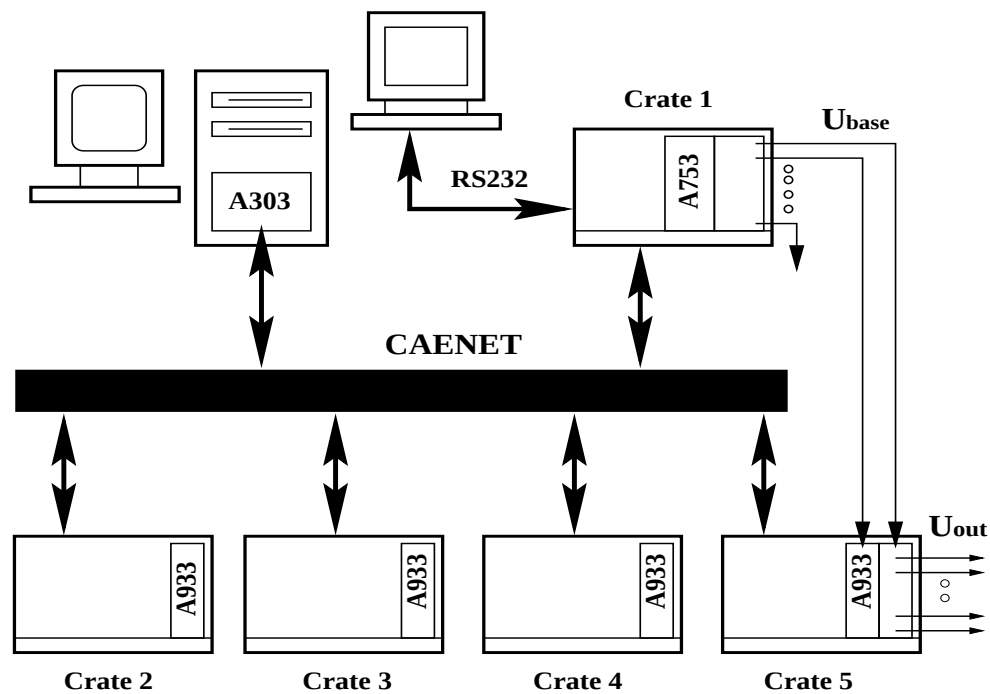


Рис. 7: Схема высоковольтного питания времяпролетного детектора

1.5 Электроника считывания TOF

При попадании заряженной частицы в сцинтиллятор образуется вспышка света, амплитуда которой пропорциональна потерям энергии, а длительность составляет несколько наносекунд [15]. Фотоны, попадающие на фотокатод ФЭУ, выбивают из его поверхности электроны, которые затем умножаются системой динодов (коэффициент усиления порядка 10^7) и попадают на анод. Импульс отрицательной полярности, снимаемый с нагрузочного сопротивления, по коаксиальному кабелю длиной 20-25 метров поступает на вход формирователей-дискриминаторов. Чтобы избежать проблем, связанных с кросс-токами между соседними электронными каналами, длины кабелей в соседних каналах имеют разную длину – 20, 22 и 24 метра и меняются циклически. Так обеспечиваются разница времен прихода сигнала в соседних каналах. Блок-схема одного электронного канала представлена на рис. 8.

16-канальный формирователь-дискриминатор [27] реализован в стандарте VME. Аналоговый сигнал, поступающий на вход формирователя, после прохождения дискриминатора делится на пассивном делителе в соотношении 1:1. Одна часть сигнала после задержки на 25 нс по коаксиальному кабелю поступает на вход зарядо-цифрового преобразователя (QDC). Дру-

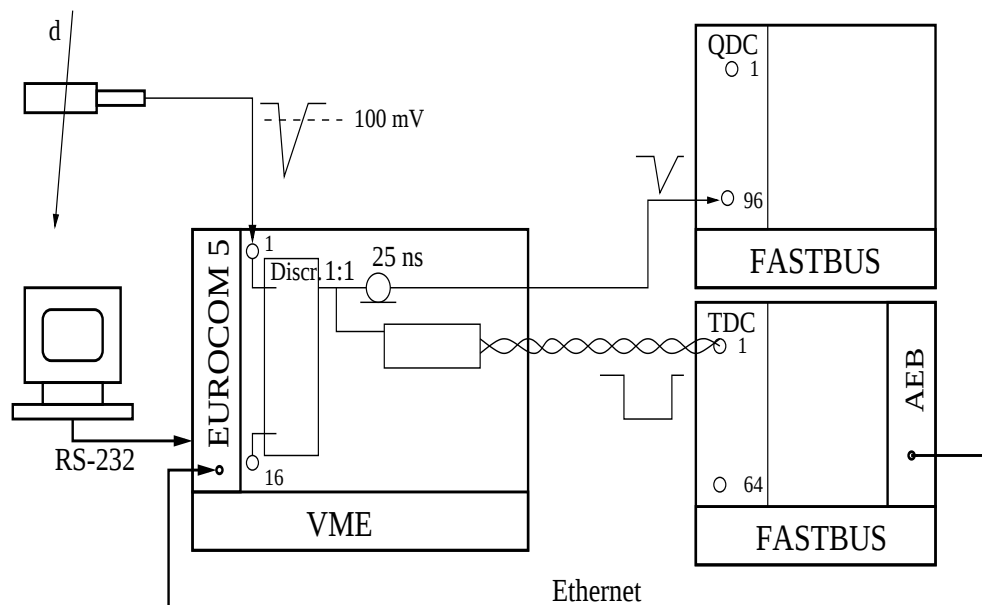


Рис. 8: Блок-схема электронного канала регистрации

Таблица 4: Параметры блоков TDC и QDC времяпролетного детектора TOF

	QDC	TDC
Число каналов	96	64
Размерность слова данных, бит	12	12
Число каналов	4095	4095
Цена канала, пс	-	25/50/100
Время преобразования, мкс	170	275

гая часть служит для формирования сигнала стандартной амплитуды и длительности (500 мВ, 100 нс) и затем по плоскому кабелю из витых пар поступает на вход "СТОП" время-цифрового преобразователя (TDC). Порог дискриминатора равен 100 мВ и устанавливается для всех каналов программно после включения питания крейтов. Блоки QDC и TDC реализованы в стандарте FASTBUS, в Таблице 4 даны их краткие характеристики [25, 26].

При работе времяпролетной системы в течении длительного времени необходимо обеспечить долговременную (до нескольких недель) стабильность параметров системы, в частности, временного разрешения. Одним из основных условий для этого является контроль стабильности порогов формирователей и характеристик каналов QDC и TDC (цены канала и по-

ложения пьедесталов). Для выполнения этих задач был разработан специальный пакет программ. Базовым модулем при выполнении операций с блоками формировавателей является процессорный модуль EUROCOM5 [33]. Он расположен (рис. 8) в каждом VME крейте (всего имеется 3 крейта). Процессор Motorola-68000, набор регистров, 500 килобайт памяти RAM, а также наличие интерфейсов Ethernet и RS-232 позволяет осуществлять минимальный, однако вполне достаточный набор процедур для установки и контроля параметров формировавателей. При включении питания крейта или при сбросе модуля, процессор загружает по протоколу NFS ядро системы, затем автоматически начинает работу программа установки порогов формировавателей. Подсоединив терминал к процессорному модулю можно контролировать процесс установки, также имеется возможность путем удаленного доступа периодически запускать программу считывающую значения выставленных значений порогов и сравнивать их с базовыми значениями. Кроме этого периодически проводилась "ручная" проверка установки порогов. Для этого прямоугольный импульс известной амплитуды с выхода генератора подавался на вход дискриминатора, а для контроля выходного сигнала дискриминатора к его выходу подключался осциллограф. Меняя амплитуду сигнала генератора можно определить при каком значении формироваватель перестает срабатывать, что и является величиной установленного порога. Полученные значения с точностью лучше 1% совпадают с результатами работы программы.

Контроль параметров каналов QDC и TDC осуществлялся с помощью модуля Aleph Event Builder (AEB) [28], расположенного в крейте FAST-BUS. Контроль проводился в моменты паузы в наборе данных. Для этого, соединившись по сети с модулем AEB, запускалась программа контроля. Задачами этой программы являются последовательное сканирование всех каналов, проверка работоспособности всех регистров каналов, считывание значений пьедесталов и запись результатов работы на диск. Эта информация использовалась в дальнейшем при анализе данных. Программы были написаны на языке программирования *Cu*, а все операции осуществлялись по шине FASTBUS с использованием библиотеки функций *fb.lib* [29].

1.6 Реализация триггера в эксперименте

Одним из важнейших элементов в экспериментах с времяпролетными детекторами является логика триггера. В эксперименте NA49 исследуется множество типов реакций – нуклон-нуклонные, нуклон-ядерные и ядро-

ядерные взаимодействия при различных энергиях налетающего ядра (40, 80, 158 ГэВ/нуклон) и различных прицельных параметрах. Это означает, что реализация триггера в эксперименте должна быть гибкой (легко перестраиваемой). А с точки зрения времяпролетных детекторов триггер должен быть быстрым (т.к. сами детекторы быстрые, а большие задержки сигналов ведут к большим затратам и потере качества сигнала) и стабильным (залог хорошего временного разрешения системы – стабильность и контролируемость стартового сигнала). Реализация триггера в эксперименте NA49 полностью удовлетворяет этим требованиям.

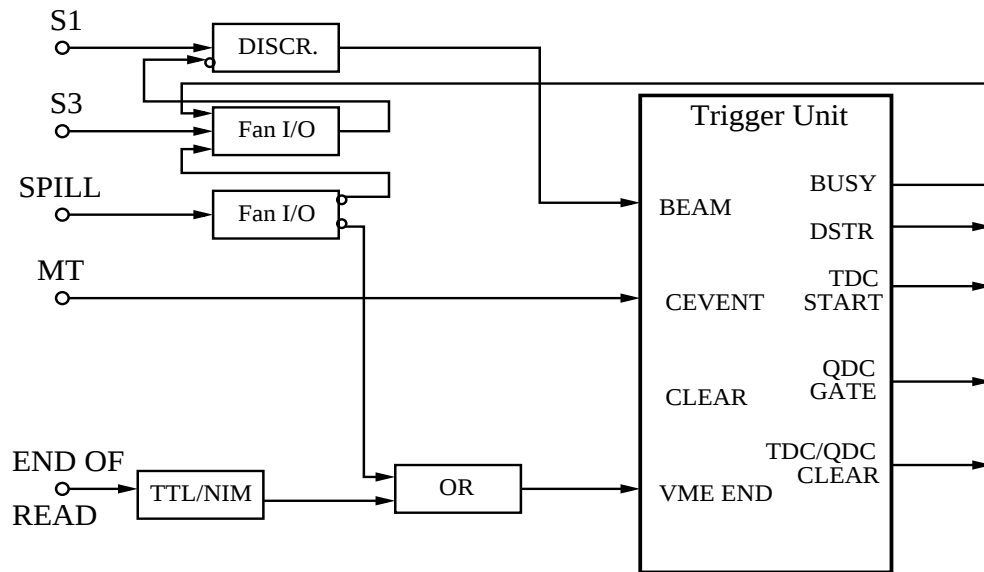


Рис. 9: Блок-схема триггера для измерения времени пролета в установке NA49

Аппаратурно триггер реализован с помощью специально разработанного для целей эксперимента триггерного блока [30] и ряда вспомогательных блоков в стандарте NIM (задержки, схемы совпадения, формирователи). Блок-схема триггера представлена на рис. 9, а временная последовательность сигналов на рис. 10.

При взаимодействии налетающей частицы с ядром мишени на все модули TDC и QDC подается сформированный в триггерном блоке сигнал **"Start"**. Фактом взаимодействия считается наличие сигналов в счетчиках S1 и S2', а также отсутствие сигналов в счетчиках V0 и S3 (записывается как $S1 \circ S2' \circ \overline{V0} \circ \overline{S3}$). Фактически, имеется в виду наличие сигнала более чем (есть сигнал) или менее чем (нет сигнала) некоторого установленного порога формирователя для каждого из этих счетчиков. После прихода стартового сигнала в блоках QDC и TDC начинается процесс "измерения", т.е. заряд емкости калиброванным источником тока. Процесс прекраща-

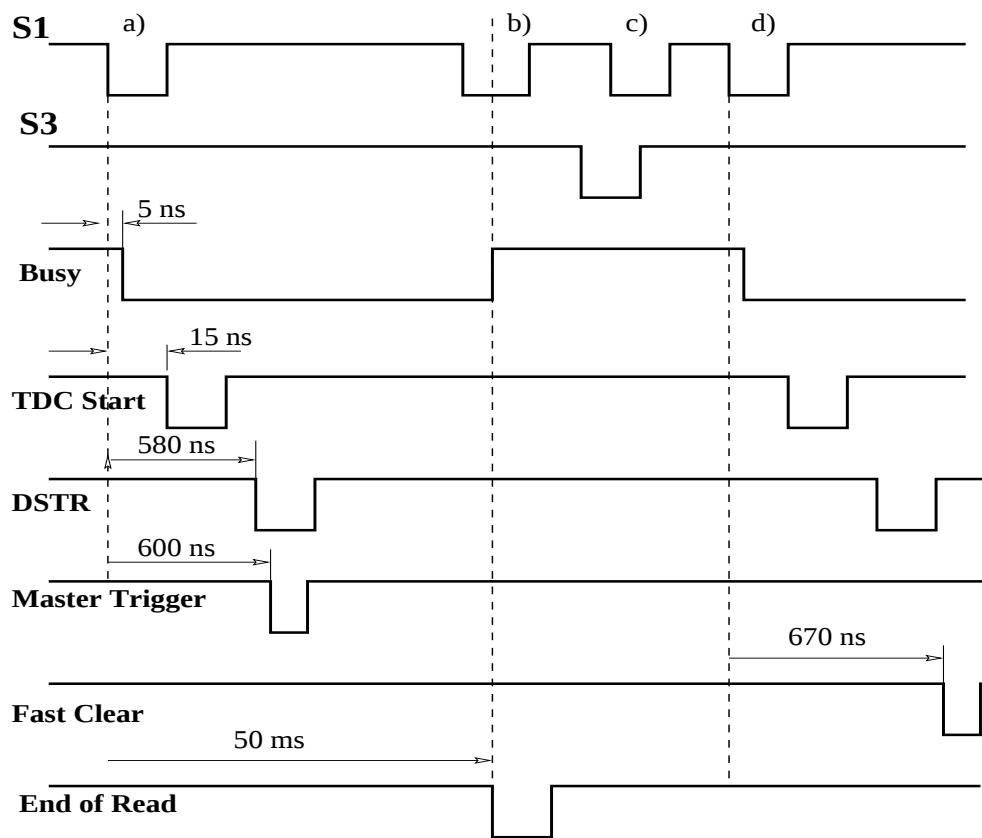


Рис. 10: Временная последовательность сигналов при выработке триггера: а) - центральное взаимодействие, б) - старт запрещен сигналом BUSY, в) - старт запрещен сигналом со счетчика S3, д) - старт запрещен порогом Veto-калориметра

ется в момент прихода сигнала **"Stop"** (TDC), либо при окончании сигнала **"Start"** (QDC). Чтобы избежать последующих запусков системы другими частицами пучка до окончания процедуры преобразования и считывания данных, триггерный блок выставляет сигнал **"Busy"**, который блокирует схему выработки стартового сигнала. Если выделение энергии в *Veto*-калориметре менее установленного порога (центральное взаимодействие), то на триггерный блок подается сигнал **"Master Trigger"**. Через установленный интервал времени (1 мкс) после прихода стартового сигнала начинается процесс преобразования заряда в цифровой код, а по окончании преобразования этот код помещается в регистры данных блоков TDC и QDC. Немедленно после этого происходит считывание информации и сброс всех блоков в исходное состояние, а сигнал **"Busy"** снимается. Если, однако, в положенный интервал времени (определяемый длительностью сигнала **"Start Delayed"**) сигнал **"Master Trigger"** не поступает (событие нецентральное), тогда триггерный блок вырабатывает сигнал **"Clear"**. Этот

сигнал поступает на все блоки преобразователей и они сбрасываются в исходное состояние без оцифровки и считывания. Описанный выше процесс повторяется многократно в течении каждого сброса ускорителя.

1.7 Система сбора данных

Подробное описание системы сбора данных эксперимента NA49 можно найти в [12]. В данной работе описание будет дано кратко, с выделением специфичных для времяпролетной системы моментов. На рис. 11 показана блок-схема основных компонентов системы сбора данных.

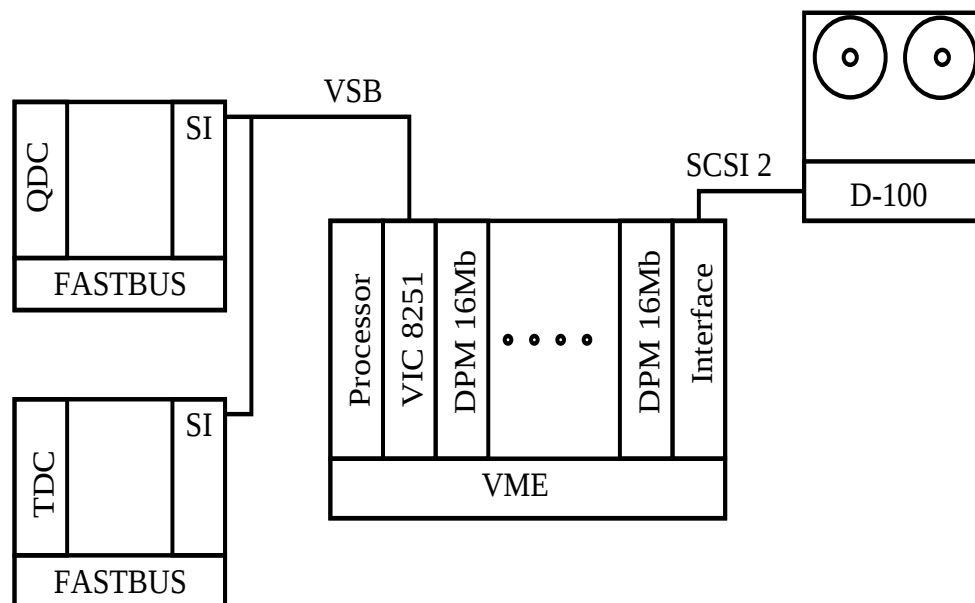


Рис. 11: Блок-схема системы сбора данных в эксперименте

Ядром системы является реализованный в стандарте VME процессорный модуль (**Processor**). Он создан на базе процессора Motorola 68040. Ряд вспомогательных модулей позволяют процессору осуществлять интерфейс со всеми компонентами системы. К их числу относятся модули VIC 8251 для связи с крейтами FASTBUS и CAMAC с использованием протокола VSB, а также интерфейсный модуль SCSI 2 для связи с контроллером магнитофона. Для временного хранения данных предназначены блоки памяти, реализованные с помощью 7-ми Dual Ported Memory (DPM) микромодулей размером 32 Мбайт каждый. Характеристики система сбора данных позволяют записывать до $35 Pb + Pb$ центральных событий за один сброс ускорителя (длительность сброса равна 4.8 сек). Запись производится на магнитную ленту емкостью 100 Гбайт при скорости передачи данных 16

Мбайт/сек. С точки зрения программного обеспечения сбор данных осуществляется с помощью нескольких программных модулей, написанных на языке *Cu/Cu++* и работающих под управлением операционной системы *ОС-9*. Последовательность процессов и задачи ими выполняемые следующие:

- **Инициализация системы.**

Выполняется каждый раз при запуске системы сбора. Выполняет запуск всех служебных модулей и инициализацию всех адресов системы. Во всех каналах преобразователей времяпролетной системы имеются выходные регистры для хранения данных, а также контрольные регистры для хранения служебной информации. Каждый регистр имеет свой уникальный адрес в общей системе. Задачей первого этапа является последовательная загрузка в блоки Segment Interconnect (SI) [31] в каждом крейте области адресов для данного крейта, затем проверка регистров и загрузка служебной информации по этим адресам. После выполнения этой операции для всех крейтов времяпролетной системы в память процессора загружается таблица соответствия адресов номерам счетчиков. Эта информация используется для кодирования выходной информации.

- **Считывание данных.**

Вначале считываются показания мониторинговых и триггерных счетчиков, калориметров и информация с ТРС. Времяпролетная информация считывается последовательно – крейт за крейтом. Размер слова данных – 32 бита, т.е. вся информация о канале должна быть "спрессована" в одном слове. На рис. 12 представлена кодировка слова данных, она одинакова для TDC и QDC.

- **Сжатие данных и запись события в буферную память.**

Так как общее число электронных каналов всех камер огромно, а реально срабатывают только порядка 10%, то для сокращения размера события сохраняется информация только о сработавших каналах. Путем вычитания пьедесталов и затем записи в память только каналов с ненулевыми значениями, размер события удастся сократить до 8-9 Мбайт. Размер буферной памяти позволяет хранить там до 40 событий, т.е. для сокращения мертвого времени установки все события, набранные в течение одного сброса ускорителя, хранятся в памяти.

- **Запись на ленту.**

Запись осуществляется в паузах между сбросами. Устройство записи –

современный высокоскоростной (до 16 Мбайт/сек.) магнитофон SONY D-100 [32]. Магнитная лента имеет емкость 100 Гбайт, что позволяет хранить на ней до 12000 центральных Pb+Pb событий.

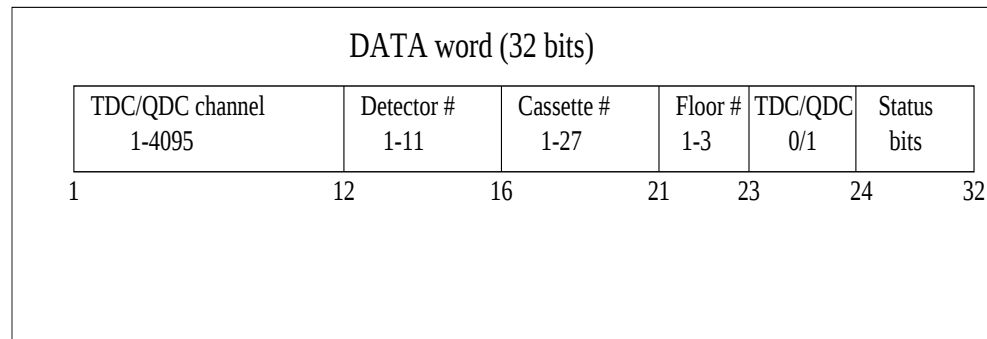


Рис. 12: Кодировка слова данных времяпролетного детектора. TDC и QDC данные различаются по значению 23-го бита.

В процессе набора данных необходимо постоянно контролировать качество записанной информации и работоспособность детекторов. Автором был разработан пакет программ для выполнения этих задач. Они написаны на языке *Cu* и *Фортран*. Одна из программ – "*TofControl*" работает непосредственно на главном процессоре. Ее функциями являются считывание из буферной памяти времяпролетной информации, декодирование данных к виду, удобному для представления и запись данных. Полученную информацию можно потом пересылать по сети на терминал и просматривать. Однако, ограничения, накладываемые процессором и сетями, приводят к тому, что основным было выбрано другое решение. По окончании записи ленты, она поступает в компьютерный центр и помещается на "*Tape Robot*" – набор магнитофонов и дисков с механическими драйверами для высокоскоростного чтения. Программа "*TapeRead*" предназначена для чтения информации с ленты, декодирования ее и записи в удобном для просмотра формате (обычно это формат PAW). На рис. 13 представлены результаты работы программы, представленные в виде одно- и двухмерных QDC и TDC распределений. Данные распределения используются для контроля качества информации с времяпролетного детектора TOF.

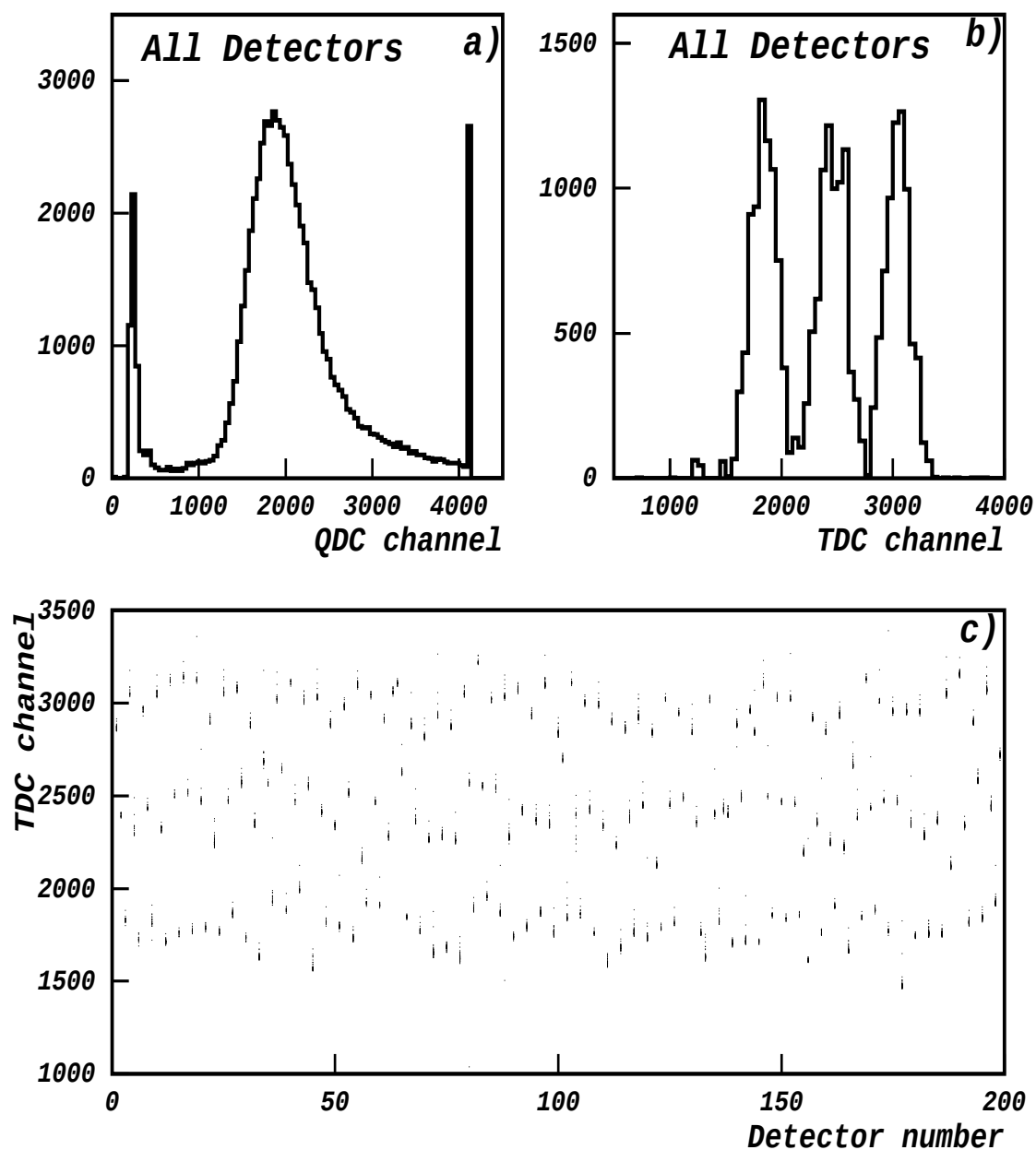


Рис. 13: QDC и TDC распределения, используемые для контроля качества информации с TOF.

2 Калибровка времяпролетной информации

2.1 Задачи реконструкции

Основной задачей реконструкции событий является преобразование информации к виду, удобному для физического анализа. Исходная информация хранится в двоичном формате. Фактически это последовательность битов, деленная для удобства чтения-записи на т.н. *рекорды*. Цель реконструкции – восстановление последовательности

СБРОС – СОБЫТИЕ – ТРЕК

и получение достоверной информации о каждой зарегистрированной частице – заряде, импульсе, массе, потерях энергии, и т.д.

Основой реконструкции и хранения информации является созданная в рамках эксперимента NA49 система DSPACK [34], сочетающая в себе менеджер процессов и управления памятью, библиотеку типов данных и функций для работы с ними, а также графический интерфейс пользователя. Принцип взаимодействия пользователя с системой DSPACK основан на протоколе "сервер/клиент". Чтобы осуществить чтение или запись необходимых данных необходимо запустить программу-сервер либо соединиться с уже запущенной. При этом пользователю предоставляется доступ ко всем данным, находящимся в памяти сервера. Все процедуры обращения к ленте, чтения и записи данных, а также управления памятью осуществляются с помощью библиотеки функций *DSLIB*. Основным элементом данных является "структура" – связный список данных смешанного типа. На рис. 14 представлены две из более чем 40 используемых структур данных, "*Event*" и "*TrackTof*". Каждое реконструированное Pb+Pb событие содержит структуру "*Event*" (со служебной информацией о событии и рядом указателей на другие структуры), около 100 структур "*Vertex*" (одна из них является

вершиной первичного взаимодействия, другие являются вершинами вторичных взаимодействий и распадов), около 2000 структур ”*Track*” (в которых содержится информация о заряде, импульсе, потерях энергии частицы, и т.д.), порядка 120 структур ”*TrackTof*” (с информацией о времени пролета, массе частицы, о значении канала QDC, и т.д.) и множество других структур. Гибкая система указателей позволяет создавать связные списки структур одного типа, либо переходить от одного типа структуры к другому.

```

struct Event {      /* Event Header */
    int    Nrun;      /* Run number */
    int    Nevent;    /* Event number */
    int    Date;      /* date of the trigger */
    int    Time;      /* time of the trigger */
    float  Pressure;   /* pressure in mb */
    float  Temperature[4]; /* gas temperature (raw) */
    float  MagField[2]; /* magnetic field (Gauss, probes) */
    tpc    *Vt1P;      /* Pointer to VTPC 1 */
    tpc    *Vt2P;      /* Pointer to VTPC 2 */
    tpc    *MtpcL;      /* Pointer to MTPC Left */
    tpc    *MtpcR;      /* Pointer to MTPC Right */
    tof    *ToflP;      /* Pointer to TOF Left */
    tof    *TofrP;      /* Pointer to TOF Right */
    veto    *VetoP;      /* Pointer to Veto */
    ring    *RingP;      /* Pointer to Rigng */
} Event;

struct TrackTof { /* final PID from TOF */
    int    Iflag;      /* quality flag */
    int    IdDet;      /* detector id number */
    int    IdPm;      /* PM number */
    float  x;          /* hit position in det coord. */
    float  y;          /* */
    float  Pathl;      /* tracklength from target to det */
    float  Charge;     /* normalized QDC signal */
    float  Tof;        /* time of flight from target to det */
    float  Mass2;      /* squared mass */
    Track  *TrackP;    /* ptr to Track */
    TrackTof*NextP;    /* next detector TrackTof */
} TrackTof;

```

Рис. 14: Описание структур данных для хранения информации о событии и о срабатывании одного из сцинтилляционных счетчиков.

С точки зрения программного обеспечения процедура реконструкции для времяпролетного детектора выглядит следующим образом: программа-клиент (TOF-клиент) на некотором этапе соединяется с сервером DSPACK, определяет случаи пересечения треков с времяпролетным детектором, кор-

ректирует и восстанавливает значение времени пролета и массы для каждой частицы, создает и заполняет необходимые структуры данных ("TrackTof" в данном случае) и записывает полученную информацию в память. По окончании работы всех клиентов полное реконструированное событие записывается на ленту.

Данная глава посвящена описанию процедуры коррекции временной информации, проводимой при реконструкции.

2.2 Реконструкция треков и восстановление вершины взаимодействия

Процедура реконструкции начинается с нахождения кластеров во всех времяпроекционных камерах. Затем по специальному алгоритму восстанавливаются треки в каждой ТРС. Локальные участки треков на следующем этапе соединяются в один глобальный трек, проходящий через все ТРС. Используя известные координаты падов во всех ТРС и линию трека, определяются все точки где заряженная частица должна иметь сигнал в паде (точку) на треке. Эти точки (точки пересечения треком плоскости падов) называются *потенциальными*. Используя величину отношения (как локальные – в каждой ТРС, так и глобальную величину) числа реконструированных точек на треке к числу потенциальных точек, определяются треки с высоким качеством реконструкции. В соответствующей структуре данных для каждого трека записывается информация о координатах первой и последней реконструированных внутри ТРС точках, а также углы, задающие направление движения частицы. Теперь, используя линейный участок траектории заряженной частицы в МТРС, проводится экстраполяция трека на плоскость ТОФ детектора и находится координата точки пересечения продолжения трека с плоскостью одного из сцинтилляторов (если такая точка существует).

Для восстановления первичной вершины взаимодействия проводится следующая процедура... В качестве начального приближения берется точка с координатами $(X_{bpd}, Y_{bpd}, Z_{target})$, где координаты (x,y) определяются по показаниям ВРД-камер, а z-координата совпадает с положением мишени. Предполагая, что все треки выходят из этой точки (*геометрической* вершины), проводится первичная процедура восстановления импульса трека. Затем из всех реконструированных в данном событии треков выбираются те, которые удовлетворяют следующим критериям:

- трек содержит точки в МТРС и хотя бы в одной из Vertex-ТРС

- количество реконструированных точек в VTPC $>50\%$ от числа потенциальных точек в этой TPC
- величина χ^2/ndf для процедуры восстановления импульса в предположении геометрической вершины взаимодействия лежит в пределах $[0\div 1.]$

Для определения *физической* (истинной) вершины взаимодействия проводится процедура минимизации, т.е. находится точка в которой сумма квадратов отклонений по x,y-осям экстраполяций треков в эту точку минимальна. С использованием полученных таким образом координат вершины взаимодействия проводится финальное определение импульса трека и находится фактическая длина трека от найденной вершины до последней реконструированной точки на треке. Если по какой-либо причине процедура минимизации завершилась с ошибкой, то в качестве физической вершины берется геометрическая. А если в этом событии отсутствуют показания с BPD-камер (вследствие мертвого времени), то вершиной считается точка с координатами $(0., 0., Z_{target})$.

2.3 Геометрическая калибровка ТОФ детектора

Время пролета, измеряемое сцинтилляционным детектором, зависит от координаты точки попадания частицы относительно фотокатода. Для типичной скорости распространения света в сцинтилляторе $v \approx 10\text{-}13$ см/нс и желаемого временного разрешения 80 пс точность определения координаты точки попадания частицы в сцинтиллятор должна быть лучше 2 мм. Геометрическая калибровка (т.е. определение координат центра каждого сцинтиллятора и углов по отношению к осям координат), выполняется следующим образом. Начальные значения координат всех детекторов определяются перед началом периода набора данных по результатам геодезии реперных точек. Для времяпролетного детектора таковыми являются два алюминиевых штыря по краям фермы. Зная их положения и расстояния от краев фермы до направляющих каждой кассеты, составляется файл предварительных координат всех счетчиков. Эти значения уточняются в процессе последующей калибровки. Для проведения калибровки используются около 50000 событий, в каждом событии содержится 400-600 треков в акцептансе МТРС. Для каждого трека, реконструированного в TPC, используются данные о положении первой и последней точки на треке. При этом, если последняя точка находится далеко от границ время-проекционной камеры, то частица считается распавшейся в данной точке и трек отбрасывается.

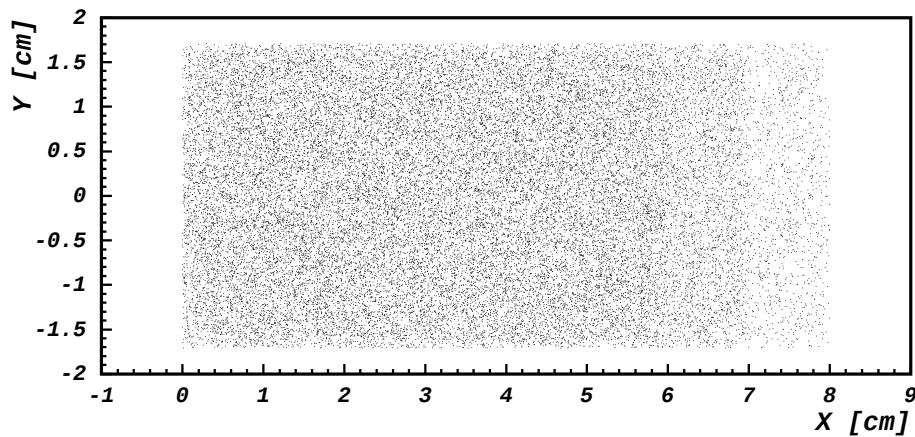


Рис. 15: Распределение координат попаданий треков при наличии сигнала в счетчике.

Если трек проходит критерии качества, то для него проводится процедура линейной экстраполяции и находится точка пересечения (если существует) с ТОФ. Точка пересечения продолжения трека с данным счетчиком называется "*проекцией*". Если в данном событии значение амплитуды в счетчике больше пьедестала, т.е. зарегистрирован "*сигнал*", то данная информация запоминается. Затем, проводя последовательные вращения и сдвиги всего детектора как целого и отдельных счетчиков, повторяем процедуру экстраполяции и находим положение счетчиков в пространстве, при котором совпадение "*проекций*" и "*сигналов*" по всем событиям максимально. На рис. 15 представлены двумерные распределения точек попадания треков в системе координат счетчиков для случая наличия в данных счетчиках "*проекций*" и "*сигнала*". Очевидно, что вследствие конечного геометрического разрешения самой процедуры калибровки концентрация треков для случаев наличия "*проекций*" в данном счетчике, но отсутствия в нем "*сигналов*", должна быть максимальной на краях сцинтиллятора. На рис. 16а показано двухмерное распределение (координат "*x*" и "*y*") для таких треков, а на рис. 16в,с представлены проекции двухмерного распределения на оси координат. Ширину пиков на краях можно считать оценкой точности процедуры геометрической калибровки. Она составляет 1 мм, что дает погрешность определения времени пролета порядка 10 пс. Кроме того, имеется порядка 3% треков для которых нет сигналов, однако координаты точек попадания распределены равномерно по поверхности сцинтиллятора. Данные случаи ассоциируются с распадами частиц между ТРС и ТОФ.

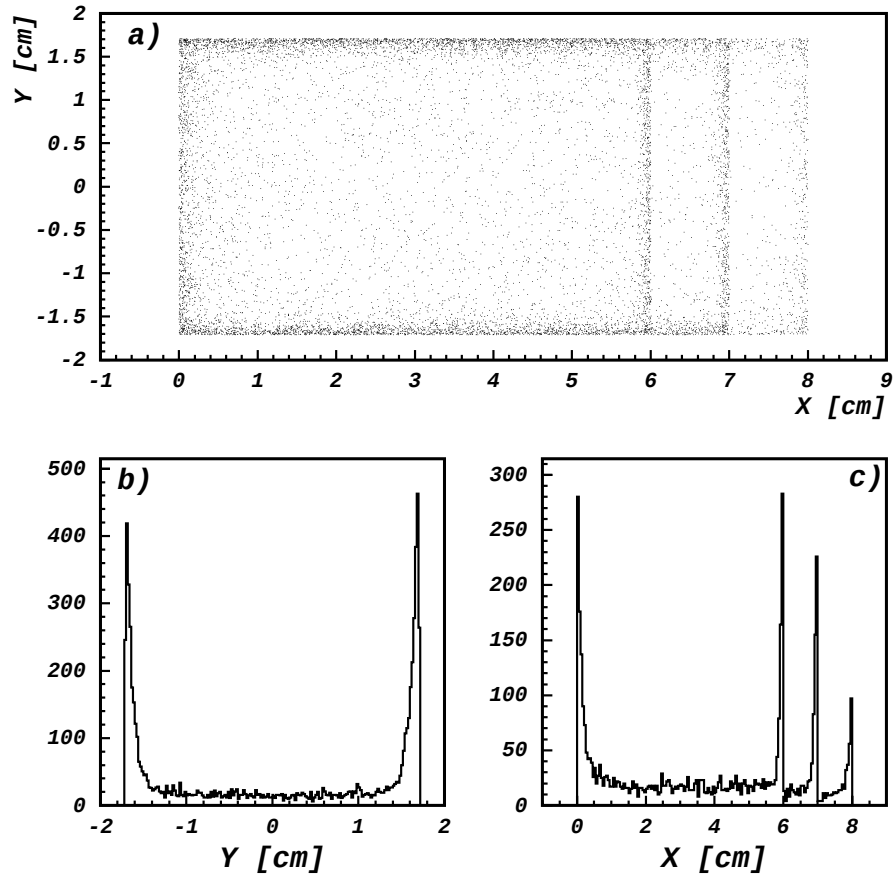


Рис. 16: Распределения координат попаданий треков при отсутствии сигнала в счетчике. Видны распределения для счетчиков длиной 6,7 и 8 см.

Результаты геометрической калибровки заносятся в общую базу данных эксперимента и используются при последующей обработке данных и моделировании.

2.4 Амплитудная нормировка сигналов

На рис. 17 показано амплитудное распределение сигналов (в каналах QDC) с одного из счетчиков при попадании в него релятивистских частиц. Оно соответствует распределению Ландау с двумя характерными пиками при малых и больших значениях каналов. Пик в малых значениях называется *пьедесталом* и фактически означает минимальное значение заряда в данном канале (т.е. отсутствие сигнала со счетчика). Наличие в спектре таких "попаданий" объясняется неточностью определения координат счет-

чика и вторичными взаимодействиями частиц на пути к счетчику (распад, неупругое столкновение). Значение канала для пика в правой части спектра одинаково для всех каналов и соответствует максимально возможному значению измеренного заряда с точки зрения размерности слова данных. Для данного типа QDC оно составляет (см. Таблицу 4) $2^{12} - 1 = 4095$ и называется *переполнением*.

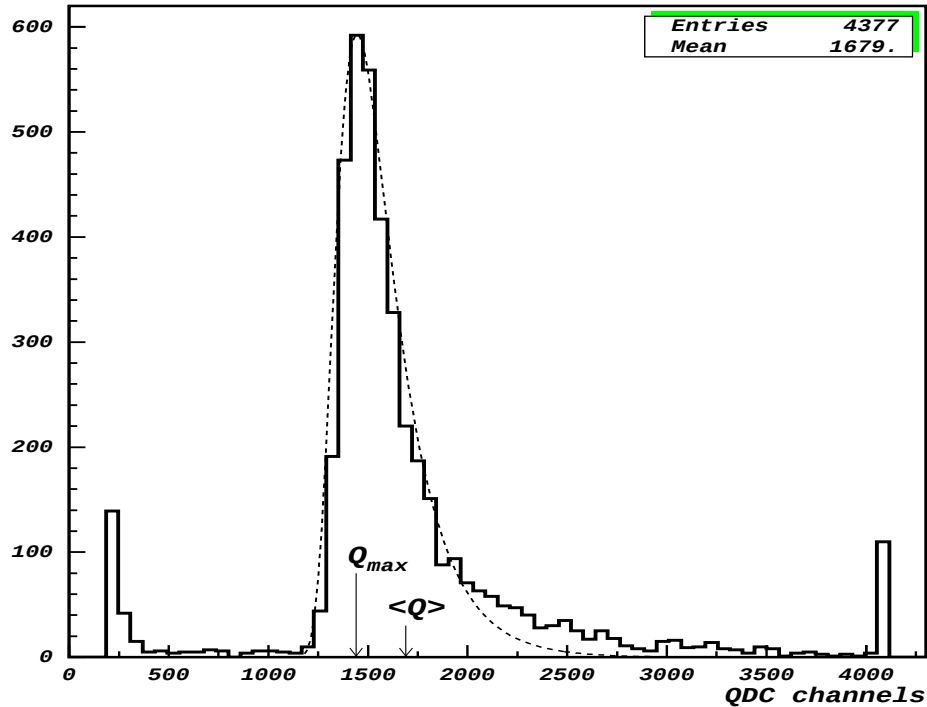


Рис. 17: Амплитудное распределение для одного из сцинтилляционных счетчиков. Функция-распределение Ландау для сцинтиллятора показана штриховой линией.

Как видно из рисунка, правая часть спектра более протяженна, чем типичное распределение Ландау, показанное на рисунке штриховой линией. Это объясняется фоном от нейтронов и γ -квантов, образующиеся при их взаимодействии в сцинтилляторе вторичные частицы дают дополнительный вклад в сигнал со счетчика. Кроме того, как видно из распределения, имеется несколько срабатываний с амплитудой более пьедестала, однако в 2-3 раза меньше среднего значения для спектра. Это происходит при попадании частицы очень близко к границе сцинтиллятора. При этом частица вылетает через боковую поверхность, а длина пути (и, соответственно, потери энергии) в сцинтилляторе малы. К сожалению, для обеих предельных случаев (при очень больших и очень малых амплитудах) параметры сигнала, а значит, и временное разрешение гораздо хуже, чем для амплитуд в районе среднего значения. Количество треков с таким значением ам-

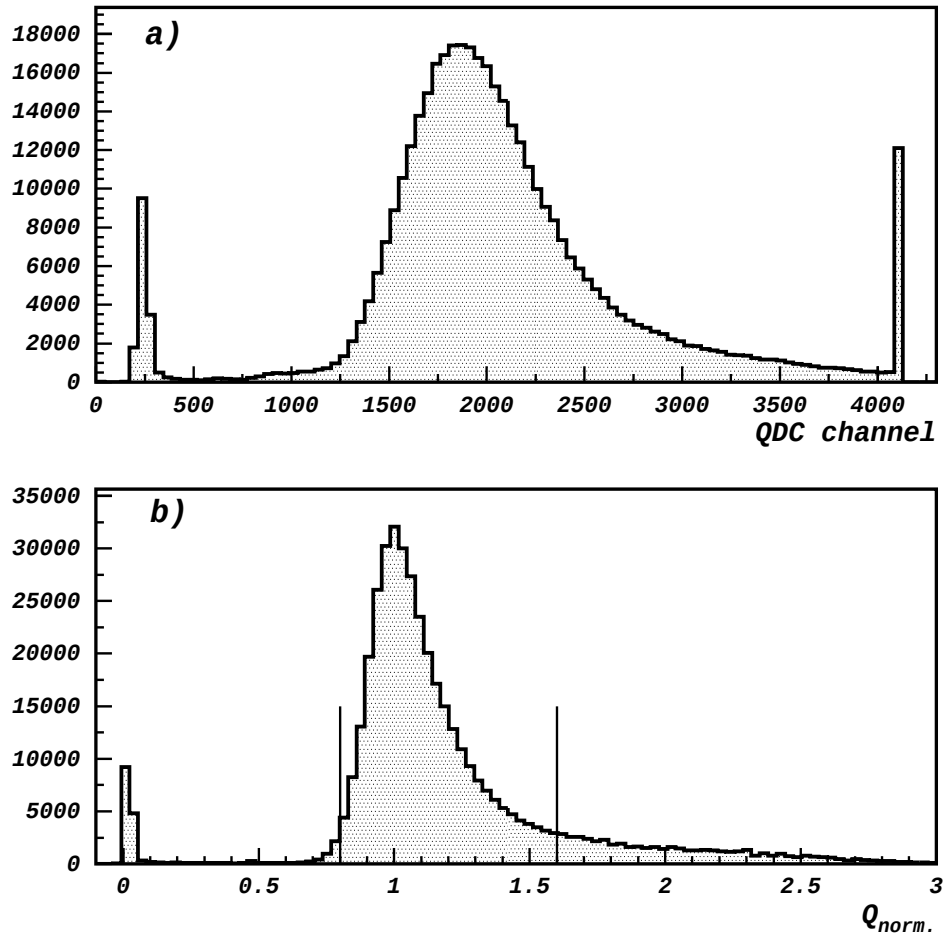


Рис. 18: Суммарные ненормированные (a) и нормированные (b) амплитудные распределения для всех счетчиков времяпролетного детектора. Линиями показаны границы $0.8 < Q_{norm.} < 1.6$.

амплитуды составляет 10-15% и они ухудшают возможности идентификации частиц. Поэтому эти треки не используются в анализе (обрезание по амплитуде), но количество выброшенных треков учитывается в последующих поправках. Вследствие разброса в параметрах счетчиков и разной чувствительности электронных каналов среднее значение амплитудного спектра варьируется от счетчика к счетчику в пределах ± 400 каналов (10% полной шкалы). Для упрощения процедуры ограничения амплитуды в последующем анализе, амплитуды сигналов для всех счетчиков нормируются на наиболее вероятное значение в спектре ($Q_{\text{макс.}}$). Как уже было отмечено выше, в амплитудном спектре физическим "нулем" шкалы является значение канала пьедестала. Нормировка заключается в преобразовании исход-

ного амплитудного распределения к виду:

$$\frac{Q - Q_{\text{пьедестал}}}{Q_{\text{макс.}}}, \quad \text{где} \quad (4)$$

Q – исходное значение амплитуды,

$Q_{\text{пьедестал}}$ – значение пьедестала в данном канале,

$Q_{\text{макс.}}$ – наиболее вероятное значение амплитудного спектра.

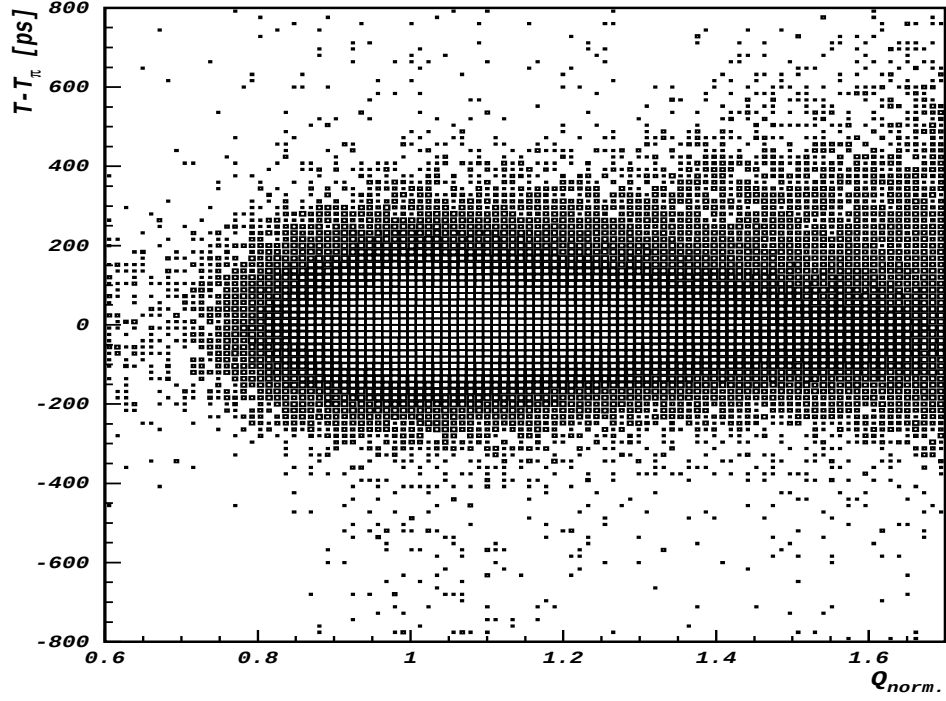


Рис. 19: Зависимость скорректированного времени $T - T_\pi$ от нормированной амплитуды сигнала в счетчике.

На рис. 18а показано исходное суммарное амплитудное распределение для всех счетчиков, а на рис. 18b представлено уже нормированное распределение. Исходное распределение более широкое вследствие уже отмеченного разброса амплитуд от счетчика к счетчику, кроме того, при работе с нормированными величинами амплитуд можно задавать одни и те же границы отбора для всех счетчиков, что очень удобно. Напомним, что ограничение по амплитуде вводится, чтобы убрать из анализа треки с плохим качеством временной информации. Опытным путем установлены эти границы:

$$0.8 < Q_{\text{norm.}} < 1.6$$

В качестве демонстрации необходимости процедуры ограничения амплитуды на рис. 19 представлено скорректированное временное распределение

в зависимости от значения $Q_{norm.}$. Ухудшение качества информации для значений $Q_{norm.} > 1.6$ видно на глаз.

Определенные значения максимума спектра и пьедестала для каждого счетчика являются калибровочными константами. Они используются при реконструкции для получения нормированного значения амплитуды, а с использованием величины $Q_{norm.}$ определяются критерии качества время-пролетной информации для данного трека.

2.5 Коррекция измеренного временного интервала и определение времени пролета

Для понимания последующих коррекций полезно представить себе процесс измерения времени пролета следующим образом. Пусть начало координат совпадает с системой координат эксперимента, а время "начинается" с момента пересечения пучковой частицей стартового счетчика S1. После прохождения 37 метров (и после примерно 120 нс) налетающее ядро взаимодействует с ядром мишени. Образованные в результате взаимодействия заряженные частицы, которые вылетают вперед в конусе с углом раствора $\pm 50^\circ$, регистрируются в объеме ТРС. Пусть одна из этих частиц после прохождения пути 13.5-14 м (и через интервал времени 46-48 нс) попадает в один из сцинтилляционных счетчиков. Если нам известен импульс этой частицы P (определенный по величине отклонения траектории в магнитном поле), а также длина пути L и время пролета t от мишени до "точки" регистрации, то мы можем определить скорость частицы $\beta = L/(ct)$. Тогда квадрат массы частицы равен:

$$m^2 = \frac{P^2}{\beta^2 \gamma^2}, \quad \text{где} \quad (5)$$

m – масса частицы,
 P – импульс частицы,
 γ – гамма-фактор.

Однако, связь истинного времени пролета t с измеренной цифровым преобразователем TDC величиной T не так очевидна. С точки зрения детектирования, т.е. прохождения сигнала в электронном канале регистрации процесс выглядит следующим образом. Вспышка света от прохождения ядра через вещество счетчика S1 достигает фотокатода спустя время " t_{01} ". Пусть время распространения электронной лавины в ФЭУ этого счетчика равно " t_{02} ", время прохождения сигнала по кабелю до схем регистрации

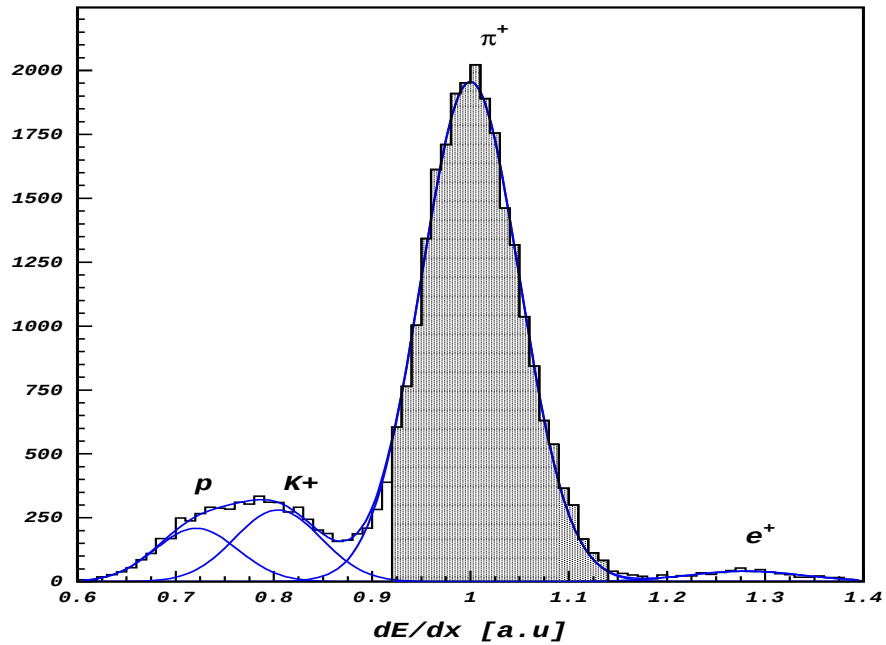


Рис. 20: Распределение ионизационных потерь для треков, попадающих в TOF. Штриховкой обозначена область для выделения пионов.

равно " t_{03} ", а время прохождения сигнала по всем цепям формирования вплоть до входа "Start" на блоке TDC равно " t_{04} ". Тогда стартовый сигнал появится на стартовых входах преобразователей спустя время t_0 , где

$$t_0 = t_{01} + t_{02} + t_{03} + t_{04} \quad (6)$$

Время " t_1 " до появления сигнала в канале "Stop" состоит из:

- времени пролета " t_{11} " частицы пучка от счетчика S1 до мишени;
- времени пролета " t_{12} " регистрируемой частицы от мишени до счетчика;
- времени " t_{13} " распространения света от точки попадания до фотокатода;
- времени развития лавины в ФЭУ " t_{14} ";
- времени " t_{15} " распространения сигнала по кабелям к схемам формирования;
- времени " t_{16} " формирования сигнала временной отметки и прохождения сформированного сигнала до канала "Stop" преобразователя.

Тогда

$$T_1 = T_{11} + T_{12} + T_{13} + T_{14} + T_{15} + T_{16} \quad (7)$$

Кабельные задержки в канале "Stop" выбираются такой длины, чтобы обеспечить приход стопового сигнала позднее стартового на 30-60 нс. Пусть теперь сигнал находится в канале N время-цифрового преобразователя, т.е. "измеренное" время T (в пикосекундах) равно:

$$T = N \cdot 25 \text{ [пс]}$$

Нашей задачей является определение времени пролета частицы от мишени до счетчика, т.е. величины T_{12} . Несмотря на большое количество состава-

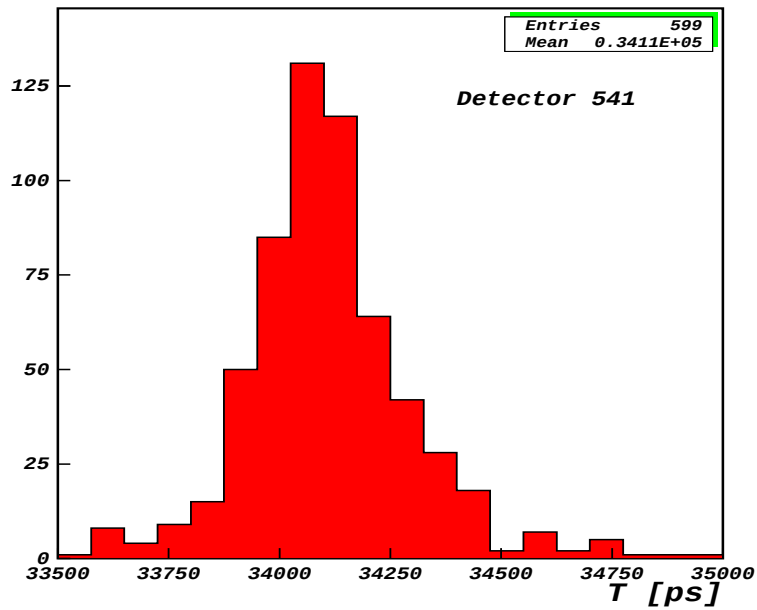


Рис. 21: Распределение $T - T_\pi$ для одного из сцинтилляционных счетчиков.

вляющих в формулах 6 и 7, все эти временные промежутки являются либо постоянными (например, время прохождения сигнала от счетчика по кабелю задержки), либо зависят от какого-либо измеряемого параметра (к примеру, время T_{13} зависит от координаты точки попадания в счетчик). Поэтому, измеренное время можно записать как,

$$T = T_0 + T_{12} + T_k(x_1, x_2, x_3, \dots), \quad \text{где} \quad (8)$$

T_0 – константа включающая в себя сумму (разницу) всех постоянных временных промежутков для данного канала;

$T_k(x_1, x_2, x_3, \dots)$ – коррекция времени в зависимости от измеряемых параметров $x_1, x_2, x_3, \dots$;

T_{12} – истинное время пролета. Определение константы T_0 производится

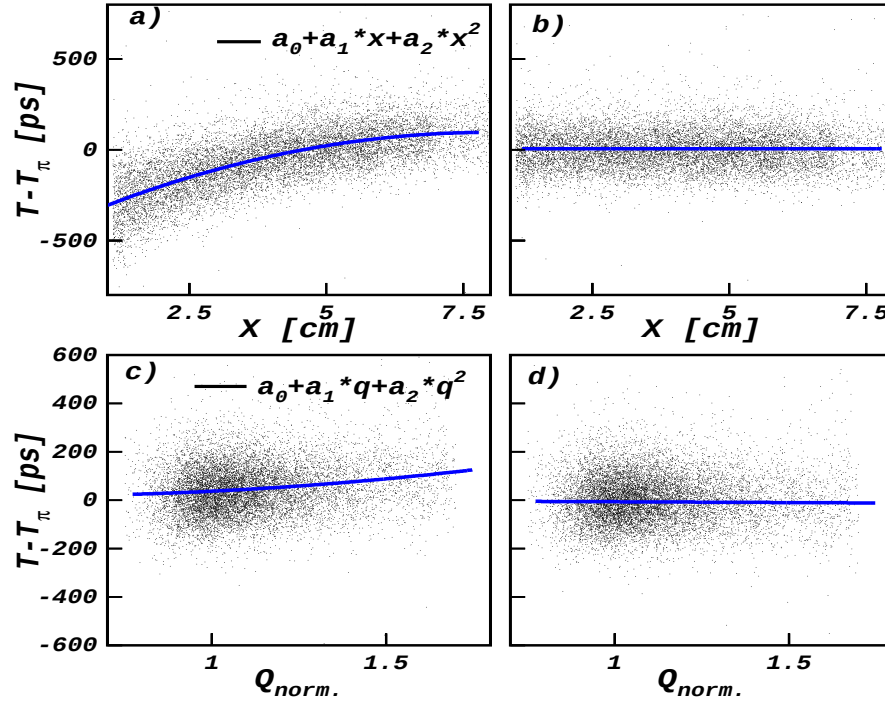


Рис. 22: Зависимость времени от координаты x и от амплитуды сигнала q до (a, c) и после (b, d) коррекций.

следующим образом. Для каждого трека попадающего в данный счетчик мы имеем значение T (измеренное время), импульс P , длину трека L и значение ионизационных потерь dE/dx . Состав вторичных частиц нам примерно известен – 80% составляют заряженные пионы. С помощью заданного окна по dE/dx (рис. 20) отбрасываются позитроны, каоны и протоны. Затем, пренебрегая на этом этапе величиной T_k , строим распределение величины $(T - T_\pi)$, где:

$$T_\pi = \frac{L\sqrt{P^2 + m_\pi^2}}{c \cdot P} \quad (9)$$

$m_\pi^2 = 0.01932 \text{ ГэВ}/c^2$ - квадрат массы пиона,
 c – скорость света.

Среднее значение полученного распределения с точностью до T_k является искомой величиной T_0 (см. формулу 8), так как в данном случае $T_\pi = T_{12}$.

На рис. 21 показано типичное распределение $(T - T_\pi)$ (обозначенное на рисунке просто как T) для одного счетчика. Для последующих коррекций удобно вычитать найденную константу T_0 из распределения $(T - T_\pi)$, сдвигая тем самым распределения для всех счетчиков к нулю. При этом очевидно, что полученное распределение представляет собой $T_k(x_1, x_2, x_3, \dots)$. Для получения "истинного" времени пролета необходимо учитывать время распространения света в сцинтилляторе от точки попадания до фотокатода, а также зависимость момента срабатывания формирователя от амплитуды сигнала в счетчике. Т.е. параметрами $\{x_i\}$ являются координата x (относительно фотокатода) и амплитуда сигнала q . Указанные коррекции проводятся последовательно.

На рис. 22 показано двумерное распределение $(T - T_\pi)$ от x . Эта зависимость хорошо описывается полиномом 2-й степени от x :

$$T - T_\pi = k_{00} + k_{01}x + k_{02}x^2.$$

На этом же рисунке представлено скорректированное на x распределение

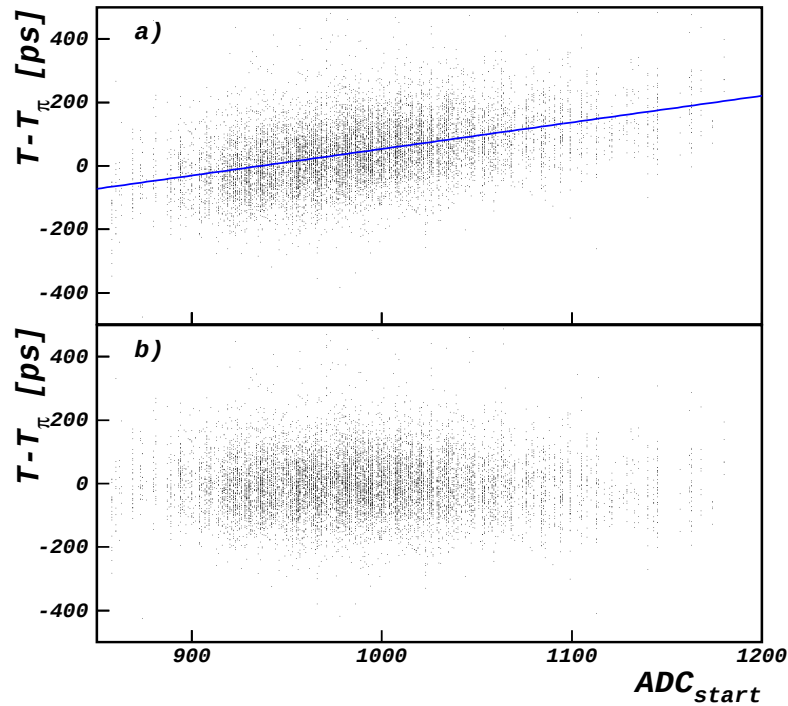


Рис. 23: Коррекция на амплитуду сигнала в стартовом счетчике.

$(T - T_\pi)$. Величина коррекции равна примерно 150-300 пс. Здесь же показана зависимость $(T - T_\pi)$ от амплитуды Q_{norm} . Данная зависимость также

фитируется полиномом 2-й степени:

$$T - T_{\pi} = \kappa_{10} + \kappa_{11}Q_{norm} + \kappa_{12}Q_{norm}^2.$$

Величина этой коррекции составляет примерно 50 пс. Такая последовательность операций производится для всех счетчиков времяпролетного детектора. Полученные в результате константы для временных коррекций помещаются в базу данных и используются в дальнейшем при реконструкции. В зависимости от амплитуды сигнала в счетчике S1 время выработки

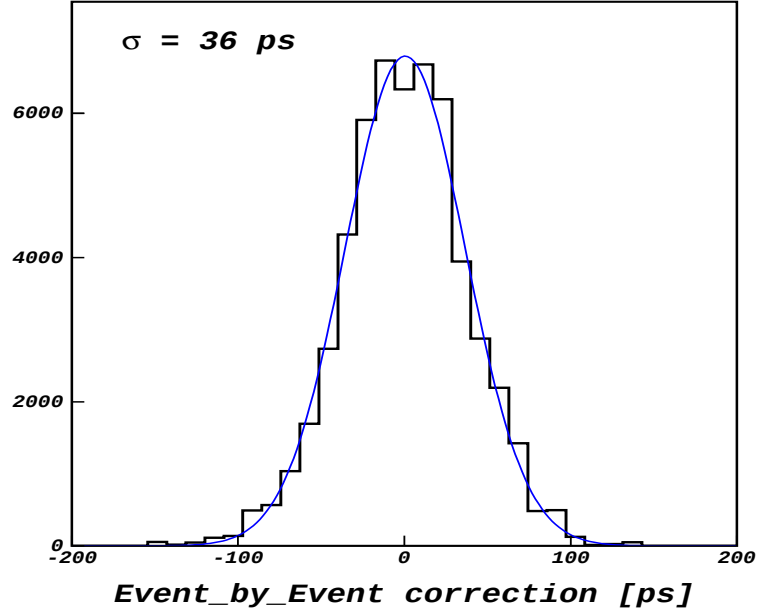


Рис. 24: Распределение величины коррекции временной нестабильности TOF.

стартового сигнала меняется. Как оказалось эта зависимость хорошо описывается линейной функцией (рис. 23а), а коррекция составляет ≈ 30 -50 пс (рис. 23b). Кроме того, существует долговременная нестабильность параметров временных каналов (дрейф). Для коррекции этого дрейфа применяется следующая процедура. В каждом событии выделяются только пионы (25-40 частиц), затем для каждого пиона после применения всех коррекций определяется величина $(T - T_{\pi})$, в конце определяется среднее значение распределения $(T - T_{\pi})$ для всех пионов в каждом событии. На полученную величину временного дрейфа затем корректируют величину времени пролета для всех частиц в данном событии. На рис. 24 показано распределение значений коррекций долговременного дрейфа. Использовались данные с 6000 центральных Pb+Pb событий (это составляет по времени ≈ 5 ча-

сов набора) и из параметров фита этого распределения видно, что временная нестабильность системы составляет $\approx 35 - 40$ пс. На рис. 25 показано распределение $(T - T_\pi)$ после применения всех коррекций для всех счетчиков TOF. Значение параметра σ при фитировании этого распределения распределением Гаусса равняется $\sigma = 76$ пс.

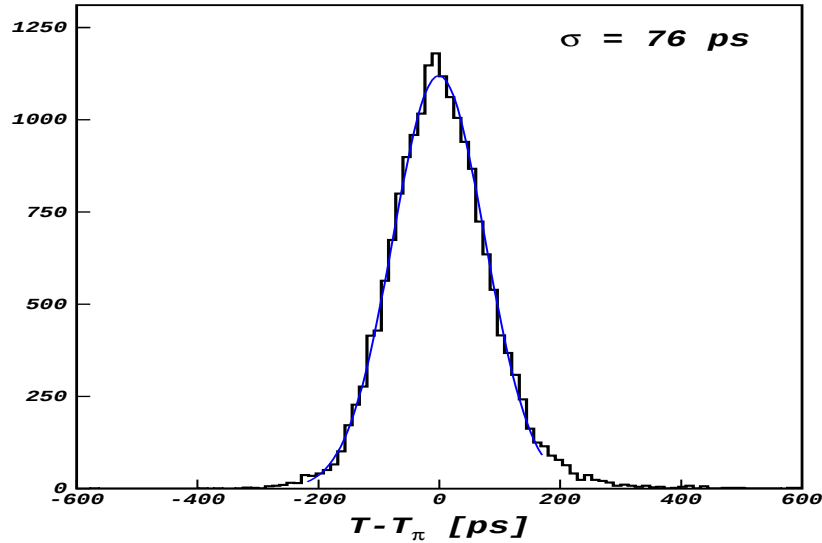


Рис. 25: Скорректированное распределение $(T - T_\pi)$ для всех счетчиков TOF.

Эта величина является верхней оценкой временного разрешения время-пролетной системы (усредненной по всем счетчикам). Кроме, собственно, временного разрешения самого счетчика она включает в себя разрешение стартового счетчика, погрешности, вносимые электронными каналами, и т.д.

В экспериментах на пучках протонов вместо кварцевой пластины в стартовом счетчике используется сцинтиллятор. Кроме того, недалеко от стартового счетчика на оси пучка расположен дополнительный сцинтилляционный счетчик S_0 . Этот счетчик не показан на рис. 1. Он расположен на расстоянии 30 см от счетчика S_1 . Временная отметка с S_0 записывается при наборе данных, и эта информация используется в анализе как дополнительный "стартовый счетчик". Жидководородная мишень имеет протяженность 14 см, что приводит к необходимости дополнительной коррекции времени пролета на координату вершины взаимодействия z . На рис. 26а показано распределение z -координаты вершины взаимодействия, а на рис. 26б – зависимость времени пролета от z . Величина этой коррекции составляет 33 пс/см, а зависимость является линейной по z . Заключительной коррек-

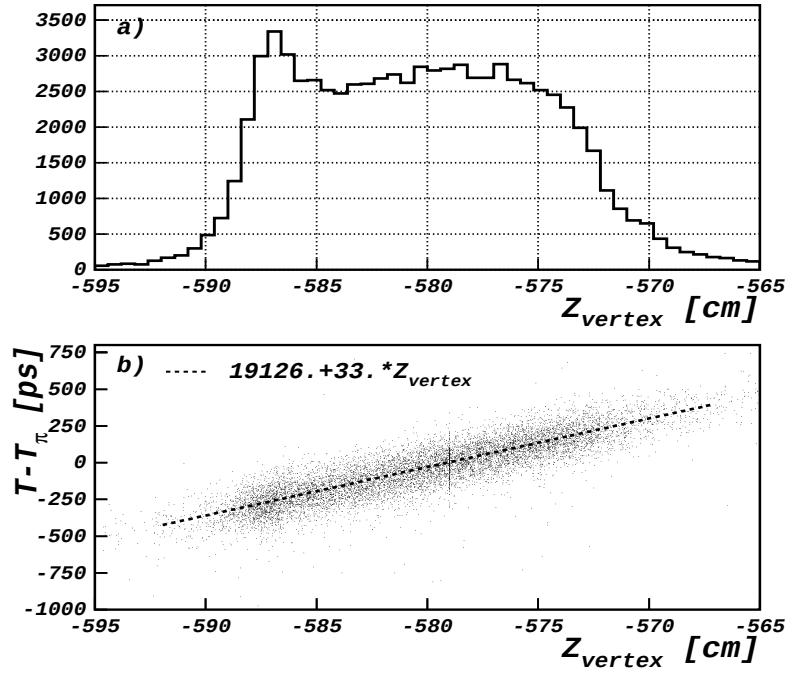


Рис. 26: Распределение z-координаты вершины взаимодействия и зависимость времени пролета от этой величины в p+p реакциях.

цией является компенсация зависимости измеренного времени от амплитуды в счетчиках $S1$ и $S0$ (рис. 27), а затем усреднение результатов измерения времен пролета с помощью этих двух счетчиков. Как показано на рис. 28a,b это дает значительное улучшение параметров временного распределения, а оценка временного разрешения дает величину $\sigma = 90$ пс, что всего лишь на 18% хуже, чем для Pb+Pb реакций. Методы коррекции времяпролетной информации, изложенные в этой главе, были реализованы в специальной программе-клиенте "*ToflClient*", которая является составной частью библиотеки программ NA49, используемых при реконструкции событий. Программа была успешно импортирована в библиотеку NA49 в 1999 году, и за прошедшее время хорошо зарекомендовала себя в качестве основы для реконструкции времяпролетной информации для TOF детектора.

В таблице 5 представлены типы и количество событий реконструированных с использованием программы "*ToflClient*" в качестве времяпролетного клиента.

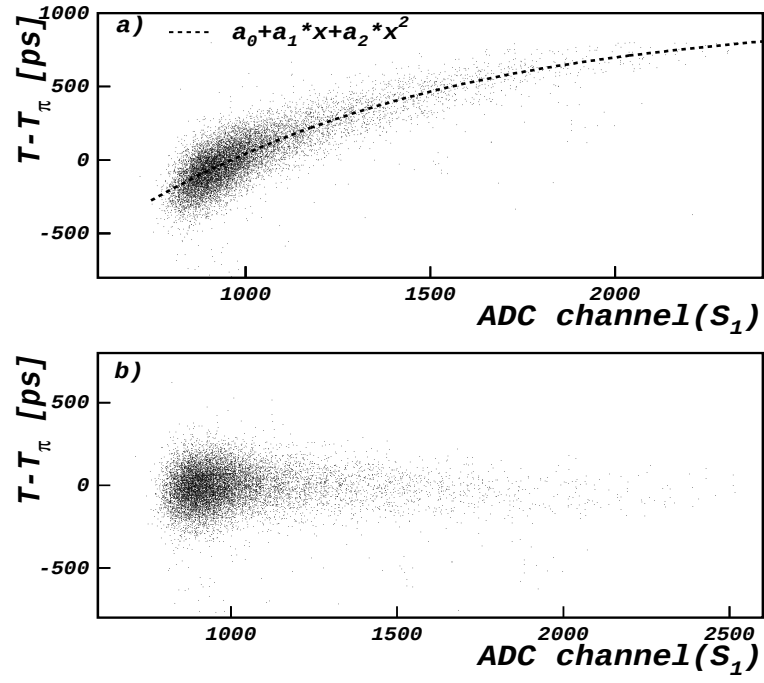


Рис. 27: Коррекция на амплитуду сигнала в стартовом счетчике для p+p реакций.

Таблица 5: Типы реакций и число событий при реконструкции которых использовалась программа-клиент "ToflClient"

Тип реакции	Энергия пучка [ГэВ]	Число событий
p+p	158	10^6
p+Pb	158	$5 \cdot 10^5$
Pb+Pb	40/80/158	$10^6/4 \cdot 10^5/5 \cdot 10^6$

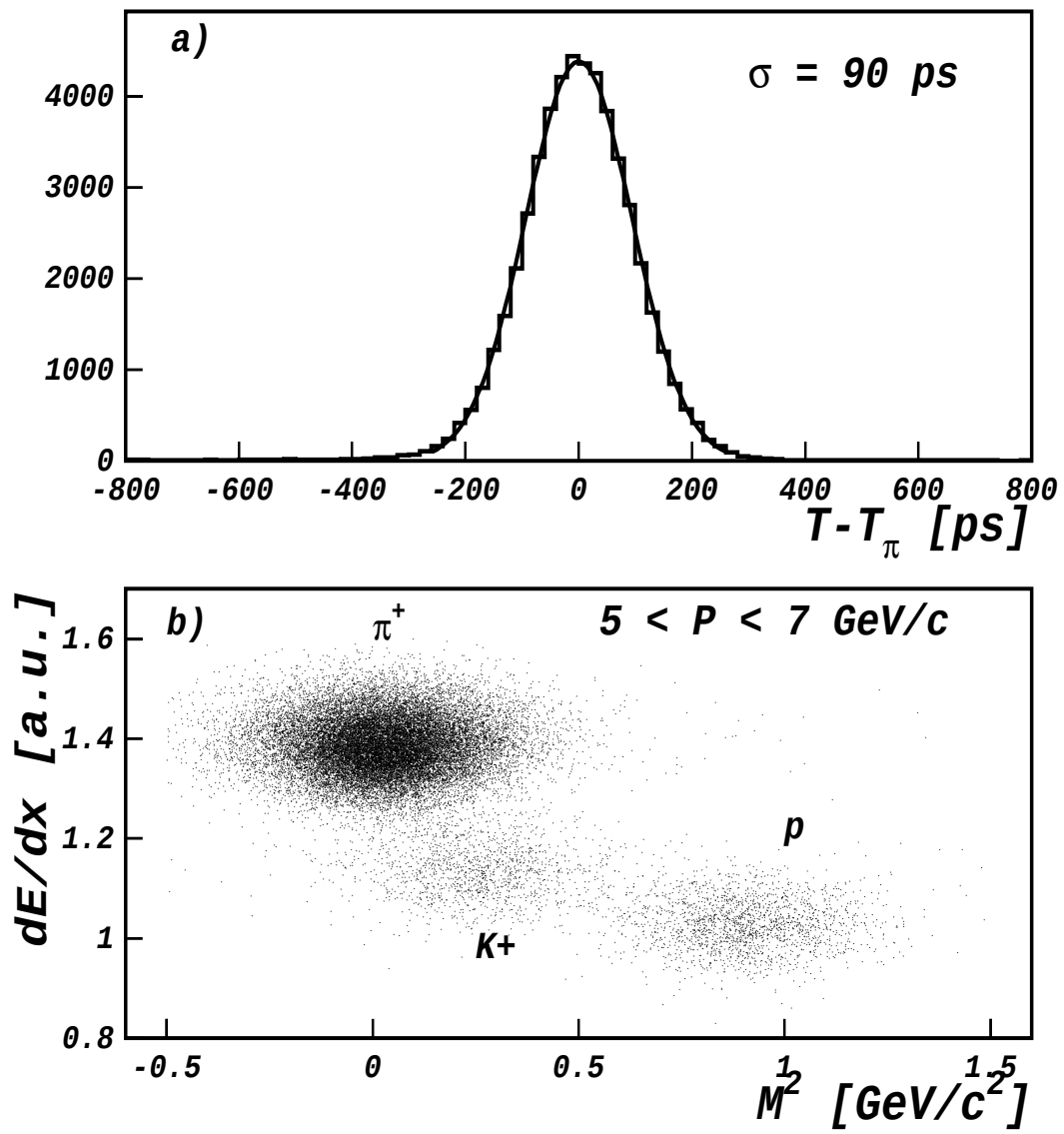


Рис. 28: Временное разрешение и качество идентификации частиц в p+p реакциях.

3 Идентификация частиц

Для экспериментального исследования рождения частиц необходимо обеспечить их надежную идентификацию. В эксперименте NA49 используется несколько способов идентификации: разделение по квадрату инвариантной массы, по значению ионизационных потерь dE/dx и комбинированная методика с использованием двухмерных dE/dx от m^2 распределений. В качестве примера на рис. 29 показаны распределения квадрата инвариантной массы m^2 (рис. 29а), ионизационных потерь dE/dx от m^2 (рис. 29b,c) и dE/dx -распределения для частиц в различных импульсных интервалах. Квадрат инвариантной массы частицы определяется по формуле:

$$m^2 = p^2 \left(\frac{ct}{L} - 1 \right), \quad \text{где} \quad (10)$$

m – масса частицы,

p – импульс частицы,

t – время пролета от мишени,

c – скорость света,

L – длина пути.

Результаты калибровки TOF, представленные в предыдущей главе, продемонстрировали, что при выполнении полного цикла коррекций среднее временное разрешение времяпролетного детектора составляет $\sigma = 76$ пс, что позволяет идентифицировать частицы по массе вплоть до импульсов $P=4$ ГэВ/с (рис. 29а). Как видно из рисунка, π/K разделение составляет около 3σ , а K/p разделение – $(6-8)\sigma$. При больших импульсах (до 10 ГэВ/с) необходимо использовать дополнительную информацию об ионизационных потерях частицы. При этом (рис. 29b,c) возможность идентификации частиц и определения их выходов вполне реальна.

На рис. 30 представлено распределение квадрата инвариантной массы m^2 для частиц с импульсом $P < 10$ ГэВ/с в более широком интервале m^2 . Применение дополнительного ограничения величины ионизационных потерь ($dE/dx < 1.15$) дает возможность довести отношение сигнал/фон в районе массы дейтрона до величины 40-70 (фоновыми частицами являются протоны), причем потери дейтронов при этом "обрезании" составляют менее 10-15%. При импульсах более 10-11 ГэВ/с использовать для идентификации частиц информацию о времени пролета затруднительно, т.к. разделение по m^2 растет квадратично с импульсом. При больших значениях

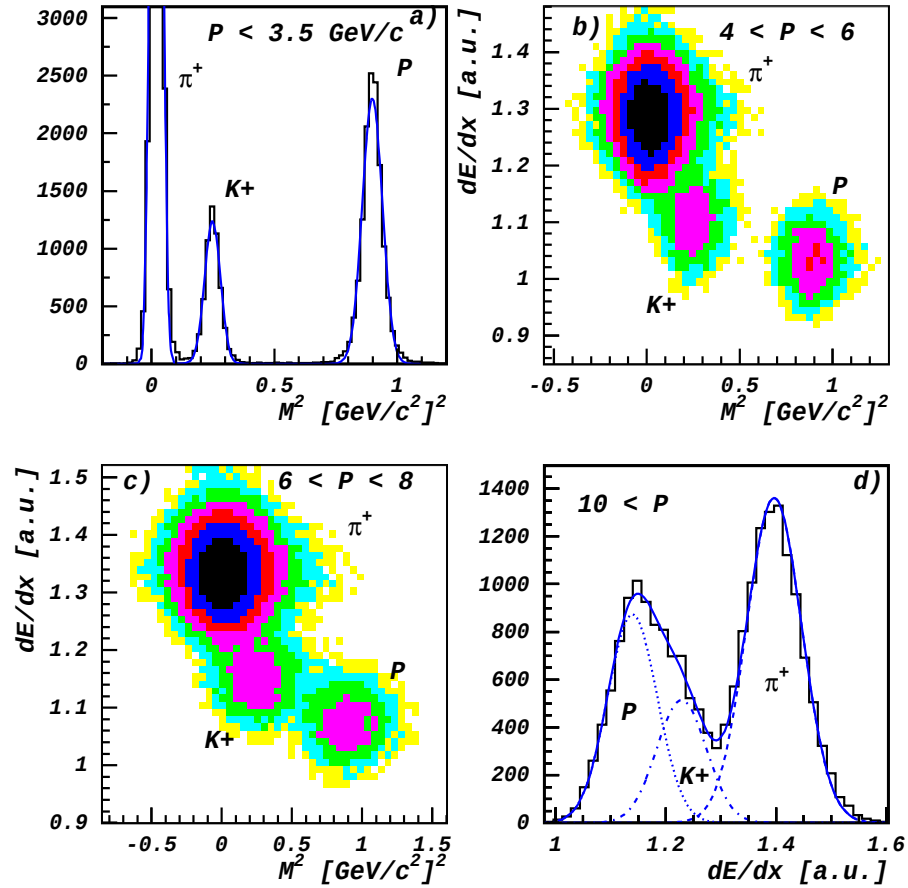


Рис. 29: Идентификация частиц в эксперименте NA49.

импульса для целей идентификации частиц в эксперименте NA49 используется информация об ионизационных потерях. Типичное распределение потерь показано на рис. 29d. Используя известные данные о среднем значении и ширине распределения ионизационных потерь для частиц различных типов, данная гистограмма фитируется суммой 3-х распределений Гаусса и определяются значения амплитуд пиков (т.е. выходов частиц).

Для разделения частиц по времени пролета имеет значение не только абсолютная величина временного разрешения (т.е. ширина пика в распределение по инвариантной массе), но и абсолютная разница времен пролета частиц различного сорта (ΔT) при данном импульсе, т.е. насколько далеко по шкале m^2 находятся частицы друг от друга. Это означает принципиальную возможность продвинуться в p/d разделении в область больших импульсов – вплоть до 14 ГэВ/с (рис. 31)

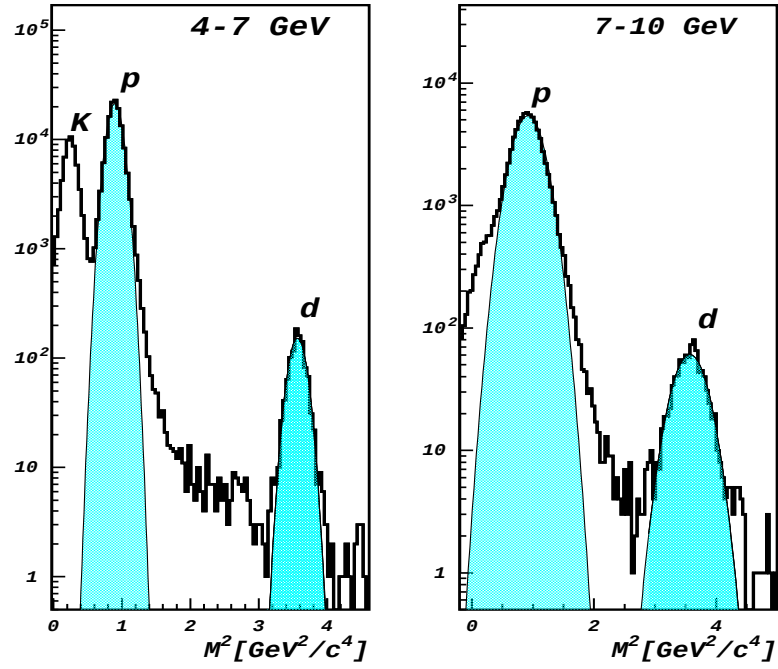


Рис. 30: Распределение квадрата инвариантной массы для частиц с импульсом $P < 10$ ГэВ/с.

В рамках данной работы исследовались выходы частиц в импульсном интервале $P < 11$ ГэВ/с для адронов и $P < 14$ ГэВ/с для дейтронов с использованием комбинированной $dE/dx - m^2$ информации.

Процедура идентификации частиц состоит из нескольких этапов. Вначале проводится отбор треков по критериям "качества". Затем, с учетом характера зависимости ионизационных потерь и времени пролета от полного импульса P и поперечного импульса p_t , строятся 2-х мерные dE/dx от m^2 распределения (как на рис. 29) в заданных интервалах P и p_t . На следующем этапе в каждом интервале ($P-p_t$) определяются параметры этих двухмерных распределений – амплитуда, средние значения и дисперсия для каждого сорта частиц.

3.1 Определение критериев качества треков

В результате проведенных методических исследований, описанных в предыдущей главе, были выработаны следующие основные критерии отбора треков:

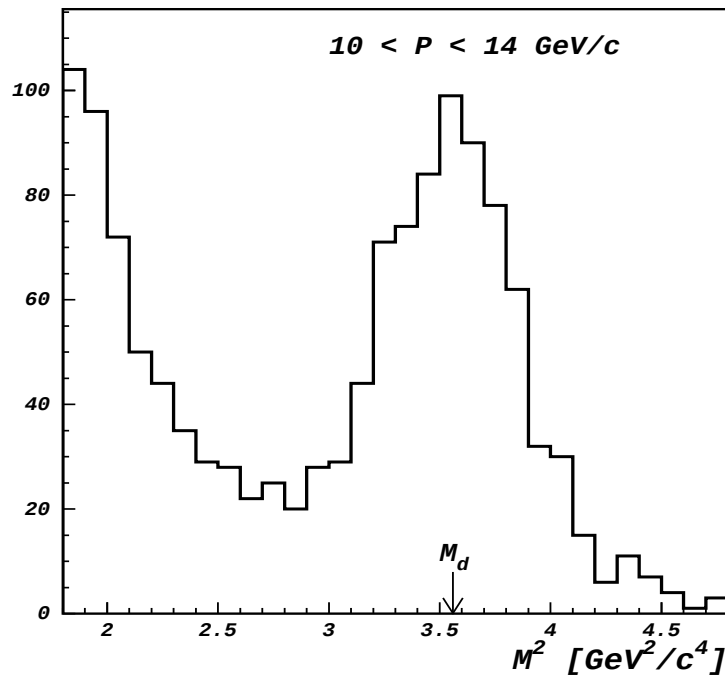


Рис. 31: Распределение квадрата массы для импульсов $P > 10 \text{ ГэВ}/c$.

- а) трек должен быть реконструирован в камере за магнитом МТРС и, по крайней мере, в одной из камер в магните ВТРС, причем, последняя восстановленная точка на треке должна быть вблизи граничной стенки ТРС.
- б) если координата последней точки на треке находится внутри объема МТРС, однако на расстоянии более 20 см от границ камеры, то частица считается распавшейся в данной точке и трек отбрасывается.
- в) при попадании двух и более частиц в один счетчик все эти треки отбрасываются, т.к. провести идентификацию по времени пролета в этом случае невозможно.
- г) в разделе 2.3 было отмечено, что точность определения положения отдельного счетчика в пространстве составляет порядка 1 мм. Как видно из рис. 16 большое количество треков, попадающих в сцинтиллятор близко к краю, не имеют сигнала. В анализе используются треки, точка попадания которых в сцинтиллятор находится на расстоянии более 1 мм от края.

- д) как было показано в разделе 2.4 качество времяпролетной информации для значений нормированных амплитуд $Q_{norm.} < 0.8$ и $Q_{norm.} > 1.6$ хуже. Одним из основных критериев качества трека является поэтому условие $0.8 < Q_{norm.} < 1.6$.

Треки, отброшенные по критерию а), не учитываются в анализе, т.к. они ассоциируются со вторичными частицами от распадов и ядерного взаимодействия. Коррекция на распад частиц (критерий б) проводится по результатам моделирования. В анализе применяются поправки для учета треков, отброшенных по критериям в), г) и д). Для идентификации дейтронов

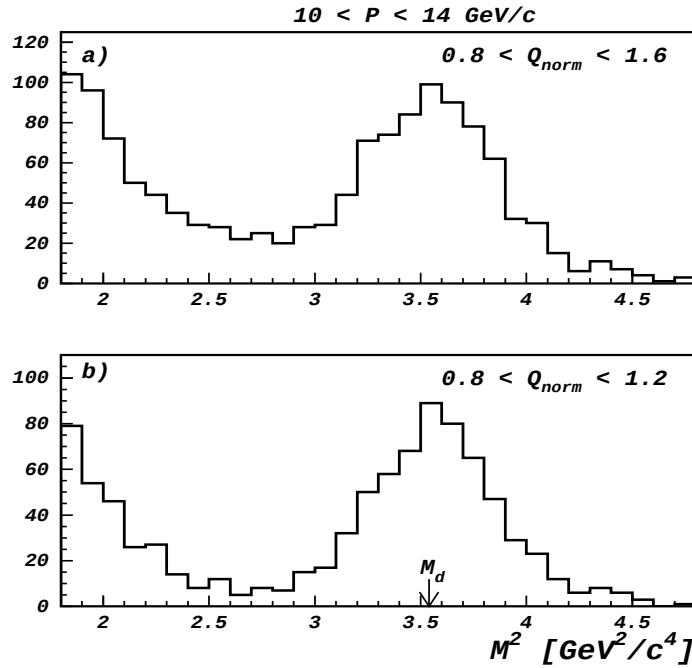


Рис. 32: Влияние дополнительного обрезания $Q_{norm.} < 1.2$ на отношение сигнал/фон для дейтронов.

критерии отбора треков установлены еще более жесткими. Связано это с тем, что выход дейтронов по сравнению с выходом протонов очень мал – $d/p \approx 10^{-2}$ и фон от протонов в районе дейтронного пика в распределении по инвариантной массе является серьезной проблемой, особенно для больших импульсов, где возможности метода идентификации ограничены. В результате проведенных исследований было обнаружено, что ситуацию с фоном можно улучшить применяя дополнительное ограничение $Q_{norm.}$ со стороны больших значений. На рис. 32а,б показаны распределения квадрата инвариантной массы m^2 в интервале импульсов $10 < P < 14$ ГэВ/с. Как видно

из рисунка, использование дополнительного критерия $Q_{norm.} < 1.2$ значительно улучшает отношение сигнал/фон.

3.2 Построение dE/dx - m^2 распределений

Все треки, попавшие в TOF детектор и удовлетворяющие критериям качества, описанным в предыдущем разделе, заносятся в 2-х мерные гистограммы, согласно значениям $dE/dx, m^2, P$ и p_t . Необходимость разбиения на интервалы по P вызвана тем обстоятельством, что ионизационные потери релятивистских частиц в импульсном аксептансе TOF детектора сильно зависят от полного импульса частицы (рис. 35), а ширина распределения потерь σ_E , в свою очередь, определяется величиной потерь. Кроме того, как хорошо известно, разрешение по инвариантной массе (т.е. ширина пика в m^2 -распределении) квадратично зависит от импульса. Разбиение на интервалы по p_t вызвано необходимостью учесть нелинейные (аппаратурные) эффекты при измерении ионизационных потерь.

В качестве величин интервалов были выбраны значения:

$$\delta P = 1 \text{ ГэВ/с} \quad \text{и} \quad \delta p_t = 0.2 \text{ ГэВ/с}.$$

Для анализа выхода дейтронов размер бина по p_t был увеличен до $\delta p_t = 0.5 \text{ ГэВ/с}$, вследствие статистики.

3.3 Определение параметров dE/dx - m^2 распределений

В начале несколько слов о способе измерения ионизации в установке NA49 (см. также раздел 1.1).

Элементом измерения на треке является линия (строка) падов перпендикулярная траектории частицы, а точкой измерения являются координаты кластера сработавших падов. Среднее число сработавших падов в кластере равно 3.2. В электронном канале каждого пада измеряются амплитуда и время прихода сигнала. С помощью этой информации определяются координаты точки на треке " x ", " z " (как взвешенный центр тяжести координат сработавших падов) и " y " = $v_y t_y$, где v_y -скорость дрейфа электронов в газе ТРС, а t_y -время прихода сигнала. Сумма амплитуд со всех сработавших падов в кластере дает значение потерь энергии в данной точке. Треки частиц, попадающих во времяпролетный детектор, содержат до 170 точек измерения. На рис. 33 показано распределение числа точек на треке для таких частиц.

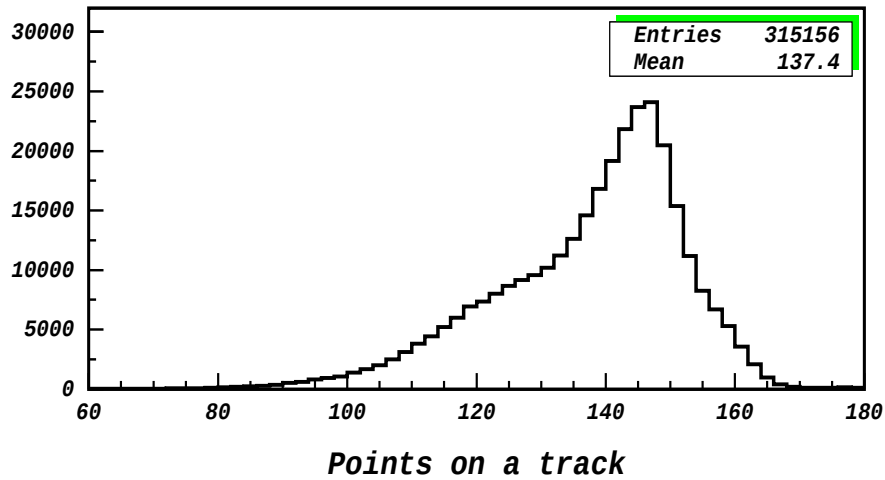


Рис. 33: Распределение числа точек на треке для частиц, попавших в TOF детектор.

Распределение потерь энергии заряженными частицами в тонких слоях вещества описывается распределением Ландау. Характерным для данного распределения являются большие флуктуации в потерях энергии, а вследствие этого – большая разница между максимальным и средним значением потерь (рис. 17). В качестве значения потерь в эксперименте было выбрано наиболее вероятное значение потерь E_{max} , а для более точного определения этого значения применяется процедура "truncated mean", развитая в работе [43]. Суть ее в следующем, – отбрасыванием некой доли (в %) сигналов с минимальной(**н**) и с максимальной(**м**) амплитудой исходное несимметричное распределение потерь становится гауссовым, причем среднее значение такого распределения достаточно хорошо совпадает со значением E_{max} исходного распределения. Величины **н** и **м** являются специфичными для каждой газовой смеси, опытным путем установлены следующие значения (**н:м**):

0 : 40 - для МТРС
0 : 35 - для ВТРС

Именно это ("truncated") значение ионизационных потерь определяется при реконструкции для каждого трека и используется затем в анализе, причем еще раз отмечу, что данное распределение потерь хорошо описывается распределением Гаусса.

Итак, задачу первого этапа идентификации можно определить следующим образом:

для всех частиц (π, k, p, d) в каждом узком импульсном интер-

вале необходимо определить средние значения и дисперсии распределения ионизационных потерь, считая эти распределения для каждого сорта частиц гауссовыми.

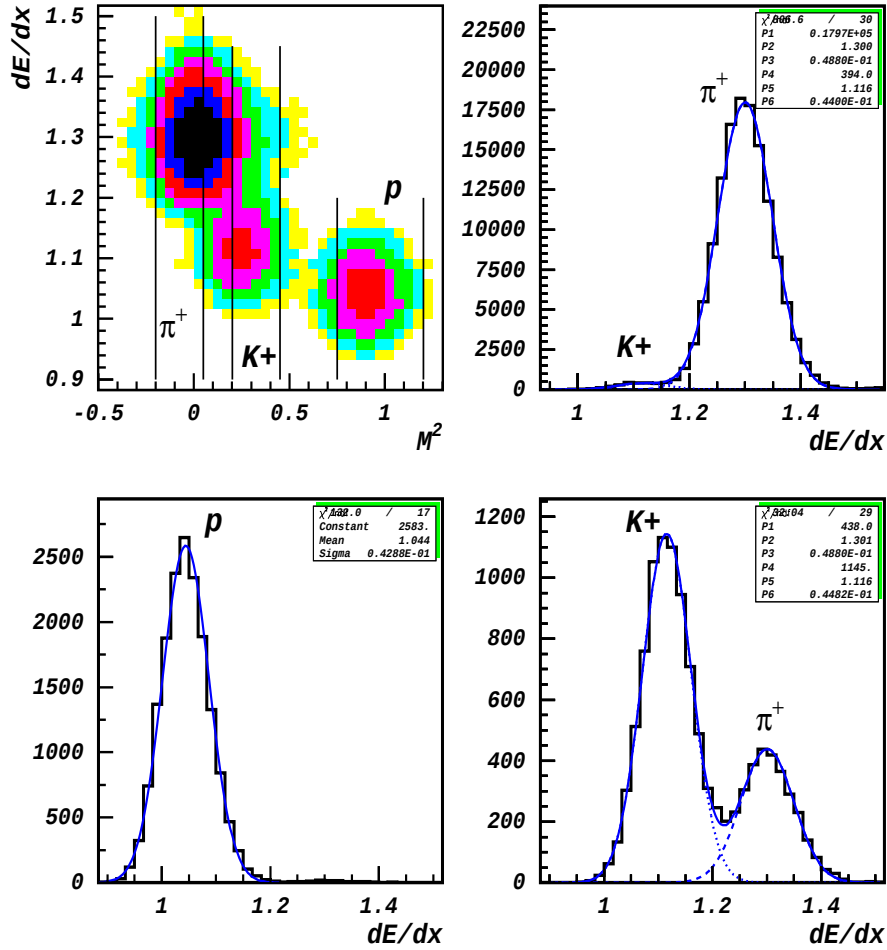


Рис. 34: Процедура определения параметров dE/dx распределений.

Вначале из исходного 2-х мерного dE/dx от m^2 распределения получаем одномерные распределения по dE/dx для каждого сорта частиц. Для этого задаем интервалы на оси m^2 в районе массы частицы (рис. 34а) и проецируем распределения в этом окне на ось dE/dx . Затем с помощью программы MINUIT [44] фитируем полученные одномерные dE/dx распределения с целью определения их параметров E_m и σ_E (рис. 34b-d). Процедура выполняется последовательно в несколько этапов – вначале пионы, затем протоны, а в конце – каоны, затем процедура повторяется. В зависимости от импульсного интервала и ширины окна по m^2 распределения представляют собой 1

гаусс или сумму 2-3 гауссов. На каждом этапе фитирования свободными параметрами являются амплитуды всех пиков A_i , а также среднее значение и дисперсия (E_k, σ_k) одного сорта частиц, остальные же параметры (определенные на предыдущих этапах) фиксируются. Вся эта последовательность операций реализована в виде набора программ с использованием функций HBOOK, PAW, MINUIT и специально разработанных библиотек. Кроме вышеописанных действий, программно реализованы возможности задания начальных параметров, изменения ширины интервалов по m^2 для контроля "устойчивости" результатов, изменения последовательности и способа фитирования (по χ^2 или Log-likelihood), а также контроля за "разумностью" (физичностью) результатов и записи полученных значений. На рис. 35 по-

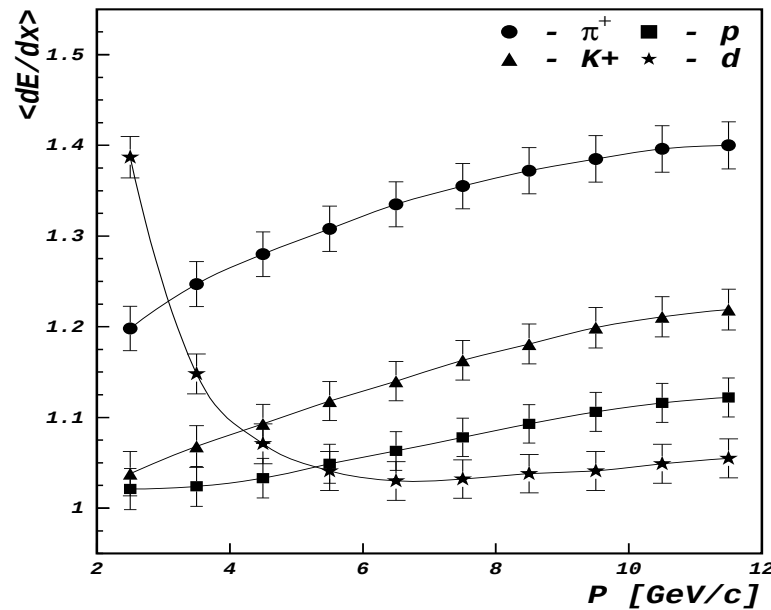


Рис. 35: Зависимость средних значений и ширин распределений ионизационных потерь для всех типов частиц. Величина ошибки в каждой точке равна σ_E .

казаны зависимость средних значений dE/dx и σ_E от полного импульса для всех типов частиц.

Определение параметров m^2 -распределений проще. Во-первых, средние значения пиков известны и не меняются. Во-вторых, зависимость ширины распределения σ_{m^2} от полного импульса для всех частиц хорошо описывается полиномом 2-й степени от P . На данном этапе выполняется следующая последовательность процедур (рис. 36): используя данные об ионизационных потерях, полученные на предыдущем этапе выбираем окна по dE/dx

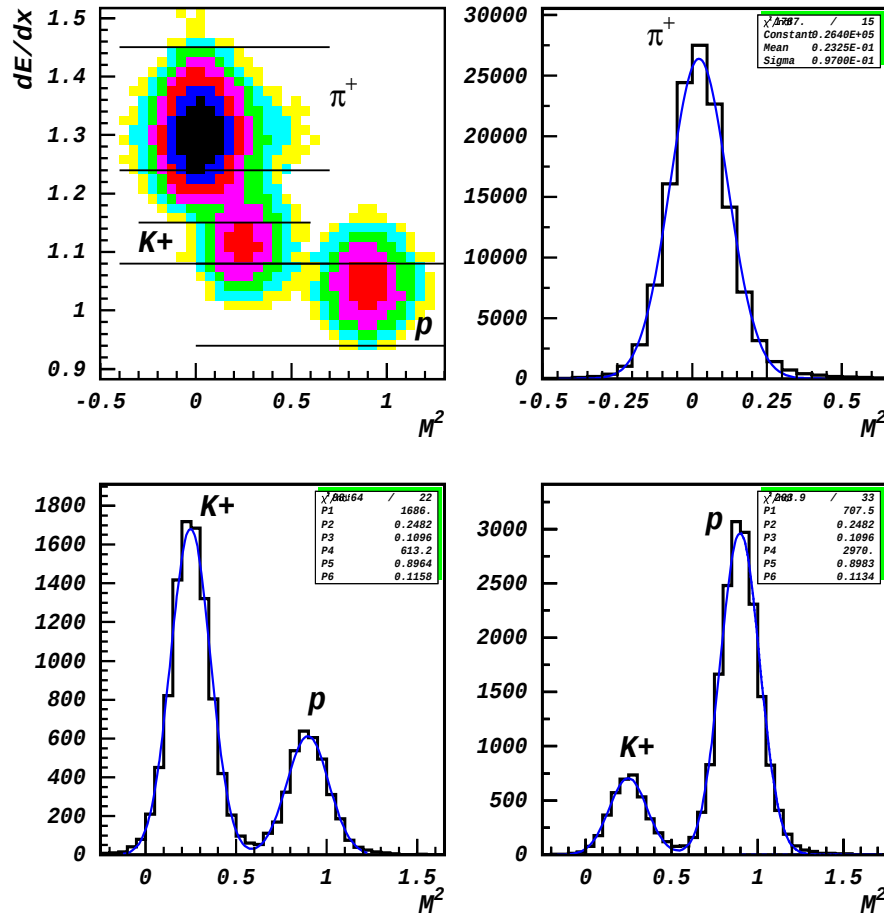


Рис. 36: Процедура определения параметров распределений по m^2 .

в районе среднего значения для каждого сорта частиц. В каждом окне проецируем 2-х мерное распределение на ось m^2 . Затем, фитируя полученные распределения гауссианами, получаем значения $\langle m^2 \rangle$ и σ_{m^2} для всех частиц. На рис. 37 показаны результаты работы этого этапа – зависимость σ_{m^2} от импульса вместе с результатами параметризации этой зависимости полиномом от P :

$$\sigma_{m^2} = a_0 + a_1 P + a_2 P^2$$

Следует отметить, что значения средних для $\langle m^2 \rangle$ не совпадают со значениями из Particle Data Booklet, хотя отличие очень мало – порядка 0.5%. Связано это с тем, что точность реконструкции импульса и вершины взаимодействия в эксперименте имеет хотя и малую, но конечную величину ($\approx 0.3-0.5\%$). Вследствие этого, вполне возможно допустить наличие

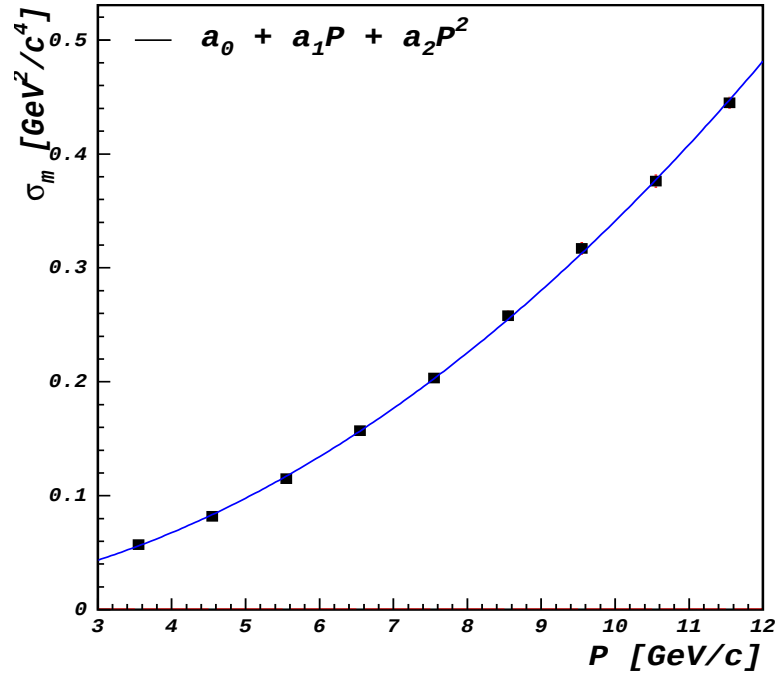


Рис. 37: Зависимость ширины распределения по m^2 от полного импульса.

систематический ошибки (порядка $\pm 0.2\%$, к примеру) в определении этих величин, что и приводит к небольшому сдвигу в значениях определенных по формуле 10 масс частиц.

Заключительным этапом является определение амплитуд пиков в двухмерном $dE/dx-m^2$ распределении для всех типов частиц. Так как средние значения по обеим осям известны и равны E_m и $\langle m^2 \rangle$, к примеру, то амплитудой пика является значение гистограммы в точке с координатами $(\langle m^2 \rangle, E_m)$. Для уменьшения ошибки определения амплитуды вследствие статистических флуктуаций, использовались также значения гистограммы во всех точках $(E_m \pm 1, \langle m^2 \rangle \pm 1)$. Усреднение проводилось с весами для учета реального распределения по осям (гауссового), т.е. амплитуда A_i равна:

$$A_i = 1/n_p \sum_{j,k=-1}^1 (k_{jk} \cdot a_{jk}), \text{ где}$$

n_p – число точек усреднения,

k_{jk} – вес данной точки согласно распределению Гаусса,

a_{jk} – значение гистограммы в данной точке.

Для проверки использовалось непосредственное фитирование распределений суммой 3-х двухмерных распределений Гаусса с помощью пакета

MINUIT, причем все параметры кроме амплитуд были фиксированы. Величины, полученные обеими способами усреднялись.

В результате, для каждого импульсного (P - p_t) интервала определялась функция-параметризация dE/dx - m^2 распределений в виде суммы 2-х мерных распределений Гаусса:

$$\sum_i F_i = \sum_i A_i \exp \left\{ - \left(\frac{dE/dx - E_m}{\sqrt{2}\sigma_E} \right)^2 - \left(\frac{m^2 - \langle m^2 \rangle}{\sqrt{2}\sigma_m} \right)^2 \right\},$$

где F_i – параметризация для i -го сорта частиц.

Описанный выше способ, к сожалению, не применим для дейтронов, т.к. статистика частиц в большинстве интервалов (P - p_t) слишком мала для определения точного значения амплитуды распределения (рис. 41). Поэтому процедура идентификации для дейтронов отличалась от остальных частиц (см. раздел 3.4).

3.4 Построение (p_t - y) распределений идентифицированных частиц

Трек с текущими значениями потерь и квадрата инвариантной массы ($dE/dx, m^2$) считается идентифицированным в данном интервале (P - p_t) как частица i -го сорта, если:

1. значение ионизационных потерь dE/dx и величина квадрата инвариантной массы m^2 для данного трека находятся внутри эллипса:

$$(\langle m^2 \rangle \pm k_m \sigma_{m^2}, E_m \pm k_e \sigma_E), \text{ где}$$

$E_m, \langle m^2 \rangle$ – среднее значение ионизационных потерь и квадрата инвариантной массы, соответственно, для данного сорта частиц; σ_{m^2}, σ_E – величина стандартного отклонения соответствующих одномерных распределений; k_m, k_e – коэффициенты.

2. если, кроме выполнения условия 1), вероятность p_i для данного трека быть частицей i -го сорта больше чем P_v . Вероятность p_i определяется как:

$$p_i = F_i(m^2, dE/dx) / (\sum_i F_i(m^2, dE/dx)), \text{ где}$$

$F_i(m^2, dE/dx)$ – функция-параметризация для частиц i -го сорта.

Значения k_m, k_e выбираются равными 3 для $P < 5$ ГэВ/с и 2.5 для больших импульсов. Значение P_v равно 0.7 для всех импульсных интервалов.

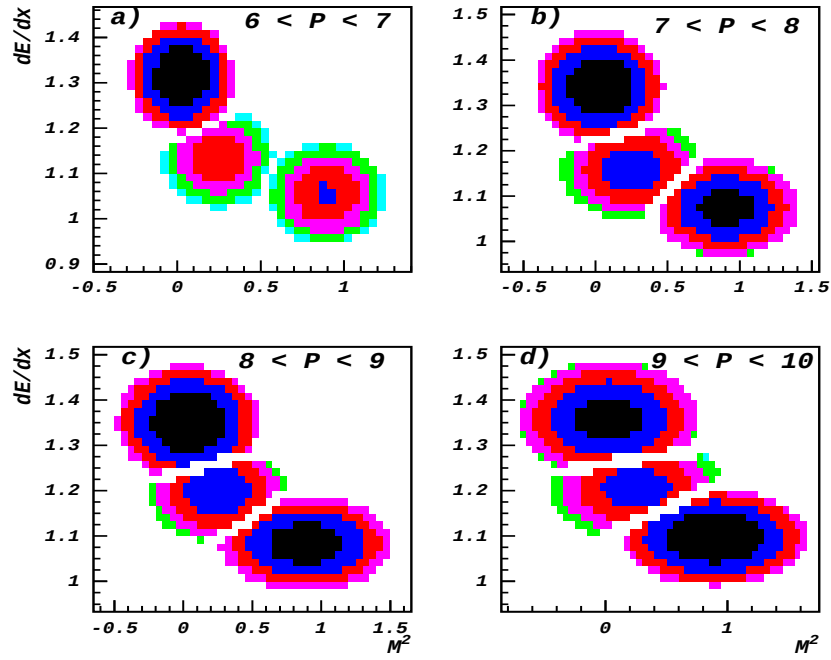


Рис. 38: dE/dx от m^2 распределения при выполнении условий 1) и 2) (см. текст).

На рис. 38a-d для нескольких импульсных интервалов показаны распределения dE/dx от m^2 при выполнении условий 1) и 2). Эффективность идентификации частиц ϵ_{id} в данном случае определяется как отношение числа частиц данного сорта, используемых в анализе (т.е. удовлетворяющим критериям 1) и 2) к полному числу частиц данного сорта (определенному из функции-параметризации). На рис. 39 представлена зависимости величины ϵ_{id} от полного импульса для пионов, каонов и протонов (антипротонов). На этом же рисунке показано процентное содержание частиц другого сорта n_{bkg} при таких условиях идентификации. Как видно из рисунка, максимального значения ($\approx 8\%$) величина n_{bkg} достигает для каонов при импульсе $P = 11$ ГэВ/с. Для всех остальных частиц и импульсных интервалов содержание частиц другого сорта не превышает 3-5%.

В качестве кинематических переменных для построения распределений идентифицированных частиц выбраны быстрота частицы y и поперечный импульс p_t (либо поперечная кинетическая энергия $m_t - m = \sqrt{p_t^2 + m^2} - m$, m – масса покоя частицы).

Для каждого трека, прошедшего критерии отбора и условия идентификации, определяется величина "веса" w_i , с которым данный трек и заносится

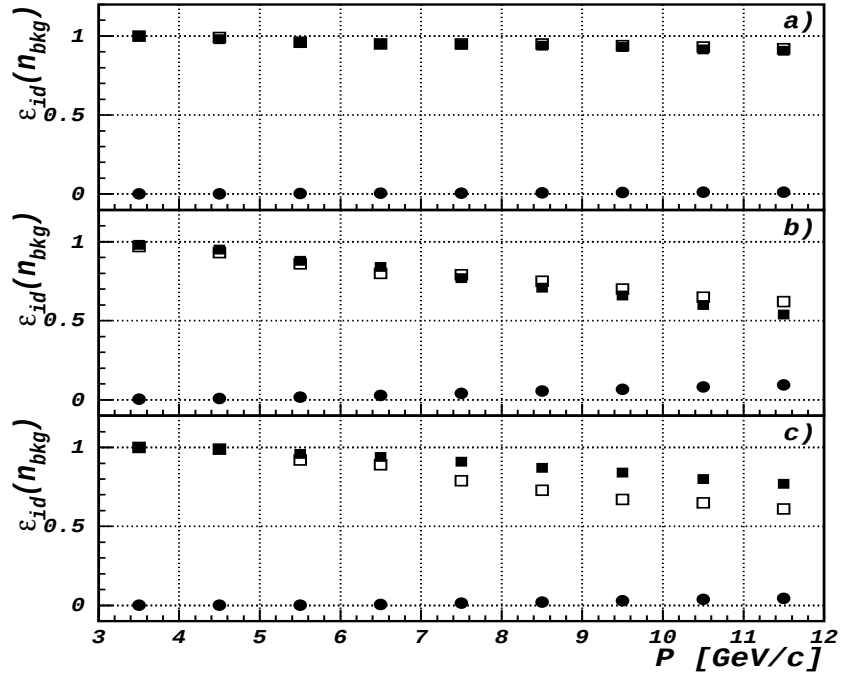


Рис. 39: Эффективность идентификации ϵ_{id} (квадраты) и процентное содержание других частиц n_{bkg} (кружки) для пионов(а), каонов(б) и протонов(с). Закрашенные символы – частицы, незакрашенные – античастицы.

в 2-х мерную (p_T - y) гистограмму .

$$w_i = 1/(k_{qualy} \cdot k_{id} \cdot k_{acc} \cdot k_{decay} \cdot k_{bkg}),$$

где k_{qualy} – поправка на отброшенные по критериям качества треки,
 k_{id} – поправка на выброс частиц при процедуре идентификации,
 k_{bkg} – поправка на содержание частиц другого сорта,
 k_{acc} – поправка на величину аксептанса,
 k_{decay} – поправка на распад (нестабильных) частиц,
 k_{rec} – поправка на неэффективность реконструкции треков.

Напомним (см. также раздел 3.1), что критериями качества треков являются: а) наличие только одного трека, попадающего в счетчик; б) ограничение нормированной амплитуды $0.8 < Q_{norm.} < 1.6$ и в) 1 мм обрезание по границе пластика. На рис. 40 показана зависимость от полного импульса процентного содержания однотрековых попаданий – ϵ_{multi} . Как видно из рисунка, величина ϵ_{multi} меняется от 0.92 ($P = 3$ ГэВ/с) до 0.88 ($P = 11$ ГэВ/с). Количество треков, отбрасываемых по критериям б) и в) составляют 18-20% (см. зависимость ϵ_{qnorm} на рис. 40). Уменьшение величины

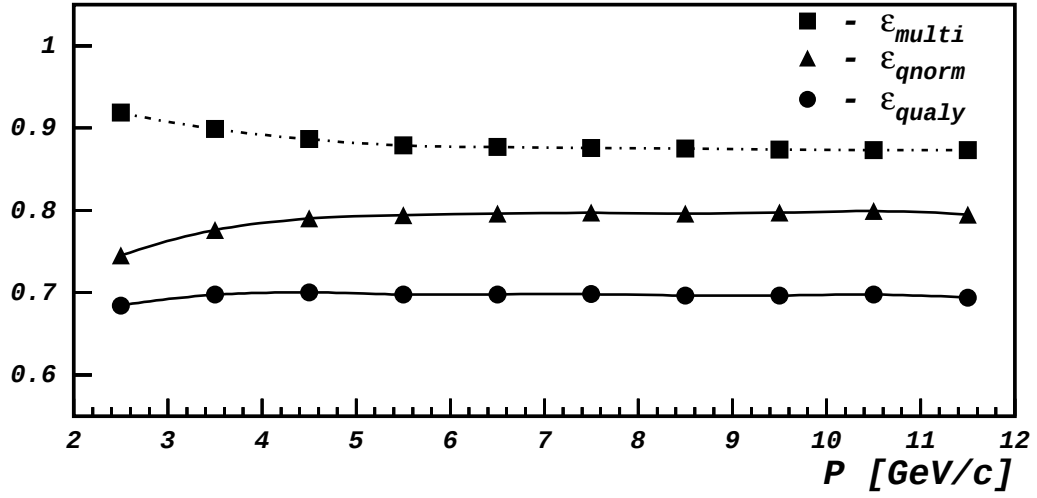


Рис. 40: Зависимость от полного импульса величин ϵ_{multi} , ϵ_{qnorm} и $\epsilon_{qualified}$.

ϵ_{qnorm} при импульсах менее 5 ГэВ/с связано с тем, что в этом импульсном интервале последний участок треков в МТРС проходит близко к боковым границам камеры. Точность восстановления координаты в этой области ниже, поэтому ошибка экстраполяции трека на плоскость TOF детектора больше. На этом же рисунке показана зависимость от P процентного содержания частиц после применения всех критериев качества $\epsilon_{qualified}$. Эта величина практически не зависит от импульса и равна примерно 70%. Значения поправки на отбрасывание части треков $k_{qualified}$ не зависит от сорта частиц и равна обратному значению от $\epsilon_{qualified}$:

$$k_{qualified} = \frac{1}{\epsilon_{qualified}}$$

Поправки k_{acc} , k_{decay} и k_{rec} определяются с помощью моделирования. Описанию этой процедуры посвящена следующая глава диссертации.

Как было отмечено в разделе 3.3, из-за малой статистики определение точного значения амплитуды 2-х мерного dE/dx от m^2 распределения для случая дейтронов затруднительно. Поэтому процедура выделения дейтронов и определения коэффициента коррекции k_{id} была другой. На рис. 41а показано исходное 2-х мерное распределение для одного из интервалов. Параметры dE/dx и m^2 распределений (E_m, σ_E и $\langle m^2 \rangle, \sigma_{m^2}$) были определены на предыдущем этапе анализа, как было описано в разделе 3.3. Проецируя на ось m^2 все события со значениями $dE/dx < E_{cut}$, получим одномерное распределение, показанное на рис. 41b. Это распределение хорошо описывается суммой 3-х функций, а именно: (гаусс)+(экспонента)+(полином 1-й

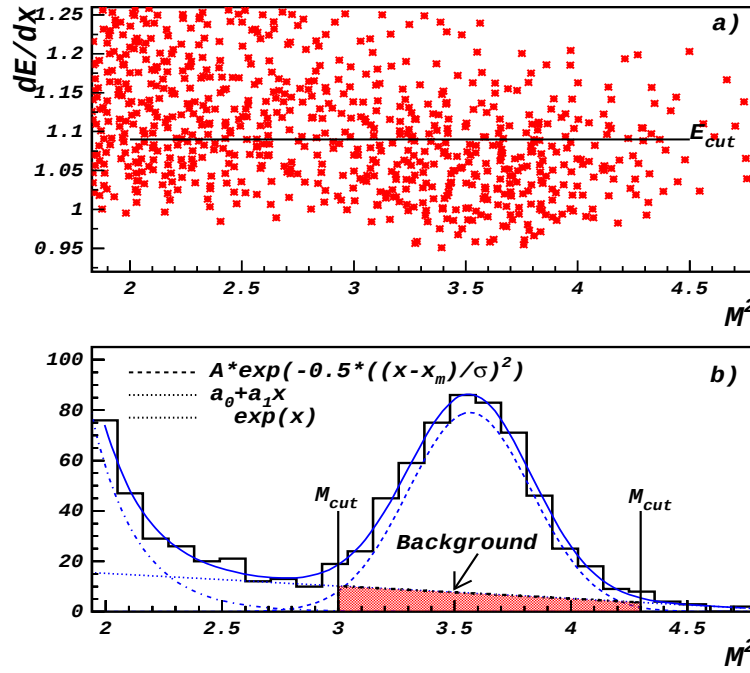


Рис. 41: Процедура идентификации и определение коэффициентов потерь и фона для дейтронов.

степени):

$$F(x) = A \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{x - \langle m^2 \rangle}{\sqrt{2}\sigma_{m^2}} \right)^2 \right\} + \exp(x) + P_1(x)$$

Распределение Гаусса описывает дейтроны, а два остальных члена – фон от протонов. На рис. 41b показаны результат фитирования, а также значения границ интервала квадрата инвариантной массы $M_{cut}^{1,2}$, используемые для выделения дейтронов.

Итак, все частицы, внутри прямоугольника:

$$[0.9 < dE/dx < E_{cut}, M_{cut}^1 < m^2 < M_{cut}^2]$$

считаются дейтронами с примесью фона. Поправки на выброс части дейтронов при идентификации определяются независимо для обрезаний по dE/dx и m^2 . Для этого применяется традиционный способ "площадей" Монте-Карло. Используя нормированное распределение Гаусса с параметрами (E_m, σ_E) подсчитывается доля частиц лежащих в интервале $[E_{cut}, E + 4\sigma_E]$ и определяется коэффициент коррекции k_E для обрезания $dE/dx < E_{cut}$.

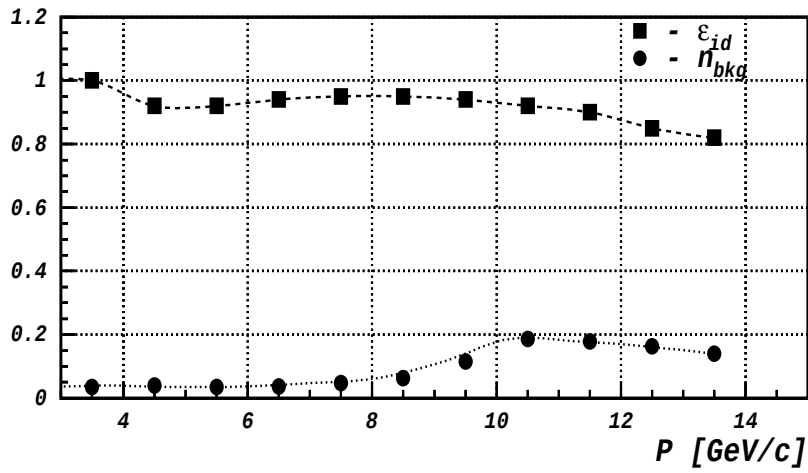


Рис. 42: Эффективность идентификации (ϵ_{id}) и процентное содержание фона (n_{bkg}) для дейтронов.

Аналогичная процедура проводится и для сложной функции $F(x)$ с использованием параметров фитирования (рис. 41). При этом определяется два коэффициента – коррекция k_m на потери частиц (дейтронов) для обрезания $M_{cut}^1 < m^2 < M_{cut}^2$ и коэффициент коррекции на фон k_{bkg} . Результирующая поправка на выброс части дейтронов при идентификации равна:

$$k_{id} = k_E \cdot k_m$$

На рис. 42 показана зависимость от импульса величин (ϵ_{id} и n_{bkg}) при таком способе идентификации дейтронов.

Результаты процедуры идентификации представлены на рис. 43 в виде 2-х мерных (p_t - y) распределений для всех типов заряженных частиц, идентифицированных в аксептансе времяпролетного детектора (показаны положительные частицы). На рис. 44 показаны (m_t - y) распределения.

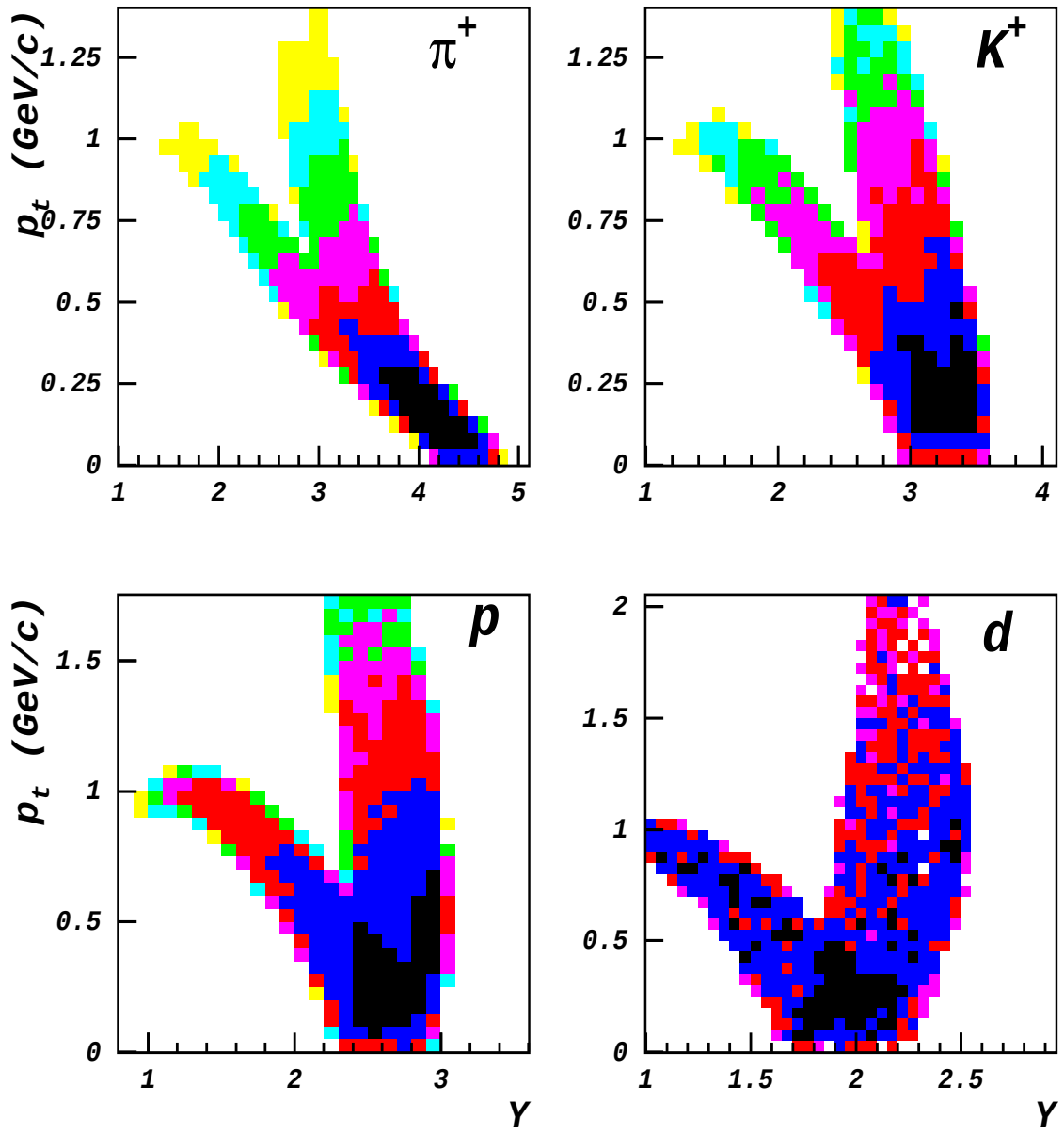


Рис. 43: Распределения по быстроте и поперечному импульсу идентифицированных в TOF частиц.

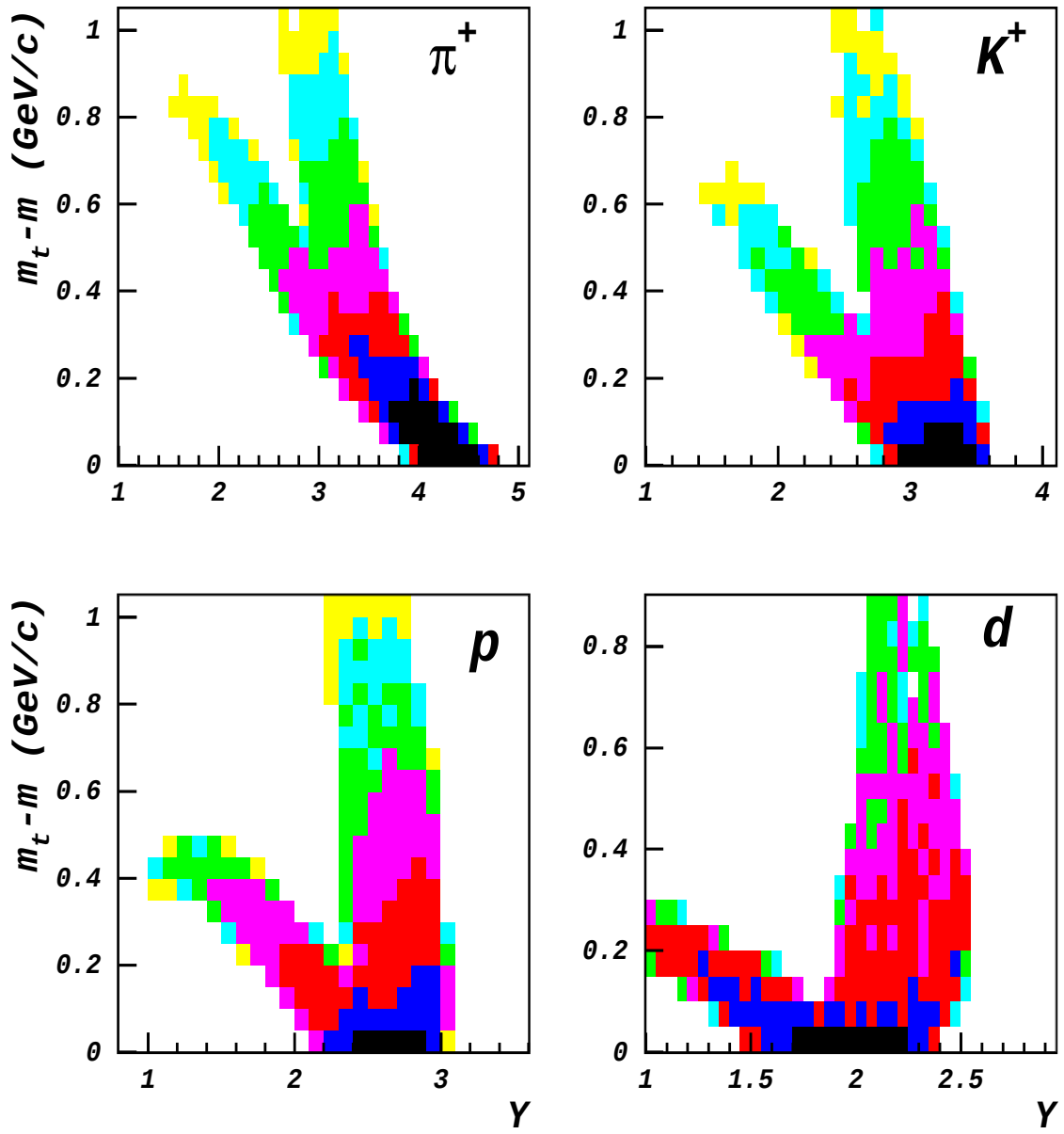


Рис. 44: Распределения по быстроте и поперечной массе идентифицированных в TOF частиц.

4 Моделирование в условиях эксперимента

Для определения абсолютного выхода адронов в ядерных реакциях необходимо наряду с коррекциями, описанными в предыдущей главе, определить следующие величины:

- геометрическую эффективность регистрации заряженных частиц в установке (аксептанс)
- поправку на потери частиц при взаимодействии их с веществом детекторов и на распад нестабильных частиц (пионов и каонов)
- эффективность реконструкции треков

При столкновении ультрарелятивистских ядер образуется значительное количество гиперонов (Λ , Σ^+ , и т.д.) с временами жизни порядка $\tau \approx 10^{-10}$ сек. При распаде этих частиц достаточно близко к мишени вторичные частицы-продукты могут быть восстановлены как испущенные из основной вершины. К основным источникам такого рода фона для протонов относятся распады:

$$\begin{aligned}\Sigma^0 &\rightarrow \Lambda^0 + \gamma \rightarrow p + \pi^- - (c\tau = 0.02 \text{ нм}, \text{BR}=100\%) \\ \Lambda^0 &\rightarrow p + \pi^- - (c\tau = 7.89 \text{ см}, \text{BR}=64\%) \\ \Sigma^+ &\rightarrow p + \pi^0 - (c\tau = 2.4 \text{ см}, \text{BR}=52\%)\end{aligned}$$

а также:

$$\begin{aligned}\Sigma^+ &\rightarrow n + \pi^+ - (c\tau = 2.4 \text{ см}, \text{BR}=48\%) \\ K_s^0 &\rightarrow \pi^+ + \pi^- - (c\tau = 2.68 \text{ см}, \text{BR}=69\%)\end{aligned}$$

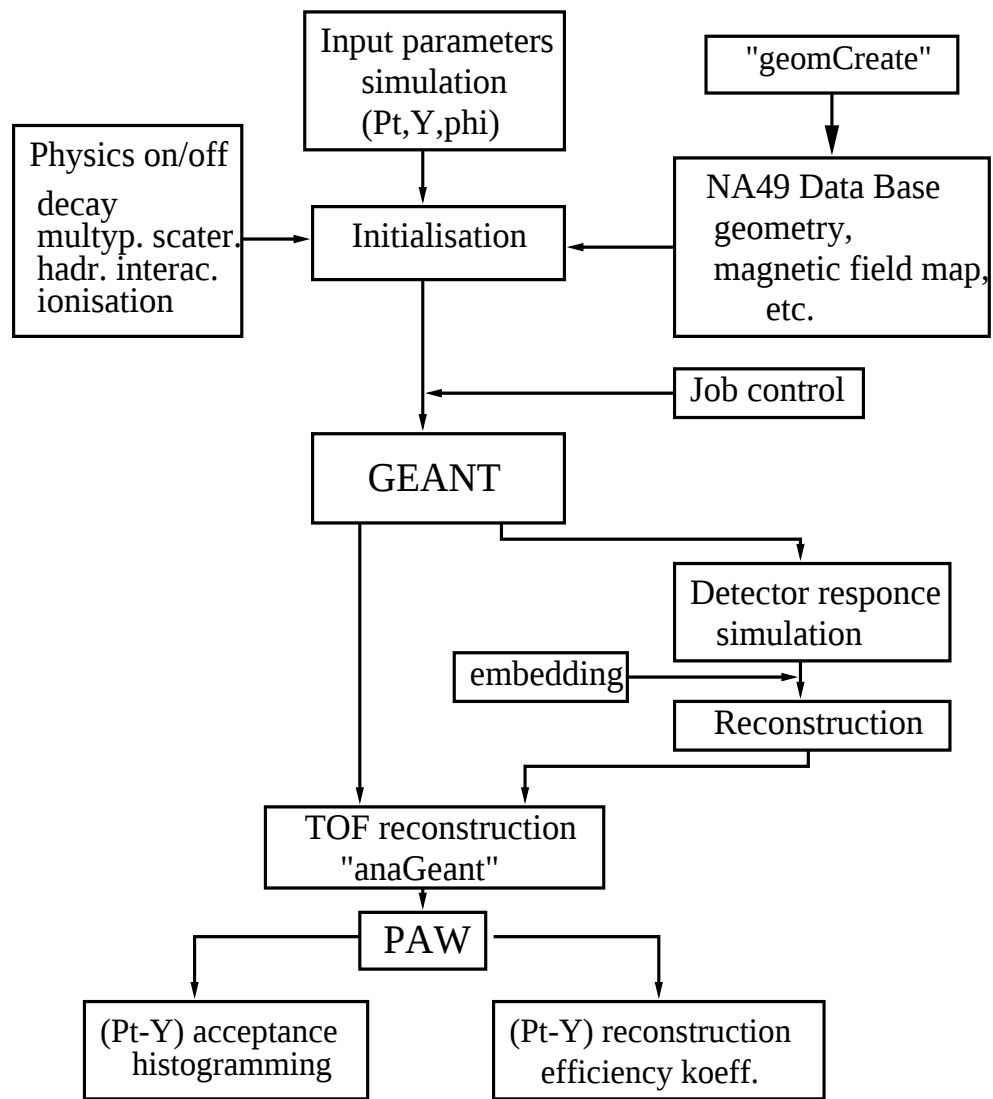


Рис. 45: Блок-схема процедуры моделирования в установке NA49.

для пионов. BR (Branching Ratio) означает вероятность распада по данному каналу. Следовательно, одной из основных задач моделирования является учет в измеренном распределении идентифицированных частиц вклада от распадов других частиц.

В последние годы для решения такого рода задач широко применяется пакет GEANT [35]. Для целей эксперимента NA49 этот пакет реализован в виде отдельного программного модуля ("*gna49PP*"), позволяющего запускать задачи как в *batch*-режиме, так и использовать все возможности GEANT в интерактивном режиме. В состав реализации кроме того входят ряд вспомогательных программ для подготовки и описания детекторов в стандарте GEANT, а также скрипт-файлы для управления заданием. На рис. 45 представлена блок-схема процедур, используемых при моделирова-

нии установки. В следующих разделах будет дано описание всех этапов моделирования. Для решения этих задач был разработан специальный пакет программ, написанных на языках *Cu*, *Фортран* и *Cu-шелл*.

4.1 Описание геометрии установки и вещества детекторов

Для точного и детального моделирования физических процессов при прохождении частиц через установку необходимо подробное описание (с использованием формализма GEANT) всех элементов детекторов. Каждая деталь задается с указанием ее координат, размеров и вещества, из которого она состоит. Первым этапом моделирования является создание базы данных установки NA49. Все сцинтилляторы, ФЭУ, корпуса кассет, ферма, майлар, которым обернуты сцинтилляторы и многое другое (фактически все!) записывается в специальные файлы данных согласно спецификации GEANT. Эта задача выполняется программой "*geomCreate*". Результатом работы программы является полное описание времяпролетного детектора, которое помещается в базу данных установки.

4.2 Розыгрыш начальных параметров частиц

При моделировании аксептанса создается файл начальных параметров частиц, для этого разыгрываются $(5 \div 7) \cdot 10^6$ треков каждого сорта частиц (π, K, p, d). Для каждого трека случайным образом выбираются переменные быстрота y , поперечный импульс p_t и азимутальный угол Φ , где $\Phi = \arctan(p_y/p_x)$. Использование специального набора функций (*rand()*, *erand48()*) из библиотеки языка *Cu* позволяет создавать равномерные распределения для любого набора переменных, причем для каждой переменной используется своя последовательность генерации. Интервалы, в которых распределены переменные, указаны ниже:

$$\begin{aligned}y &= 0..5.8 \\p_t &= 0..2.5 \text{ ГэВ}/c \\ \Phi &= 0..2\pi\end{aligned}$$

Для удобства моделирования все треки разбиты на "события" по 100 треков в каждом.

При определении эффективности реконструкции и учета вклада от распадов гиперонов начальное распределение и состав частиц, используемых в

моделировании, должны соответствовать экспериментальному распределению продуктов реакции $Pb+Pb$ при соответствующих значениях энергии налетающего ядра и прицельном параметре столкновения. В этом случае необходимо обеспечить (насколько это возможно) "похожесть" смоделированных и реальных экспериментальных событий с точки зрения реконструкции и критериев отбора. Для этого используются генераторы событий, которые в рамках различных модельных предположений описывают процесс столкновения ядер свинца при ультрарелятивистских энергиях. В данной работе использовались результаты моделирования с помощью генератора VENUS [36]. Центральность взаимодействия (прицельный параметр) задается в качестве начального параметра при работе генератора. Всего использовалось порядка 2000 смоделированных центральных событий. Результаты работы генератора, а именно, тип, координаты и компоненты импульса всех вторичных частиц, образованных в результате столкновения, преобразуются к формату GEANT и используются в качестве входных параметров для последующего моделирования прохождения этих частиц через установку.

Итак, в зависимости от решаемой задачи, файл начальных параметров частиц состоит из некоторого числа событий, где "событие" представляет собой либо набор из 100 треков одного сорта частиц равномерно распределенных в фазовом пространстве, либо смоделированное событие реакции $Pb+Pb$ при заданном начальном импульсе ядра и прицельном параметре.

4.3 Моделирование процессов прохождения частиц через установку

Последовательность работы программ при моделировании задается специальным файлом-скриптом для управления заданием (рис. 45). На первом этапе происходит инициализация системы, задание начальных параметров, считывание базы данных всех детекторов, задание параметров и констант для физических процессов и, наконец, считывание значений координаты и импульса для всех треков в данном событии. Набор физических процессов для моделирования акцептанса включает в себя:

- распад частиц;
- ионизационные потери;
- ядерное взаимодействие;

- многократное рассеяние.

Для более детального исследования процессов, происходящих при прохождении частиц, можно задавать опции моделирования вторичных частиц от распадов и рожденных в ядерных взаимодействиях частиц. Для целей определения аксептанса это рассмотрение не является необходимым, поэтому для экономии памяти и времени процесса не использовалось. Однако, при моделировании полного Pb+Pb события эта возможность является безусловно необходимой, т.е. для всех первичных и вторичных треков (до 10^4 треков в одном событии) осуществлялся полный цикл моделирования.

В процессе моделирования если какой-либо трек пересекает плоскость времяпролетного детектора, то создается специальная структура данных, в которую записывается номер сцинтилляционного счетчика, координата точки пересечения, а также параметры трека в этой точке. По окончании работы GEANT создает файл данных с детальным описанием процессов прохождения частиц через вещество детекторов: координаты точек пересечения активных элементов, потери энергии в них, вершины распадов и вторичных взаимодействий и т.д.

4.4 Моделирование отклика детектора

Для решения этой задачи были разработан набор программ [38], основными этапами работы которых являются:

- используя данные моделирования с помощью GEANT прохождения частиц через установку и потерь энергии при этом, а также параметризацию функции-отклика ТРС создаются "псевдокластеры".
- полученные на предыдущем этапе псевдокластеры преобразуются в двоичный формат, в точности соответствующий формату экспериментальных данных. Результат работы записывается на носители.
- моделированные события в двоичном формате реконструируются с использованием тех же программ, что и для экспериментальных данных, а результаты записываются на ленту.

В результате получены реконструированные события, в которых начальные распределения частиц заданы генератором событий, а прохождение этих частиц через установку смоделировано программой GEANT. Формат этих событий соответствует формату экспериментальных данных. Причем, имеется ряд вспомогательных структур данных и указателей, обеспечивающих возможность доступа не только к реконструированным, но и к

исходным значениям кинематических величин и координат вершин взаимодействия. Для обработки результатов моделирования используется тот же набор программ (с рядом дополнительных опций), что и для обработки реальных событий.

4.5 Определение коэффициентов коррекций

По окончании процедуры моделирования с помощью программы ”*ana-Geant*” все результаты работы преобразуются из формата GEANT к формату, удобному для последующего анализа (как правило, это RAW). Кроме того, на этом этапе можно использовать некоторые критерии отбора, к примеру, не использовать треки, попадающие в счетчики, отключенные по каким-либо причинам при наборе данных. Результатом моделирования является построение гистограммы аксептанса – для каждого бина $(y-p_t)_i$ определяется вероятность попадания частицы во времяпролетный детектор P_i

$$P_i = N_i/N$$

где N_i – число треков в данном бине попавших в ТОФ детектор и прошедших критерии отбора, N – полное число треков в бине. Причем, для нестабильных частиц (π, K) число N_i может определяться как с учетом потерь частиц из-за распадов, так и определять только ”геометрическую” вероятность попадания. В последнем случае определяется дополнительная величина в каждом бине фазового пространства – вероятность распада $P_{\text{расп}}$. На рис. 46 показаны интегрированные по углу Φ двумерные распределения (поперечный импульс от быстроты) эффективности регистрации ϵ_{eff} для всех частиц в ТОФ детекторе. В каждом бине $(\Delta p_t - \Delta y)$ величина z (размер прямоугольника) определяет величину ϵ_{eff} (с учетом распадов) в данном бине. Для удобства на этих распределениях построены линии постоянного импульса $P=3,6$ и 11 ГэВ/с. На рис. 47 сплошной линией показана зависимость геометрической эффективности ϵ_{geom} ТОФ от поперечного импульса в нескольких интервалах быстроты. Распределения для значений быстроты $y < 2.9$ соответствуют протонам, для $y > 2.9$ – каонам. Как видно из рисунка, вероятность попадания частиц для значений поперечного импульса $p_t > 0.5$ ГэВ/с составляет $\approx (10 - 15)\%$. На этом же рисунке штриховой линией обозначены значения аксептанса с учетом распадов, многократного рассеяния и ядерного взаимодействия. В данном случае использовались данные для каонов (поэтому линии построены начиная с быстроты $y=2.9$). Величины потерь частиц вследствие распадов составляют $\approx (10-$

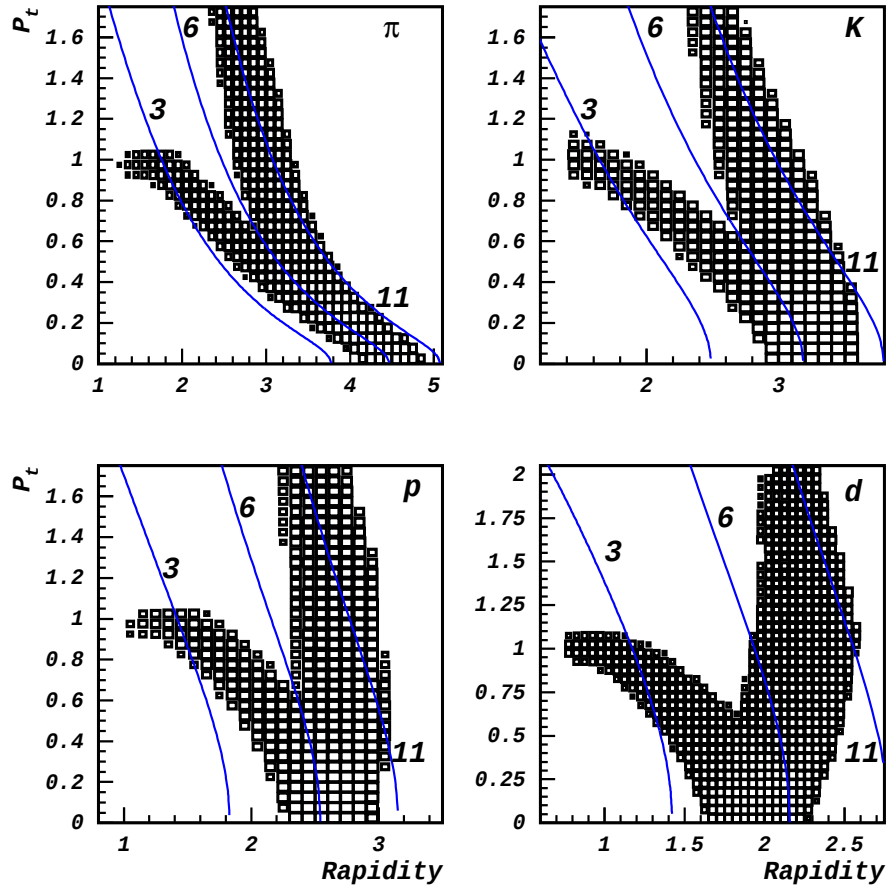


Рис. 46: Аксептансы заряженных частиц для времяпролетного детектора.

30)% в зависимости от импульса. Одним из преимуществ использования в качестве трекового детектора ТРС большого объема является тот факт, что несмотря на сравнительно большую длину трека ($\approx 13.5 \div 14$ м), количество вещества на пути заряженных частиц, попадающих во времяпролетный детектор, мало. Следовательно, потери частиц вследствие ядерного взаимодействия невелики и составляют по результатам моделирования 1.5% для протонов, $\approx 2.5\%$ для антипротонов и немногим более 3% для дейтронов. При взаимодействии частицы в веществе сцинтиллятора эта частица считается успешно зарегистрированной.

Следует также отметить уменьшение аксептанса (более чем в 2 раза) в интервале быстроты $2.9 < y < 3.0$ для малых значений поперечного импульса. Как хорошо видно из рис. 46 здесь расположена граница аксептанса времяпролетного детектора для каонов. Причем вероятность регистрации

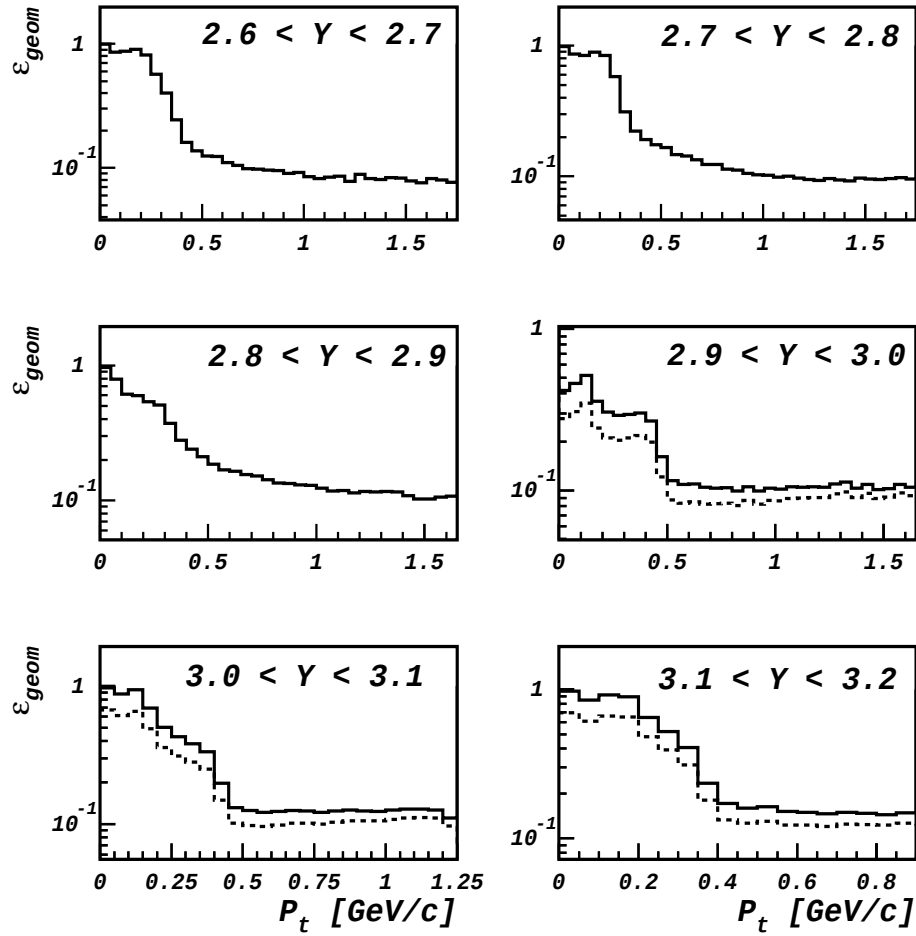


Рис. 47: Распределение величины ϵ_{geom} без учета (сплошная линия) и с учетом (штриховая) распадов и ядерного взаимодействия.

на краях детектора определяется с большой ошибкой. Поэтому граничный слой толщиной в один бин в аксептансе времяпролетного детектора не использовался при анализе экспериментальных данных.

Точность определения коэффициентов аксептанса составляет 1% для $p_t < 1$ ГэВ/с и $(2 \div 3)\%$ для $p_t > 1$ ГэВ/с.

Используя реконструированные Pb+Pb события генератора VENUS были оценены потери частиц при реконструкции треков в каждом бине фазового пространства. Причиной этих потерь является высокая плотность частиц вблизи мишени и конечное 2-х трековое разрешение ТРС. Коэффициент потерь ϵ_{rec} , определялся только для первичных частиц, испускаемых из глав-

ной вершины взаимодействия:

$$\epsilon_{rec} = \frac{N_{rec}}{N_{Geant}}, \quad \text{где}$$

N_{Geant} – число частиц определенного сорта в заданном бине фазового пространства $(p_t-y)_i$, попадающих в TOF детектор,

N_{rec} – число частиц определенного сорта в данном бине фазового пространства $(p_t-y)_i$ попадающих в TOF и успешно реконструированных как вылетающие из главной вершины.

По результатам моделирования оказалось, что коэффициент ϵ_{rec} не зависит ни от сорта, ни от импульса частиц и равен примерно 99%. Для проверки результата моделирования была проведена процедура, названная "*embedding*". Моделированные GEANTом ("идельные") треки были "внедрены" в реальные события на уровне двоичных сигналов (по 1-2 трека на событие). После реконструкции этих событий и был определен коэффициент ϵ_{rec} (как описывалось выше). Полученная таким образом эффективность реконструкции составила 97-98% в фазовом пространстве TOF детектора, что хорошо согласуется с данными "чистого" моделирования.

Эти же (моделированные и реконструированные) события столкновения Pb+Pb при импульсе пучка 158 ГэВ/с были использованы и для определения коэффициентов коррекции на содержание примеси частиц от распадов гиперонов. Еще раз напомним, что нас интересовали только те из частиц, треки которых восстанавливаются как исходящие из главной вершины взаимодействия.

Следует сразу отметить, что предсказанные генератором событий выходы частиц могут значительно отличаться от экспериментальных данных. К примеру, определенный по модели VENUS выход $\bar{\Lambda}$ почти в 2 раза превышает данные экспериментов NA49 [46] и WA97 [45]. Поэтому для задания начального распределения гиперонов и антигиперонов использовались экспериментальные данные [46] (полный выход и распределение по поперечному импульсу $\Lambda, \bar{\Lambda}$ в самой модели были изменены согласно данным), а результаты моделирования использовались для корректного учета кинематики распадов, аксептанса вторичных частиц и эффективности реконструкции. Для этого, как и в случае анализа экспериментальных данных, треки, прошедшие критерии качества (см. раздел 3.1) экстраполировались на плоскость TOF детектора и определялся номер счетчика и координата точки пересечения продолжения трека с плоскостью сцинтиллятора. Отличия от случая экспериментальных данных следующие:

- по результатам моделирования точно известно, что частица является

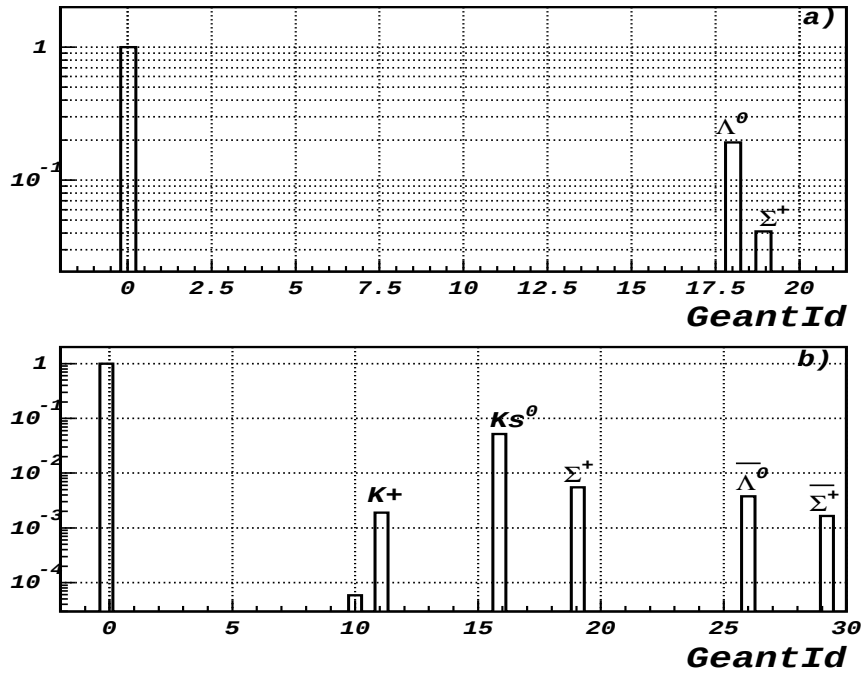


Рис. 48: Состав и процентное содержание частиц-родителей для протонов (а) и пионов (б), попадающих в TOF детектор.

продуктом распада, причем сама она не распадается до пересечения со сцинтиллятором. Нам также известны все параметры данной частицы и ее "родителя" – сорт, импульс, точка распада, и т.д.

- не проводилось детального моделирования отклика сцинтилляционного детектора при попадании частицы, т.е. нет моделированного сигнала в счетчике. Поэтому критерий $0.8 < Q_{norm} < 1.6$ при отборе треков не применялся.

На рис. 48a,b показаны для случая протонов и пионов состав частиц-родителей при условии, что вторичная частица от распада попадает в TOF детектор. При реконструкции эти треки восстановлены как испущенные из главной вершины и удовлетворяют критериям качества. Распределения нормированы на число событий. Для наглядности на этих же рисунках показаны первичные протоны и пионы, вылетающие из главной вершины. Первичные частицы имеют значение GeantId=0. Из рисунка видно, что число протонов из распадов составляет $\approx 20\%$ от их полного числа. Для анти-протонов величина этой коррекции составляет $\approx 35\%$. Вклад от вторичных пионов равен 4% . На рис. 49 показано 2-х мерное x - z (z – ось пучка) распре-

деление точек распада Λ -частиц вторичный протон от распада которых попадает в TOF и восстановлен как первичный. Вероятность реконструкции таких протонов, как вылетающих из главной вершины взаимодействия, составляет примерно 80% и зависит от координаты точки распада гиперона. Вклад от вторичных каонов пренебрежимо мал ($< 1\%$) и не рассматривался.

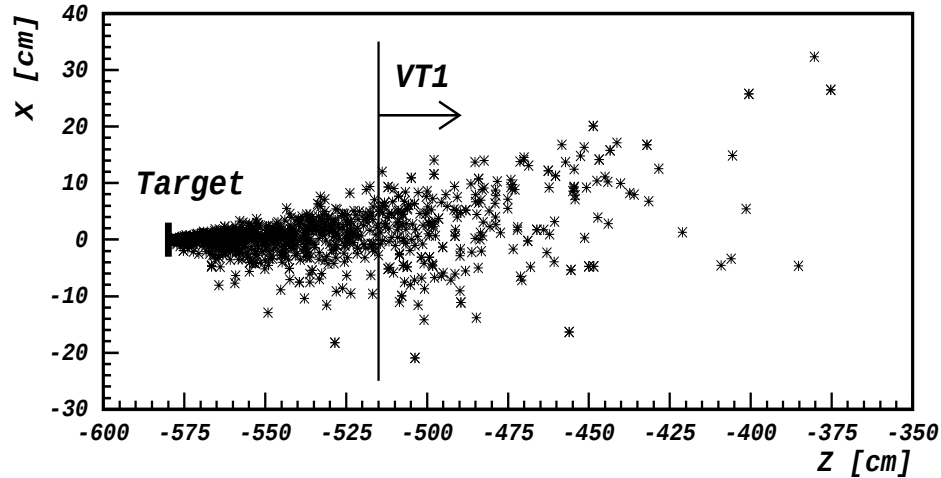


Рис. 49: Распределение точек распадов Λ -частиц, протоны от которых попадают в TOF детектор и реконструируются как первичные. Линией показана граница области измерения треков в установке, совпадающая с началом первой Vertex-TPC.

Так как формально условие нормировки для частиц из моделированных событий удовлетворяется (все распределения нормированы на одно событие), то полученные двухмерные ($p_t(m_t)$ от y) распределения для вторичных частиц из распадов просто вычитались из соответствующих экспериментальных распределений непосредственно перед коррекцией на геометрическую эффективность и распады.

5 Анализ экспериментальных данных

Спектры адронов являются одним из основных инструментов при изучении взаимодействия релятивистских ядер. Отметим только некоторые из возможных областей исследований. Информацию о потерях энергии нуклонами ядра на начальном этапе взаимодействия (стоппинг) можно извлекать из распределения протонов по быстроте. Кварковый состав образованной в результате столкновения системы частиц можно определять на основе изучения выхода странных частиц – каонов. Динамика сильновзаимодействующего расширяющегося сгустка частиц (файербола) проявляет себя при сравнении распределений по поперечной массе вторичных адронов – пионов, каонов, протонов и дейтронов. Процессы образования дейтронов в ядро-ядерных столкновениях определяются нуклонными распределениями и процессами взаимодействия частиц в конечном состоянии.

Как следует из вышеперечисленного, экспериментальные данные в виде спектров частиц, идентифицированных в ТОФ, очень важны для построения теории ядро-ядерных столкновений при высоких энергиях.

В этой главе изложены основные физические результаты, представленные в диссертации: построение распределений по поперечной массе для заряженных частиц, идентифицированных во времяпролетном детекторе, анализ систематики наклонов спектров, изучение выхода странных частиц и проблемы ”стоппинга”, исследование данных по выходу дейтронов и параметру коалесценции B_2 в ядро-ядерных столкновениях при энергии налетающего ядра $E = 158 \text{ А} \cdot \text{ГэВ}$. Физический анализ был проведен на основе 10^5 Pb+Pb событий с центральностью 4% от σ_{tot} ($b < 3.5 \text{ Фм}$).

5.1 Построение спектров по поперечной массе. Анализ наклонов спектров и выходов частиц

Инвариантное трижды дифференциальное сечение в переменных $(y, \phi, p_t(m_t))$ выражается следующим образом:

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \frac{\partial^3\sigma}{p_t \partial p_t \partial \phi \partial y} = \frac{\partial^3\sigma}{m_t \partial m_t \partial \phi \partial y} \quad (11)$$

где величина $m_t = \sqrt{p_t^2 + m^2}$ носит название "поперечной массы".

Т.е. распределение

$$\frac{\Delta N}{m_t \Delta m_t \Delta y}$$

с точностью до интеграла по углу $\phi (= 2\pi)$ представляет собой дважды дифференциальное инвариантное сечение. На рис. 50 представлены распре-

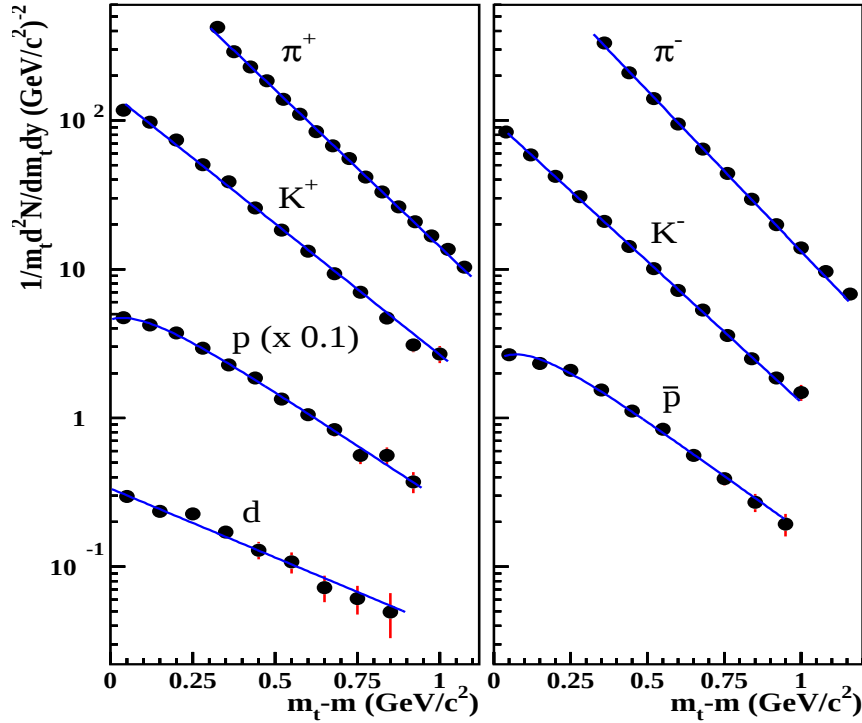


Рис. 50: Распределения по поперечной массе частиц в центральных Pb+Pb столкновениях при энергии 158 А·ГэВ/нуклон.

деления по поперечной массе $m_t - m = \sqrt{p_t^2 + m^2} - m$ для всех идентифицированных во времяпролетном детекторе TOF частиц. Интервалы быстрот, в которых строились данные распределения, указаны в Таблице 6. Спектры заряженных пионов для выбранного интервала быстроты начинаются со значения $m_t - m = 0.3$, что определяется геометрическим аксептансом в данном интервале быстрот (как видно из рис. 46). Обозначенные на спектрах ошибки являются статистическими. Из экспериментальных данных известно [47], что спектры вторичных частиц по поперечной энергии E_t и поперечной массе в протон-протоновых взаимодействиях достаточно хорошо описываются термальным распределением Больцмана с параметром температуры T . Поэтому для фитирования распределений по поперечной массе использовалась функция вида:

$$\frac{1}{m_t} \frac{d^2 N}{dm_t dy} = C \exp \left(-\frac{m_t - m}{T} \right), \quad (12)$$

где параметр T (обратный наклон спектра по m_t) соответствует температуре источника в термодинамических моделях испускания частиц [87], а параметр C является нормировкой. Функции вида 12 указаны на рисунках линиями. Интегрируя аналитически от 0 до ∞ функцию, описывающую спектр по поперечной массе, получаем плотность частиц на единицу быстроты dn/dy . Используя полученное выражения для значения интеграла:

$$\int_0^\infty \frac{1}{m_t} \frac{d^2 N}{dm_t dy} dm_t = CT(T + m) \quad (13)$$

легко определить ошибку величины dn/dy зная ошибки параметров (ΔC , ΔT) из результатов фитирования. В Таблице 6 также представлены параметры наклонов спектров T для всех типов частиц. Величина χ^2 на степень свободы при фитировании распределений была на уровне $1.6 \div 2$.

Процедуру определения параметров dn/dy , T и ошибок этих параметров можно еще упростить фитируя спектры слегка видоизмененной согласно 13 функцией:

$$\frac{1}{m_t} \frac{d^2 N}{dm_t dy} = \frac{dn/dy}{T(T + m)} \exp \left(-\frac{m_t - m}{T} \right) \quad (14)$$

Величины dn/dy и T являются при этом свободными параметрами, а их ошибки определяются программой-минимизатором непосредственно. В последней колонке Таблицы 6 представлены значения плотности частиц для соответствующих интервалов быстрот.

Как видно из рис. 50, спектр по поперечной массе для протонов и антипротонов заметно отклоняется от экспоненциального при малых значениях

Таблица 6: Значения параметров наклона спектров частиц по поперечной массе T и плотности частиц на единицу быстроты dn/dy в центральных столкновениях Pb+Pb при энергии $E=158$ А·ГэВ

Частица	$[y_1 \div y_2]$	T [МэВ]	dn/dy
π^+	$[2.7 \div 3.2]$	206 ± 1	130 ± 2
π^-	$[2.7 \div 3.2]$	193 ± 1	139 ± 2
K^+	$[2.7 \div 3.2]$	233 ± 3	28 ± 1
K^-	$[2.7 \div 3.2]$	229 ± 2	16.4 ± 3
P	$[2.4 \div 2.9]$	310 ± 7	30 ± 1
$\bar{P}$	$[2.4 \div 2.9]$	293 ± 13	1.63 ± 0.1
d	$[2.0 \div 2.5]$	450 ± 30	0.34 ± 0.03

поперечной массы ($m_t - m < 0.2$), т.е. вследствие ”выпуклости” формы распределения описание спектра одной экспонентой не является адекватным. Для фитирования (анти)протонного спектра использовалась функция вида:

$$C\{(1 + \xi)e^{-(m_t - m)/T_1} - \xi e^{-(m_t - m)/T_2}\} \quad (15)$$

где параметр T_1 описывает основную часть распределения при больших m_t и приводится в дальнейшем в качестве параметра наклона спектра T . Дополнительные параметры T_2 и ξ определяют дефицит частиц (завал спектра) при малых значениях m_t .

5.2 Оценка систематической ошибки в определении параметров спектров частиц

Перечислим кратко возможные составляющие систематической ошибки в определении параметров спектров частиц:

- ошибки в определении коэффициентов коррекции на критерии качества трека

- ошибки в определении параметров dE/dx и m^2 распределений и коэффициентов коррекции при идентификации частиц
- ошибка при определении геометрического аксептанса
- ошибка в определении вклада частиц от распадов
- ошибки в определении параметров спектров частиц при фитировании

В Таблице 7 представлены типы коррекций, применяемых в анализе, величины ошибок при определении коэффициентов этих коррекций, а также ссылки на соответствующие разделы в диссертации, где эти коррекции определены.

Величины и характер поведения параметров двумерных распределений dE/dx от m^2 (раздел 3.3) неоднократно проверялись другими независимыми способами анализа. В частности, анализ распределений для симметричного относительно оси пучка времяпролетного детектора TOF-TR дает очень близкие значения параметров [51] и максимальная разница в величинах параметров между различными способами анализа составляет менее 1%. Для оценки влияния на результат степени жесткости отбора частиц при идентификации, т.е. величин коэффициентов k_e , k_m и P_B (см. раздел 3.4), был несколько раз повторен анализ при варьировании этих параметров. Изменения в величинах обратного наклона T и значениях dn/dy для всех типов частиц при этом были на уровне 1%. При использовании для идентификации положительных каонов (наиболее сложный случай) метода, используемого для идентификации дейтронов (см. раздел 3.4), т.е. отличного от стандартного, была получена разница в результатах порядка 1.5%. Эту величину можно считать оценкой систематической ошибки, вносимой в определение величин T и dn/dy процедурой идентификации.

Ошибки в определении коэффициентов аксептанса составляют 1-3%, это в несколько раз меньше величины экспериментальных статистических ошибок. Тем не менее, при анализе выходов частиц в каждом бине $(p_t(m_t) - y)$ величины статистических ошибок в определении коэффициентов аксептанса и экспериментальных ошибок складывались квадратично. Для проверки точности процедуры определения аксептанса было сделано несколько тестов. В частности, было изменено начальное распределение частиц – вместо равномерного использовалось близкое к реальному гауссово распределение по быстроте и термальное (с параметрами наклона от 200 до 450 МэВ/с) по поперечному импульсу. Также несколько варьировались параметры физических процессов при моделировании GEANT (многократного рассеяния, к примеру). Влияния на результат все эти операции не оказали.

Таблица 7: Составляющие и величина систематических ошибок при анализе спектров заряженных частиц

Коррекция	Величина коррекции	Ошибка	Ссылка
Критерии качества трека			
π, K, p	30%	2%	раздел 3.1
d	40%	2%	раздел 3.1
Идентификация частиц			
π, K, p	5-35%	1.5%	раздел 3.4
d	20%	1.5%	раздел 3.4
Примесь частиц другого сорта при идентификации			
π в K	1-5%	$< 1\%$	раздел 3.4
p в d	3-18%	1.5%	раздел 3.4
Геометрический аксептанс (с учетом распадов)		1-3%	раздел 4.5
Примесь частиц от распадов гиперонов			
π	4%	$< 1\%$	раздел 4.5
p	20%	1.5%	раздел 4.5
$\bar{p}$	35%	2.5%	раздел 4.5
Фитирование, абсолютная нормировка, etc.,		2%	раздел 5.1
Полная систем. ошибка		6%	

Основную ошибку при определении вклада частиц от распадов гиперонов в измеренное экспериментальное распределение вносят:

- а) неточность определения эффективности реконструкции треков дочерних частиц от распадов (которая, как было отмечено зависит от координаты точки распада гиперона).
- б) начальное распределение гиперонов в Pb+Pb при 158 А·ГэВ

По результатам моделирования вклад а) оценивается на уровне 1% Начальное распределение гиперонов при моделировании Pb+Pb событий задавалось согласно экспериментальным данным NA49. Сравнение результатов экспериментов NA49, WA97 и NA57 по выходам Λ и $\bar{\Lambda}$ -частиц дает разницу

порядка 7% для значений плотности частиц dn/dy и параметра наклона спектра T . Считая эту величину максимальной систематической погрешностью при задании начального распределения гиперонов, и имея в виду, что размер коррекции на содержание вторичных протонов от распадов гиперонов составляет 20%, получаем вклад в систематическую погрешность порядка 1.5% для протонов (2.5% для случая антипротонов).

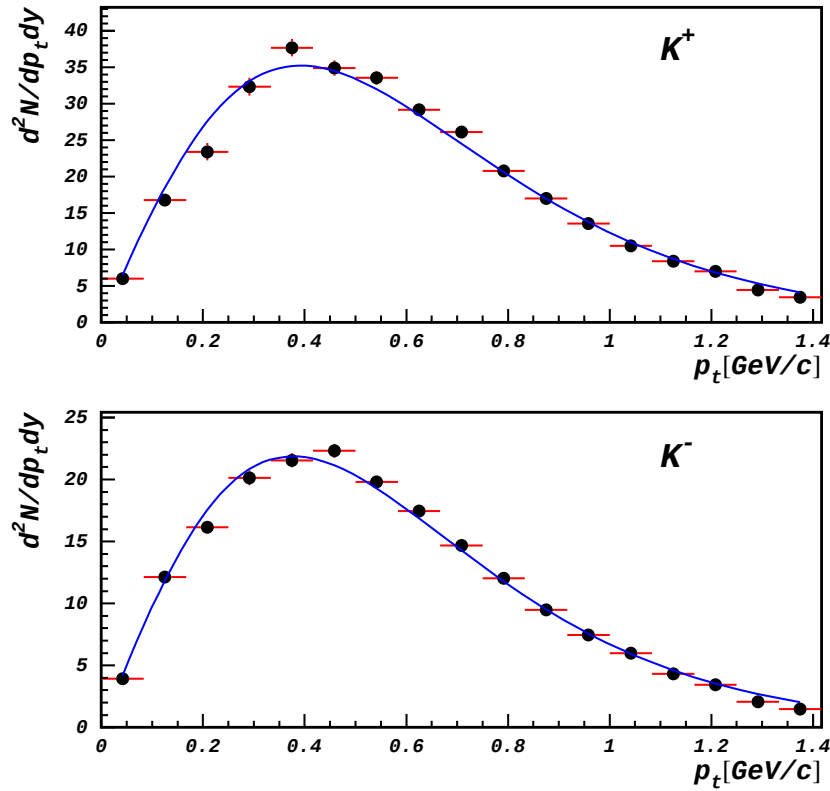


Рис. 51: Распределения по поперечному импульсу для $K^\pm$ мезонов. Линией показана функция вида 16.

Функция, которой фитируется распределение по поперечной массе может не очень точно описывать экспериментальные точки. При определении плотности частиц по быстроте используется аналитическое выражение (13) для интеграла этой функции от 0 до ∞ , т.е. ошибка может возрасти еще и за счет экстраполяции. К подобным результатам приводит и сама неэкспоненциальность распределения. К примеру, спектры протонов и антипротонов заметно отличаются от экспоненты при малых значениях аргумента. Для уменьшения систематической ошибки в определении параметра наклона спектра и величины dn/dy кроме распределения по попереч-

ной массе анализировались еще и спектры по поперечному импульсу. На рис. 51 представлены p_t -распределения для заряженных каонов. Функция, описывающая эти распределения имеет вид:

$$\frac{d^2n}{dp_t dy} = C p_t \exp\left(-\frac{m_t}{T}\right) \quad (16)$$

Максимальная разница в значениях параметра наклона T при фитировании p_t и m_t -распределений составляет 1-1.5%.

Величину dn/dy можно определить не только интегрированием функций 12, 15 и 16, но и просто заменой интеграла $\int_0^\infty$ интегральной суммой $\sum_i f_i(x)\Delta x$ (где $f_i(x)$ – экспериментальные значения) для всех экспериментальных точек. Добавка от экстраполяции спектра до ∞ составляет $\approx$ (5-6)%. Значение величины dn/dy при этом менялась не более чем на 1%. В результате суммарная величина ошибки, вносимая процедурой фитирования в определение параметров спектров частиц составляет не более 2%.

Полная величина систематической ошибки в определении параметров спектров составляет 6%.

5.3 Исследование систематики наклонов спектров

Экспериментальные данные по анализу спектров частиц, представленные в предыдущей главе, вместе с параметрами наклонов спектров Φ -мезонов и Λ -гиперонов, восстановленных с использованием dE/dx информации в ТРС [46, 96], показаны на рис. 52 в виде зависимости величины параметра наклона спектра по поперечной массе T от массы покоя частицы. Как видно из рисунка (см. также параметры наклонов в Таблице 6), наклон спектра для положительных частиц немного больше чем для отрицательных. Возможно, что в этом проявляется влияние положительного заряда сгустка частиц (файербола). Отталкивающий кулоновский потенциал приводит к небольшому увеличению среднего поперечного импульса положительных адронов. Тем не менее, довольно маленькая разница в величинах наклонов для частиц и античастиц означает, что, несмотря на различные механизмы рождения, одинаковость наклонов спектров адронов и их антипартнеров указывает на то, что они испущены из одного и того же конечного состояния расширяющегося адронного газа.

Для сравнения, полученные нами параметры наклона, представлены в Таблице 8 вместе с данными экспериментов NA44 [52] и WA97 [53], измеренными для той же комбинации взаимодействующих ядер и энергии пучка (Pb+Pb, $P_{Pb} = 158 \text{ А} \cdot \text{ГэВ}/c$). Коллаборация NA44 представила

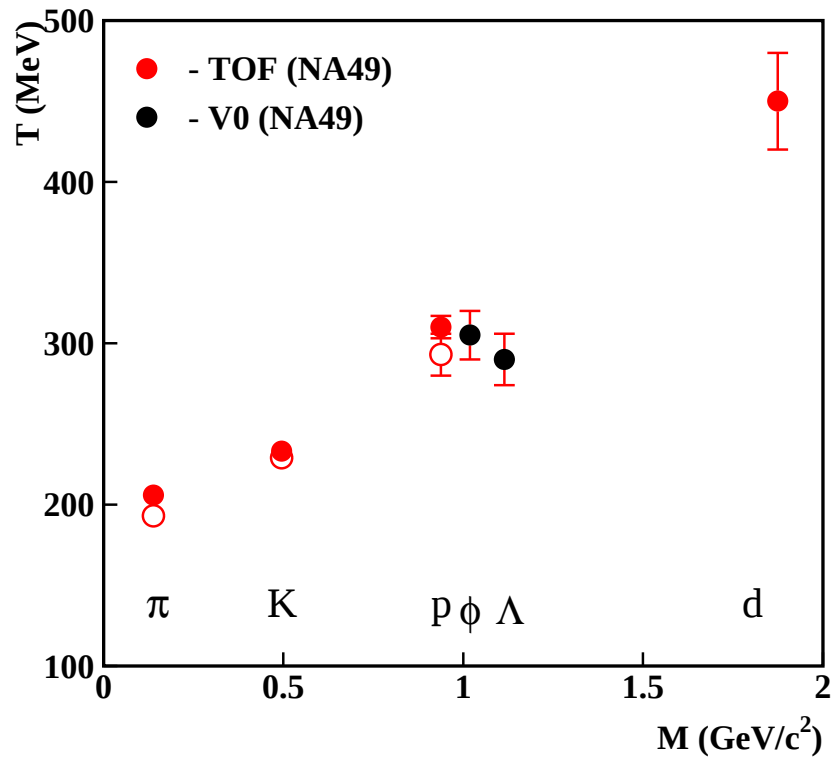


Рис. 52: Зависимость параметра наклона T от массы покоя для всех типов частиц(●) и античастиц(○), идентифицированных по TOF.

наклоны спектров для 5% наиболее центральных событий в интервале быстрой $y=(2.3 \div 2.6)$ для пионов, каонов и протонов и в интервале $y=(1.8 \div 2.2)$ для дейтронов. Данные коллаборации WA97 – это наклоны спектров для восстановленных по кинематике распада K_S^0 -мезонов и для неидентифицированных отрицательно заряженных адронов (обозначаются в литературе как " h^- " и на 80% состоят из пионов) в районе быстроты Y_{CM} для примерно тех же условий на центральность взаимодействия (3.5% от σ_{tot}). Согласие в результатах параметров наклонов достаточно хорошее.

На настоящий момент не существует однозначного объяснения феномену сильной зависимости параметра наклона спектра от массы частицы в ультрарелятивистских ядро-ядерных столкновениях. Привлечение эффектов перерасеяния частиц-спектаторов, равно как и Ферми-движения частиц, участвующих в столкновении, не помогло объяснить характер этой зависимости [54]. Еще одной возможностью является описание процессов, происходящих при столкновении ультрарелятивистских ядер в рамках гидродинамического подхода [55, 56]. Согласно теории [57] средняя поперечная энергия при испускании частиц с поверхности полностью термализованного стационарного файерболла равна температуре источника и одина-

Таблица 8: Сравнение измеренных величин параметров наклонов спектров T с данными экспериментов NA44 и WA97

Частица	NA49	NA44 [52]	WA97 [53]
π^+	206 ± 1	158 ± 4	—
π^-	193 ± 1	156 ± 4	—
h^-	—	—	197 ± 2
K^+	233 ± 3	234 ± 6	—
K^-	229 ± 2	235 ± 7	—
K_S^0	—	—	230 ± 2
p	310 ± 7	289 ± 11	—
$\bar{p}$	293 ± 13	279 ± 15	—
d	450 ± 30	374 ± 50	—

кова для всех типов частиц (в том числе и для ядерных кластеров). Т.е. спектры по поперечной массе должны иметь один и тот же наклон независимо от массы частиц. Такой же характер (постоянство T от m) должна иметь зависимость наклона спектра вторичных частиц от массы в реакциях типа $p + p$ или $e^+ + e^-$. Однако, если кроме термального движения предположить еще и наличие коллективного движения (в литературе называемого "*flow*") со скоростью β_t , т.е. перейти к модели расширяющегося файерболла, то тогда кинетическая энергия поперечного движения равна:

$$T = T^{therm} + T^{flow} \approx T_{fo} + m \cdot \beta_t^2 \quad (17)$$

где T_{fo} – температура, характеризующая среднюю поперечную кинетическую энергию теплового (хаотичного) движения, а β_t – скорость коллективного поперечного движения (*flow*) Как видно, значение T пропорционально массе частицы m .

В столкновениях ядер свинца при малых прицельных параметрах образуется область высокого давления и расширение системы частиц, вызванное градиентом давления, приводит к такого рода радиальному коллективному движению [56]. Чем больше размер системы, образуемой при столкновении ядер и чем больше начальная плотность энергии (и, соответственно, больше β_t), тем более резкой должна быть зависимость T от m . Рассмотрим рис. 53. Здесь вместе с параметрами наклонов, представленными в данной диссертации (Pb+Pb, $P_{Pb}=158$ А·ГэВ/с), показаны значения параметра T для положительно заряженных частиц в $p+p$ реакциях при импульсе $P_p=450$ ГэВ/с [58], а также в реакциях столкновения ядер серы

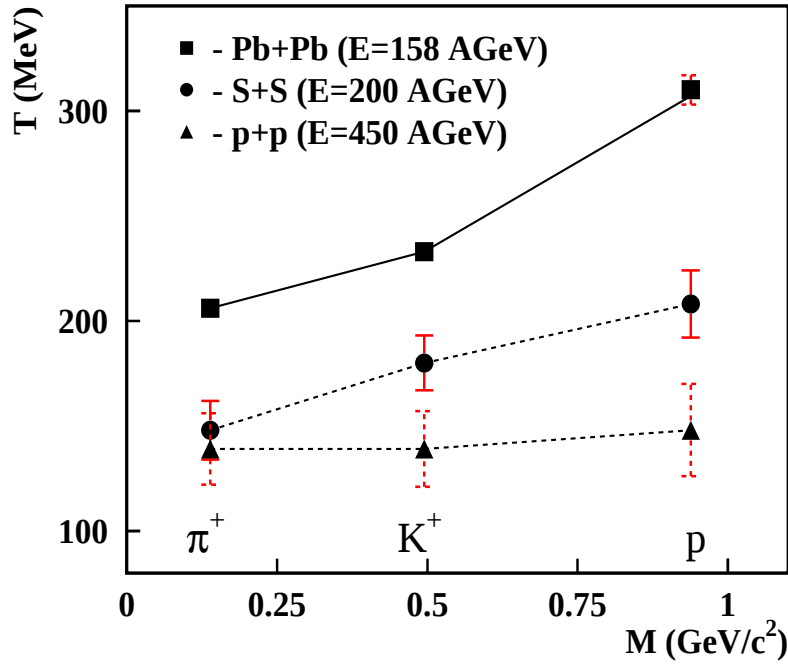


Рис. 53: Зависимость параметра наклона T от массы покоя для $p + p$ [58], $S + S$ [59] и $Pb + Pb$ реакций.

($S + S$, $P_S=200$ А·ГэВ/с) [59]. Как видно из рисунка, характер зависимости для всех 3-х типов реакций подтверждает вышеуказанные соображения. Несмотря на простоту аналитического выражения 17, определение значений T_{fo} и β_t только из спектров частиц затруднено, так как эти параметры скоррелированы и модельно зависимы. В результате совместного анализа спектров пионов, дейтронов и данных по двухчастичным корреляционным функциям π^- -мезонов, также измеренным в эксперименте NA49, были получены значения $T_{fo} \simeq 120$ МэВ и $\beta_t \simeq 0.55$ [90].

В следующей главе мы еще вернемся к проблеме "flow" когда будем анализировать экспериментальные данные по выходу дейтронов в рамках теории коалесценции. Кроме того, будет показано, что эту (возможно, упрощенную) картину необходимо дополнить предположениями о радиальном распределении плотности частиц и скорости β_t .

5.4 Сравнение экспериментальных данных с микроскопическими каскадными моделями

На основании анализа экспериментальных данных стало очевидно, что ядро-ядерные реакции при релятивистских энергиях не могут быть опи-

саны просто как суперпозиция нуклон-нуклонных столкновений. С тех пор было предложено множество основанных на КХД феноменологических моделей для описания динамики $A+A$ столкновений. Наиболее популярными и часто используемыми для области энергий ускорителя SPS являются микроскопические каскадные модели VENUS [36] и RQMD [37].

Начальный этап – задание геометрии столкновения 2-х ядер в обеих моделях примерно одинаков. Нуклоны в налетающем ядре и ядре-мишени движутся прямолинейно и при прохождении друг от друга на расстоянии менее чем $d < \sqrt{\pi \cdot \sigma_{tot}}$ взаимодействуют. Результатом взаимодействия в обеих моделях является продольно ориентированный объект называемый ”струной” (к примеру, кварк-антикварк или кварк-дикварк). Механизмом формирования струны в модели VENUS является цветной обмен (померонный обмен), при этом партон из налетающего нуклона вместе с дикварком из нуклона-мишени образует объект (струну) с большой массой (вследствие большой разницы продольных импульсов между партонами). В модели RQMD струна образуется между исходными партонами, а возбуждение струны является результатом большой передачи импульса (продольного) между взаимодействующими адронами. Фрагментация струн в адроны в модели VENUS происходит по итерационному фрагментационному каскаду согласно формализму Арту-Меннесьера [60]. В модели RQMD при большой плотности струн (что типично для ядро-ядерных столкновений) и вследствие их перекрытия образуются т.н. цветные ”ropes” (жгуты, канаты), а фрагментация таких составных объектов происходит согласно формализму Лунд [61].

Существенным моментом для моделей, описывающих ядерные столкновения, является реализация процессов вторичного взаимодействия (перерассеяния) частиц. В модели VENUS используются дополнительные параметры для описания ядерной плотности и процессов перерассеяния частиц в ядерной среде. Эти параметры взяты из имеющихся экспериментальных данных для лептонных и адронных взаимодействий. В модели RQMD длина взаимодействия определяется величиной экспериментально измеренного сечения для каждого индивидуального адрон-адронного столкновения и процесс взаимодействия описывается моделями адронных столкновений (аддитивная кварковая модель, бозонный обмен, феноменология Редже). Результатом взаимодействия, в зависимости от энергии, является образование струны либо резонанса. Распады резонансов описываются согласно измеренным временам жизни, массам и каналам распада. Подробное описание процедуры моделирования и реконструкции моделированных событий было дано в Главе 4. Для моделирования использовались по 1000 централь-

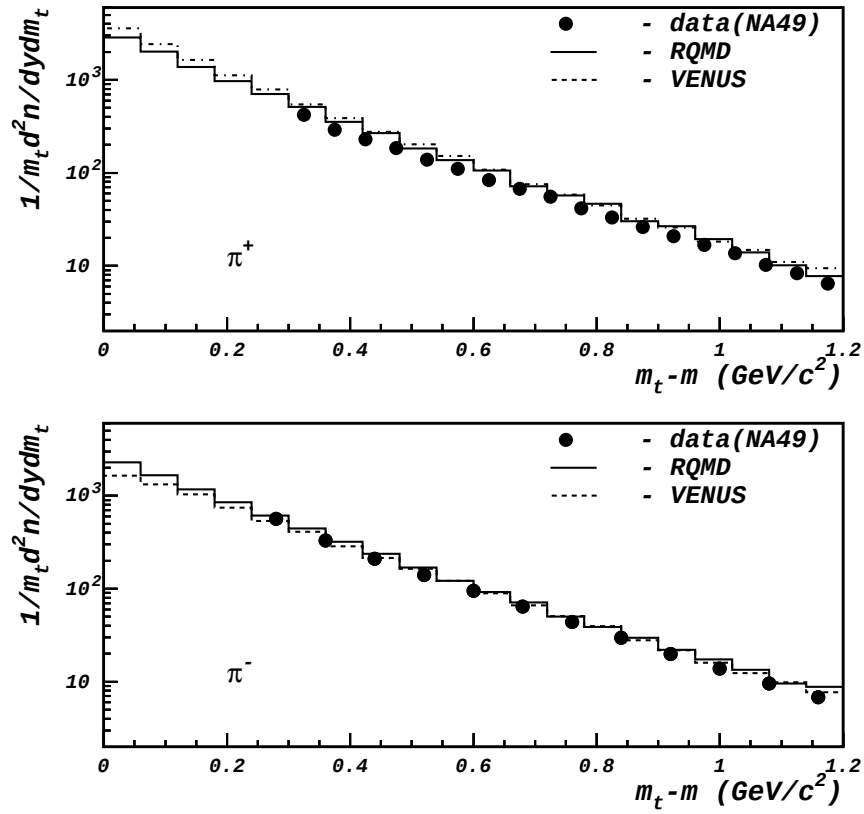


Рис. 54: Распределения по поперечной массе для $\pi^\pm$ согласно моделям RQMD и VENUS. Точками показаны экспериментальные данные.

ных событий для каждой из 2-х указанных моделей. Центральность взаимодействия задавалась по величине прицельного параметра столкновения ($b < 3.5$ Фм), что соответствует, как и для случая экспериментальных данных, 4% наиболее центральным столкновениям. Реконструкция событий и все коррекции для частиц из моделированных событий, попадающих во времяпролетный детектор, проводились аналогично реальным событиям. Сравнение с экспериментальными данными проводилось в тех же интервалах по быстроте и поперечному импульсу для всех частиц, кроме дейтронов, т.к. механизм рождения ядерных кластеров в данных моделях отсутствует. На рис. 54,55 и 56 представлены распределения по поперечной массе адронов согласно моделям RQMD (сплошная линия) и VENUS (штриховая). Точками показаны экспериментальные данные. В Таблице 9 представлены параметры наклонов спектров Т, а в Таблице 10 значения плотности частиц на единицу быстроты dn/dy .

В разделе 5.2 было указано, что величина систематической ошибки при определении параметров спектров частиц составляет примерно 6%. Кроме

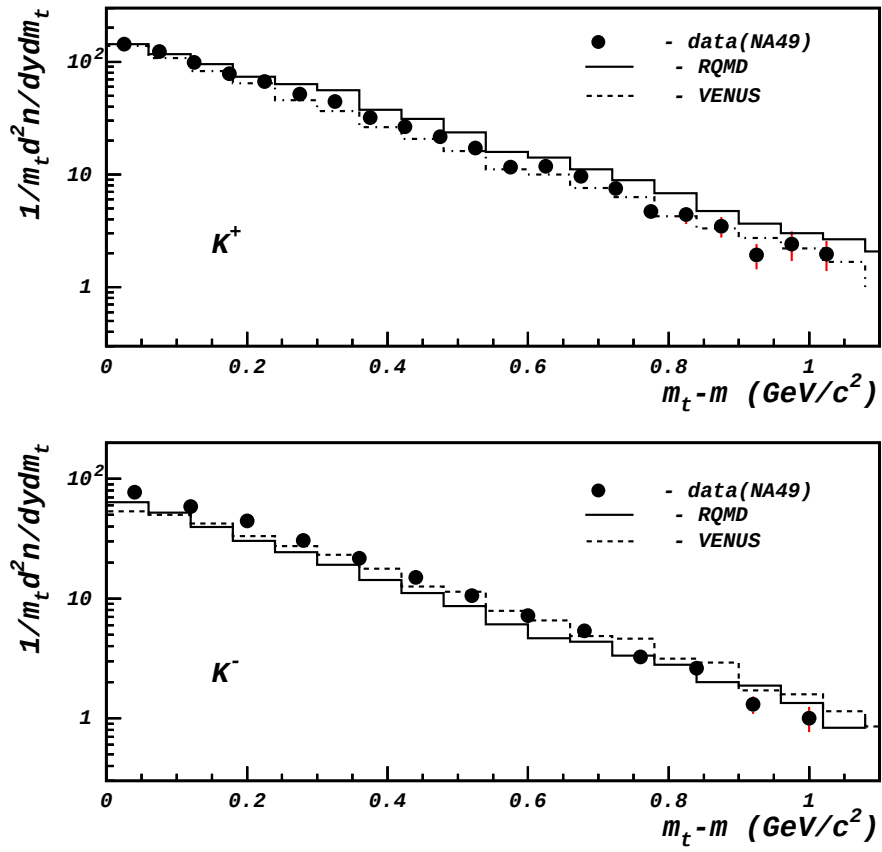


Рис. 55: Распределения по поперечной массе для $K^\pm$ согласно моделям RQMD и VENUS. Точками показаны экспериментальные данные.

того, авторы моделей, используемых нами, вполне удовлетворены отличием моделированных распределений от экспериментальных данных на уровне 15-20% [62]. Принимая это во внимание, можно сказать, что обе модели

Таблица 9: Сравнение экспериментальных значений параметров наклона спектров Т с предсказаниями моделей VENUS и RQMD

Частица	NA49	VENUS	RQMD
π^+	206 ± 1	196	199
π^-	193 ± 1	202	207
K^+	233 ± 3	223	256
K^-	229 ± 2	240	276
P	310 ± 7	282	334
$\bar{P}$	293 ± 13	311	421

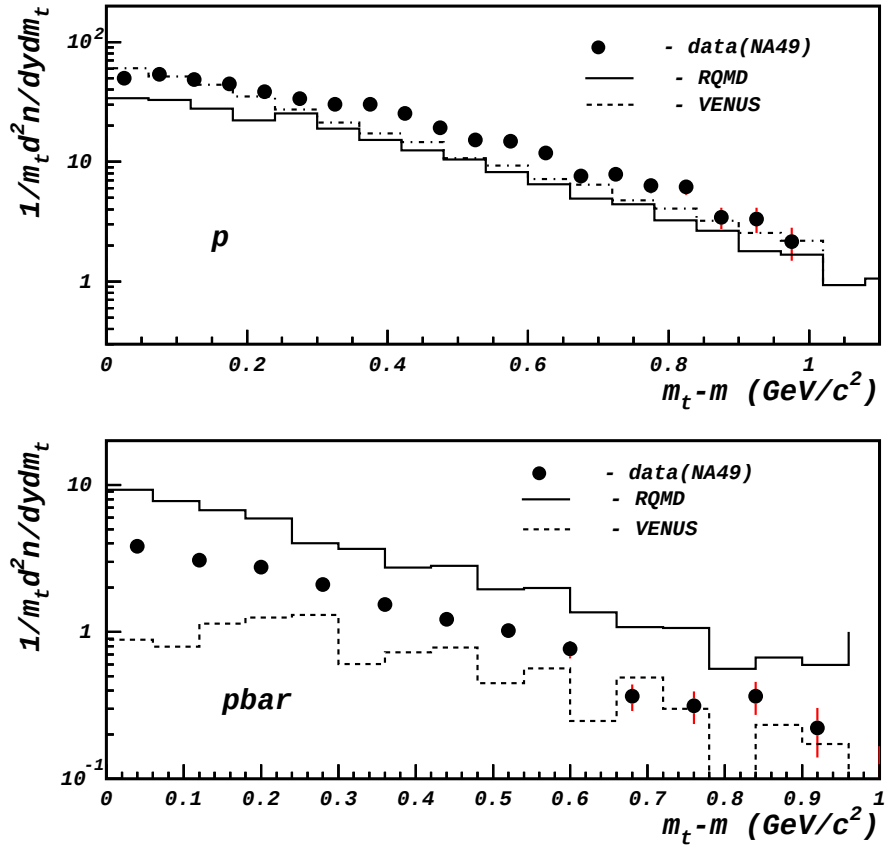


Рис. 56: Распределения по поперечной массе для протонов и антипротонов согласно моделям RQMD и VENUS. Точками показаны экспериментальные данные.

достаточно хорошо описывают экспериментальные распределения для пионов. Значения параметров наклонов очень близки (порядка 200 МэВ), хотя следует отметить, что ни одна из моделей не описывает превышение выхода отрицательных пионов над положительными ($\pi^-/\pi^+ \approx 1.07$). В модели

Таблица 10: Сравнение экспериментальных значений плотности частиц на единицу быстрой dn/dy с предсказаниями моделей VENUS и RQMD

Частица	NA49	VENUS	RQMD
π^+	130 ± 1	149	140
π^-	139 ± 1	145	136
K^+	28 ± 3	25.5	32.4
K^-	16.4 ± 2	13	14.3
P	30.6 ± 7	24	18.3
$\bar{P}$	1.63 ± 0.1	4.1	0.8

RQMD параметры наклонов спектров для каонов почти на 20% больше чем в экспериментальных данных. В этой модели значительный вклад в рождение заряженных каонов происходит вследствие вторичных барион-мезон и мезон-мезон столкновений [63]. Такой каскадный процесс взаимодействия в значительной степени определяется динамикой ядерных столкновений и вряд ли стоит ожидать от моделей очень аккуратного и достоверного описания столь сложных (и часто не очень понятных) процессов.

Наибольшее отличие экспериментальных данных с моделями наблюдается для спектров протонов и антипротонов. Хотя модель RQMD хорошо описывает форму протонного распределения (завал спектра при малых m_t), плотность протонов на единицу быстроты в интервале быстрот $y=[2.4\div 2.9]$ почти в два раза ниже. С другой стороны модель VENUS хотя и предсказывает близкое к экспериментальному значение dn/dy не может удовлетворительно описать форму распределения по поперечной массе. Кроме того, разница в выходах антипротонов между данными и моделями более чем в два раза (и почти в 5 раз между самими моделями!) выглядит удручающей.

В заключении отметим, что хотя микроскопические каскадные модели достаточно успешно описывают глобальные наблюдаемые в ядро-ядерных столкновениях (распределение по поперечной энергии, выходы пионов), эффекты рождения странных частиц и вторичного перерасеяния ”прописаны” в моделях недостаточно.

5.5 Выход каонов в Pb+Pb столкновениях

Изучение выхода странных частиц в ядро-ядерных столкновениях очень важно для понимания механизма ядерных реакций и несет информацию о ранней стадии процесса столкновения. Увеличение выхода странных частиц в A+A столкновениях (относительно p+p реакций) было предсказано как следствие образования Кварк-Глюонной Плазмы [64]. Причем каоны содержат почти 70% рожденных в ядерных столкновениях s-кварков.

На рис. 57 представлены быструтные распределения выходов $K^\pm$ -мезонов в центральных Pb+Pb столкновениях [96]. Экспериментальные точки хорошо описываются распределением Гаусса с параметром $\sigma \approx 1.2$. Данные эксперимента NA35 показывают, что выход странных частиц в реакциях столкновения S+S при энергии налетающего ядра 200 ГэВ/нуклон (нормированный на число нуклонных столкновений) в 2 раза выше чем в случае p+p столкновений [67]. Для сравнения выхода каонов в A+A реакциях с элементарными нуклон-нуклонными взаимодействиями необходимо оце-

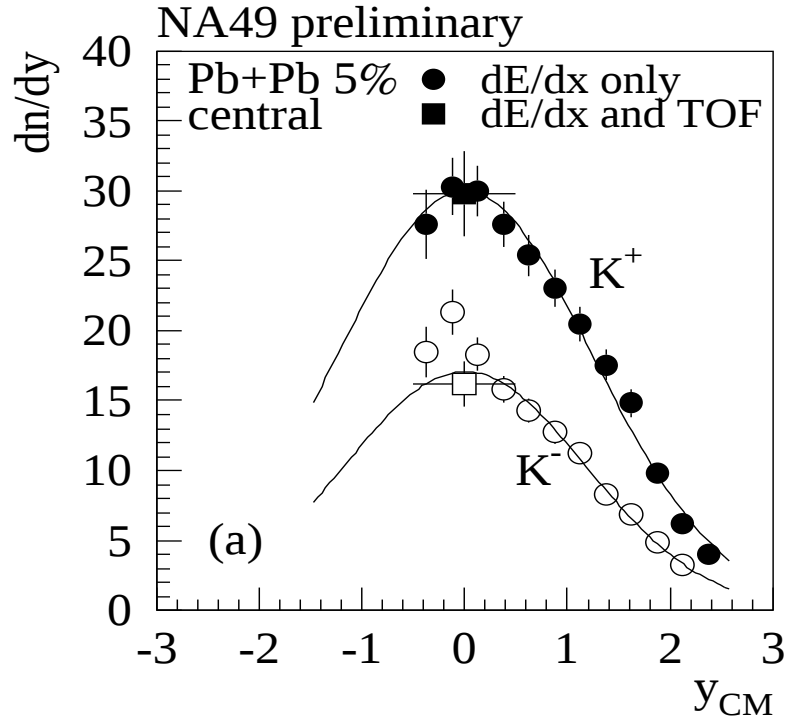


Рис. 57: Быстротные распределения выходов $K^\pm$ -мезонов в центральных Pb+Pb столкновениях

нить количество нуклонных взаимодействий при столкновениях ядер. Экспериментальные данные демонстрируют, что выход пионов примерно пропорционален количеству таких элементарных столкновений [96]. Следовательно, отношение $\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$, где $\langle K \rangle = (\langle K^+ + K^- \rangle)/2$ и $\langle \pi \rangle = (\langle \pi^+ + \pi^- \rangle)/2$, можно считать "измеряемым" выхода странных частиц на одно нуклон-нуклонное столкновение. А так как измерения проведены одной и той же установкой NA49, то возможные систематические ошибки при определении выходов частиц в этом отношении сокращаются. Используя данные, представленные в [96], получаем оценку увеличения выхода странности в центральных Pb+Pb столкновениях по сравнению с p+p реакциями:

$$(\langle K \rangle / \langle \pi \rangle)_{Pb} / (\langle K \rangle / \langle \pi \rangle)_{pp} \approx 1.8,$$

что примерно равно значению, полученному для S+S столкновений [67]. Это является указанием на то, что увеличение выхода странных частиц, обнаруженное в реакциях столкновения легких ядер не меняется при увеличении массы сталкивающихся объектов.

5.6 Стоппинг в Pb+Pb реакциях при 158 А·ГэВ/с

Важную информацию о начальном этапе столкновения и процессах потери энергии при этом можно получать изучая распределения протонов по быстроте. До начала столкновения быстрое распределение нуклонов представляет собой два узких пика ("размазанных" вследствие Ферми-движения) в районе быстроты пучка и мишени. В процессе столкновения нуклоны теряют (либо приобретают) кинетическую энергию и исходные распределения смещаются в район значения быстроты для системы центра масс сталкивающихся ядер Y_{CM} . Величина этого сдвига отражает степень остановки налетающего ядра (в литературе называется "стоппинг"). Например, при полной остановке налетающего ядра (в системе центра масс) образуется единая система частиц – файербол (аналог компаунд-ядра в ядерной физике низких энергий), при этом быстрое распределение вторичных частиц должно представлять собой распределение Гаусса со средним значением в районе Y_{CM} и шириной, определяемой температурой источника T (которая может быть определена по анализу наклонов спектров частиц). Экспериментальные данные по выходам протонов в ядро-ядерных реакциях при энергиях налетающего ядра порядка 1 ГэВ/нуклон действительно соответствуют этой картине [65]. Однако, при более высоких энергиях налетающих ядер (порядка 10 ГэВ/нуклон) ситуация меняется. Хотя быстрое распределение протонов и представляет собой симметричное относительно Y_{CM} распределение с максимумом при Y_{CM} , но ширина этого распределения значительно больше чем для случая термального источника с температурой T , полученной на основе анализа наклонов спектров [66].

Быстрое распределение протонов при энергиях SPS интересно не только с точки зрения упоминаемой выше картины, но и для изучения более общих вопросов динамики ядерных столкновений – к примеру, вопрос передачи барионного числа в процессе столкновения. После столкновения распределение барионного числа в фазовом пространстве отражает потери энергии нуклонами сталкивающихся ядер. Предполагается, что распределение протонов в значительной степени отражает финальное распределение барионов. Чтобы исключить вклад от рожденных при столкновении ядер нуклонных пар рассматривается разница $(p - \bar{p})$.

На рис. 58 представлены быстрые распределения выходов $(p-\bar{p})$ и $(B-\bar{B})$ (B – барионы) для центральных Pb+Pb [68] и S+S [69] столкновений при энергии налетающих ядер 158 и 200 ГэВ/нуклон, соответственно. Данные для S+S столкновений умножены на коэффициент 6.4 равный отношению числа нуклонов в сталкивающихся ядрах. Представленные данные

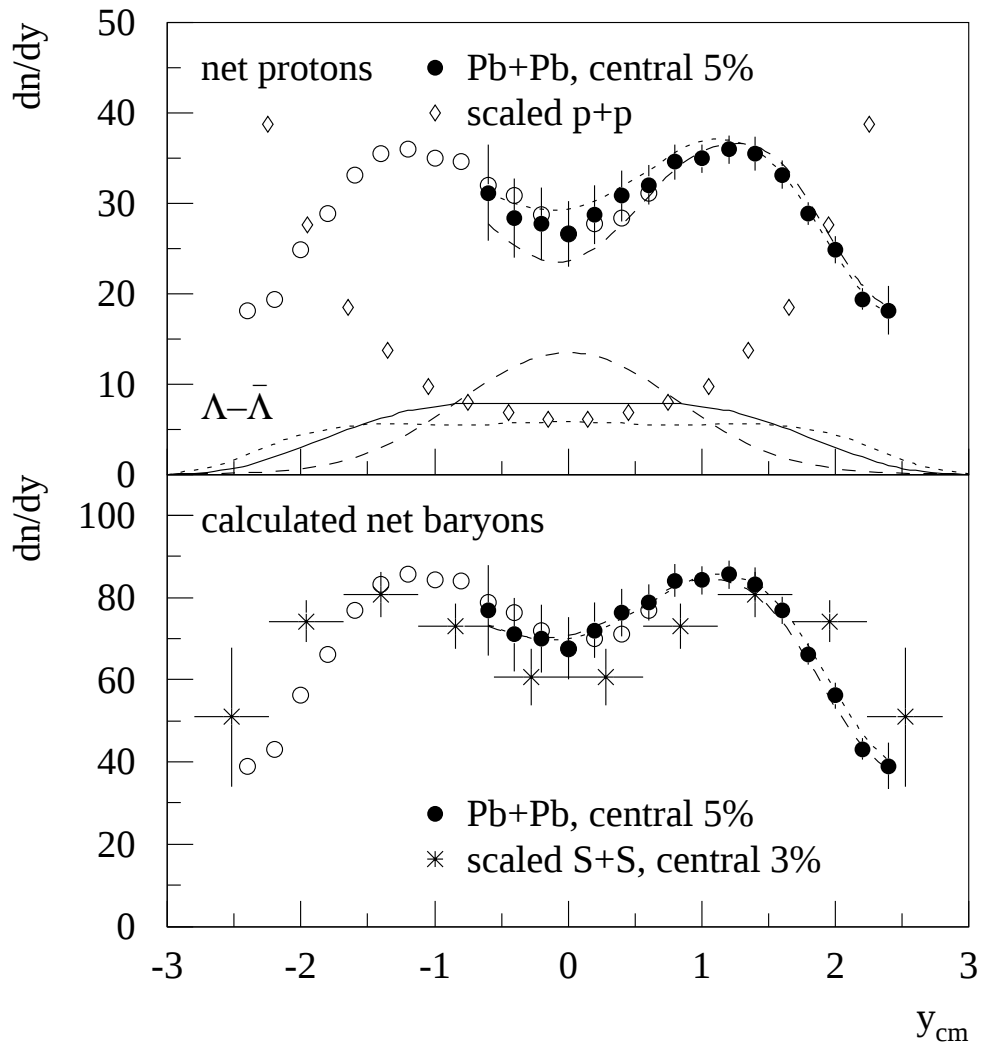


Рис. 58: Быстротные распределения выходов $(p-\bar{p})$ и $(B-\bar{B})$ в Pb+Pb и S+S реакциях.

являются результатом dE/dx -анализа в широком быстротном интервале и данными TOF в близком к Y_{CM} интервале.

Наличие провала для обоих распределений в районе Y_{CM} указывает на то что при энергиях SPS полной остановки налетающего ядра (в системе центра масс) не происходит и имеет место частичная прозрачность ядер. Из сравнения распределений для Pb+Pb и S+S столкновений видно, что оба распределения похожи, хотя ширина и провал в районе быстроты Y_{CM} немного меньше для случая Pb+Pb столкновений. Хотя это и является указанием на большую величину стоппинга при центральных Pb+Pb соударениях, тем не менее можно сделать вывод, что величина потерь начальной кинетической энергии нуклонами ядра практически насыщается в ядерных столкновениях при энергиях ускорителя SPS. Это подтверждает вывод, сделанный

в предыдущем разделе, на основании анализа выхода странных частиц.

5.7 Изучение выходов дейтронов в реакциях Pb+Pb при 158 А·ГэВ/с

Интерес к исследованию выхода легких ядер связан с возможностью изучения механизма образования самих ядерных кластеров, а также внутренней динамики файерболла, образуемого при столкновении релятивистских ядер.

Основное внимание в диссертации уделено изучению выхода дейтронов в районе центральной быстроты ($Y - Y_{\text{CM}} < \pm 1$), т.е. в кинематической области далекой от областей фрагментации мишени и пучка. Дейтроны в данном диапазоне быстрот могут образоваться или в результате прямой реакции столкновения пары нуклонов, или в результате реакции слияния двух вторичных нуклонов, расположенных близко друг к другу в конфигурационном пространстве и имеющих малый относительный импульс. Прямое рождение дейтронов при импульсе налетающего ядра $P = 158 \text{ А·ГэВ/с}$ энергетически возможно (порог реакции $\approx 35 \text{ ГэВ/с}$ без учета Ферми-движения нуклонов в ядрах). Однако, присутствие таких (прямых) дейтронов в измеренном экспериментальном распределении представляется сомнительным. Образованный в первичном столкновении двух ядер сгусток частиц (файербол) имеет большую плотность частиц и энергии. Средняя величина температуры файерболла составляет $T_f \approx 170\text{-}200 \text{ МэВ}$ [70, 71]. Столь энергичные частицы при большой плотности испытывают значительное число вторичных столкновений друг с другом. Расчеты с использованием микроскопических каскадных моделей для центральных столкновений ядер при энергиях SPS показывают, что количество вторичных взаимодействий нуклонов равно в среднем 20-30 [72, 37]. Принимая во внимание большое сечение взаимодействия адронов с дейтронами, и особенно, чрезвычайно малую энергию связи дейтрона ($E_{\text{св.}} = 2.2 \text{ МэВ}$) по сравнению с T_f , можно с уверенностью утверждать, что большинство прямых дейтронов в процессе эволюции файерболла диссоциируют на составляющие их нуклоны.

Образование дейтронов с учетом малой энергии связи возможно в условиях когда:

- 1) плотность вторичных нуклонов (протонов и нейтронов) достаточна для существования вероятности иметь пары нуклонов с малыми относительными импульсами.

- 2) вероятность взаимодействия вторичных частиц друг с другом, тем не менее, мала (имеется в виду ядерное взаимодействие).

Эти достаточно очевидные утверждения являются только качественными. Однако, можно сказать, что в реакциях столкновения ультрарелятивистских ядер эти условия выполняются. Плотность вторичных протонов на единицу быстроты в районе центральной быстроты составляет $dn/dy = 30$ (см. раздел 5.1). Очевидно, что плотность вторичных нейтронов не меньше этой величины. Образование дейтронов происходит на конечном этапе развития начального плотного и горячего сгустка частиц, когда в результате расширения (и охлаждения) взаимодействия между вторичными частицами происходят крайне редко и со все меньшими относительными скоростями. В литературе такая пространственно-временная конфигурация называется *freeze-out*.

Следует также отметить, что образование дейтронов из свободных протона и нейтрона невозможно. Необходимо наличие третьего тела (либо среды) для выполнения сохранения энергии-импульса (избыток энергии порядка энергии связи $E_{\text{св.}}$).

Выход ядерных кластеров описывается с помощью теории коалесценции. Впервые эта теория была предложена в 1963 г. для объяснения выхода дейтронов в реакциях $p + A$ ($E_p = 25$ ГэВ) [75]. Экспериментальное значение выхода дейтронов было объяснено как результат слияния нуклонов, образованных в ядерном каскаде. Избыток энергии поглощается оптическим потенциалом ядра, а так как поглощающая способность этого потенциала мала, то нуклоны должны иметь малый относительный импульс, чтобы образовать дейтрон. Другими авторами было отмечено [76], что независимо от механизма образования импульсное распределение вторичных ядерных кластеров пропорционально произведению импульсных распределений вторичных протонов и нейтронов, т.е. для кластера с атомным номером $A = Z + N$ и зарядом Z :

$$E_A \frac{d^3 N_A}{dP_A^3} = B_A (E_p \frac{d^3 N_p}{dP_p^3})^Z (E_n \frac{d^3 N_n}{dP_n^3})^N, \quad (18)$$

$$P_p = P_n = P_A/A$$

Размерный коэффициент B_A называется *фактор коалесценции*. Импульсное распределение нейтронов предполагается равным протонному распределению, т.е

$$E \frac{d^3 N_n}{dp^3} = R_{np} E \frac{d^3 N_p}{dp^3} \quad (19)$$

Формула 18 при этом упрощается

$$E_A \frac{d^3 N_A}{dP_A^3} = B_A (E_p \frac{d^3 N_p}{dP_p^3})^A, \quad (20)$$

а фактор коалесценции содержит зависимость от R_{np}^N — отношения числа нейтронов к числу протонов в исходных ядрах.

Предположим, согласно [76], что протон с импульсом k образует с одним из нейтронов дейтрон, если нейтрон имеет импульс отличающийся от k не более чем на величину p_0 (т.е. находится внутри сферы радиуса p_0 в фазовом пространстве). Если средняя множественность вторичных нуклонов равна M , а плотность нуклонов в фазовом пространстве — $\frac{d^3 N}{dk^3}$, то вероятность найти один нуклон внутри сферы радиуса p_0 равна:

$$P = \frac{1}{M} \left(\frac{4\pi}{3} p_0^3 \right) E \frac{d^3 N}{d^3 k} \quad (21)$$

Тогда вероятность найти A нуклонов внутри этой же сферы

$$P_A = \frac{M!}{A!(M-A)!} P^A (1-P)^{M-A} \quad (22)$$

Предположим, что множественность вторичных нуклонов велика ($M \gg 1$), атомный номер кластера мал по сравнению с M ($A \ll M$), а также, что величина p_0 мала и, следовательно, средняя плотность нуклонов в этом объеме мала ($PM \ll 1$). Тогда уравнение 22 упрощается:

$$P_A = \frac{(MP)^A}{A!} \quad (23)$$

Принимая во внимание (18) и (22) можно записать:

$$E_A \frac{d^3 N_A}{dP_A^3} = \frac{1}{A!} \left(\frac{4\pi}{3} p_0^3 \right)^{A-1} \left(E \frac{d^3 N}{dk^3} \right)^A \quad (24)$$

Фактор коалесценции с учетом спина и изотопического спина кластера тогда равен:

$$B_A = A \frac{2S_A + 1}{2^A} \frac{R_{np}^N}{N!Z!} \left(\frac{4\pi}{3m} p_0^3 \right)^{A-1}, \text{ где} \quad (25)$$

S_A — спин кластера,

m — масса нуклона,

$R_{np}^N = \left(\frac{N_p + N_t}{Z_p + Z_t} \right)^N$ — степенное отношение числа нейтронов к числу протонов в налетающем ядре (p) и ядре-мишени (t).

Как следует из (25) фактор коалесценции для данного кластера не зависит от энергии налетающего ядра и почти не меняется для легких ядер пучка ($R_{np}^N \approx const$). Величина B_A определяется только эмпирическим параметром p_0 – характерной величиной разности импульсов двух нуклонов, а зависимость от распределения нуклонов в конфигурационном пространстве отсутствует.

Оказалось, что такая картина образования ядерных кластеров хорошо описывает экспериментальные данные. В экспериментах на ускорителях SIS и Bevalac в реакциях $A + A$ ($E_A=0.2-2$ ГэВ/нуклон) [77, 78], а также FNAL (реакции $p + A$, $E_p=1-3$ ГэВ/с) [79] было доказано, что выход легких кластеров ($d, {}^3H, {}^3He$) при всех энергиях пропорционален A -степени протонного распределения, а параметр коалесценции B_A (порядка $2.0 \cdot 10^{-2}$ ГэВ² · с⁻³) постоянен. На качественном уровне эти результаты могут быть понятны если предположить, что характерный размер области взаимодействия не превышает размера кластера. Тогда все пары нуклонов (протон-нейтрон) в которых разница импульсов меньше некой (постоянной) величины образуют кластер (дейтрон в данном случае).

Однако, при дальнейшем увеличении энергии налетающих ядер характер поведения B_2 меняется. В экспериментах на ускорителе AGS было обнаружено, что для энергий $E_A=11-15$ ГэВ/нуклон фактор коалесценции в реакциях столкновения тяжелых ядер уменьшается в несколько раз и зависит от центральности столкновения [80, 81]. Для объяснения этих данных были предложены модели коалесценции, в которых использовались не только импульсные, но и пространственные распределения нуклонов, к примеру, с использованием квантово-механического формализма матрицы плотности [85]. В этих моделях параметр коалесценции обратно пропорционален объему источника V : $B_A \propto (1/V)^{A-1}$. В этом случае уменьшение величины B_2 при больших энергиях является свидетельством значительного расширения области столкновения до момента *freeze-out*. При этом дейтрон образует пара нуклонов, имеющая не только малый относительный импульс ($\Delta p \propto p_0$), но и находящаяся друг от друга на расстоянии не более характерного размера дейтрона ($\Delta r \propto 2.1$ Фм). Предсказания этих моделей, в частности, кинематические характеристики образованных кластеров, а именно зависимость от быстроты и поперечного импульса, было интересно проверить при энергиях SPS.

Итак, для определения фактора коалесценции B_2 используем отношение инвариантных выходов дейтронов и протонов.

$$B_2 = E \frac{d^3 N}{dP_d^3} / \left(E \frac{d^3 N}{dP_p^3} \right)^2, \quad P_d = 2P_p \quad (26)$$

Так как величина B_2 квадратично зависит от выхода протонов, то желательно определить параметры протонных спектров с как можно меньшей систематической погрешностью. Для этого было проведено усреднение результатов, полученных и представленных в данной диссертации (см. раздел 5.1), а также еще двух независимых групп – анализ по времяпролетному детектору TOF-TR [86] и данных по измерению $(p - \bar{p})$ с помощью dE/dx идентификации [68].

Распределение протонов по поперечной массе считаем экспоненциальным, а усредненные значения параметров равны $T = 330$ МэВ для наклона спектра и $dn/dy = 32$ для плотности протонов на единицу быстроты. Выход протонов скорректирован на содержание протонов от распадов гиперонов, т.к. такие протоны не участвуют в процессе коалесценции. Отклонение протонного спектра от строго экспоненциального поведения, обнаруженное в анализе экспериментальных данных с TOF (рис. 50), учитывалось при определении систематической ошибки для величины B_2 .

Используя формулу (13) запишем инвариантное сечение как:

$$E \frac{d^3 N}{dP^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{m_t dm_t dy} = \frac{1}{2\pi} \frac{dN}{dy} \frac{e^{-(m_t - m)/T}}{T(m + T)} \quad (27)$$

Тогда из уравнений (26) и (27) $B_2(m_t)$ равно:

$$B_2(m_t) = 2\pi \frac{dN_d/dy}{(dN_p/dy)^2} \frac{(m_p T_p + T_p^2)^2}{m_d T_d + T_d^2} e^{-(m_t - m)/D} \quad (28)$$

где $D = T_p T_d / (T_p - T_d)$, а m_t – поперечная масса дейтрона.

На рис. 59 показана (согласно выражению (28)) зависимость фактора коалесценции от поперечной массы $m_t - m$ дейтрона. Значение B_2 при $p_t = 0$ равно $(3.5 \pm 1.0) \cdot 10^{-4}$ ГэВ². Величина ошибки определяется в основном систематической погрешностью для параметров протонного распределения (в том числе отклонением от экспоненты при малых m_t).

На рис. 60 представлены экспериментальные данные по измерению величины B_2 для различных энергий и комбинаций налетающих ядер и ядер мишени. Полученное нами значение фактора коалесценции подтверждает отмеченный выше факт резкого падения величины B_2 при больших энергиях. Причем, измеренное нами значение B_2 примерно в 2.5 раза меньше

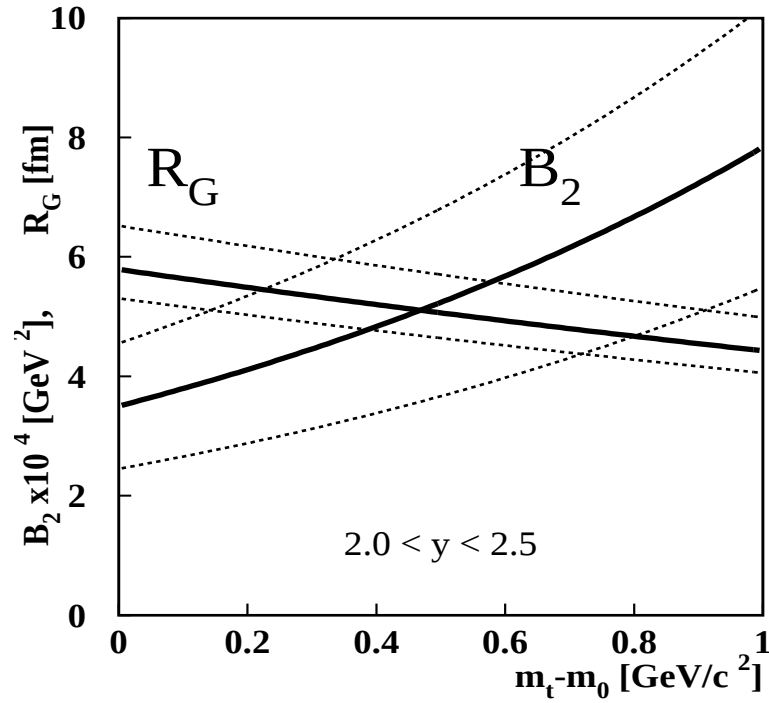


Рис. 59: Фактор коалесценции B_2 и параметр R_G как функция поперечной массы дейтрона. Точками показаны области ошибок для обеих величин.

величины этого параметра при энергиях AGS. Это является указанием на большую степень расширения начального сгустка материи, что в свою очередь является следствием большей плотности энергии (ϵ) и частиц в момент столкновения. Используя развитый Бьеркенем формализм, связывающий плотность распределения частиц по быстрой dn/dy и ϵ [82], а также данные NA49 по распределению поперечной энергии в центральных столкновениях [10], была получена оценка начальной пространственной плотности энергии $\epsilon = 3.2$ ГэВ/Фм³ [10]. Эта величина более чем в 20 раз превышает обычную ядерную плотность и в 3 раза выше плотностей энергии, достижимых при энергиях AGS [83].

Однако, в уже отмеченной выше модели коалесценции с использованием формализма матрицы плотности [85] отсутствует зависимость параметра B_A от поперечной массы m_t , что противоречит нашим экспериментальным данным. Причем, эта зависимость для факторов коалесценции B_2 и B_3 была обнаружена также в эксперименте NA44 [84]. Объяснением этого феномена может служить наличие коллективного движения частиц ("flow") в процессе эволюции файерболла. Как отмечалось в разделе 5.3, наличие коллективного движения приводит к зависимости наклона спектров по попереч-

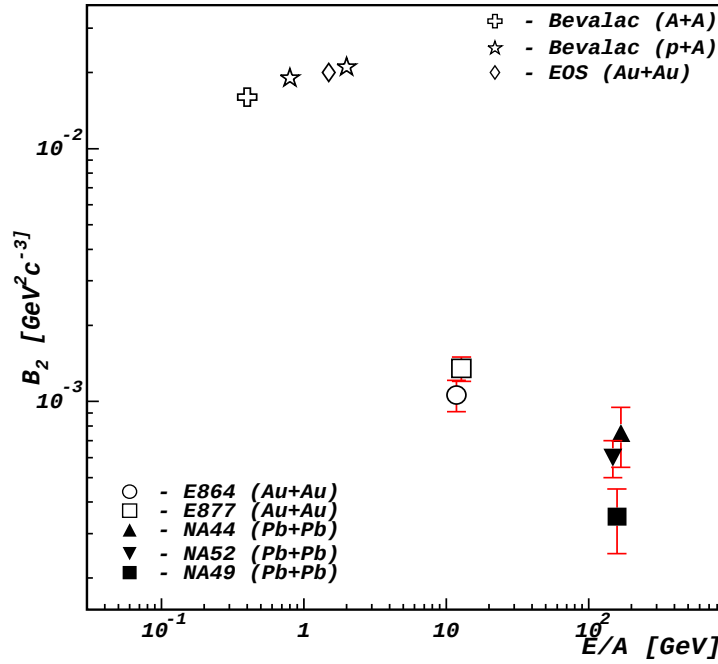


Рис. 60: Параметр коалесценции B_2 в A+A столкновениях.

ной массе от массы покоя частицы (рис. 52, 53). В случае коалесценции гипотеза "*flow*" приводит к возникновению пространственно-импульсных корреляций в динамике процесса [73, 74]. Нуклоны с близкими значениями координат с большей вероятностью имеют также близкие значения импульсов.

В термодинамических моделях столкновения релятивистских ядер предполагается, что частицы испускаются с поверхности полностью термализованного файербола объема V [87]. Параметр коалесценции при этом равен:

$$B_A = A \frac{2S_A + 1}{2^A} R_{np}^N \left(\frac{(2\pi\hbar)^3}{mV} \right)^{A-1} \quad (29)$$

В предположении сферической формы источника его радиус $R \approx \sqrt[3]{V}$.

Одним из способов измерения пространственного распределения источника частиц является измерение 2-х частичных корреляций [88]. Корреляционные измерения предполагают гауссово распределение плотности частиц. Для случая коалесценции и в предположении гауссового профиля плотности частиц связь параметра коалесценции B_2 и

объема источника V записывается как [89]:

$$R_G^3 = \frac{3}{4}(\sqrt{\pi\hbar})\frac{m_d}{m_p^2 B_2}, \quad (30)$$

m_d, m_p - масса дейтрона и протона соответственно.

Зависимость от поперечной массы $(m_t - m_0)$ дейтрона величины R_G показана на рис. 59. В работе [90] представлены данные эксперимента NA49 по измерению 2-х частичных пионных корреляций. Эти результаты получены при тех же условиях на центральность взаимодействия. Величина радиуса пионного источника R_π для поперечной скорости $\beta_t=0$ равняется (6.5 ± 0.5) Фм. Наблюдается достаточно хорошее согласие с нашими данными – $R_G = (5.8 \pm 0.7)$ Фм (для $m_t - m_d = 0$).

Теория коалесценции получила свое дальнейшее развитие в работе [91]. Авторы использовали подобие физических процессов коалесценции и импульсных корреляций в конечном состоянии (ранее отмеченное в [92]) для исследования систем с сильным коллективным расширением. Используя данные NA49 о размерах области испускания частиц (по результатам 2-х пионных корреляций [90]) и оценках параметров коллективного движения [93] в рамках релятивистской гидродинамики была рассчитаны вероятность коалесценции и инвариантные спектры для дейтонов и антидейтронов. Измеренное нами значение параметра коалесценции B_2 находится в удовлетворительном согласии с расчетным значением $B_2 = 6_{-2}^{+4} \cdot 10^{-4} \text{ ГэВ}^2 c^{-3}$.

В последнее время получили развитие некоторые из феноменологических моделей для описания процессов образования ядерных кластеров. Наиболее адекватной к экспериментальной ситуации представляется модель, развитая в работах [99, 100]. Здесь предполагается наличие для источника частиц локального термодинамического равновесия с температурой T_0 и общего для системы распределения скоростей $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ (не термального поля скоростей – “*flow*”). Поперечная составляющая скорости коллективного движения берется в виде:

$$\mathbf{v}_t(\mathbf{r}_t) = v_f \left(\frac{r_t}{R_0} \right)^\alpha \mathbf{e}_t \quad (31)$$

с тремя константами v_f, α, R_0 .

Процесс рождение и испускание частиц описывается с помощью функции распределения в многочастичном фазовом пространстве. Вероятность, что A нуклонов образуют связанное состояние определяется как перекрытие волновых функций кластера с массовым числом A и A -нуклонного состоя-

ния. Поперечное распределение плотности для А-кластера равно:

$$f_t(\mathbf{r}_t, \mathbf{p}_t) = (2\pi)^2 \frac{1}{2\pi M T_0} e^{-\frac{(\mathbf{p}_t - M \mathbf{v}_t)^2}{2MT_0}} n_A(\mathbf{r}_t), \quad (32)$$

$M = A \cdot m$ – масса кластера, m – масса нуклона, а $n_A(\mathbf{r}_t) = N_A[n_t(\mathbf{r}_t)]^A$ – это поперечная составляющая нормированной плотности распределения кластера [102]. Как видно из формулы 32, в отличии от чисто термальных систем, где координата и импульс частицы являются нескоррелированными, наличие ”flow” приводит к зависимости этих величин друг от друга. Среднее значение поперечной энергии соответствует эффективной температуре (наклону спектра по поперечному импульсу):

$$T_{eff} = \langle E_t \rangle_A = \int \frac{d^2 \mathbf{r}_t d^2 \mathbf{p}_t}{(2\pi)^2} \frac{\mathbf{p}_t^2}{2M} f_t(\mathbf{r}_t, \mathbf{p}_t) = T_0 + \Lambda_\alpha^{[n]}(A) M v_f^2 \quad (33)$$

Коэффициент пропорциональности $\Lambda_\alpha^{[n]}(A)$ является функционалом от поперечной плотности распределения кластера $n_A(\mathbf{r}_t)$ и для профиля скорости согласно (31) равен:

$$\Lambda_\alpha^{[n]}(A) = \int d^2 \mathbf{r}_t \left(\frac{r_t}{R_0} \right)^{2\alpha} n_A(\mathbf{r}_t) \quad (34)$$

Этот интеграл имеет аналитическое выражение для двух наиболее часто употребляемых профилей плотности – гауссового (”Gauss”):

$$\Lambda_\alpha^{Gauss}(A) = \frac{2^{\alpha-1}}{A^\alpha} \Gamma(\alpha + 1) \quad (35)$$

и распределения постоянной плотности с резкой границей (”Box”):

$$\Lambda_\alpha^{Box}(A) = \frac{1}{2\alpha + 2} \quad (36)$$

Для линейной зависимости скорости частиц от координаты ($\alpha=1$) модель дает совершенно разные зависимости эффективной температуры T_{eff} (наклона спектра) от массы кластера M для рассматриваемых выше профилей плотности. Как видно из выражений (35) и (36):

$$T_{eff}^{Gauss}(A) = T_0 + \frac{1}{A} A m v_f^2 = T_0 + m v_f^2 \quad (37)$$

и

$$T_{eff}^{Box}(A) = T_0 + \frac{1}{4} M v_f^2 \quad (38)$$

т.е. для гауссового распределения плотности эффективная температура постоянна для всех частиц, в то время как для распределения постоянной

плотности с резкой границей – зависит от массы кластера M . Однако, выбор в пользу одного из распределений не так однозначен. Хотя наши экспериментальные данные подтверждают зависимость наклона спектров от массы частиц (рис. 53), в ряде работ было показано, что согласно микроскопическим транспортным моделям зависимость скорости коллективного движения частиц от координаты более слабая ($\alpha \approx 1/2$) [103, 104]. В этом случае зависимость от M обнаруживается и для T_{eff}^{Gauss} .

К сожалению, данная модель является только качественной. Предсказывая характер зависимости температуры или параметра коалесценции от кинематических переменных, она не дает возможности получить точные теоретические значения величин наклонов, или, к примеру, абсолютного значения выхода дейтронов dn/dy . С другой стороны, знание этих величин из экспериментальных данных, наряду с точно измеренными спектрами по поперечной массе для различных кластеров не позволяет однозначно определить параметры распределения плотности нуклонов и профиля скорости для них. Возможно, более детальная информация о выходах кластеров с большим массовым числом A при различных центральностях столкновения, а также при меньших (больших) энергиях налетающих ядер позволит нам более детально исследовать явление коалесценции.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы можно сформулировать следующим образом:

1. На основе проведенных методических исследований сцинтилляционных счетчиков при активном участии автора создан уникальный времяпролетный детектор (TOF) на 900 каналов с рабочей площадью 2.5 м^2 , обладающий рекордным временным разрешением $\sigma \approx 75 \text{ пс}$. Детектор успешно функционирует в составе большого адронного спектрометра эксперимента NA49 в ЦЕРНе, на пучках адронов и ядер ускорителя SPS. Набранная статистика составляет около 20 млн. событий.
2. Создана методика калибровки времяпролетной информации с TOF детектора. Разработаны алгоритмы коррекций и процедуры для получения и использования калибровочных констант сцинтилляционных счетчиков, которые реализованы в виде специализированной программы для времяпролетного детектора TOF. Эта программа успешно применялась для реконструкции 7 млн. событий зарегистрированных в эксперименте NA49 в реакциях $p+p$, $p+Pb$ и $Pb+Pb$ при энергиях пучка 40,80 и 158 ГэВ/нуклон.
3. Разработана и успешно применена процедура идентификации частиц с помощью измеренных во времяпроекционных камерах TRC ионизационных потерь и восстановленной по времени пролета в TOF детекторе эффективной массы. Это позволило надежно идентифицировать заряженные частицы $\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$ и ядра d в широком интервале импульсов $3 < P < 14 \text{ ГэВ}/c$.
4. Получены распределения по поперечной массе m_t для заряженных частиц $\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$, d , рожденных в центральных $Pb+Pb$ столкновениях при энергии налетающих ядер 158 ГэВ/нуклон в близкой к центральной области быстрот ($Y_{CM}=2.9$) в интервале поперечных масс $0 < m_t - m_0 < 1 \text{ ГэВ}/c^2$. Проведен анализ спектров и определены параметры наклона спектров T и плотности частиц на единицу быстроты

dn/dy . Показано, что параметр наклона спектра заряженных частиц по поперечной массе растет с увеличением массы частицы, что согласуется с представлением о существовании коллективного поперечного движения в области столкновения релятивистских ядер.

5. Выполнен сравнительный анализ m_t -спектров дейтронов и протонов и определено значение параметра коалесценции B_2 , характеризующего вероятность образования дейтронов. Оно оказалось равным $B_2 = (3.5 \pm 1.0) \cdot 10^{-4} \text{ ГэВ}^2$ при $p_t=0$ в реакции $Pb+Pb$ при 158 А·ГэВ. Также проанализирована зависимость параметра B_2 от поперечной массы дейтрона. Полученные результаты сравниваются с предсказаниями моделей образования легких ядер, включающих эффекты расширяющегося источника и коллективного движения, а также наличия пространственно-импульсных корреляций излучаемых частиц.

В заключении я хотел бы поблагодарить дирекцию и сотрудников Лаборатории Высоких Энергий, и особенно, проф. А.И. Малахова за поддержку данной работы.

Я благодарен моим коллегам Г.Л. Мелкумову, А.Ю. Семенову, А.Ю. Исупову, С.А. Чатрчяну вместе с которыми был пройден большой путь по созданию и эксплуатации времяпролетного детектора TOF в эксперименте NA49.

Я признателен участникам коллаборации NA49 за помощь в наборе и анализе экспериментальных данных с TOF детектора.

Я очень признателен С.Г. Резникову, В.К. Бондареву, А.Н. Хренову, В.Г. Перевозчикову, В.П. Ладыгину, И.И. Мигулиной, А.Г. Литвиненко за плодотворное обсуждение полученных результатов и помощь при подготовке диссертации.

Особенную благодарность я бы хотел выразить моему научному руководителю – Георгию Леоновичу Мелкумову за большую помощь и дружеское участие при подготовке и написании этой работы.

Искреннюю признательность и огромную благодарность я бы хотел выразить моим родителям и моей дорогой жене Елене за постоянную поддержку и неоценимую помощь в течении многих лет.

Литература

- [1] Балдин А.М. *и др.*, Препринт Р9-5442, ОИЯИ, 1970.
- [2] Балдин А.М. *и др.*, ОИЯИ, П1-5819, Дубна, 1971.
- [3] Балдин А.М., Краткие сообщения по физике АН СССР, М., 1971, 1, с.35.
- [4] Балдин А.М., ЭЧАЯ, 1977, т.9, вып.3, с.429.
- [5] Ставинский В.С., ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.5, с.949.
- [6] Бондарев В.К., ЭЧАЯ, 1997, т.28, вып.1, с.13.
- [7] Baldin A. M., In Proc. of the Int. Conf. on Extreme states in Nuclear Systems, Drezden, 1980, v.2, p.1 .
- [8] E. V. Shuryak, Phys. Rep. C61 (1980) 71.
- [9] J. G. Collins, M. J. Perry, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 151.
- [10] T. Alber *et al.*, NA49 Coll., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 3814.
- [11] P. Karsch and Laermann, Rep. Prog. Phys. 56 (1993) 1347.
- [12] S. Afanasiev *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. res., A 430, 210 (1999)
- [13] C. deMarzo *et al.*, NIM 217, 405 (1983).
- [14] J. Bachler *et al.* (NA35 Lollaboration), Phys. Lett. B184 (1987) 271.
- [15] В.А. Григорьев и др. Электронные методы ядерно-физического эксперимента. Энергоатомиздат, 1988.
- [16] И. И. Анисимова, Б. М. Глуховской. Фотоэлектронные умножители. Москва, "Советское радио", 1974.
- [17] Bicron Scintillation Products, P.O.B. 3093, NL-3760 DB Soest.
- [18] А. Ю. Семенов. Кандидатская диссертация. ОИЯИ, Дубна, 1998.

- [19] С. В. Афанасьев,..., В. И. Колесников, и др. Краткие сообщения ОИЯИ, N1(81)-97, 1997, с.45.
- [20] С.В.Афанасьев,..., В.И.Колесников, и др. Краткие сообщения ОИЯИ, N5(85)-97, 1997, с.69.
- [21] Mod. SY527. technical Information manual. C.A.E.N. 1995.
- [22] Mod. A753. SY527 High Voltage Boards. C.A.E.N. 1995.
- [23] Mod. A733. SY527 High Voltage Boards. C.A.E.N. 1995.
- [24] Mod. A303. CAENET PC Controller. Technical Information Manual. 20.04.1991.
- [25] Model 1875A FASTBUS TDC. Operators manual. LeCroy 1994.
- [26] Model 1885F FASTBUS ADC. Operators manual. LeCroy 1994.
- [27] 16 channel CFD Module, ERT 5.03.02.2, IMCT, H-1121, Budapest.
- [28] A. Marchioro. Event Builder. User's guide. ALEPH 88-59, DATACQ 88-11, 6.6.1988.
- [29] A. Castro, A. Miotto. AEB FASTBUS Library. ALEPH 88-59, DATACQ 88-12, 17.6.1988.
- [30] J. Moliwar. Buda trigger unit. MTA Alotki. Debrecen 1999.
- [31] KineticSystems Co. Segment Interconnect. F900. Oct. 1997.
- [32] DIR-1000L. Sony Corp., Japan, 1992.
- [33] Eltec. Eurocom5. Hardware Manual. 68020 CPU Board. Rev.1A.10.07.1987.
- [34] R. Zybert. DSPACK (version 1.0). NA49 Note 14.12.1993.
- [35] R. Brun *et al.*, CERN-DD/EE/84-1, Sept. 87.
- [36] K. Werner, Phys. Rep. 232, 87 (1993).
- [37] H. Sorge, Phys. Rev. C 52, 3291 (1995).
- [38] M. Y. Toy, Ph. D. Thesis, University of California, Los Angeles, 1998.
- [39] A. Capella *et al.*, Phys. Rep. 236, 225 (1994).

- [40] R. M. Sternheimer, R. F. Peierls, Phys. Rev. B3 (1971), 3681.
- [41] L. Landau, Journal of physics USSR 8 (1944), 201.
- [42] E. Fermi, Phys. Rev. 57 (1940) 485.
- [43] I. Lehraus *et al.*, NIM 153 (1978) 347.
- [44] CN/ASD Group. MINIUT – Users Guide, Program Library D506. CERN 1993.
- [45] F. Antinori *et al.* (WA97 Collab.), Eur. Phys. J. C 11, 79 (1999).
- [46] S. V. Afanasiev *et al.*, NA49 Coll., Strange Quark Matter Conf. 2001 proceedings, to be published in Eur. Phys. J.
- [47] M. J. Tannenbaum, Int. J. Mod. Phys., A4 (1989) 3377
- [48] W. A. Love *et al.* E810 Collab., Nucl. Phys. A524 (1991).
- [49] J. Solfrank, P. Koch, U. Heinz,, Phys. Lett. B 252, 256 (1990).
- [50] G. E. Brown *et al.*, Phys. Lett. B 253, 19 (1991).
- [51] V. Friese, Ph. D. Thesis, Marburg University, 2000.
- [52] I. G. Bearden *et al.* Phys. Lett. B 388, (1996) 431.
- [53] F. Antinori *et al.* (WA97 Collab.), Eur. Phys. J. C 14, 633 (2000).
- [54] S. Hayashi, Ph. D. Thesis, University of Tokyo (1990).
- [55] P. J. Siemens and J. O. Rasmussen, Phys. Rev. Lett. 42, (1979) 880.
- [56] K. S. Lee *et al.*, Z. Phys. C48, (1990) 525.
- [57] K. S. Lee, U. Heinz, and E. Schnedermann. Z. Phys. C 48, (1990) 525.
- [58] B. Alper *et al.* Nucl. Phys. B100, 237 (1975).
K. Guetler *et al.* Nucl. Phys. B116, 77 (1976).
- [59] I. G. Bearden *et al.* Phys. Rev. Lett. 78, 2080 (1997).
- [60] X. Artu and G. Mennessier Nucl. Phys. B70 78, 93 (1974).
- [61] B. Anderson *et al.*, Phys. Rep. 97, (1983) 31.
- [62] M. Gonin *et al.* Phys. Rev. C51, (1995) 310.

- [63] R. Mattiello, H. Sorge and H. Stocker Phys. Rev. Lett. 63, 1459 (1989).
- [64] P. Koch, B. Müller and J. Rafelski Phys. Rep. 142 (1986) 167.
- [65] T. Wienold *et al* (EOS Collaboration), to be published.
- [66] T. Ahle *et al* (E866 Collaboration), Nucl. Phys. A610 139 (1996).
- [67] T. Alber *et al* (NA35 Collaboration), Z. Physik C64 195 (1994).
- [68] H. Appelshäuser *et al.* Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 2471.
- [69] J. Baechler *et al* (NA35 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 72 1419 (1994).
- [70] C. Spieles *et al.*, Phys. Rev. C53, 2011 (1996).
- [71] I. Bearden *et al.*, Phys. Rev. C57, 837 (1998).
- [72] L.V. Bravina *et al.*, Phys. Rev. C60, 044905 (1999).
- [73] P. Braun-Munzinger *et al.*, Phys. Lett. B 344, 43 (1995).
- [74] H. Dobler *et al.*, Phys. Lett. B 457, 353 (1999).
- [75] C.T. Butler, C.A. Pearson, Phys. Rev. 129 (1963) 836.
- [76] A. Schwarzschild, C. Zupancic, Phys. Rev. 129 (1963) 854.
- [77] S. Wang, *et al.* (EOS Collaboration) Phys. Rev. Lett. 74, 2646 (1995).
- [78] M.C. Lemaire, *et al.* (EOS Collaboration) Phys. Lett. 85B, 38 (1979),
S. Nagamiya, *et al.* (EOS Collaboration) Phys. Rev. C24, 971 (1981),
R.L. Auble, *et al.* (EOS Collaboration) Phys. Rev. C28, 1152 (1983).
- [79] J.V. Cronin, *et al.* Phys. Rev. D11 (1975) 3105,
W. Bozzoli, *et al.* Nucl. Phys. B144 (1978) 317
- [80] J. Barrette, *et al.* Phys. Rev. C50 (1994) 1077,
T. Abbott, *et al.* Phys. Rev. C50 (1994) 1024,
N. Saito, *et al.* Phys. Rev. C49 (1994) 3211.
- [81] Proceedings of the 3rd HIPAGS Workshop, Aug. 22-24, 1996, Wayne State University, Detroit, Michigan.
- [82] J.D. Bjorken, Phys. Rev. D27 (1983) 140.
- [83] S. Kahana *et al.*, In Proceedings of HIPAGS'93, edited by G. Stephans, p.263, Report MITLNS-2158.

- [84] T. Alber *et al.*, NA49 Coll., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 3814.
- [85] H. Sato, K. Yazaki, Phys. Lett. 98B, 153 (1981).
- [86] F. Eckhardt, Ph. D. Thesis, Marburg University, 1997.
- [87] A.Z. Mekjian, Phys. Rev. C 17 (1978) 1051.
- [88] R. Hanbury-Braun, R.Q. Twiss, Nature (London) 178 (1956) 1046.
- [89] W. Llope, *et al.* Phys. Rev. C52 (1995) 2004.
- [90] H. Appelshauser *et al.*, Eur. J. Phys. C2 (1998) 661.
- [91] R. Schreibl and U. Heinz, Phys. Rev. C59 (1999) 1585.
- [92] S. Mrówczyński, Phys. Lett. B 248 (1990) 459.
- [93] T. Wienold (NA49 Collaboration) Nucl. Phys. A610 (1996).
- [94] S. V. Afanasiev, ..., V. I. Kolesnikov, *et al* Nucl. Phys. A610 (1996) 188.
- [95] T. Alber,..., V. I. Kolesnikov *et al* J. Phys.G: Nucl. Part. Phys. 23 (1997) 1887.
- [96] J. Bachler,..., V. I. Kolesnikov *et al* Nucl. Phys. A661 (1999) 45.
- [97] S. V. Afanasiev ... V. I. Kolesnikov *et al.*, Phys. Rev. Lett. B486 (2000) 22.
- [98] J.Bachler, ..., V.I.Kolesnikov *et al* Nucl.Phys.Proc. Suppl.92:7-15,2001.
- [99] A. Polleri, *et al.* Phys. Lett. B 419 (1998) 19.
- [100] A. Polleri, *et al.* nucl-th/9904012.
- [101] R. Bond, *et al.* Phys. Lett. B 71 (1977) 43.
- [102] T. Csörgő, *et al.* Phys. Lett. B 338 (1994) 134.
- [103] R. Mattiello, *et al.* Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2180.
- [104] R. Mattiello, *et al.* Phys. Rev. C 55 (1997) 1443.
- [105] H. Sorge, *et al.* Phys. Lett. B 355 (1995) 27.