

13-2002-183

На правах рукописи
УДК 539.1.074

К-603

КОЛЕСНИКОВ
Вадим Иванович

КАЛИБРОВКА 900-КАНАЛЬНОГО ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО
ДЕТЕКТОРА И ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ АДРОНОВ
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЯДЕР Рb + Рb
ПРИ ЭНЕРГИИ 158 ГэВ/нуклон

Специальность: 01.04.01 — приборы и методы
экспериментальной физики

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Общая характеристика работы.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник
Георгий Леонович
МЕЛКУМОВ

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор
Виктор Викторович
ГЛАГОЛЕВ

доктор физико-математических наук
Лариса Александровна
ТИХОНОВА

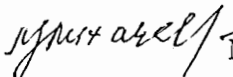
Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, г. Москва

Защита диссертации состоится "____" _____ 2002 года
в "____" часов на заседании специализированного совета Д-720.001.02
в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных
исследований, г. Дубна, Московской области.

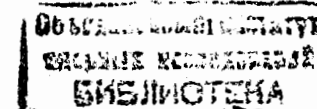
С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "____" _____ 2002 года.

Ученый секретарь
Специализированного совета
доктор физ.-мат. наук, профессор
 М.Ф. Лихачев

Актуальность темы. 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. С появлением новых более мощных ускорителей ядер, AGS, SPS, RHIC и планируемого в ЦЕРН LHC эта область физики получила новое бурное развитие. Столкновения релятивистских ядер используются в качестве экспериментального метода изучения структуры ядерного вещества при высоких плотностях энергии. При больших значениях массового числа и энергии налетающих ядер вследствие сильного сжатия и разогрева ядерного вещества возможен переход ядерной материи в новое фазовое состояние называемое Кварк-Глюонная Плазма (КГП). Возможность такого перехода предсказана расчетами КХД на решетке. Экспериментальные исследования наблюдаемых 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 этой связи измерение и анализ спектров заряженных частиц, чему посвящена диссертация, является актуальной задачей. В частности, спектры протонов позволяют изучать механизм потерь энергии нуклонами сталкивающихся ядер, 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. Эти исследования позволяют не только прояснить механизм



образования ядерных кластеров, но и определять распределения нуклонов в конечном состоянии расширяющегося источника частиц.

Эксперимент NA49 был предложен для исследования адронов, рожденных в центральных Pb+Pb столкновениях на ускорителе SPS в ЦЕРН. Основными характеристиками спектрометра NA49 являются высокая точность определения траектории и импульса заряженных частиц и их идентификация в широком акцептансе с использованием время-проекционных камер TPC и детектора для измерения времени пролета TOF. Измерение ионизационных потерь в TPC позволяет идентифицировать заряженные частицы при больших импульсах – вплоть до 100 ГэВ/с. Однако в диапазоне импульсов 3-14 ГэВ/с, где потери энергии близки к минимуму ионизации, для успешной идентификации необходимо использовать информацию о времени пролета с TOF детектора. Этот импульсный интервал, близкий к значению быстроты в районе центра масс ($Y_{CM}=2.9$), наиболее интересен с точки зрения анализа спектров адронов. Поэтому создание детектора и разработка методики коррекции времяпролетной информации и идентификации частиц по времени пролета являлось чрезвычайно актуальной задачей в данном эксперименте.

Целью работы являлось создание 900-канального времяпролетного детектора с высоким временным разрешением для идентификации заряженных частиц в спектрометре NA49, разработка методики калибровки времяпролетной информации и идентификации частиц. Одной из основных задач являлся анализ спектров заряженных адронов π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} и дейтронов, рожденных в центральных Pb+Pb столкновениях при энергии налетающего ядра 158 ГэВ/нуклон.

Научная новизна работы.

- Реализована методика создания 900-канальной времяпролетной системы со средним временным разрешением $\sigma = 75$ пс.
- Разработан и реализован алгоритм калибровки времяпролетной информации многоканальной системы сцинтилляционных счетчиков для реакций типов $p+p$, $p+Pb$, $Pb+Pb$ и энергий налетающего ядра 40,80 и 158 ГэВ/нуклон.

- Разработана методика идентификации заряженных частиц с использованием данных по измерению ионизационных потерь dE/dx и эффективной массы m^2 , полученной по измерению времени пролета частицы в широкой кинематической области ($3 < P < 14$ ГэВ/с и $0 < p_t < 2$ ГэВ/с).
- Измерены спектры по поперечной массе заряженных адронов π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} и дейтронов, рожденных в центральных Pb+Pb взаимодействиях при энергии 158 ГэВ/нуклон. Определены параметры наклонов спектров T и плотности частиц dn/du в близкой к центральной области быстрой ($Y_{CM} = 2.9$).
- Получена зависимость параметра коалесценции B_2 от поперечной массы дейтрона в центральных Pb+Pb взаимодействиях при энергии 158 ГэВ/нуклон. Определено значение B_2 для значения поперечного импульса $p_t=0$.

Научно-практическая значимость работы. Созданный 900-канальный времяпролетный детектор успешно функционирует в составе адронного спектрометра эксперимента NA49 в ЦЕРН на пучках адронов и ядер ускорителя SPS. Набранная за это время статистика составляет около 20 млн. событий. Опыт, накопленный при разработке и создании детектора, может быть использован при создании времяпролетных систем в экспериментах на ускорителях в пучках частиц и ядер высоких энергий.

Реализованные в виде специализированной программы-клиента алгоритмы коррекции времяпролетной информации хорошо зарекомендовали себя при реконструкции $7 \cdot 10^6$ событий типа Pb+Pb, $p+p$ и $p+Pb$ и могут быть использованы как основа при создании процедур калибровки в экспериментах, использующих сцинтилляционные детекторы, для достижения высокого временного разрешения.

Методика идентификации, моделирования установки и процедура получения спектров частиц может найти широкое применение при обработке экспериментальных данных в экспериментах на ускорителях в широком диапазоне энергий.

Результаты, полученные при анализе данных – значения накло-

нов спектров и плотностей заряженных адронов и дейтронов в Pb+Pb столкновениях очень важны для проверки теоретических моделей, исследующих динамику ядерных реакций при высоких энергиях, а именно, механизм потерь и преобразования энергии нуклонов сталкивающихся ядер ("стоппинг"), физику многочастичных состояний сильновзаимодействующих частиц, определение характера эволюции системы, образованной в ультррелятивистских ядерных столкновениях и т. д.

Апробация работы и публикации. Результаты, лежащие в основе диссертации, были доложены на совещаниях коллаборации NA49, семинарах по релятивистской ядерной физике ЛВЭ, XII и XV Международных конференциях по ультррелятивистским ядро-ядерным столкновениям: Кварковая материя '96 (Гейдельберг, ФРГ, 1996) и Кварковая материя '99 (Турин, Италия, 1999), а также на Международном симпозиуме по странности в кварковой материи (Терра, Санторини, Греция, 1997).

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1-8].

Объем и структура работы. Диссертационная работа изложена на 115 страницах, состоит из введения, пяти глав и заключения, содержит 61 рисунок, 10 таблиц и список цитируемой литературы из 105 наименований.

Автор защищает

1. Результаты работы по созданию 900-канального времяпролетного детектора рабочей площадью 2.5 м^2 с высоким временным разрешением, работающего в составе широкоапертурного адронного спектрометра в эксперименте NA49 в ЦЕРН.
2. Результаты работы по созданию методики калибровки многоканального времяпролетного детектора и идентификации зарегистрированных в нем частиц.
3. Результаты измерения и анализа распределений по поперечной массе для заряженных адронов π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} и дейтронов, рожден-

ных в центральных Pb+Pb столкновениях при энергии налетающего ядра 158 ГэВ/нуклон.

4. Результаты измерения и анализа зависимости от поперечной массы дейтрона параметра коалесценции B_2 в центральных Pb+Pb столкновениях при 158 ГэВ/нуклон:

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ.

Во введении обоснована актуальность диссертации, а также сформулирована цель работы и приведено краткое содержание диссертации по главам.

В первой главе подробно описывается спектрометр NA49 и приводятся его основные характеристики. Широкоапертурный многоцелевой

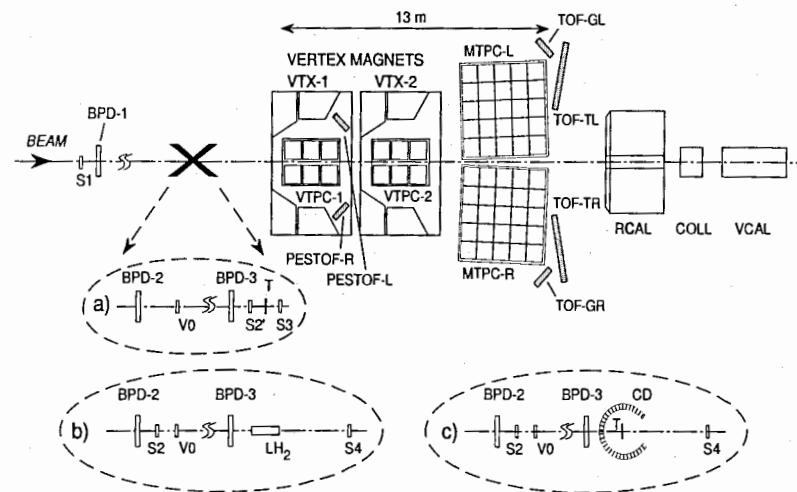


Рис. 1: Схема установки NA49. Показаны используемые наборы пучковых счетчиков в реакциях Pb+Pb(a), p+p(b), p+Pb(c).

адронный спектрометр NA49 (рис. 1) [1] предназначен для регистрации заряженных частиц в экспериментах на пучках адронов и ядер ускорителя SPS в ЦЕРН. Система триггера и мониторинга пучка

включает в себя сцинтилляционные счетчики S1, V0, S4 и газовые черенковские счетчики S2(S2') и S3. Сигнал со счетчика S1 служит стартовым сигналом для времяпролетной системы. В корпусе счетчика S3 находится свинцовая мишень толщиной 244 мг/см^2 , что составляет $\approx 1\%$ от ядерной длины взаимодействия λ_{int} . Для измерения координат частиц в пучке служат 3 Beam Position Detector (BPD). Они представляют собой пропорциональные камеры со считыванием информации с катодных стрипов и имеют координатную точность 40 мкм.

Основу трековой системы установки составляют 4 время-проекционные камеры Time Projection Chambers (TPC) с суммарным объемом 50 м^3 . 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. 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 $\Delta E/E \approx 4\%$. Использование совместной информации об импульсе и ионизационных потерях позволяет проводить идентификацию заряженных частиц в диапазоне импульсов $10 < P < 100 \text{ ГэВ/с}$.

Ring-калориметр (RCAL) предназначен для измерения распределения поперечной энергии частиц в ядро-ядерных взаимодействиях. RCAL состоит из слоев свинца, железа и пластического сцинтиллятора и имеет длину эквивалентную $7 \lambda_{int}$. *Veto*-калориметр (VCAL) расположен на расстоянии 25 м от мишени. VCAL состоит из слоев железо(свинец)/сцинтиллятор и имеет продольный размер эквивалентный $8.5 \lambda_{int}$. Находящийся перед VCAL коллиматор ограничивает угловые размеры (аксептанс) калориметра до 0.3° . Вследствие этого, только непровзаимодействующие фрагменты (спектаторы) ядра попадают в калориметр. Установкой порога для величины сигнала с фотоумножителя VCAL задается степень центральности взаимодействия. При значении порога $E_{veto} < 8 \text{ TeV}$ выделяются 4% наиболее центральных взаимодействий в реакциях Pb+Pb, что эквивалентно диапазону значений прицельного параметра столкновений $0 < b < 3.5 \text{ fm}$.

В интервале импульсов $3 < P < 14 \text{ ГэВ/с}$ идентификация частиц в эксперименте NA49 осуществляется по времени пролета. Времяпролетный детектор TOF [1] выполнен на основе сцинтилляционных счетчиков и состоит из двух детекторов, симметрично расположенных по обе стороны от оси пучка. Каждый детектор состоит из 891 счетчика. Основой счетчика является пластический сцинтиллятор прямоугольной формы типов p-terphenyl+POPOP и Vicron и фотоумножители типов ФЭУ-87 и Philips. Сцинтиллятор приклеен на фотокатод ФЭУ с помощью оптического клея Vicron BC-600. К каждому ФЭУ присоединен делитель напряжения. Проведенные на пучке синхрофазотрона ОИЯИ испытания счетчиков показали реальную возможность создания на их базе времяпролетных детекторов с разрешением менее 80 пс [2,3]. Основным параметром времяпролетного детектора – усредненное временное разрешение составляет $\sigma \approx 75 \text{ пс}$. Это позволяет надежно идентифицировать заряженные частицы $\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}, d$ с импульсами до 14 ГэВ/с. Система высоковольтного питания TOF реализована в стандарте CAEN, а электроника регистрации, состоящая из модулей дискриминаторов и преобразователей TDC и QDC, выполнена в стандартах VME и FASTBUS. Для контроля параметров электронных каналов регистрации TOF была разработана специальная система *online-control* на основе языка *Cu*. Данная система выполняет следующие операции: установка и контроль значений порогов дискриминаторов, последовательное сканирование всех каналов преобразователей, проверка работоспособности всех регистров каналов, считывание значений пьедесталов и запись результатов работы на диск. Эта информация используется при анализе данных с TOF.

Вторая глава посвящена методике калибровки TOF детектора и описанию программ, созданных для корректного восстановления времяпролетной информации. Основными этапами калибровки TOF являются: определение точного местоположения каждого счетчика в пространстве, амплитудная нормировка сигналов со счетчиков, учет в измеренном времени вклада на время распространение света в сцинтилляторе, а также на зависимость момента срабатывания от амплитуды сигнала в счетчике. При геометрической калибровке треки, восста-

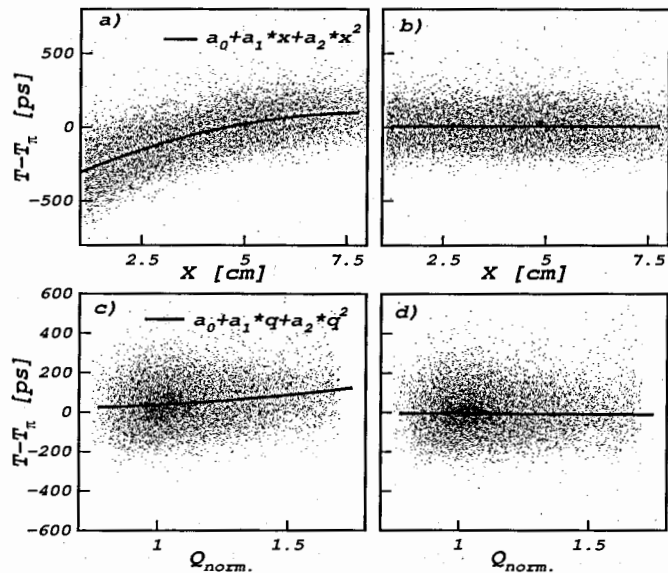


Рис. 2: Зависимость времени от координаты x и от амплитуды сигнала q до (a, c) и после (b, d) коррекций.

новленные в ТРС, экстраполируются на плоскость TOF. Затем, осуществляя сдвиги и вращения счетчиков в пространстве, добиваемся максимального количества попаданий в счетчик треков при наличии в нем сигнала. Точность определения местоположения счетчика в пространстве составляет 1 мм, что приводит к эквивалентной временной погрешности в 10 псек. Т.к. амплитудные распределения сигналов со счетчиков TOF в каналах QDC имеют заметный разброс, то переход к амплитуде $Q_{norm.}$, нормированной на значение сигнала в максимуме распределения, позволяет унифицировать критерий отбора треков для улучшения качества временной информации, используя условие $0.8 < Q_{norm.} < 1.6$. В данной главе подробно описывается последовательность процедур коррекции временной информации, тип и степень влияния каждого фактора на временное разрешение. Для времен-

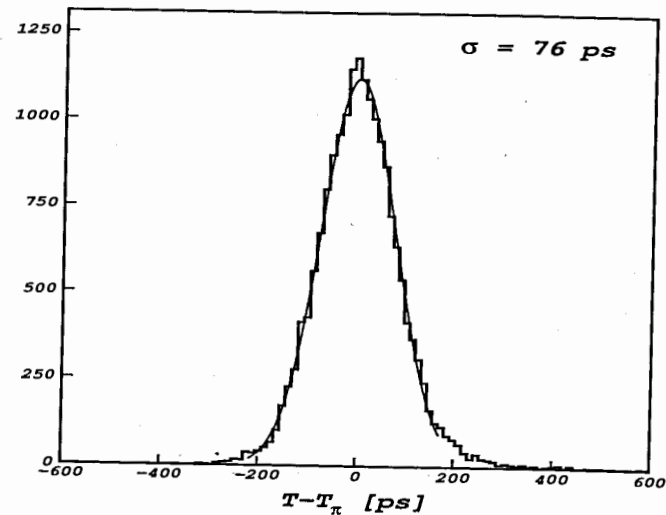


Рис. 3: Скорректированное распределение $(T - T_\pi)$ для всех счетчиков TOF. R.M.S. распределения соответствует усредненному временному разрешению TOF детектора.

ной калибровки используются треки пионов, которые надежно идентифицируются по распределению ионизационных потерь в ТРС. Разность $(T - T_\pi)$ измеренного в TOF времени T и вычисленного времени пролета для пионов T_π используется для определения коррекций. Время пролета T_π вычисляется по значению измеренного в ТРС импульса и длины трека. Коррекции проводятся на основе определения характера и описания зависимости величины $(T - T_\pi)$ от координаты точки попадания трека в сцинтиллятор, от амплитуды сигнала в данном счетчике, а также от амплитуды стартового счетчика. В качестве иллюстрации на рис. 2 представлены зависимость $(T - T_\pi)$ от координаты точки попадания трека и от амплитуды сигнала в счетчике до и после применяемых коррекций. Далее в главе приводится процедура компенсации временной нестабильности TOF детектора, обсуждаются особенности калибровки при работе детектора на пучках протонов. В результате, усредненное временное разрешение всей многоканальной TOF системы

в эксперименте на пучке Pb составляет $\sigma = 76$ пс (рис. 3) и всего лишь на 18% больше в реакции p+p. Методические разработки по процедуре коррекции времяпролетной информации были реализованы в программе-клиенте ("ToflClient"). Данная программа включена в библиотеку программ NA49 и к настоящему времени использовалась при реконструкции более 7 млн. событий в реакциях $Pb+Pb$, $p+Pb$ и $p+p$.

Третья глава посвящена процедуре отбора треков по критериям в TPC и TOF детекторах и идентификации частиц для последующего физического анализа.

Были выработаны следующие основные критерии отбора треков:

- Трек должен быть реконструирован в камере за магнитом MTPC и, по крайней мере, в одной из камер в магните VTPC, причем, последняя восстановленная точка на треке должна быть вблизи граничной стенки TPC.
- При попадании двух и более частиц в один счетчик TOF треки исключаются из дальнейшего анализа, ввиду невозможности их идентификации по времени пролета.
- Точка попадания трека в сцинтиллятор не должна быть ближе 1 мм от края сцинтиллятора.
- Исключаются из анализа треки для которых значение нормированной амплитуды сигнала в счетчике $Q_{norm.}$ не удовлетворяет условию $0.8 < Q_{norm.} < 1.6$. Данное условие для идентификации дейтронов выбрано даже более "жестким": $0.8 < Q_{norm.} < 1.2$.

Отбранные таким образом треки, попавшие в TOF, проходят затем процедуру идентификации. Сорт частицы определяется методом отбора в одновременно заданных границах по m^2 и dE/dx (рис. 4).

В результате такого отбора исключается некоторая доля частиц анализируемого сорта, при этом сохраняется примесь частиц другого сорта. Оценка и соответствующие коррекции на потери/примесь частиц проводятся на основе экспериментальных распределений dE/dx от m^2 , используя при вычислениях функциональное описание этих распределений. В данной главе приводится детальное описание проце-

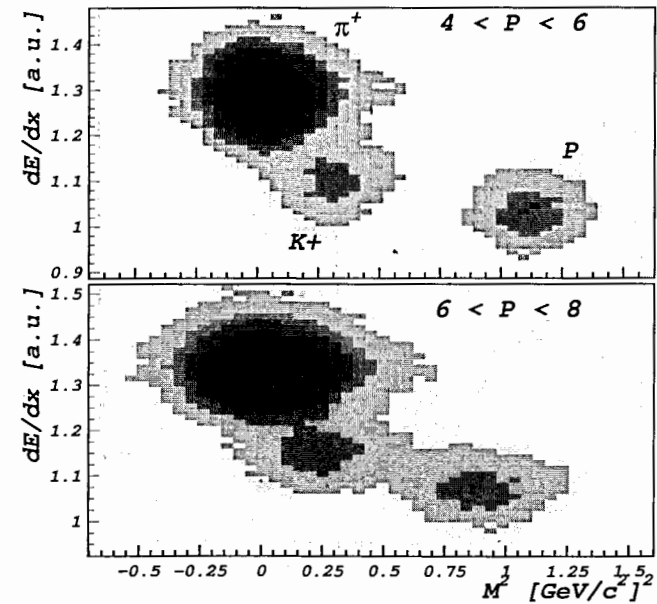


Рис. 4: Распределения dE/dx от m^2 для частиц, в TOF детекторе.

дуры определения параметров двумерных распределений ионизационных потерь dE/dx от m^2 для всех типов частиц. Отмечены особенности процедуры при идентификации дейтронов (рис. 5). Эффективность процедуры идентификации с использованием критериев отбора треков составляет в среднем $\approx 70\%$. В завершении главы описывается процедура построения двумерных распределений по быстройте y и поперечному импульсу p_t (поперечной массе m_t) для всех идентифицированных частиц — π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} и d на основе которых проводится анализ спектров частиц, обсуждаемых в диссертации (рис. 6).

В четвертой главе подробно рассматриваются вопросы моделирования установки и определения эффективности регистрации частиц

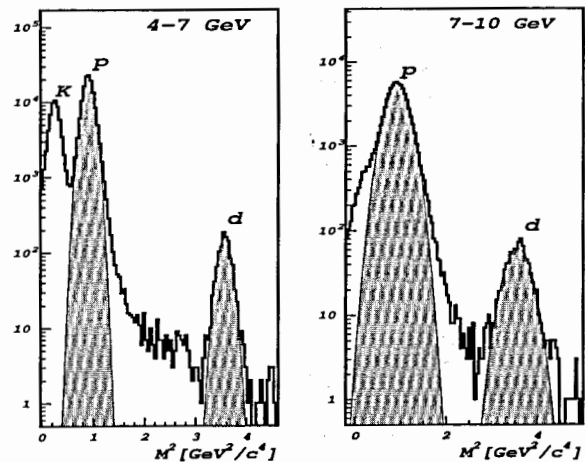


Рис. 5: Распределение квадрата инвариантной массы для частиц с импульсом $P < 10$ ГэВ/с.

во времяпролетном детекторе TOF с использованием пакета GEANT. Приведена процедура описания геометрии установки и розыгрыша начальных параметров частиц, моделирования прохождения частиц через установку и отклика детектора. Отмечена специфика использования генераторов событий VENUS и RQMD при исследовании эффективности реконструкции треков и учета частиц от распадов гиперонов. Результаты работы процедуры моделирования представлены в виде двумерных распределений (p_t от y) геометрической эффективности регистрации частиц во времяпролетном детекторе TOF. Она составляет $\approx 90\%$ для $p_t < 0.3$ ГэВ/с и $\approx 10\%$ при больших значениях поперечного импульса. Определены коэффициенты коррекций на распады пионов и каонов и на потери вследствие ядерного взаимодействия. Эффективность трековосстановления в акцептансе TOF близка к 100%.

С помощью моделирования была решена очень важная задача по оценке вклада от распадов гиперонов (антигиперонов) в измеренном распределении для протонов (антипротонов). Часть протонов, являю-

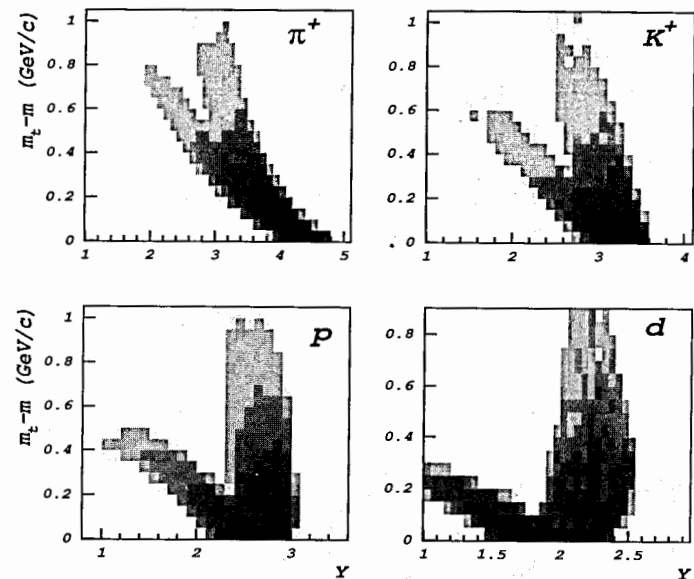


Рис. 6: Распределения по быстроте и поперечной массе идентифицированных в TOF частиц

щихся продуктами распадов Лямбда- и Сигма-гиперонов:

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma \rightarrow p + \pi^-, \Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-, \Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$$

реконструируются как вылетающие из главной вершины взаимодействия. Для учета в измеренном экспериментальном распределении вклада от продуктов распадов гиперонов использовались полностью реконструированные события генератора ядро-ядерных столкновений VENUS. В качестве начального распределения гиперонов и антигиперонов использовались экспериментальные данные NA49 по измерению выходов Λ - и $\bar{\Lambda}$ -частиц. Вклад вторичных частиц от распадов гиперонов составляет 20% для протонов и примерно 35% для антипротонов. Для решения этих задач был разработан специальный пакет программ, написанных на языках Си, Фортран и Си-шелл.

В пятой главе представлены физические результаты обработки и анализа экспериментальных данных – построение и определение параметров спектров адронов, обсуждаются основные закономерности их поведения. Важная информация о динамике взаимодействия релятивистских ядер может быть получена на основе измерения распределений адронов по скорости и поперечному импульсу (либо по поперечной массе). На рис. 7 представлены распределения по поперечной массе

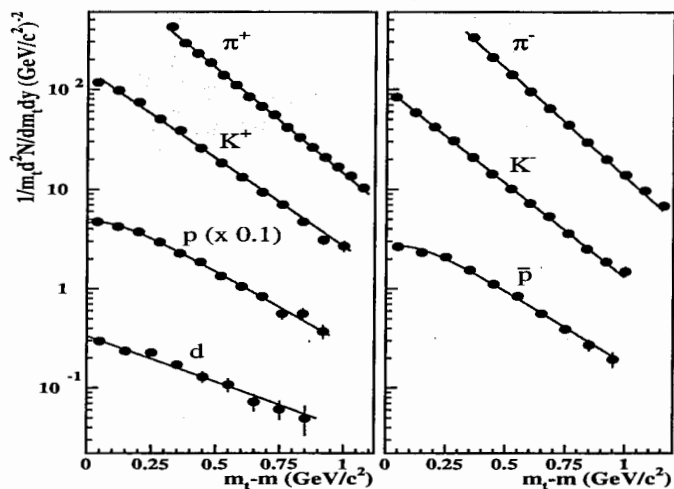


Рис. 7: Распределения по поперечной массе частиц в центральных $Pb + Pb$ столкновениях при энергии 158 А.ГэВ/нуклон.

$m_t - m = \sqrt{p_t^2 + m^2} - m$ для всех идентифицированных во времяпролетном детекторе TOF частиц. Для фитирования данных распределений используется экспоненциальная функция типа термального распределения Больцмана:

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

Таблица 1: Значения параметров наклона спектров T и плотности частиц на единицу скорости dn/dy в центральных столкновениях $Pb+Pb$ при $(E=158 \text{ А.ГэВ})$

Частица	$[Y_1 \div Y_2]$	T [МэВ]	dn/dy
π^+	[2.7÷3.2]	206 ± 1	130 ± 2
π^-	[2.7÷3.2]	193 ± 1	139 ± 2
K^+	[2.7÷3.2]	233 ± 3	28 ± 1
K^-	[2.7÷3.2]	229 ± 2	16.4 ± 3
P	[2.4÷2.9]	310 ± 7	30 ± 1
\bar{P}	[2.4÷2.9]	293 ± 13	1.63 ± 0.1
d	[2.0÷2.5]	450 ± 30	0.34 ± 0.03

Параметр наклона m_t -спектра T используется в большинстве моделей для описания взаимодействия релятивистских ядер. Так как в распределениях для протонов и антипротонов при малых значениях m_t наблюдается заметное отклонение от экспоненциального, то для корректного описания p и \bar{p} спектров было выбрано фитирование разностью 2-х экспонент:

$$\frac{1}{m_t} \frac{d^2N}{dm_t dy} = C \{ (1 + \xi) e^{-(m_t - m)/T_1} - \xi e^{-(m_t - m)/T_2} \} \quad (2)$$

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 . Численные значения параметров наклона спектров T и плотности частиц на единицу скорости dn/dy приведены в таблице 1 [4,5,6]. Величина dn/dy получена интегрированием фитирующей функции во всем интервале значений m_t . Суммарная систематическая ошибка в определении параметров наклонов и плотности частиц составляет 6%. Значения параметров наклонов m_t -спектров $\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$, измеренных TOF, вместе с параметрами наклонов спектров Φ -мезонов и Λ -гиперонов, восстановленных с использованием dE/dx информации в TPC, представлены на рис. 8. Очевидный рост параметра наклона T с увеличением массы частицы интерпретируется в рамках гидродинамических моделей как указание

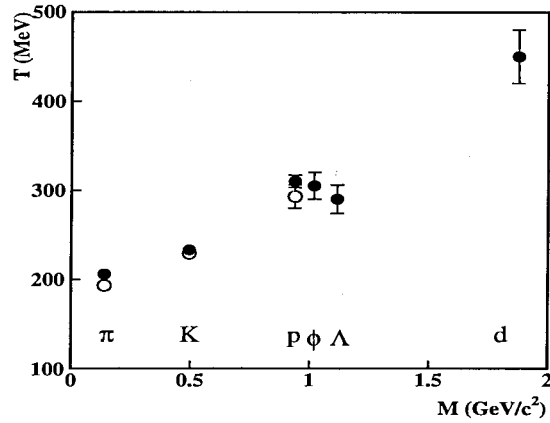


Рис. 8: Зависимость параметра наклона T от массы покоя. • – частицы, ○ – античастицы.

на присутствие сильного коллективного расширения в области взаимодействия ядер (файербола) и наличие поперечных потоков, возникающих в результате сильного сжатия ядерной материи в начальный момент столкновения, приводящих также к большим плотностям энергии. В рамках такого подхода считается, что экспериментальное значение параметра наклона T спектра по поперечной массе несет в себе информацию как о термальном так и о коллективном движении в области взаимодействия и выражается эмпирически как:

$$T = T_{fo} + m \cdot \beta_t^2,$$

где T_{fo} – температура, характеризующая среднюю поперечную кинетическую энергию теплового (хаотичного) движения, а β_t – скорость коллективного поперечного движения (*flow*). Несмотря на простоту аналитического выражения, 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 данных по двухчастичным корреляционным функциям

π^- -мезонов, также измеренным в эксперименте NA49, были получены значения $T_{fo} \approx 120$ МэВ и $\beta_t \approx 0.55$.

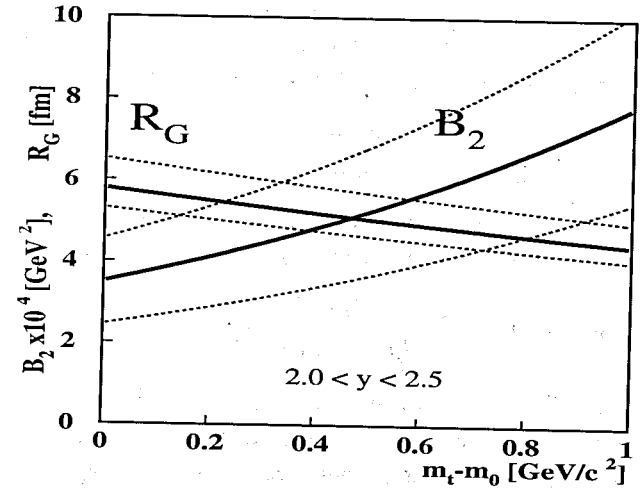


Рис. 9: Фактор коалесценции B_2 и параметр R_G как функция поперечной массы дейтрона. Точками показаны области ошибок для обеих величин.

Используя вышеуказанные экспериментальные данные по спектрам частиц [7], был проведен совместный анализ выходов протонов и дейтронов в рамках модели коалесценции. В данной модели образования ядерных кластеров инвариантный выход дейтрона определяется произведением инвариантных выходов протонов и нейтронов:

$$E_d \frac{d^3 N}{dP^3} = B_2 (E_p \frac{d^3 N_p}{dP^3}) (E_n \frac{d^3 N_n}{dP^3}), \quad (3)$$

$$P_p = P_n = P_d/2$$

Параметр коалесценции B_2 , характеризующий вероятность образования дейтронов, зависит от плотности нуклонов в файерболе и, следовательно, от его размеров, а также от внутренней динамики развития файербола. В частности, современные модели включают в рассмотрение наличие коллективного движения (*flow*) при столкновении ядер,

которое приводит не только к расширению зоны столкновения, но и к заметным корреляциям между координатой и импульсом частиц в момент *freeze-out*. Данные эффекты коллективного движения и корреляций в конечном состоянии источника частиц оказывают значительное влияние на процесс образования дейтронов. Предполагая азимутальную изотропию и экспоненциальную зависимость m_t -распределения, инвариантный выход частиц может быть записан как:

$$E \frac{d^3 N}{dP^3} = \frac{1}{2\pi T(m+T)} e^{-(m_t-m)/T} \quad (4)$$

Тогда зависимость параметра коалесценции от поперечной массы выражается аналитически через параметры p - и d -распределений:

$$B_2(m_t) = 2\pi \frac{dN_d/dy}{(dN_p/dy)^2} \frac{(m_p T_p + T_p^2)^2}{m_d T_d + T_d^2} e^{-(m_t-m)/D} \quad (5)$$

где $D = T_p T_d / (T_p - T_d) = -1.24$ ГэВ, а m_t – поперечная масса дейтрона. Подставляя в полученное выражение экспериментальные значения параметров T и dn/dy для протонов и дейтронов были получены значения B_2 при $p_t=0$: $B_2(m_t = m) = (3.5 \pm 1.0) \cdot 10^{-4}$, а также зависимость B_2 от m_t , представленная на рис. 9. В упрощенной модели коалесценции, в предположении источника с Гауссовым распределением плотности нуклонов, соотношение между поперечным радиусом источника R_G и параметром коалесценции B_2 определяется соотношением:

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

из которого получено распределение $R_G(m_t)$, показанное на том же рисунке. Очевидная зависимость R_G и B_2 от поперечной массы является следствием поперечного *flow*. Хотя указанное предположение является лишь грубой аппроксимацией, в особенности для источника расширяющегося как в поперечном, так и в продольном направлении, оно позволяет сравнить величину этого "эффективного" размерного параметра $R_G = (5.8 \pm 0.7)$ fm при $m_t - m=0$ со значением, полученным в эксперименте NA49 на основании анализа двухпионных корреляций – $R_G(HBT) = (6.5 \pm 0.5)$ fm при $\beta_t=0$. Сравнение результатов свидетельствует об их удовлетворительном согласии. На рис. 10 показаны

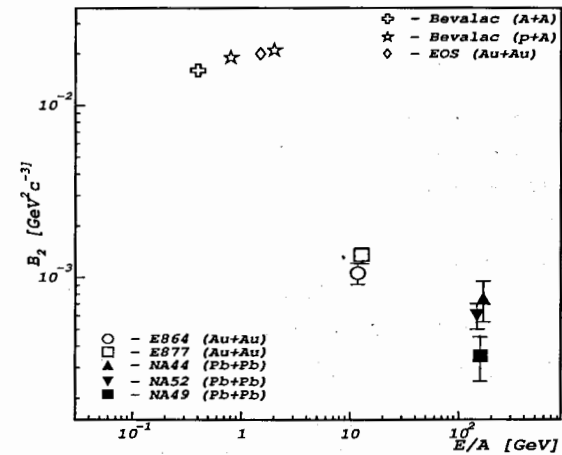


Рис. 10: Параметр коалесценции B_2 в центральных А+А столкновениях.

экспериментальные данные по измерению параметра коалесценции B_2 в зависимости от энергии налетающего ядра. Видно, что значение B_2 при энергии ускорителя SPS (100-200 А·ГэВ) в 2-3 раза меньше, чем при энергиях AGS (10-15 А·ГэВ), которое в свою очередь более чем на порядок меньше величины B_2 в измерениях на Bevalac (1-2 А·ГэВ). Такое поведение значения B_2 объясняется увеличением объема источника частиц при взаимодействии тяжелых ионов при высоких энергиях вследствие более сильного гидродинамического расширения зоны столкновения к моменту *freeze-out*.

В заключении сформулированы основные выводы диссертации:

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 $\sigma \approx 75$ 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 TPC ионизационных потерь и восстановленной по времени пролета в TOF детекторе эффективной массы. Это позволило надежно идентифицировать заряженные частицы π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} и ядра d в широком интервале импульсов $3 < P < 14$ ГэВ/с.
4. Получены распределения по поперечной массе m_t для заряженных частиц π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} , d , рожденных в центральных $Pb+Pb$ столкновениях при энергии налетающих ядра 158 ГэВ/нуклон в близкой к центральной области быстрот ($Y_{CM}=2.9$) в интервале поперечных масс $0 < m_t - m_0 < 1$ 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 $B_2 = (3.5 \pm 1.0) \cdot 10^{-4}$ ГэВ² 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-импульсной корреляции излучаемых частиц.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. S.V.Afanasiev, ..., V.I.Kolesnikov *et al.* "The NA49 large acceptance hadron detector". NIM A430 (1999) 210.
2. С.В.Афанасьев, ..., В.И.Колесников, и др. "Сцинтилляционные детекторы для прецизионных временных измерений". Краткие сообщения ОИЯИ, N1(81)-97, 1997, с.45.
3. С.В.Афанасьев, ..., В.И.Колесников, и др. "Многоканальный времяпролетный детектор в составе адронного спектрометра эксперимента NA49 в ЦЕРН". Краткие сообщения ОИЯИ, N5(85)-97, 1997, с.69.
4. S.V.Afanasiev, ..., V.I.Kolesnikov *et al.* "Hadron Yields and Hadron Spectra from the NA49 Experiment". Nucl.Phys. A610 (1996) 188c.
5. T.Alber, ..., V.I.Kolesnikov *et al.* "Kaon-, Λ - and $\bar{\Lambda}$ -production in Pb+Pb collisions at 158 GeV per nucleon". J. Phys.G: Nucl. Part. Phys. 23 (1997) 1887c.
6. J.Bachler, ..., V.I.Kolesnikov *et al.* "Hadron production in nuclear collisions from the NA49 experiment at 158 A·GeV/c". Nucl.Phys. A661 (1999) 45c.
7. S.V.Afanasiev, ..., V.I.Kolesnikov *et al.* "Deuteron production in central Pb+Pb collisions at 158 A·GeV". Phys. Rev. Lett. B486 (2000) 22.
8. J.Bachler, ..., V.I.Kolesnikov *et al.* "Correlations and fluctuations in Pb+Pb collisions". Nucl.Phys.Proc. Suppl.92:7-15,2001.