ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи
УДК 539.17

КОЛЕСНИКОВ
Вадим Иванович

ИЗУЧЕНИЕ РОЖДЕНИЯ $\pi^{+/-}$, $K^{+/-}$, ПРОТОНОВ, АНТИПРОТОНОВ, ЛЕГКИХ ЯДЕР (d, t, ^{3}He), И АНТИДЕЙТРОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ Pb+Pb ПРИ ЭНЕРГИЯХ ОТ 20 ДО 158 ГэВ НА НУКЛОН.

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ……4

ГЛАВА 1. Ускорительный комплекс и детектор

1.1 Ускоритель SPS в ЦЕРН……..27

1.2 Эксперимент NA49 на SPS……..28

1.3 Времяпролетный детектор TOF……..33

1.4 Выводы по первой главе……45

ГЛАВА 2. Анализ экспериментальных данных

2.1 Реконструкция событий в эксперименте NA49……46

2.2 Калибровка детектора и коррекция времяпролетной информации……49

2.3 Отбор событий и треков по критериям качества……..63

2.4 Идентификация частиц в эксперименте NA49……..65

2.5 Коррекции и систематические ошибки в определении выходов частиц……74

2.6 Выводы по второй главе……..85

ГЛАВА 3. Основные результаты по рождению заряженных пионов, каонов, протонов, и антипротонов в столкновениях Pb+Pb при энергии от 20A до 158A ГэВ

3.1 Вводная часть……86

3.2 Инвариантны спектры заряженных пионов, каонов, протонов и антипротонов в центральных Pb+Pb столкновениях……..91

3.3 Энергетическая зависимость отношения K/π.....96

3.4 Изучение рождения пионов и каонов в Pb+Pb реакциях в зависимости от прицельного параметра столкновения……103

3.5 Анализ быстротных распределений для (анти)протонов, стоппинг…..110

3.6 Энергетическая зависимость отношения анти-p/p и анти-Λ/анти-p…...114

3.7 Зависимость выходов (анти)протонов от центральности реакции…….117

3.8 Анализ распределений по поперечной массе для адронов: потоки, фазовый переход и критическая точка……....120

3.9 Выводы по третьей главе……126

ГЛАВА 4. Результаты по рождению *d, t, ^3He*, и антидейтронов в столкновениях Pb+Pb при энергии от 20 до 158 ГэВ на нуклон

4.1 Инвариантные p_t-спектры для d, t, ^{3}He……..128

4.2 Отношение t/^{3}He в Pb+Pb столкновениях……130

4.3 Анализ полных выходов для d и ^{3}He……..…132

4.4 Анализ формы быстротных распределений для d и ^{3}He……..139

4.5 Анализ выходов легких ядер в зависимости от массового числа……..144

4.6 Исследование выхода дейтронов от центральности столкновения……148

4.7 Изучение формы m_t-распределений для легких ядер……..151

4.8 Изучение выходов ядер в рамках модели коалесценции……159

4.9 Изучения рождение анти-дейтронов в 0-23% центральных Pb+Pb столкновениях……..165

4.10 Выводы к четвертой главе……173

ЗАКЛЮЧЕНИЕ……175

Список работ, опубликованных автором по теме диссертации……...179

БЛАГОДАРНОСТИ……..181

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ……184

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ……..191

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные изучение столкновений ядер, ускоренных до релятивистских энергий, началось в 70-х годах прошлого века в ОИЯИ (Дубна) и Беркли (США). С увеличением энергии столкновения от 1 ГэВ до нескольких десятков ГэВ на нуклон и возрастанием атомного веса сталкивающихся объектов разрасталась также и география экспериментальных программ: ЦЕРН (Швейцария), Брукхейвен (США), ГСИ (Германия) стали новыми центрами изучения столкновений тяжелых ионов. За 40 лет истории этой области физики энергии столкновения возросли почти на 4(!) порядка, однако с увеличением объема экспериментальных данных росло и понимание того, что столкновения ядер не могут быть описаны как комбинация нуклон-нуклонных взаимодействий, что привело к концепции о новой фазе сильновзаимодействующей материи – кварк-глюонной плазме (КГП).

Во введении дано описание актуальности и современного состояния исследований в области релятивистской ядерной физики, сформулированы основные цели и задачи исследования, представлена научная новизна и значимость основных результатов, выносимых на защиту.

Актуальность темы исследования и степень ее разработанности

Основной целью исследований в физике высоких энергий является изучение характера взаимодействия между структурными элементами Материи - элементарными частицами. Обнаружение масштабной инвариантности [1] в глубоко-неупругом рассеянии электронов на нуклонах [2] совершило революцию в нашем представлении о внутренней структуре нуклона. Характер зависимости сечения eN рассеяния от величины переданного импульса был интерпретирован как результат взаимодействия электронов со свободными точечно-подобными частицами – партонами [3], которые были вскоре ассоциированы с кварками – гипотетическими объектами, являющимися фундаментальным представлением группы симметрии SU(3). Более глубокое представление о внутренней структуре нуклонов было сформировано на основе огромного количества адронных состояний, открытых начиная с 50-х годов прошлого века в столкновениях частиц в экспериментах на ускорителях. Категоризация адронов в рамках статической кварковой модели [4] основано на представлении о фундаментальных конституантах Материи: точечно-подобных фермионах с дробными электрическими зарядами обладающих квантовым числом сильного взаимодействия - цветным зарядом. В качестве медиатора сильного взаимодействия выступает октет глюонов – калибровочных векторных

бозонов с цветным зарядом. Динамика кварков и глюонов описывается в рамках квантовой хромодинамики (КХД) – релятивистской квантовой теории сильных взаимодействий. Предложенная кварковая модель позволяет достаточно хорошо объяснить многие характерные свойства наблюдаемого спектра адронов: массы, квантовые числа и моды распада [5,6]. Ненаблюдаемость свободных кварков и глюонов, т.е. принципиальная невозможность экспериментального обнаружения партона с цветным зарядом в свободном состоянии, является результатом присущего КХД механизма удержания цвета - *color confinement* [7,8]. В основе конфайнмента лежит факт глюонного самодействия (обладающие цветным зарядом глюоны могут взаимодействовать друг с другом, как и с кварками), приводящее к тому, что при увеличении расстояния между двумя цветными объектами глюонное поле формируется в виде трубки цветного заряда (струны) длиной около 1 фм с эффективным потенциалом между двумя (анти)кварками содержим член пропорциональный расстоянию:

$$V(r) \sim \frac{-\alpha_S}{r} + kr \qquad \text{(B.1)}$$

где α_S эффективная константа связи сильного взаимодействия, а k – натяжение струны. С ростом расстояния возрастает и потенциальная энергия струны, что приводит при некотором предельном значении ~~н~~натяжения" к рождению пары кварк-антикварк из вакуума и образованию уже двух струн, так что вновь образованные объекты остаются бесцветными (синглетами по цвету). Не Абелева природа глюонных полей приводит не только к виду потенциала (B.1), но и к зависимости эффективной константы связи от величины переданного импульса (шкалы энергии) Q согласно выражению:

$$\alpha_S(Q^2) \approx \frac{12\pi}{\left(33 - 2N_f \ln\left(Q^2 / \ {}^2_{QCD}\right)\right)} \qquad \text{(B. 2)}$$

где N_f – число активных ароматов кварков, а КХД параметр $\Lambda_{QCD} \sim 200$ MeV получен из данных по глубоко-неупругому рассеянию.

На Рисунке B.1 представлены экспериментальные данные по измерению величины α_S при различных значениях переданного импульса Q. Как видно из данных, уменьшение сильной связи с ростом энергии подтверждено экспериментально в большом диапазоне переданных импульсов. Присущая КХД т.н. асимптотическая свобода (~~а~~symptotic freedom") [9,10] позволяет использовать в расчетах теорию возмущений КХД - пертурбативную КХД (pQCD), согласно которой основной вклад в меж-кварковые взаимодействия при больших Q (малых расстояниях) вносят одно-глюонные обмены [11] (см. кривые на рис. B.1).

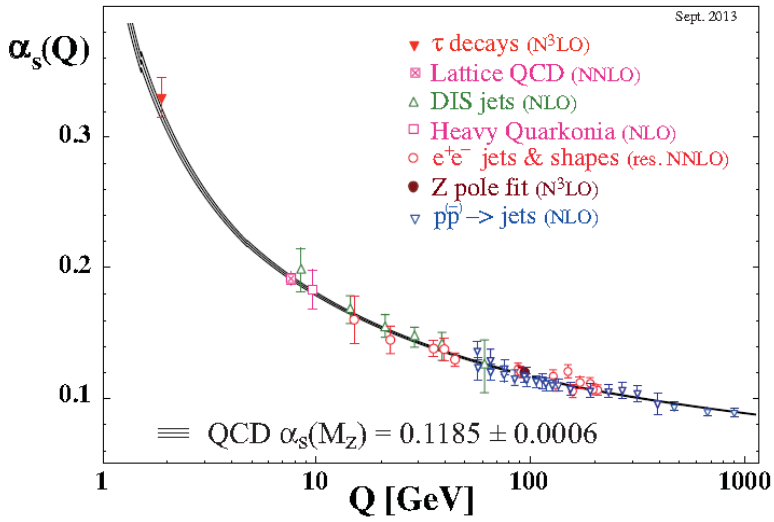

Рис. В.1. Константа связи сильного взаимодействия α_S как функция переданного импульса Q. Кривыми показаны предсказания на основе КХД [11].

Благодаря асимптотической свободе при высоких плотностях и температурах ядерная материя может переходить в состояние квази-свободных кварков и глюнов: кварк-глюонную плазму (КГП) [12-14]. Изучение многочастичных конфигураций сильновзаимодействующих частиц (КХД материи) позволяет значительно расширить диапазон методов исследования фундаментальных свойств сильных взаимодействий, по сравнению с изучением 2-х частичного рассеяния. Хотя теоретические методы для предсказания характеристик таких систем (КХД термодинамика) недостаточны пока развиты, на основе эффективных моделей показано, что при возрастании плотности адронов среднее расстояние между партонами становится настолько малым, что отдельные кварки более не принадлежат какой-то отдельной частице, а становятся свободными в пределах объема, занимаемого адронами (см. Рисунок В.2 для схематичного представления). При данных условиях меж-кварковые взаимодействия становятся достаточно слабыми, так что в расчетах применима пертурбативная КХД.

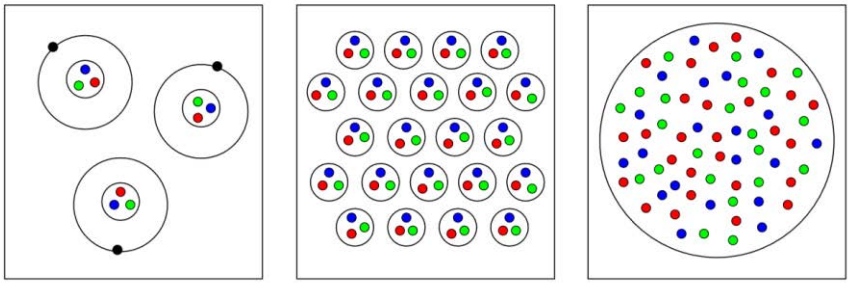

Рис. В.2. Схематичное изображение эволюции материи с увеличением плотности от отдельных атомов (a) до ядерной (b) и кварковой (c) материи.

Согласно решеточным расчетам КХД [15] критическая плотность энергии перехода в состояние КГП составляет порядка 0.6-1.0 ГэВ/фм^3, а эквивалентное этому значение температуры, именуемое критической температурой T_c, равняется примерно 155-170 МэВ (~10^{12} К). Результаты расчетов указывают на резкое изменение характеристик системы при приближении к Tc (см. рис. В.3) вследствие изменения эффективного количества степеней свободы [16]. Деконфайнмент является следствием как больших переданных импульсов при высоких температурах, так и эффекта экранирования линейной части КХД потенциала (В.1) при больших плотностях цветных зарядов. Как видно из Рисунка В.3, на котором представлено отношение плотности энергии к T^4 при разных комбинациях легких и странного кварков, остаточное сильное взаимодействие (неполное экранирование) приводит к отклонению результатов от уровней значения для идеального газа Стефана-Больцмана, обозначенных стрелками соответствующих цветов.

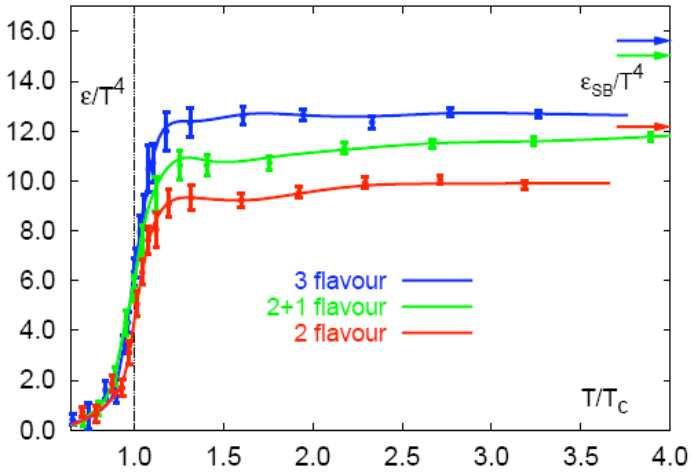

Рис. В.3. Результаты решеточных расчетов КХД для плотности энергии деленной на T^4 как функция нормированной на величину T_c температуры [16]. Различные цвета обозначают расчеты для различного количества кварковых ароматов, а стрелками обозначены уровни значения для идеального газа невзаимодействующих кварков и глюонов.

Говоря о двух фазах КХД материи: адронном газе и КГП естественно возникает вопрос о фазовом переходе между ними, и в более общем смысле, о фазовой диаграмме сильновзаимодействующей материи. Схематично эта диаграмма представлена на Рисунке В.4 как зависимость температуры от net-барионной (барионы-антибарионы) плотности, характеризуемой величиной бариохимического потенциала μ_B. Согласно решеточным расчетам КХД при больших T и малых μ_B характеристики фазовой трансформации соответствуют непрерывному переходу 2-рода типа *crossover*, который преобразуется в фазовый переход 1-го рода при больших μ_B [17]. Такая структура диаграммы требует существования критической точки, которой оканчивается линия перехода 1-го рода [18], однако, точное ее положение и

даже само существование пока не подтверждено экспериментально. Кроме этого, киральная симметрия, нарушенная в низко-температурном пределе КХД, может быть частично восстановлена при деконфайнменте: расчеты решеточной КХД показывают корреляцию величины петли Полякова (являющейся параметров порядка для фазового перехода в КГП) и усредненного значения кваркового и глюонного конденсатов $<\psi^*(0)\psi(0)>$ - характерного параметра порядка для фазового перехода из киральной-симметричной фазы кварковой материи с нулевыми массами кварков в состояние с нарушенной симметрией и физическими массами кварков [19]. Для подробного изучения свойств фазовых переходов в сильновзаимодействующей материи требуется создание в лабораторных условиях ядерной материи достаточного объема при экстремальных значениях плотности и температуры.

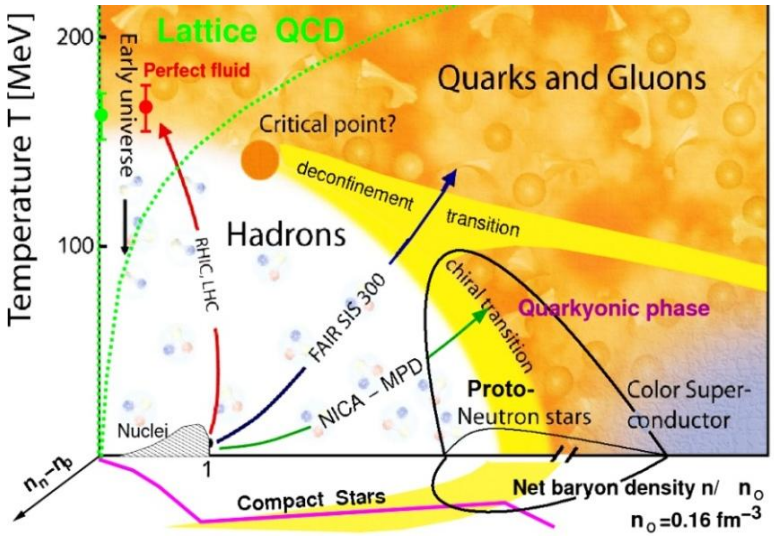

Рис. В.4. Схематичное изображение фазовой диаграммы КХД материи.

Для создания в лабораторных условиях материи при экстремальных плотностях энергии было предложено использовать столкновения релятивистских ядер [20,21]. Экспериментальное подтверждение метода было проведено на ускорителе Bevalac в Беркли [22] и Синхрофазотроне ОИЯИ в Дубне [23]. В первых экспериментах по столкновениям легких ядер (до ионов аргона), ускоренных до энергий от 0.2 до 3.5 ГэВ на нуклон, были получены распределения частиц по поперечной энергии указывающие на то, что в столкновениях ядер образована ядерная материя с плотностью, превышающей даже значение $\rho = 2\gamma\rho_0$, ожидаемое для при полном перекрытии двух ядер плотностью $\rho_0 = 0.15$ ГэВ/фм^3 и Лоренц-фактором γ [24]. Более того, в центральной зоне, образованной в результате столкновения тяжелых ядер с энергией в системе центра масс около 7 ГэВ на нуклон плотность энергии достигает величины, превышающей критическое значение для перехода в состояние КГП. Поэтому на настоящий момент столкновения

релятивистских ядер является единственным способом получать и изучать в лабораторных условиях ядерную материю частично (или полностью) находящуюся в фазе КГП.

Реакция столкновения (см. схематичное представление геометрии столкновения 2-х ускоренных ядер на Рисунке В.5) характеризуется величиной прицельного параметра b (расстояние между центрами ядер), определяющего центральность столкновения. В результате многократных столкновений нуклонов-участников взаимодействия (*participants*) образуется область с высокой плотностью энергии и частиц – *файербол*. Длительность самого процесса первичного столкновения между нуклонными структурными элементами (партонами) составляет порядка $2R/\gamma$, где R это радиус ядра, а γ - это гамма-фактор в системе центра масс. Для области энергий ускорителя SPS (от 6 до 17 ГэВ в системе центра масс) это промежуток времени составляет от 1.5 до примерно 4 фм/с. Кинетическая энергия сталкивающихся ядер частично диссипирует в области взаимодействия, и если плотность энергии достигает критического значения ($T>T_c$), то система в результате нагрева переходит в фазу КГП. В результате термального давления в образованной в результате столкновения горячей и плотной ядерной материи файербол расширяется и охлаждается.

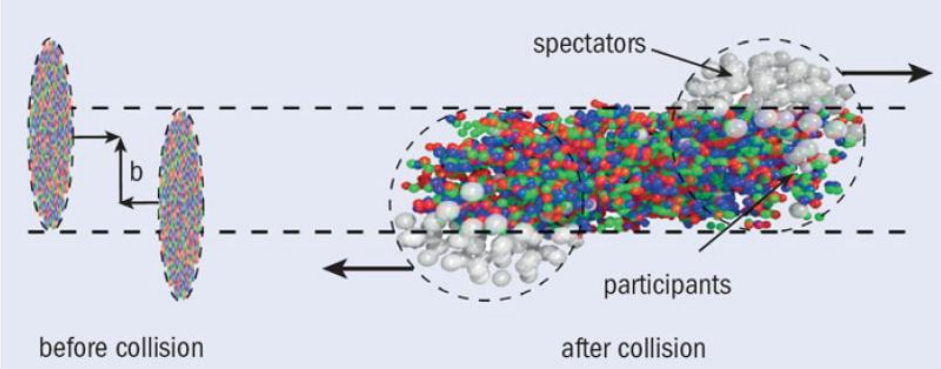

Рис. В.5. Схематическое представление столкновения 2-х ядер. Рассмотрение предполагает систему центра инерции, а форма сталкивающихся ядер отражает результат Лоренц-сокращение продольных размеров релятивистских ядер.

Но что происходит потом в системе 2-х сталкивающихся ядер, и какова динамика, определяющая эволюцию файербола? Прежде всего, следует отметить, что, хотя статические характеристики КГП предсказываются на основе решеточных КХД расчетов, подобные расчеты не применимы для описания динамической эволюции в реальном времени. Схематично эволюция системы, образованной в результате столкновения релятивистских ядер представлена на Рисунке В.6 для случая фазового перехода (деконфайнмента), показанного на правой половине картинки, и без перехода в фазу КГП на левой части.

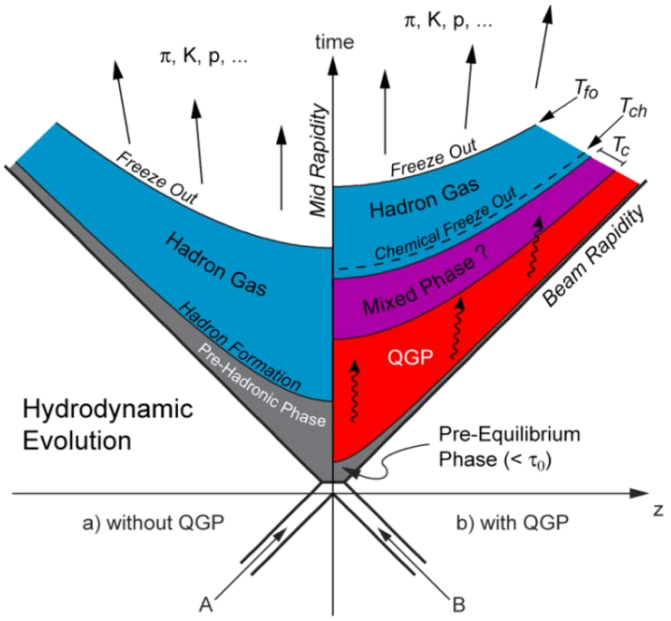

Рис. В.6. Эволюция столкновения ядер A+B для случая без образования КГП (левая относительно оси времени половина), и для сценария с фазовым переходом (правая часть).

Для сценария с деконфайнментом процесс расширения происходит до момента достижения критической температуры (сверху), который завершается процедурой обратного перехода в состояние адронной материи – адронизации. Сам процесс первичного столкновения считается сильно неравновесным, а вот последующая эволюция системы описывается с использованием релятивистского гидродинамического подхода для соответствующего уравнения состояния – либо для кварк-глюонной материи, либо для адронного газа. На основе модельных расчетов считается, что наиболее вероятной является изэнтропийная (с сохранением полной энтропии) траектория термодинамической эволюции системы. С увеличением размеров и уменьшением плотности неупругие столкновения в файерболе становятся редкими, при этом множественности частиц разного сорта остаются постоянными (за исключением, конечно резонансов), - такое состояние и такой момент установления химического равновесия называется в литературе *chemical freezeout* (CFO) [25]. В последующие после CFO моменты времени файербол может быть описан как близкий к идеальному слабовзаимодействующий адронный газ, в котором происходят упругие столкновения частиц, изменяющие их импульсные распределения. Начиная с момента, когда даже эти столкновения становятся крайне редкими, импульсные распределения всех частиц считаются фиксированными. Общепринятое название для этого этапа эволюции - кинетический фризаут (*kinetic freezeout)*. После этого все образованные частицы свободно двигаются вплоть до момента регистрации в детекторе.

Основными целями экспериментальных программ с релятивистскими тяжелыми ионами на ускорителях SPS (ЦЕРН) и RHIC (Брукхейвен) в течении последних 20 лет являлись:

- Определение набора наблюдаемых и нахождение диапазона энергий для начала фазового перехода в ядерной материи (*onset of deconfinement*), а также определение характеристик этого фазового перехода (к примеру, его порядка).
- Изучение свойств ядерной материи в форме КГП.

Согласно современным представлениям о динамике файербола на основе результатов модельных расчетов с помощью генераторов ядерных столкновений, образованные в реакции частицы испытывают большое количество вторичных перерассеяний в плотной среде, теряя при этом значительную долю информации о характеристиках материи в момент их рождения. Поэтому выбор оптимальных сигналов (пробников) для наблюдения возможных фазовых переходов в ядерной материи является весьма нетривиальной задачей. Необходимо помнить о том, что длительность интервала времени, в течении которого материя находилась в фазе КГП не превышает нескольких фм/с, поэтому сигналы о фазовом переходе могут быть потеряны в процессе последующий динамической эволюции длительностью несколько десятков фм/с. Оптимальным пробником считается сигнал, который характеризуется некоторой аномалией в энергетической зависимости. К примеру, из общих принципов термодинамики известно, что скрытая теплота для случая фазового перехода 1-го рода может быть обнаружена при изучении калориметрической кривой, т.е. зависимости плотности энтропии от температуры. На основании анализа существующих экспериментальных данных и теоретических расчетов следующие наблюдаемые считались на момент начала программы энергетического сканирования в ЦЕРН наиболее перспективными:

1) Повышенный выход странности в A+A реакциях по сравнению с элементарными столкновениями;
2) Увеличение выхода античастиц в центральных A+A столкновениях;
3) Повышенный уровень по-событийных динамических флуктуаций (к примеру флуктуаций среднего поперечного импульса) и отношения выходов частиц (например, флуктуации в по-событийном K/π отношении).
4) Подавление J/ψ.
5) Использование проникающих пробников: подавление струй в центральных A+A столкновениях (jet quenching) или электромагнитные пробники (прямые фотоны и дилептоны).

Кроме, собственно, сигналов о фазовых трансформациях в ядерной материи, необходима информация по термодинамическим характеристикам файербола, а также о динамике реакции, определяющей полную эволюцию источника, - а для этого необходимы детальные измерения

т.н. *bulk probes*, т.е. распределений максимального количества адронов и легких ядер по фазовому пространству (p_t-спектров и быстротных распределений).

В эксперименте NA49 было принято решение сконцентрироваться на исследовании адронных наблюдаемых (пробники 1-3 + *bulk probes*), для этого была предложена концепция детектора как адронного спектрометра большого аксептанса с высоким импульсным разрешением и мощной системой идентификации частиц.

Далее будет дано краткое обоснование выбора наблюдаемых.

Повышенный выход странных частиц. В столкновениях ядер при высоких энергиях рождается большое количество адронов состоящих из странных кварков (K, Λ, ϕ, Ξ, Ω). Если при энергиях налетающего ядра порядка нескольких ГэВ на нуклон рождение странных частиц хорошо описывается в рамках независимых нуклон-нуклонных взаимодействий и вторичных адронных перерассеяний [26], то в ранних экспериментах при энергиях SPS было обнаружено систематическое превышение выходов (анти)гиперонов в столкновениях Pb+Pb по сравнению с более элементарными p+Pb реакциями, причем степень превышения возрастала с увеличение количества странных кварков в частице [27]. В элементарных нуклон-нуклонных (а в более широком смысле, адрон-адронных) взаимодействиях выход странных частиц подавлен вследствие большей массы (анти)странного кварка по сравнению с массами легких *u* и *d* кварков. В состоянии КГП при высоких плотностях энергии начинает играть роль принцип Паули для фермионов (кварков) предписывающий им занимать все более высокие уровни энергии при большой плотности частиц. При значениях температуры в файерболе около 150-200 МэВ рождение странных кварк-антикварк пар становится энергетически выгодным с учетом значительного заполнения доступного фазового пространства для легких кварков [28]. Более того, скорость аннигиляции легких (анти)кварковых пар растет быстрее до тех пор, пока состав ароматов кварков в файерболе не достигнет химически равновесного значения. Основными каналами образования странных кварков являются: 1) аннигиляция кварк-антикварковых пар ($q\bar{q}\rightarrow s\bar{s}$), и 2) глюон-глюонные взаимодействия $gg\rightarrow s\bar{s}$ (gluon fusion). Так как время необходимое для достижения химического равновесия по каналу 1) превышает время жизни файерболе в фазе КГП почти на порядок, то основным каналом считается канал 2) [28,29]. Увеличение выхода странности (strangeness enhancement) характеризуется как полное количество странных кварков $<s\bar{s}>$ либо на количество нуклонов-участников, либо относительно количества рожденных легких кварков $<u\bar{u}+d\bar{d}>$. Для первого случая рассматривается отношение выхода гиперонов в A+A реакциях по сравнению с элементарными p+p (p+A) столкновениями, во втором чаще всего исследуют отношение заряженных каонов к пионам.

В качестве одной из наиболее оптимальных стратегий для поиска КГП в эксперименте NA49 было предложено изучать энергетическую зависимость выходов пионов и каонов: предсказывается, что при фазовом переходе меняется характер роста выходов пионов с энергией и проявляется не-монотонность в отношении K^+/π^+. На основании анализа первых экспериментальных данных при максимальной энергии ускорителей AGS (11A ГэВ) и SPS (158A ГэВ) было высказано предположение, что ожидаемая в связи с фазовым переходом аномалия в энергетической зависимости рождения пионов и каонов находится где-то между этими 2-мя энергиями [30]. Однако, как показывают результаты расчетов в рамках микроскопических транспортных генераторов событий [31], частично такая зависимость отношения выходов частиц от энергии может быть объяснено их перерассеянием в ходе эволюции плотной адронной материи. Основным мотивом для программы энергетического сканирования на SPS, предложенного коллаборацией NA49 [32], как раз и являлось желание подтвердить (или опровергнуть) данную гипотезу путем детального сравнения полученных новых экспериментальных данных с предсказаниями различных теоретических моделей.

Рождение антибарионов в A+A реакциях: сигнал о фазовом переходе деконфайнмент и поиск критической точки. В столкновениях тяжелых ионов при энергии порядка нескольких десятков ГэВ на нуклон образуется область ядерной материи с высокой барионной плотностью, поэтому в фазе КГП рождение легких антикварков подавлено. Ожидается, что поведение отношения антилямбда к антипротонам ($\sim\bar{s}/\bar{u}$) в таком случае будет подобно энергетической зависимости отношения $K^+/\pi^+ \sim \bar{s}/\bar{d}$ и превышать значение в элементарных столкновениях которое равняется порядка 0.2-0.3 при энергиях SPS [33,34]. Действительно, как показывают экспериментальные данные при энергиях около 10 ГэВ на нуклон [35,36], отношение выходов антилямбда к антипротонам сильно зависит от центральности столкновения: в периферийных Au+Au реакциях оно составляет ~0.2 (что примерно равно результатам для p+p столкновений при тех же энергиях) и возрастает более чем на порядок в центральных столкновениях. Весьма интригующие результаты инициировали NA49 на повторение этих измерений при более высоких энергиях с целью подробно изучить энергетическую зависимость отношения анти-Λ/анти-p. Более того, хотя повышенный выход антибарионов предполагается одним из потенциальных сигналов образования КГП, значительная часть рожденной антиматерии может аннигилировать в процессе дальнейшей эволюции файербола в плотной ядерной среде. Следовательно, выходы антипротонов определяются не только свойствами фазовых превращений в ядерной материи, но и распределением (и эволюцией) барионной плотности в источнике частиц. Последнее меняется в широких пределах при вариации прицельного параметра (центральности) столкновения.

Проводя сравнительный анализ рождения протонов и антипротонов в зависимости от энергии и центральности столкновения можно получить подробную информацию о механизме рождения антиматерии в столкновениях релятивистских ядер и динамике процесса, а также о пространственно-временном распределении барионной плотности в источнике. Такая задача (изучение выходов от центральности столкновения) также рассматривалась в физической программе эксперимента как одна из наиболее приоритетных.

Эффективная масса нуклона в сильновзаимодействующей материи отличается от массы покоя в вакууме: $m^*=m+U$, где $U = U_S+U_V$ – оптический потенциал, зависящий от плотности среды и представляемый суммой вкладов от скалярного ($U_S \sim$ -160 МэВ) и векторного ($U_V \sim$ +110 МэВ) потенциалов. В плотной ядерной материи комбинированный эффект скалярной и векторной части оптического потенциала имеет разное значение для барионов и анти-барионов. Если для нуклонов вследствие противоположных знаков для U_S *и* U_V они оба (практически) компенсируют друг друга, то для анти-нуклонов векторный потенциал имеет тот же знак, что и скалярный (преобразование G-четности, переводящее частицу в античастицу, меняет знак векторного потенциала), поэтому в ядерной среде антипротоны находятся под воздействием более сильного притягивающего потенциала. Последнее приводит к тому, что эффективная масса (квазичастицы) антипротона в ядерной материи меньше, чем в вакууме, и соответственно, меньше порог рождения пары протон-антипротон в 2-х частичных взаимодействиях квазичастиц [37]. Более того, в [38] было предсказано, что влияние ядерной среды приводит к различию форм распределений протонов и антипротонов в центральных A+A столкновениях.

На настоящий момент считается, что при высоких барионных плотностях деконфайнмент является фазовым переходом первого рода, тогда как при малых значениях бариохимического потенциала $\mu_B \sim 0$ это скорее всего переход типа *crossover* [39,40]. В таком случае на фазовой диаграмме КХД линия разделения 2-х фаз ядерной материи (адронного газа и КГП) должна оканчиваться т.н. *критической точкой* [18]. Точное положение критической точки на фазовой диаграмме, оптимальные экспериментальные условия и набор наблюдаемых для ее обнаружения находятся пока в стадии обсуждения. К примеру, как было показано в работах [41,42], эволюция отношения антипротонов к протонам между моментами адронизации из состояний КГП до момента химического *freezeout* сильно зависит от существования критической точки на фазовой диаграмме. Для разных сценариев фазовых переходов изэнтропные траектории гидродинамического расширения имеют разные зависимости от переменных фазовой диаграммы T, μ_B. Причем, как показывают расчеты по микроскопическим моделям ядерных столкновений, имеются сильные корреляции значений поперечного импульса для испущенных частиц с моментом времени их испускания – более энергичные частицы испускаются в более ранние моменты времени [43]. В результате, так как разница в количестве

испущенных барионов и анти-барионов в данной точке траектории (т.е. в определенный момент времени) определяется значением параметров (T,μ_B), то зависимость отношения $\bar{p}/p$ от поперечного импульса должна резко измениться от постоянной (или слабо растущей) до спадающего тренда при приближении к критической точке. Способом "путешествия" по фазовой диаграмме является изменение энергии и/или центральности столкновения, поэтому изучения энергетической зависимости выходов протонов и антипротонов в бинах по поперечному импульсу было предложено как один их способов для наблюдения критических явлений в столкновениях ядер.

Однако, для корректной интерпретации нерегулярностей в характерных для критической точки наблюдаемых необходим учет большого количества коррекций, связанных с динамикой процесса (законы сохранения, взаимодействия в конечном состоянии, и т.д.) и характеристиками детектора (аксептанс и эффективность установки). К примеру, в работе [44] было показано, что процесс образования нуклонных кластеров (имеющий статистический характер) значительно модифицирует поведение по-событийных флуктуаций множественностей барионов, следовательно, подробные данные об энергетической зависимости рождения легких ядер имеет фундаментальное значение для интерпретации результатов по поиску критической точки.

Изучение механизма потерь энергии и переноса барионного числа в A+A реакциях. Одним из важнейших измеряемых параметров в столкновениях ядер является характеристика потерь энергии ядрами в столкновении, ведь эти потери определяют достижимую плотность энергии в файерболе и, собственно, энергию доступную для образования новых частиц. В литературе процесс потерь энергии в результате столкновения носит название *стоппинг* (*stopping*). Численно стопинг выражается в единицах среднего уменьшения быстроты через величину средних быстротных потерь $<\delta y>=y_p - <y>$, где y_p это быстрота пучка, а $<y>$ - среднее быстротного распределения нет-барионов (т.е. разницы выходов барионов и антибарионов) $B-\bar{B}$ после столкновения [45,46]:

$$< y >= \frac{2}{N_{part}} \int_0^{y_p} y \frac{dN_{B-\bar{B}}(y)}{dy} dy \qquad \text{(B.3)}$$

где N_{part} – число нуклонов-участников столкновения.

Так как барионное число сохраняется в сильных взаимодействиях, а продольные (быстротные) распределения частиц только в малой степени модифицируются вследствие вторичных пере-рассеяний в процессе эволюции источника, то измерения нет-барионов в зависимости от быстроты позволяют оценить численно величину потерь энергии ядрами. Рассматривается два противоположных сценария для реализации стоппинга в столкновениях

ядер: т.н. *full stopping* когда первичные барионы теряют всю свою кинетическую энергию в столкновении *(*$<\delta y>=y_p$) и *full transparency* в случае отсутствии потерь энергии ($<\delta y>=0$). В первом случае быстротное распределение барионов имеет форму распределения Гаусса с максимумов в *midrapidity,* для второго характерно распределение с двумя фрагментационными пиками при быстроте пучка и мишени. В работе Бьеркена [47] было высказано предположение, что с увеличением энергии столкновения возрастает прозрачность ядер, а в области центральной быстроты количество барионов и антибарионов равны (*baryon free midrapidity*). При этом плотность энергии в источнике частиц (соответственно, условие для фазового перехода в ядерной материи) может быть определено простым способом по быстротным распределениям частиц. Из ранних экспериментальных данных было известно, что при фиксированной геометрии столкновения ядер (размера ядра и центральности столкновения) и энергиях, не превышающих нескольких ГэВ на нуклон, величина потерь пропорциональна быстроте пучка $<\delta y>/y_p \sim 0.6$ [48,49], причем форма барионных распределений была более близкой к сценарию *full stopping.*

Каким образом следует описывать эволюцию ядерных столкновений и предсказывать распределения рожденных частиц? В принципе, глобальные характеристики столкновения релятивистских ядер, такие как распределения поперечной энергии, удовлетворительно описываются в рамках нескольких теоретических подходов. Множество динамических струнных моделей (в основном, практически все генераторы событий) представляют столкновение ядер как суперпозицию независимых нуклон-нуклонных столкновений, тогда как модели на основе гидродинамики подразумевают высокую степень коллективности. Причем, два этих подхода принципиально по-разному рассматривают пространственно-временную эволюцию лидирующих барионов и эффект барионного стоппинга. Для модели струн распределение рожденных в последовательных *NN* столкновениях частиц таково, что в принципе трудно получить динамически область наибольшей барионной плотности в *midrapidity.* Для гидродинамического же подхода (к примеру, в теории Ландау) нуклоны в системе центра масс файербола считаются полностью остановленными (*full stopping*), а область больших быстрот частицы оккупируют с использованием механизма ударных волн.

Более того, сам механизм потерь энергии, а также в более общем смысле, способ переноса (транспорта) барионного числа в столкновениях ядер имеет фундаментальное значение для теории сильных взаимодействий, в частности для феноменологического описания механизма рождения адронов. В ряде микроскопических моделей (HIJING [50], DPM [51]) для описания стоппинга и рождения анти(барионов) используется представление о возбуждении и последующих распадах струн в конфигурациях валентных кварков с ди-кварков во взаимодействующих нуклонах. Вследствие ассоциации образованных барионов с валентными

ди-кварками быстротные распределения барионов концентрируются в областях фрагментации, а повышенный выход странных барионов в *midrapidity* воспроизводится только путем использования в модели неравновесного динамического механизма двойных струн. Альтернативный механизм, предложенный в [52] на основе калибровочной инвариантности волновой функции, предполагает перенос барионного числа не валентными кварками, а непертурбативными объектами топологической природы – конфигурациями глюонных полей т.н. *string junctions.* Причем, так как вклад таких конфигураций глюонных полей растет с увеличением энергии столкновения и по разному проявляет себя при образовании барионов и антибарионов, изучение энергетической зависимости отношения $\bar{p}/p$ позволяет прояснить многие детали этого процесса. Целью эксперимента NA49 было измерения выходов протонов и антипротонов, а также отношение $\bar{p}/p$ при нескольких энергиях столкновения для исследования феномена стоппинга и переноса барионного числа. Кроме того, в рамках термальной модели отношение $\bar{p}/p$ используется для оценки величины термодинамического параметра источника частиц – его бариохимического потенциала μ_B.

Изучение термодинамических характеристик плотной и горячей КХД материи: коллективные потоки. Одним из важных результатов в первых экспериментах с тяжелыми ионами на ускорителе SPS в ЦЕРН было обнаружение коллективных радиальных потоков в центральных столкновениях тяжелых ядер [53]. Частицы, находящиеся в общем поле скоростей, приобретают дополнительный импульс, который пропорциональный их массе, так что характер зависимости значений параметров наклонов распределений по поперечному импульсу (эффективной температуры T_{eff}) от массы частицы позволяет прояснить детали динамической эволюции источника частиц до момента *freezeout*. К примеру, теоретические расчеты в [54] показывают, что тип радиальной зависимости распределения плотности нуклонов в файерболе, а также характер изменения скорости элемента объема в зависимости от расстояния до центра источника может быть получен из анализа данных по T_{eff} для многих типов частиц (от пионов до легких ядер). Более того, одним из проявлений фазового перехода первого рода должно быть образование в процессе столкновения т.н. смешанной фазы, то есть ядерной материи находящейся частично в форме адронного газа и частично в фазе КГП. В простейшем случае при таких условиях (по аналогии с фазовыми переходами вода-пар, к примеру) ожидается постоянство температуры и давления в системе до тех пор, пока вся материя при некотором значении плотности энергии (энергии столкновения) не перейдет в состояние КГП. Так как значение параметров наклона определяется как температурой источника, так и средней скоростью радиального расширения (пропорциональной давлению), то при реализации сценария с фазовым переходом первого рода ожидается плато в

энергетической зависимости параметров наклонов спектров частиц в некоей области энергий столкновения. Таким образом, получение подробных экспериментальных данных по спектрам частиц и параметров их наклонов в зависимости от энергии и прицельного параметра столкновения, а также массы частицы позволило бы значительно продвинуться в понимании динамики возможных фазовых переходов и эволюции горячей ядерной материи при энергиях SPS.

Изучение рождения легких ядер и антиядер. Интерес к исследованию выхода легких (анти)ядер связан с возможностью изучения механизма образования самих нуклонных кластеров внутри горячей адронной материи, а также внутренней динамики файербола, образуемого при столкновении релятивистских ядер. Легкие ядра в кинематической области далекой от областей фрагментации мишени и пучка могут рождаться или в столкновениях нуклонов (в комбинации с несколькими антибарионами при сохранении барионного числа), или образоваться в результате реакции слияния нескольких вторичных нуклонов, расположенных близко друг к другу в конфигурационном пространстве и имеющих малый относительный импульс. Прямое рождение ядер возможно, в принципе при больших энергиях. К примеру, порог рождения дейтрона в нуклон-нуклонном столкновении составляет около 35 ГэВ, однако, присутствие таких (рожденных в первичном столкновении) частиц в измеренном экспериментальном распределении представляется сомнительным, так как средняя величина температуры в центре реакции составляет примерно 150 МэВ, а количество вторичных взаимодействий равно в среднем 20-30. Принимая во внимание большое сечение взаимодействия адронов с ядрами, и особенно, чрезвычайно малую энергию связи (в среднем несколько МэВ на нуклон) по сравнению с температурой, можно с уверенностью утверждать, что большинство таких кластеров в процессе эволюции файербола разваливается на составляющие их нуклоны. Более вероятным представляется подход в рамках коалесцентной модели [55–57], в которой выход ядер определяется произведением инвариантных распределений нуклонов и эмпирическим параметром – коэффициентом коалесценции B_A обратно пропорциональным эффективному объему источника. Вследствие значительных коллективных эффектов в источнике процесс образования нуклонных кластеров чувствителен не только к плотности нуклонов в фазовом пространстве, но и пространственно-импульсным корреляциям в полях коллективных скоростей [58]. Для того, чтобы получить детальную информацию о структуре источника частиц (о распределении плотности нуклонов и профиле коллективных скоростей) необходимы подробные измерения распределений по поперечному импульсу и быстроте для кластеров различной массы при нескольких энергиях и центральностях столкновения.

Сравнительный анализ процессов рождения антипротонов и образования антиядер позволит получить дополнительную информацию о динамике реакции и структуре источника частиц. Если выходы антибарионов значительно модифицируются аннигиляцией в плотной ядерной среде, то этот процесс должен найти свое отражение в зависимости выходов антидейтронов от центральности столкновения [59]. Более того, дополнительные потери антиядер на аннигиляцию в среде должны приводить к уменьшению эффективных размеров области формирования антидейтронов по сравнению с дейтронами.

Множественности частиц (включая легкие ядра), рожденных в реакциях столкновения тяжелых ионов, крайне важны не только для определения глобальных характеристик реакции (к примеру, плотности энергии), но позволяют также тестировать теоретические модели для описания процессов рождения частиц в таких реакциях. В данном случае, однако, пертурбативные методы КХД не могут применяться, так как большинство рожденных частиц обладают малыми значениями импульсов ($<p_t>$~300 МэВ/с). Поэтому для предсказания выходов частиц в A+A столкновениях используют другие подходы. Для адекватного теоретического описания процессов эволюции образованного в процессе реакции источника частиц, включая установление химического равновесия в системе сильновзаимодействующих частиц, необходимо применение кинетических уравнения с использованием плотностей адронов и их сечений, либо микроскопических моделей – генераторов событий. Тем не менее, существуют более простые подходы для предсказания выходов частиц. Одним из таких приближений является подход в рамках статистических термальных моделей [60], который предлагает универсальный механизм рождения частиц в рамках квантово-механической статистической плотности. Все адроны испускаются при распаде источника частиц, находящегося в термодинамическом и химическом равновесии - файербола. Температура и химический потенциал источника являются функцией энергии столкновения. Используя минимальный набор термодинамических параметров файербола (определяемый энергией и центральностью столкновения): температуры (T), бариохимического потенциала (μ_B), и объема (V) получено хорошее согласие предсказаний с экспериментальными данными по выходам частиц от пионов до странных барионов. В рамках данного подхода выходы легких ядер уменьшаются экспоненциально с увеличением массы ядра m: $dN/dy \sim exp\{(m-\mu_B)/T\}$. Применимость такого подхода для описания рождения легких ядер подвергалась сомнению прежде всего потому, что время жизни много-нуклонные объектов с энергией связи порядка 2-8 МэВ в источнике с температурой порядка 100 МэВ крайне мала. Кроме того, применимость термодинамического (гидродинамического) подхода к описанию ядерных столкновений требует для сильновзаимодействующей системы локальных времен релаксации к термальному равновесию гораздо более коротких (порядка или даже короче чем 1 фм/с), чем длительность

временной шкалы любого из динамических процессов в системе. Важность быстрой термализации в реакции трудно переоценить, - ведь только если система находится в термальном равновесии, ее термодинамические характеристики (температура, давление и плотность энтропии) корректно определены. Более того, без упомянутых выше условий, само использование формализма (да и просто термина!) уравнения состояния для горячей ядерной материи бессмысленно. Поэтому более вероятным механизмом рождения легких ядер в столкновениях тяжелых ионов в области центральной быстроты может являться коалесценция – рекомбинация вновь рожденных и термализованных первичных нуклонов с малыми относительными скоростями находящихся на малом расстоянии друг от друга в достаточно разряженном источнике. Для проверки применимости данных подходов в описании механизма образования легких ядер необходимы подробные экспериментальные данные по А-зависимости выходов нуклонных кластеров (от протонов до гелия).

Изучение зависимости уравнения состояние ядерной материи (конкретно, энергии связи на нуклон) от барионной плотности и протон-нейтронной асимметрии имеет фундаментальное значение для ядерной физики и астрофизики. Столкновения ядер с различными массовыми числами и при вариации отношения *n/p* в сталкивающихся ядрах от 1 до 2.5 позволяет подробно изучить характер зависимости вклада энергии симметрии в широком диапазоне плотности, температуры и параметра асимметрии $\delta=(n-p)/p$. Ряд экспериментальных наблюдаемых считаются чувствительными к величине энергии симметрии в различных диапазонах плотностей ядерной материи: мультифрагментация [61-63], азимутальные асимметрии в распределениях нуклонов (прямые и эллиптические потоки) [64], отношения выходов заряженных пионов [65], отношения выходов легких ядер-изобар [66]. К сожалению, ни одна из наблюдаемых не обладает сравнимой чувствительностью во всем диапазоне плотностей материи. К примеру, расчеты в рамках изоспин-зависимых транспортных моделей показывают, n/p отношение наиболее чувствительно к энергии симметрии при плотности менее нормальной ядерной плотности $\rho\sim(0.4\text{-}1.0)\rho_0$, тогда как отношение заряженных пионов более чувствительно при более высоких плотностях $\rho\sim(1.0\text{-}3.0)\rho_0$ [67]. Поэтому необходимо комбинировать различные сигналы в измерениях при нескольких энергиях. Эксперимент NA49 не может измерять нейтроны, однако, отношение выходов ядер трития к гелию-3 может быть оценкой для *n/p*-отношения в источнике, так как изоспиновая асимметрия будет отражаться в множественностях легких ядер с одинаковыми массовыми числами, но разными комбинациями нуклонов.

Основные цели и задачи диссертационной работы

Диссертация посвящена анализу рождения заряженных $\pi^{+/-}$ и $K^{+/-}$ мезонов, протонов, антипротонов, легких ядер (*d, t*, ^{3}He) и антидейтронов в столкновениях Pb+Pb при энергиях налетающего пучка от 20 ГэВ до 158 ГэВ на нуклон. Энергетическая зависимость выходов частиц представлена как эволюция инвариантных распределений по поперечной массе (поперечному импульсу) в нескольких интервалах по быстроте. Анализ проведен для 5-ти энергий столкновения (20А, 30А, 40А, 80А, и 158А ГэВ) в интервале быстрот близких к центральной быстроте для π, *K, p*, анти-*p* и анти-*d* и примерно в интервале около 1.5 единиц по быстроте для легких ядер. Для достижения поставленных целей были решены следующие основные **задачи**:

- Создание и запуск в эксплуатацию сцинтилляционного детектора для идентификации частиц по времени пролета в эксперименте NA49 в ЦЕРН.
- Разработка и практическое применение новых методов коррекции времяпролетной информации в событиях с большой множественностью частиц, а также эффективных алгоритмов идентификации частиц (от пионов до легких ядер и антидейтерия) с использованием комбинации информации о времени пролета и об ионизационных потерях в интервале импульсов от 1 до 15 ГэВ/с.
- Разработка алгоритмов для проведения моделирования отклика и эффективности детектора; уточнение моделей ядро-ядерных столкновений для корректного учета вклада от слабых распадов гиперонов в выходах протонов и заряженных пионов.
- Экспериментальное и теоретическое изучение инвариантных распределений частиц по поперечной массе, плотностей частиц по быстроте, множественностей частиц и их отношений.
- Изучение энергетической зависимости отношения выходов заряженных каонов к пионам, антипротонов к протонам, антилямбда к антипротонам и трития к гелий-3.
- Экспериментальное исследование зависимости от центральности столкновения выходов адронов и ядер (анти)дейтерия.

Методология и методы исследования

Методологической основой исследований, представленных в диссертации, является совокупность специальных методов по экспериментальному и теоретическому исследованию

многочастичных адронных состояний, образованных в столкновениях тяжелых ядер. К основным экспериментальным методам относятся используемые методики регистрации заряженных частиц в газовых и сцинтилляционных детекторах, а также разработанный автором оригинальный способ идентификации частиц по комбинированным ионизационным потерям и времени пролета, который сыграл решающую роль для получения представленных в диссертации результатов. В анализе экспериментальных данных широко применялись методы из смежных областей физики – термодинамики и релятивистской гидродинамики, а также методы численного моделирования физических процессов при прохождении частиц через вещество.

Положения, выносимые на защиту

1. Участие в разработке и создании многоканального времяпролетного детектора TOF на основе сцинтилляционных счетчиков для эксперимента NA49 в ЦЕРН. Запуск детектора TOF и успешная эксплуатация в процессе набора данных с 1995 по 2002 год. Это включает в себя:
    - Участие в сборке, наладке и тестировании TOF;
    - Разработка программ для текущего online контроля параметров TOF.
2. Разработка метода калибровки времяпролетной информации с TOF детектора, проведение калибровок, получение калибровочных констант. Метод включает в себя:
    - Метод геометрической калибровки детектора (TOF alignment);
    - Методы коррекции времяпролетной информации для всех типов реакций (p+p, p+Pb, Pb+Pb), энергий и прицельных параметров;
    - Специализированную программы-клиента для реконструкции времяпролетной информации с TOF детектора.
3. Разработка и реализация оригинального метода идентификации частиц с использованием комбинированной информации о времени пролета с TOF и ионизационных потерь с время-проекционных камер NA49 для эффективного разделения адронов (пионы, каоны, (анти)протоны) с импульсами от 1 до 10 ГэВ/с и легких ядер (*d, t*, ^{3}He) до 15 ГэВ/с.
4. Разработка метода анализа инвариантных спектров и выходов частиц для π, *K, p, d, t,* ^{3}*He,* который включает в себя подробный анализ эффективностей, коррекций и систематических погрешностей, моделирование детектора, а также учет вклада от распадов резонансов в выходы частиц.
5. Экспериментальные данные по выходам заряженных пионов и каонов в центральных Pb+Pb соударениях при 5 энергиях столкновения от 20 до 158 ГэВ на нуклон. Измерение

инвариантных спектров при центральной быстроте в интервале по поперечной массе до m_t-m до 1 ГэВ.

6. Исследование энергетической зависимости интегрированных по поперечному импульсу выходов частиц на единицу быстроты dN/dy, а также параметров наклонов спектров T и средней поперечной массы $<m_t>$-m.
7. Подробное изучение зависимости выходов заряженных пионов и каонов от центральности столкновения в Pb+Pb реакциях при энергии столкновения 158 ГэВ на нуклон при центральной быстроте.
8. Результаты исследования зависимости плотностей адронов на единицу быстроты dN/dy от прицельного параметра столкновения, а также формы спектров по поперечной массе в рамках BlastWave анализа.
9. Систематические данные по выходам протонов и антипротонов в центральных Pb+Pb соударениях при 5 энергиях столкновения (20, 30, 40, 80, и 158 ГэВ на нуклон), а также в MinBias Pb+Pb реакциях при 40A и 158A ГэВ.
10. Результаты исследования энергетической зависимости и зависимости от центральности для плотностей (анти)нуклонов на единицу быстроты dN/dy, для параметров наклонов спектров T, для средней поперечной массе $<m_t>$-m, а также для отношения антипротонов к протонам и антипротонов к анти-Λ.
11. Новые экспериментальные данные по рождению легких ядер в центральных Pb+Pb реакциях в диапазоне энергий столкновения от 20 до 158 ГэВ на нуклон. Результаты анализа о зависимости выходов дейтронов и гелия-3 от быстроты, а также данные по полным выходам d и ^{3}He при 5-ти энергиях столкновения.
12. Результаты анализа быстротных распределений параметров наклона m_t-спектров для ^{3}He, а также оценки для температуры кинетического фризаута и средней скорости радиального расширения в источнике частиц на основе анализа параметров наклонов спектров для нуклонных кластеров (p, d, ^{3}He) при нескольких энергий столкновения.
13. Результаты анализа зависимости выходов нуклонных кластеров (протонов и легких ядер) от массового числа A в различных интервалах фазового пространства, а также энергетическая зависимость экспоненциального фактора подавления выходов кластеров с большей массой - *penalty factor p*.
14. Экспериментальные данные по отношению выходов тритонов к гелию-3 в зависимости от поперечного импульса при нескольких энергиях столкновения, а также энергетическая зависимость отношения $t/^3$He в центральных Pb+Pb столкновениях.
15. Новые экспериментальные данные по выходам антидейтронов в столкновениях Pb+Pb при энергии столкновения 158 ГэВ на нуклон. Результаты исследования зависимости

выходов антидейтронов от прицельного параметра столкновения для 0-23% центральных Pb+Pb реакций, а также зависимости от поперечного импульса для отношения антидейтронов к дейтронам.

16. Экспериментальные данные по выходам антидейтронов в зависимости от быстроты и оценки формы быстротного распределения для антидейтронов.
17. Результаты сравнительного анализа выходов антидейтронов и антипротонов в зависимости от центральности столкновения и поперечного импульса в рамках модели коалесценции, оценки значения параметра коалесценции для нескольких значений центральности.

Научная новизна и значимость

Основные результаты диссертации, выносимые на защиту, являются важными для дальнейшего развития физики релятивистских ядерных столкновений. Были получены новые экспериментальные данные по выходам заряженных пионов, каонов, протонов, антипротонов, легких ядер (*d, t*, ^{3}He) и антидейтронов. Энергетическая зависимость выходов частиц представлена как эволюция инвариантных распределений по поперечной массе (поперечному импульсу) в нескольких интервалах по быстроте. Благодаря значительному охвату по фазовому пространству была получена подробная экспериментальная информацию по быстротным плотностям частиц dN/dy(y), а также по полной множественности для легких ядер *d* и ^{3}He. Широкий набор частиц и их кинематических характеристик позволил провести детальное изучение механизма рождения адронов и легких ядер в Pb+Pb столкновениях, а также характеристик коллективных эффектов в плотной ядерной материи, к примеру, величину скорости коллективного радиального расширения. Проведено сравнение экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями. Обнаруженная не монотонность энергетической зависимости отношения выходов K^+/π^+ может быть интерпретирована как указание на фазовый переход (деконфайнмент) в центральных столкновениях ядер при энергии 30A ГэВ. Практически все экспериментальные данные по энергетической зависимости выходов частиц получены впервые и представляют интерес для развития теоретических методов и моделей по описанию ядерных столкновений.

Практическая ценность полученных результатов заключается в том, что эти данные широко применяются при проектировании установок и планировании новых экспериментов в России (например, проект НИКА в ОИЯИ) и за рубежом (эксперимент CBM в FAIR/GSI в Германии). Кроме этого, многие результаты по методике эксперимента, по обработке и анализу

данных, предложенные и реализованные автором, являются пионерскими и представляют на данный момент эффективными способами анализа столкновений большой множественностью частиц, которые могут быть применены во вновь планируемых экспериментах.

Достоверность результатов

Достоверность представленных в диссертации результатов определялась непосредственным сравнением с экспериментальными данными по выходам частиц и отношениям, полученных в других экспериментах при аналогичных условиях. К примеру, результаты по энергетической зависимости отношения выходов каонов к пионам хорошо согласуются с данными эксперимента STAR, полученными на ускорителе RHIC в Брукхейвене. Кроме этого, значительная часть распределений по поперечной массе для заряженных мезонов и (анти)протонов при центральной быстроте были независимо получены другим способом измерения в другой подсистеме детектора, а именно, по ионизационным потерям в время-проекционной камере NA49. Хорошее согласие результатов по двум методикам анализа позволило с уверенностью утверждать о достоверности результатов. Все включенные в диссертационную работу результаты опубликованы в рецензируемых журналах и прошли апробацию в виде докладов на научных конференциях.

Апробация результатов работы

Результаты, представленные в диссертации, докладывались на научных семинарах в Лаборатории физики высоких энергий им. В.И. Векслера и А.М. Балдина Объединенного института ядерных исследований, на научных семинарах международных научных центров в Германии (GSI), Швейцарии (CERN) и Франции (UPMC), а также представлялись на международных конференциях "Eighth International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions NN 2003" (Moscow, Russia, 17-21 June, 2003), "The Seventeenth Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions" (Oakland, USA, January 11-17, 2004), "18th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions" (Budapest, Hungary, August 4-9, 2005), "XVIII International Baldin Seminar on High Energy Physics problems" (Dubna, Russia, September 25-30, 2006), "The 19th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions" (Shanghai, China, November 14-20, 2006), "The 2007 Europhysics Conference on High Energy Physics" (Manchester, England, 19-25 July 2007), "20th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions" (Jaipur, India, February 4-10, 2008), "The 21th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions" (Knoxwille, USA, March 30 – April 4, 2009), "The XXII International Baldin

Seminar on High Energy Physics problems" (Dubna, Russia, September 15-20, 2014), "XXIII International Baldin Seminar on High Energy Physics problems" (Dubna, Russia, September 19-24, 2016).

Личный вклад автора

Диссертация основана на работах, выполненных автором в рамках международной коллаборации в 1995-2017 гг. Основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Из работ, выполненных в соавторстве, в диссертацию включены результаты, полученные либо лично автором, либо при его определяющем участии в постановке задач, разработке методов их решения, и анализа экспериментальных данных.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав основного текста, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 191 страницу, включая 19 таблиц и 179 рисунков. Список цитируемой литературы содержит 204 наименования.

ГЛАВА 1
Ускорительный комплекс и детектор

1.1 Ускоритель SPS в ЦЕРН

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 экспериментальные результаты ионной программы на SPS были получены в конце 80-х годов с использованием пучков кислорода и серы ускоренных до энергий 200 ГэВ на нуклон, а в 1993 году после модернизации нескольких систем ускорительного комплекса были успешно ускорены ядра свинца. На Рисунке 1.1 представлена схема ускорительного комплекса ЦЕРН. Частично ионизированные атомы свинца из источника ионов, основанного на принципе электронного циклотронного резонанса, ускоряются затем в линейном ускорителе (Linear Accelerator - LINAC) и после последующего этапа ионизации (стриппинга) инжектируются в протонный синхротрон-бустер (Proton Synchrotron Booster ring - Booster). После этого ускоренные до энергии 94 МэВ на нуклон ядра инжектируются в протонный синхротрон (Proton Synchrotron - PS) для дальнейшего ускорения. После финальной (и полной) ионизации ядра Pb^{82+} инжектируются в супер протонный синхротрон (Super Proton Synchrotron - SPS) в котором ускоряются до максимальной энергии.

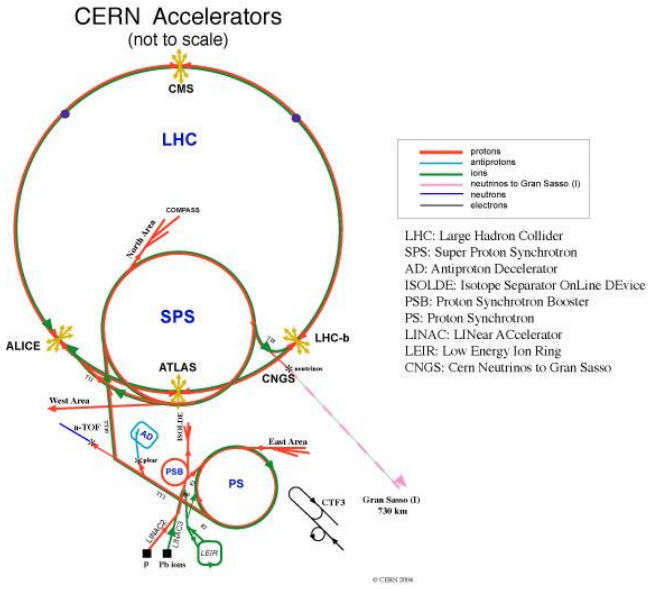

Рис. 1.1. Схема ускорительного комплекса ЦЕРН.

Экстракция пучков заряженных частиц из SPS производится тангенциально кольцу ускорителя в двух зонах называемых North Area и West Area. Ниже представлены параметры пучка свинца выводимого в North Area:

- Макс. энергия пучка -158 ГэВ
- Интенсивность -до 10^7
- Длительность цикла - 19.2 сек.
- Длительность сброса - 4.8 сек.

1.2 Эксперимент NA49 на SPS

Расположенный в северной экспериментальной зоне (North Area) многоцелевой широкоапертурный детектор NA49 [A3] служит для исследования характеристик столкновений ультрарелятивистских ядер. Развитая система пучкового мониторирования служит для определения с высокой точностью параметров и координат налетающих частиц. Имеющийся набор мишеней от жидководородной до свинцовой позволяет исследовать в рамках одного эксперимента большой набор реакций - от нуклон-нуклонных и нуклон-ядерных до ядро-ядерных столкновений. Причем, в состав установки входит ряд детекторов, позволяющих 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 определение типа и кинематических характеристик до 2000 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 Рисунке 1.2. Она состоит из нескольких подсистем: трековой системы, времяпролетной системы, системы определения центральности столкновения и триггерной системы.

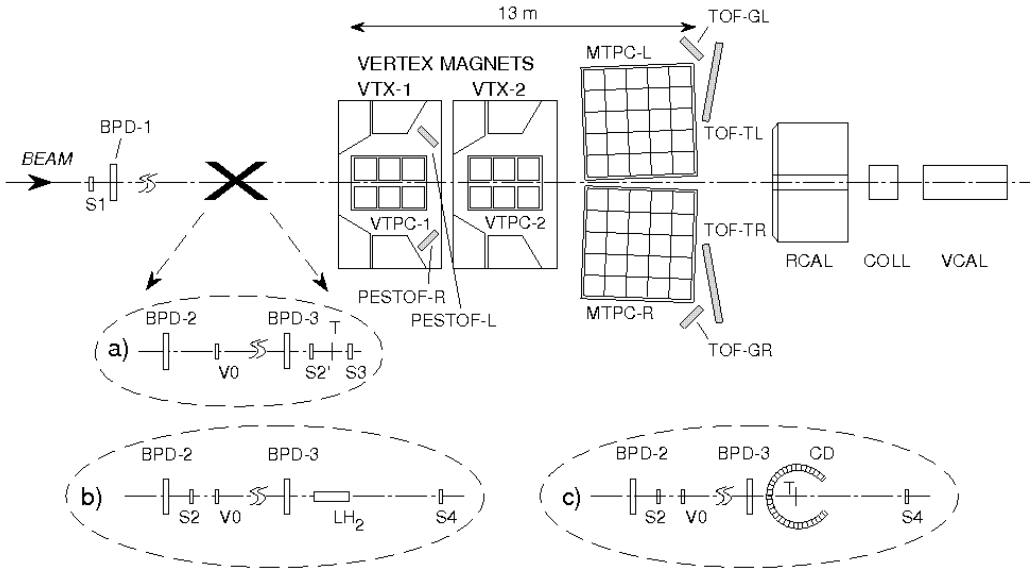

Рис. 1.2. Схема установки NA49. Представлены наборы пучковых счетчиков для реакций Pb+Pb (a), p+p (b) и p+Pb (c).

В состав системы триггера и мониторирования пучка входят счетчики S1, S2(S2'), S3, V0 и S4. Счетчик S1 находящийся на расстоянии 27 м от мишени является твердотельным черенковским детектором и состоит из кварцевой пластинки толщиной 200 мкм и быстрого фотоумножителя (ФЭУ). Сигнал от черенковского света при прохождении налетающего ядра через пластину S1 используется в схеме триггера и служит 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 и включен на анти-совпадения в схеме формирования триггера. Он определяет апертуру пучка и служит для отбраковки фрагментов ядер пучка или частиц, отклоняющихся от прямолинейной траектории. Сцинтилляционный счетчик S2 используется при работе с протонными пучками, а при переходе на пучок 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 (примерно 1% длины взаимодействия λ_{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 суммарный 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 т.е. сигнал, снимаемый со счетчика

S3, обратно пропорционален центральности столкновения. Варьироваиванием порога срабатывания электронного блока формирователя для сигнала с S3 определяется степень неупругости реакции взаимодействия в мишени. Возможные фоновые взаимодействия частиц пучка с газом в счетчике S3 фиксируются в последующем анализе по значению восстановленной координаты вершины взаимодействия. 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 три 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 3x3 $см^2$ и имеют координатную точность около 40 мкм.

Основу трековой системы установки составляют 4 время-проекционные камеры (Time Projection Chambers - TPC) большого объема. Две из них – Vertex TPC (VTPC-1,2) 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 определения импульса заряженных частиц, а также ионизационных потерь *dE/dx* 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* $\sigma_{dE/dx} \sim 4\%$. В качестве одного из преимуществ установки NA49 следует отметить развитую систему управления и контроля магнитным полем в магнитах VTX1,2. Достаточно быстрое переключение полярности магнитного поля позволяет набирать статистику для заряженных частиц обеих знаков в течении одного периода.

В состав установки входят две системы детекторов по времени пролета, отличающиеся количеством и типом счетчиков, входящих в состав системы. Описанию одной из них - TOF-TL посвящена эта диссертация (**в дальнейшем времяпролетный детектор TOF-TL будет обозначаться как TOF**). Времяпролетная система TOF-GL (TOF-GR) состоит из 186 сцинтилляционных счетчиков размером 130x2.4x2.5 $см^3$. Эти счетчики сгруппированы в перекрещивающиеся плоскости, а каждый счетчик просматривается с двух концов ФЭУ.

На расстоянии 25 м от мишени расположен адронный Veto калориметр (VCAL) [68]. Он является ключевым элементом при определении центральности взаимодействия. Калориметр состоит из двух последовательных секций. Первая (электромагнитная) состоит из слоев свинца сцинтиллятора и имеет длину эквивалентную 16 радиационным длинам, вторая часть (адронная) длиной 7.5 ядерных длин состоит из слоев железо/сцинтиллятор. Поперечные размеры калориметра - 1x1 $м^2$, сбор света осуществляется с помощью бокового световода и

ФЭУ. Для ограничения аксептанса фрагментирующих вперед частиц перед калориметром установлен коллиматор. Он представляет собой железный блок с толщиной по пучку 1 м и отверстием в центре размером 10x10 см^2. Угловые размеры (аксептанс) коллиматора составляют всего лишь 0.3 градуса. Вследствие этого, только непровзаимодействующие фрагменты (спектаторы пучка) попадают в VCAL.

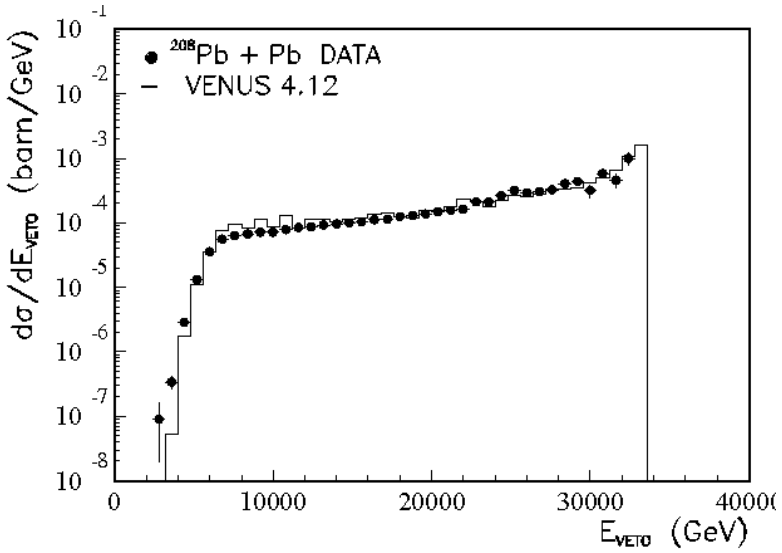

Рис. 1.3. Распределение энергии, выделенной в Veto калориметре NA49 для реакции Pb+Pb. Символами представлены экспериментальные данные, а линией – результаты моделирования.

Центральность столкновения определяется либо как доля (в процентах) от полного сечения взаимодействия, либо в интервалах прицельного параметра столкновения *b*. На Рисунке 1.3 показан спектр выделенной в Veto калориметре энергии в реакции Pb+Pb при энергии налетающего ядра 158A ГэВ. Установкой порога E_{veto}, т.е. фактически дискриминацией по величине сигнала с ФЭУ VCAL задается степень центральности взаимодействия. К примеру, при значении порога E_{veto}< 8 ТэВ выделяются 5% наиболее центральных взаимодействий. Используя корреляцию между энергией E_{veto} и прицельным параметром столкновения *b* по результатам моделирования с помощью генератора событий VENUS [88] определен диапазон значений *b* для значения порога E_{veto}<8 ТэВ который равен $0 < b < 3.5$ фм.

Адронный Ring калориметр (RCAL) установки [69] 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 чередующихся слоев свинца (или железа) и пластического сцинтиллятора и имеет длину порядка $7\lambda_{int}$. Структурно RCAL сегментирован на 240 ячеек (24 по азимуту и 10 по радиусу), так что каждая ячейка захватывает примерно одинаковый диапазон по псевдобыстроте. Съем

сигнала осуществляется с помощью цилиндрического световода в центре каждой ячейки и ФЭУ.

Достоинствами детектора NA49 являются большой телесный угол, высокая точность реконструкции треков, а также рекордная точность определения величины ионизационных потерь. Данные параметры позволяют проводить идентификацию заряженных частиц по ионизационным потерям в TPC при достаточно больших значениях импульсах. Как показано на Рисунке 1.4 (левая панель), для смеси применяемых в TPC NA49 газов, возможна идентификация частиц для импульсов больше 7-8 ГэВ/с вследствие релятивистского роста потерь при условии подробного описания характера этой зависимости и точного определения импульса (см. также рис. 6d).

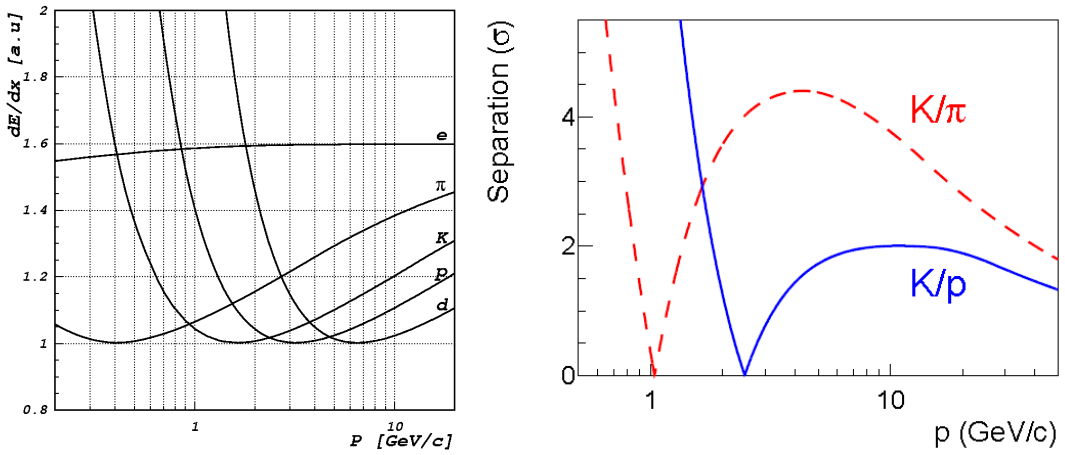

Рис. 1.4. Левая панель: среднее значение ионизационных потерь <*dE/dx*> в газовом объеме TPC (в единицах потерь для *minimum ionizing particle*) для различных типов частиц (моделирование). Правая панель: степень разделения каонов к пионам и протонам (в единицах сигма *dE/dx* равной 4%) с использованием идентификации по ионизационным потерям.

Однако, при меньших значениях импульса возможности этого метода падают, а при импульсах от 1 до 5 ГэВ/с становится невозможно проводить идентификацию пионов, каонов, протонов и дейтронов с помощью данной методики вследствие того, что ионизационные потери имеют близкие значения (см. рис. 1.4, правая панель). Использование времяпролетной методики позволяет решить эту проблему. При наличии счетчиков с временным разрешением около 80 пикосекунд и для длины трека порядка 13 м возможно идентифицировать исключительно по времени пролета все частицы с импульсом p<3.5 ГэВ/с (см. рис. 1.5a). При использовании совместной информации о времени пролета и об ионизационных потерях можно эффективно разделять частицы даже при больших импульсах (рис. 1.5b, c).

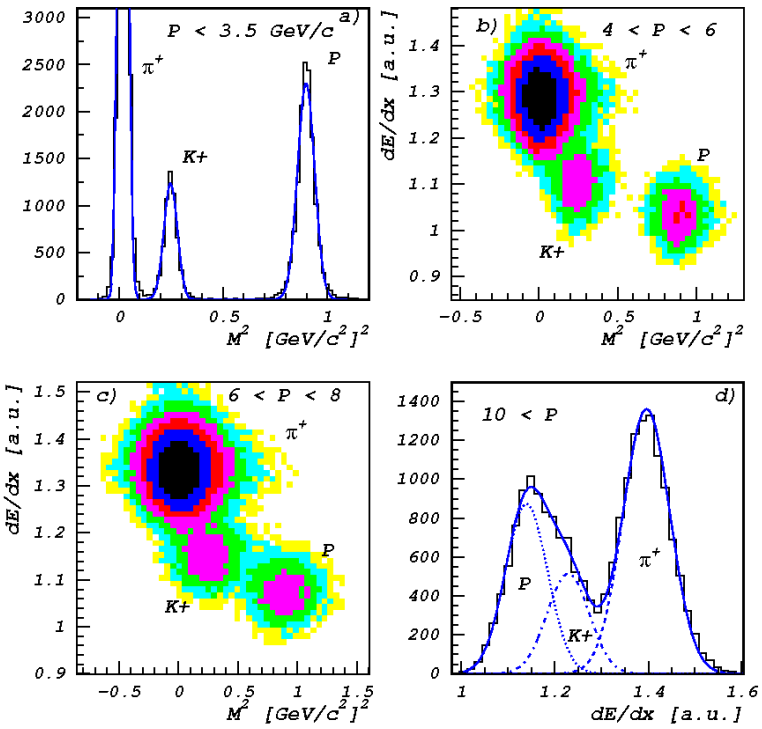

Рис. 1.5. Идентификация частиц в эксперименте NA49: a) квадрат массы восстановленный по времени пролета для положительных адронов с импульсами p<3.5 ГэВ/c; b) комбинированные распределения ионизационных потерь и времени пролета для частиц с импульсом от 4 до 6 ГэВ/c; c) то же самое для частиц с импульсом от 6 до 8 ГэВ/c; d) ионизационные потери для частиц с импульсами от 10 до 12 ГэВ/c. Штриховыми линиями показаны вклады от частиц разных сортов.

В 1994 году перед группой ОИЯИ в эксперименте NA49 была поставлена задача по разработке и созданию детектора по времени пролета на основе сцинтилляционных счетчиков для идентификации заряженных адронов и легких ядер в интервале импульсов до 10-12 ГэВ/c. Описанию данной системы и посвящена следующая часть главы.

1.3 Времяпролетный детектор TOF

Вначале несколько требований общего порядка определяющих выбор конструкции для времяпролетного детектора.

1) Чтобы избежать разницы длин пробега в сцинтилляторе для частиц, попадающих в разные счетчики (имеющих разные импульсы), необходимо 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 желательно, чтобы частицы попадали в счетчик перпендикулярно его плоскости.

2) В каждом конкретном событии столкновения разница времен пролета для вторичных частиц 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. В реакциях столкновения ядер свинца с импульсом 158 ГэВ/с плотность потока вторичных заряженных частиц в месте расположения времяпролетной системы в центральном событии оценивается в величину порядка 60 частиц/м^2, причем эта плотность в области близкой к оси пучка в 1.5 раза выше чем в противоположной области. 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 см^2.
3) Времяпролетная система располагается в непосредственной близости от TPC. Для обеспечения постоянства скорости дрейфа электронов в газе камеры необходимо исключить градиент температуры в окружающем TPC 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 25 градусов.
4) 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 свето-изоляция.

Исходя из вышесказанного в 1)-4), требования к времяпролетной системе были сформулированы следующим образом:

- собственное временное разрешение счетчиков $\sigma < 80$ пикосекунд;
- низкая рассеиваемая мощность;
- простота конструкции, обеспечивающая жесткость системы и малое количество вещества на пути заряженных частиц, возможность юстировки;
- толщина сцинтиллятора по вдоль траектории частиц должна обеспечивать достаточное количество света для минимально ионизирующей частицы, а поперечные размеры необходимо выбирать исходя из требования, что вероятность попадания двух частиц в индивидуальный счетчик порядка 10-12% в центральном событии Pb+Pb при максимальной энергии SPS;

- геометрическое расположение сцинтилляторов в пространстве должно быть оптимизировано для обеспечения близкой к перпендикулярности ориентации треков заряженных частиц к поперечной плоскости пластика в каждой точке и, как следствие, приводящее к минимальному разбросу в длинах пробега частиц в веществе сцинтиллятора;
- конструкция системы должна быть "плотно упакованной", т.е. иметь минимальное количество зазоров, щелей.

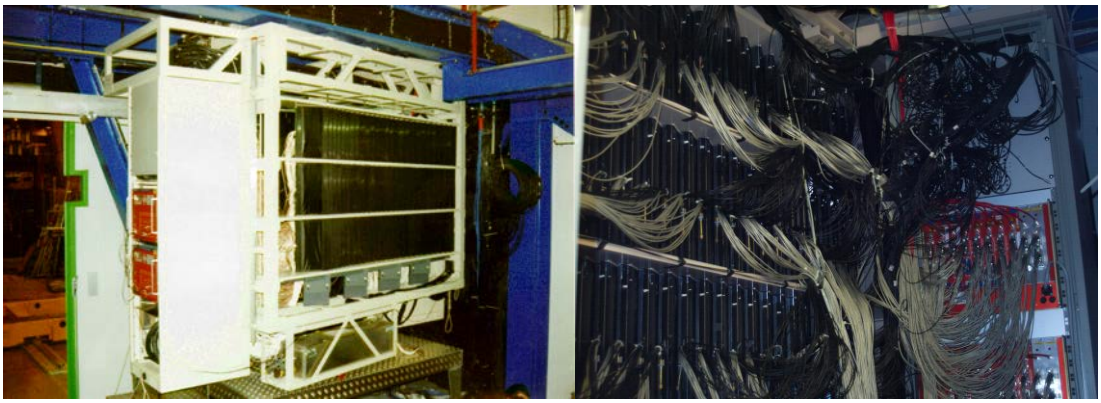

Рис. 1.6. Общий вид времяпролетного детектора NA49. Левое фото – вид по направлению пучка, правое фото – вид с обратной стороны.

На Рисунке 1.6 показан общий вид времяпролетного детектора TOF эксперимента NA49. Механической основой является закрепленная горизонтально в пространстве стальная рама, к которой подвешены каркас для размещения счетчиков, а также крейты высоковольтного питания и система крепления сигнальных кабелей. Каркас для размещения счетчиков представляет собой 4 полки из пористого пластика прикрепленные к раме. На каждой полке находятся направляющие для кассет (кассета содержит 11 счетчиков), что позволяет жестко фиксировать положение кассеты относительно полки. Углы направляющих относительно полок были выбраны по результатам моделирования для обеспечения близкой к перпендикулярной траектории заряженных частиц относительно поперечной плоскости каждого сцинтиллятора. С помощью системы ползунковых механизмов и ременных передач каркас как целое можно перемещать в пространстве.

Для создания детектора с требуемыми параметрами было проведено интенсивное исследование, которое включало в себя поиск необходимого состава сцинтиллятора для счетчиков, выбор фотоумножителя, подбор оптимального с точки зрения временных характеристик режима высоковольтного питания, а также исследование стабильности работы детектора [A1,A2].

Рис. 1.7. Общий вид сцинтилляционного счетчика TOF. Виден сцинтиллятор, ФЭУ, а также делитель напряжения с сигнальным и высоковольтным кабелями.

Времяпролетный детектор TOF собран из 891 сцинтилляционных счетчиков с высоким временным разрешением, созданных в ОИЯИ. На Рисунке 1.7 показан общий вид одного из счетчиков. Основой счетчика является отечественный пластический сцинтиллятор прямоугольной формы, обернутый для светоизоляции алюминизированным майларом. В качестве фотодетектора используется фотоумножитель (ФЭУ). Сцинтиллятор приклеен к фотокатоду ФЭУ с помощью оптического клея Bicron BC-600. К каждому ФЭУ присоединен делитель напряжения.

Известно [70], 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 светособирания. Для описываемых здесь счетчиков использовались два типа сцинтилляторов с разными добавками. Характеристики используемых сцинтилляторов приведены в Таблице 1.1, значения световыхода даны относительно сцинтиллятора NE111 [71].

Таблица 1.1 Характеристики сцинтилляторов на основе полистирола для времяпролетного детектора TOF.

Состав	Время нарастания (нс)	Время спада (нс)	Относительный световыход
1.5% p-terphenyl +0.01% POPOP	0.79	2.32	1.09
3.2% PBD	0.06	1.4	0.58

В качестве фотодетектора использовался модифицированный ФЭУ-87 [72] с монощелочным (для повышения чувствительности) *SbCs* фотокатодом. Этот ФЭУ широко используется для временных измерений, его параметры приведены в Таблице 1.2. Из каждой партии умножителей для использования выбирались экземпляры с паспортными значениями чувствительности фотокатода более 80 мкА/лм.

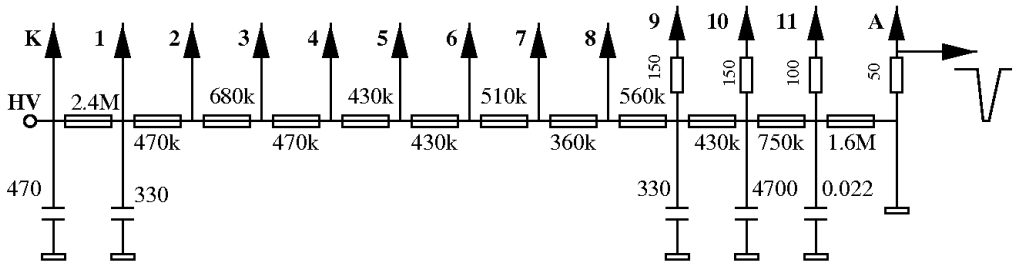

Рис. 1.8. Схема высоковольтного делителя напряжения для сцинтилляционного счетчика TOF.

Для улучшения временных параметров выходного сигнала ФЭУ был разработан специальный делитель напряжения, схема которого приведена на Рисунке 1.8. Основной особенностью этого делителя является большое (до 600 В) значение напряжения между катодом и первым динодом. Это приводит к значительному уменьшению общее время пролета электронов на этом промежутке, а также его разброс, что приводит к улучшению временного разрешения. 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 также приводит к улучшению временного разрешения. В работе [73] 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 [A1,A2]. Базовым конструктивным элементом времяпролетного детектора является кассета, которая содержит 11 счетчиков. Общий вид кассеты (со снятой верхней крышкой) показан на Рисунке 1.9. Корпус кассеты должен обеспечивать жесткость конструкции, но содержать мало вещества, т.е. являться достаточно тонким при прохождении 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 кабеля, кроме того эта пластина придает корпусу дополнительную жесткость. Каждая кассета в сборе обернута светонепроницаемой пленкой.

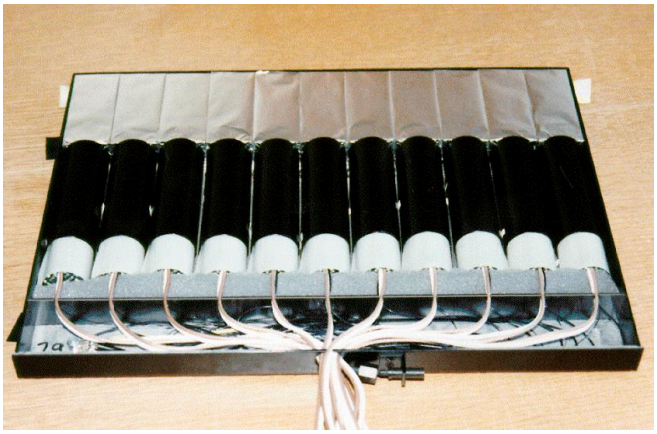

Рис. 1.9. Общий вид кассеты со снятой верхней крышкой.

В Таблице 1.2 представлены основные параметры сцинтилляционных счетчиков, используемых в времяпролетном детекторе - размеры и тип сцинтилляторов и ФЭУ.

Таблица 1.2. Параметры счетчиков времяпролетного детектора TOF.

Тип синтиллятора	Полистирол + р-терфенил + POPOP
Размеры сцинтилляторов	23x34x60/70/80 мм
Тип фотоумножителя	ФЭУ-87
Диаметр корпуса ФЭУ	30 мм
Диаметр фотокатода	20 мм
Число динодов	11
Напряжение питания	1.8-2.1 кВ
Выходной сигнал	Амплитуда ~ 1.5 В Время нарастания ~ 4 нс

Система высоковольтного питания времяпролетных счетчиков реализована на базе модульной системы CAEN. Ее основой является крейт CAEN-SY527 [74]. В состав системы входят 5 таких крейтов. Значение напряжения находится в диапазоне 1800-2100 Вольт.

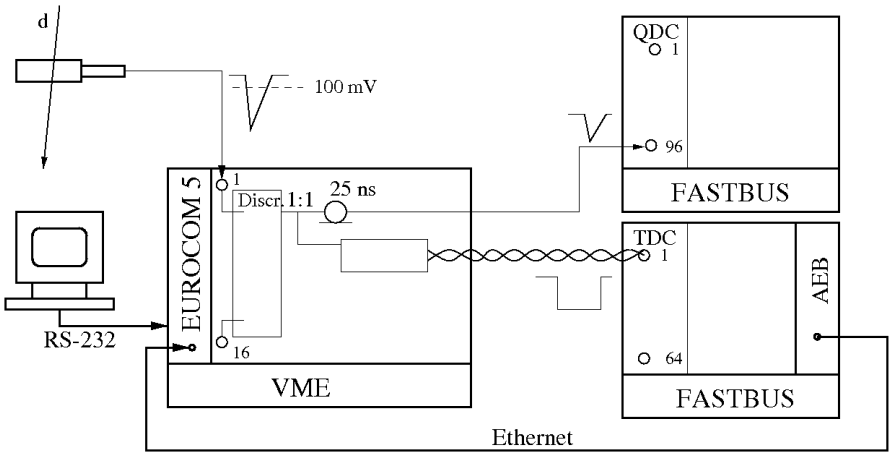

Рис. 1.10. Схематичное изображение электроники TOF.

Схематично сбор сигнала со счетчиков TOF реализован следующим образом (см. рис. 1.10). При попадании заряженной частицы в сцинтиллятор образуется вспышка света, амплитуда которой пропорциональна потерям энергии, а длительность составляет несколько наносекунд. Фотоны, попадающие на фотокатод ФЭУ, выбивают из его поверхности электроны, которые затем умножаются системой динодов (с коэффициентом усиления порядка 10^7) и собираются анодом. Импульс отрицательной полярности, снимаемый с нагрузочного сопротивления, по коаксиальному кабелю длиной порядка 20 метров поступает на вход формирователей-дискриминаторов. Чтобы избежать проблем, связанных с кросс-токами между соседними электронными каналами, длины кабелей имеют 3 различных длины (20, 22 и 24 метра) и меняются циклически. Так обеспечиваются разница времен прихода сигнала в соседних каналах. 16-ти канальный формирователь-дискриминатор [75] 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). Другая 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 [76] и TDC [77] реализованы в стандарте FASTBUS, некоторые их характеристики приведены в Таблице 1.3.

Таблица 1.3. Параметры блоков TDC и QDC времяпролетного детектора TOF.

	QDC	TDC
Число каналов	96	64
Размерность слов данных, бит	12	12
Цена канала, пс	--	25
Время преобразования, мкс	170	275

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 (от 20 до 158 ГэВ/нуклон) и различных прицельных параметрах столкновения. Это означает, что реализация триггера в эксперименте должна быть гибкой (легко перестраиваемой). А с точки зрения времяпролетных детекторов триггер должен быть быстрым (так как 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.

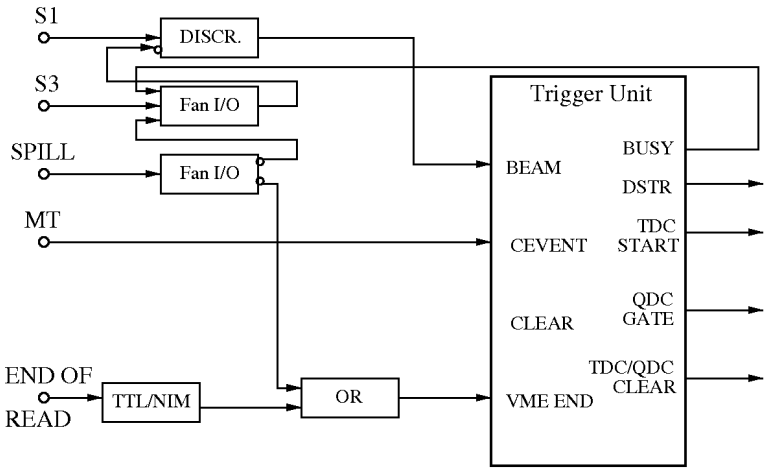

Рис. 1.11. Блок-схема триггера в эксперименте.

Аппаратурно триггер реализован с помощью специально разработанного для целей эксперимента триггерного блока ***Trigger Unit*** [78] и ряда вспомогательных блоков в стандарте NIM (задержки, схемы совпадения, формирователи). Блок-схема триггера представлена на Рисунке 1.11, а временная последовательность сигналов на Рисунке 1.12. 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 $S1 \cdot S2` \cdot \overline{V0} \cdot \overline{S3}$). 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 прекращается 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 окончанию преобразования этот код помещается в регистры данных блоков TDC и QDC. Непосредственно 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.

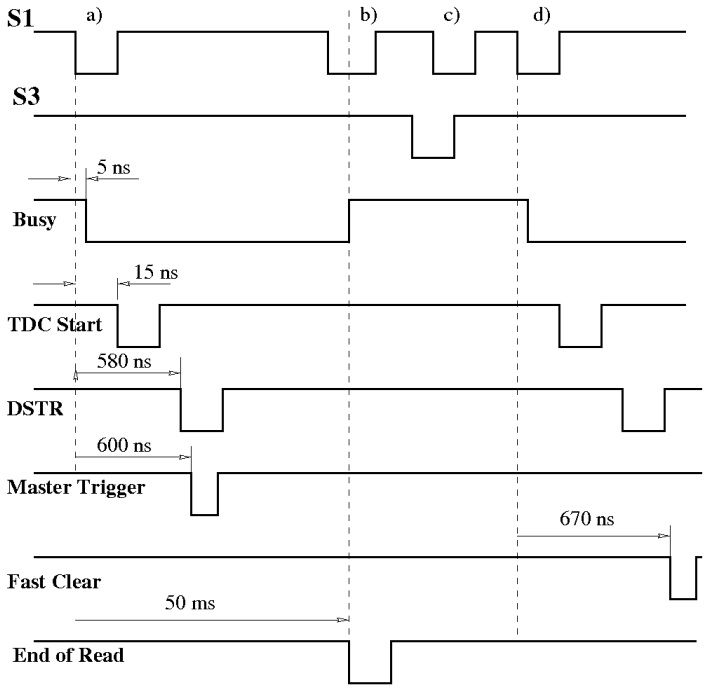

Рис. 1.12. Временная последовательность сигналов в триггере.

Подробное описание системы сбора данных эксперимента NA49 можно найти в [A3]. В данной работе описание будет дано кратко, с выделением специфичных для времяпролетной системы моментов. На Рисунке 1.13 показана блок-схема основных компонентов системы сбора данных.

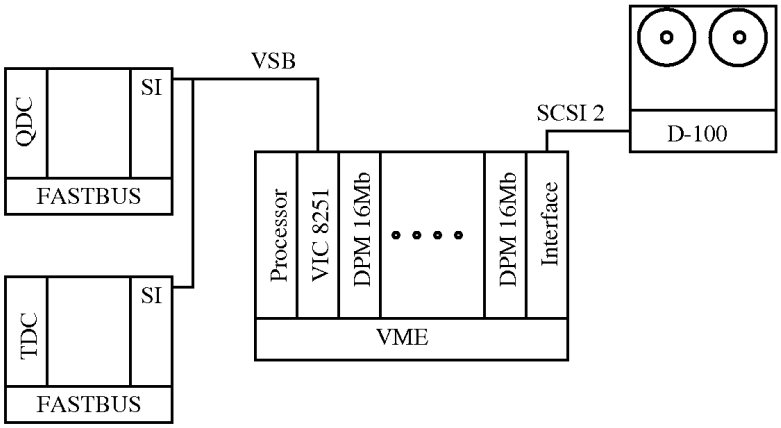

Рис. 1.13. Упрощенная схема сбора данных в эксперименте.

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 системы позволяют записывать до 35 Pb+Pb центральных событий за один сброс ускорителя. 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 C/C++} 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, последовательная загрузка в блоки Segment Interconnect (SI) [79] в каждом крейте области адресов для данного крейта, проверка регистров и загрузка служебной информации по всем адресам. Затем в память процессора загружается таблица соответствия адресов номерам счетчиков для всех крейтов времяпролетной системы.

- Считывание данных

  Считываются показания мониторных и триггерных счетчиков, калориметров и информация с TPC. Времяпролетная информация считывается последовательно - крейт за крейтом. Размер слова данных - 32 бита, т.е. вся информация о канале "спрессована" в одном слове. Кодировка слова данных одинакова для TDC и QDC.

- Сжатие данных и запись события в буферную память

  Общее число электронных каналов огромно, а реально срабатывают только порядка 10% падов в TPC. Сохраняется информация только о сработавших каналах путем вычитания пьедесталов и затем записи в память только каналов с ненулевыми значениями. Размер события сокращается до 8 Мбайт, в буферной памяти хранится до 40 событий.

- Запись на ленту

  Запись осуществляется в паузах между сбросами. Устройство записи -высокоскоростной (до 16 Мбайт/сек.) магнитофон SONY D-100 [80]. На магнитной ленте емкостью 100 Гбайт хранится до 12000 центральных Pb+Pb событий.

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 положения пьедесталов). Для выполнения этих задач был разработан специальный пакет программ на языке программирования C. Базовым модулем при выполнении операций с блоками формирователей является процессорный модуль EUROCOM5 [81]. Он расположен в каждом VME крейте (см. рис. 1.13), 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 формирователей. При включении питания крейта или при сбросе модуля, процессор загружает по протоколу NFS ядро системы, затем автоматически начинает работу программа установки порогов формирователей. 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 формирователь

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) [82], расположенного в крейте FASTBUS. Контроль проводился в моменты паузы в наборе данных. Все операции осуществлялись по шине FASTBUS с использованием библиотеки функций *fb.lib* [83]. 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.

Кроме этого, в процессе набора данных необходимо постоянно контролировать качество записанной информации и работоспособность детекторов. Для выполнения этих задач автором был разработан пакет программ. Они написаны на языках программирования С 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 анализировать. 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 т.н. *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 HBOOK). На Рисунке 1.14 представлены результаты работы программы, представленные в виде QDC и TDC распределений. Данные распределения используются для контроля качества информации с времяпролетного детектора TOF.

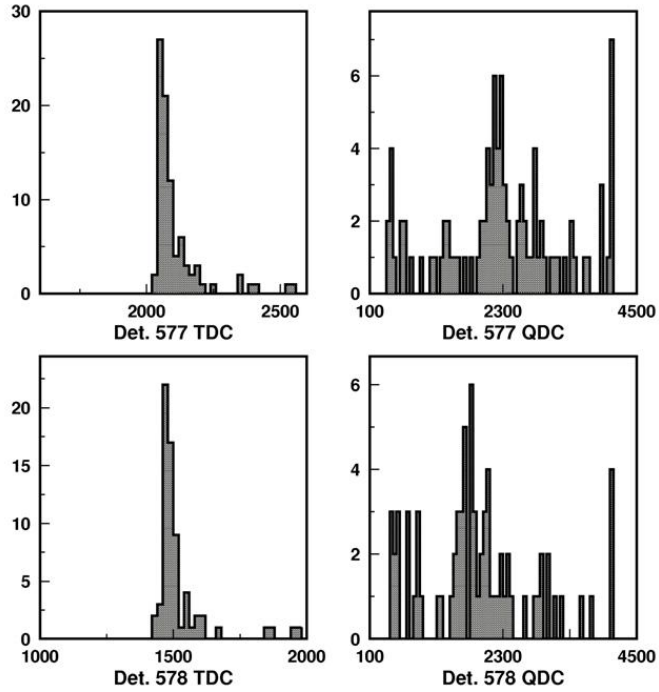

Рис. 1.14. QDC и TDC распределения, используемые для контроля качества информации с TOF детектора.

1.4 Выводы по первой главе

Адронный спектрометр NA49 в ЦЕРН сконструирован для изучения ядро-ядерных столкновений при энергиях налетающего ядра от 20 до 158 ГэВ на нуклон. Времяпролетный детектор на основе сцинтилляционных счетчиков был создан в Лаборатории высоких энергий (ОИЯИ) для идентификации заряженных адронов и легких ядер в диапазоне импульсов от 1 до 15 ГэВ/с. Автор принимал активное участие в разработке, создании и успешном запуске 900-канального TOF детектора. Был разработан набор программ для on-line контроля параметров TOF, что позволило провести в кратчайшие сроки провести наладку и тестирование детектора TOF.

ГЛАВА 2

Анализ экспериментальных данных

Представленные в диссертации данные по выходам частиц получены в результате многоэтапной процедуры анализа включающую в себя: а) калибровку и реконструкцию данных; б) определение критериев качества данных и отбора хороших событий и треков; с) идентификацию частиц; д) определение коррекций на эффективность детектора и содержание вторичных частиц; е) оценку систематических ошибок измерений. В данной главе приводится описание всех этапов процедуры анализа и отмечается вклад автора в ее разработку и развитие.

2.1 Реконструкция событий в эксперименте NA49

Подробное описание процедуры реконструкции данных в эксперименте, включая калибровку и коррекции времяпролетной информации с TOF детектора, было дано в кандидатской диссертации автора [84]. В данной работе будет приведено только краткое описание процедуры, основные результаты и личный вклад автора в развитие методов коррекции.

Данные в эксперименте NA49 записываются в бинарном формате, где последовательность битов делится для удобства чтения-записи на т.н. рекорды. К примеру, в каждом событии информация с TOF детектора представляет собой массив из 4-х тысяч 32-битных слов, в которых закодирована информация со всех ADC и TDC. Основной задачей реконструкции является преобразование бинарных данных к виду, удобному для физического анализа, а именно, восстановление структуры события как набора треков частиц с достоверной информацией о заряде, импульсе, массе, потерях энергии, и т.д. Вкратце, процедура реконструкции выглядит следующим образом.

Вначале находятся кластеры во всех время-проекционных камерах. Кластер – это элемент гипотетического на данном этапе трека заряженной частицы, т.е. точка с координатами, ошибками этих координат и величиной ионизационных потерь на данном участке траектории. Определяется кластер как взвешенное среднее сигналов с соседних сигнальных элементов в TPC – падов. Затем из набора кластеров в каждой камере по специальному алгоритму восстанавливаются треки. Локальные треки затем сшиваются в один глобальный трек,

проходящий через все TPC. Так как координаты падов в камерах известны, то легко определить все пересечения трека с падами вдоль траектории. Данные пересечения называются потенциальными точками. В дальнейшем, используя величину отношения числа реконструированных точек на треке к числу потенциальных точек, определяются треки с высоким качеством реконструкции.

На следующем этапе проводится восстановление первичной вершины взаимодействия. В качестве начального приближения берется точка с координатами (X_{bpd},Y_{bpd},Z_{target}), где координаты (x,y) определяются по измерениям в BPD камерах, 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 хорошо восстановленные треки, т.е. те, что удовлетворяют определенному набору критериев качества. К примеру, отношение числа реконструированных точек к числу потенциальных точек должно быть более 0.5. С данным набором треков проводится дальнейший поиск вершины первичного взаимодействия. Для этого выполняется процедура минимизации величин квадратичных отклонений по x,y-осям экстраполяций треков в вершину. После нахождения вершины для каждого трека проводится окончательное определение импульса и фактической длины траектории от вершины до последней реконструированной точки на треке. Если по какой-либо причине процедура минимизации завершилась с ошибкой, то в качестве физической вершины берется геометрическая, которой является координата центра тяжести мишени. А если в этом событии отсутствуют показания с BPD-камер (вследствие мертвого времени или неэффективности), то вершиной считается точка с координатами ($0.$,$0.$,Z_{target}).

Затем, используя линейный участок траектории заряженной частицы в MTPC, проводится экстраполяция трека на плоскость TOF детектора и находится координата точки пересечения продолжения трека с плоскостью одного из сцинтилляторов (если такая точка существует). При наличии сигнала в данном сцинтилляторе, т.е. значения TDC менее переполнения и величины QDC более чем минимальное значение в данном канале (пьедестал) определяется масса частицы. Для этого используя параметры трека, измеренные в TPC (импульс и длину трека от мишени до последней измеренной точки в TPC), рассчитывается полная длина трека и финальное скорректированное значение времени пролета. Описанию принципов и процедуры определения данных временных коррекций посвящена следующая часть главы.

Основой для реконструкции и хранения данных в эксперименте является программная оболочка DSPACK [85], 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 программой. При этом пользователю предоставляется доступ ко всем данным, находящимся в памяти сервера. Все процедуры обращения к диску, чтения и записи данных, а также управления памятью осуществляются с помощью специализированной библиотеки функций *DSLIB*. Основным элементом данных является "структура языка С" - связный список данных разных типов. На Рисунке 2.1 представлены две из более чем 40 используемых структур данных, "Event" и " TrackTof".

```
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. 2.1. Структура данных для хранения информации о событии (Event) и о пересечении продолжения трека из с одним из сцинтилляторов TOF (TrackTof).

Каждое реконструированное Pb+Pb событие содержит структуру "Event" (со служебной информацией о событии и рядом указателей на другие структуры), порядка 100 структур "Vertex" (одна из них является вершиной первичного взаимодействия, другие являются реконструированными вершинами вторичных взаимодействий или распадов), около 2000 структур "Track" (в которых содержится информация о заряде, импульсе, ионизационных потерях, 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.

Логика процедуры реконструкции для времяпролетного детектора выглядит следующим образом: программа-клиент (TOF-клиент) на этапе инициализации соединяется с сервером DSPACK и загружает все требуемые параметры и константы из его памяти, затем экстраполируя все треки на TOF определяет случаи пересечения треков с времяпролетным детектором и после всех коррекций создает и заполняет необходимые структуры данных ("TrackTof" в данном случае) сохраняя полученную информацию в памяти сервера. По окончании работы всех клиентов полное реконструированное событие записывается на диск.

2.2 Калибровка детектора и коррекция времяпролетной информации

В этом разделе будут описаны разработанные и реализованные автором алгоритмы геометрической калибровки TOF детектора (*alignment*), амплитудной нормировки сигналов, а также коррекций времяпролетной информации.

Геометрическая калибровка TOF детектора. Время пролета, измеряемое сцинтилляционным детектором, зависит от координаты точки попадания частицы относительно фотокатода. Для типичной скорости распространения света в сцинтилляторе порядка 10-13 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 концы двух алюминиевых стержней прикрепленных к 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 10^5 событий, причем в каждом событии содержится 400-600 треков в аксептансе MTPC. Треки, используемые в процедуре калибровки, должны удовлетворять нескольким критериям отбора по качеству восстановления траектории. Каждый трек должен иметь отношение числа восстановленных точек в TPC к числу

потенциальных более 0.5, иметь точки в MTPC и хотя бы в одной из VTPC. Кроме того, если последняя точка на треке находится на расстоянии более 50 см от границ время-проекционной камеры, то частица считается распавшейся в данной точке и трек отбрасывается. Если трек удовлетворяет всем критериям качества, то для него проводится процедура линейной экстраполяции и находится точка пересечения (если существует) с TOF. 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.

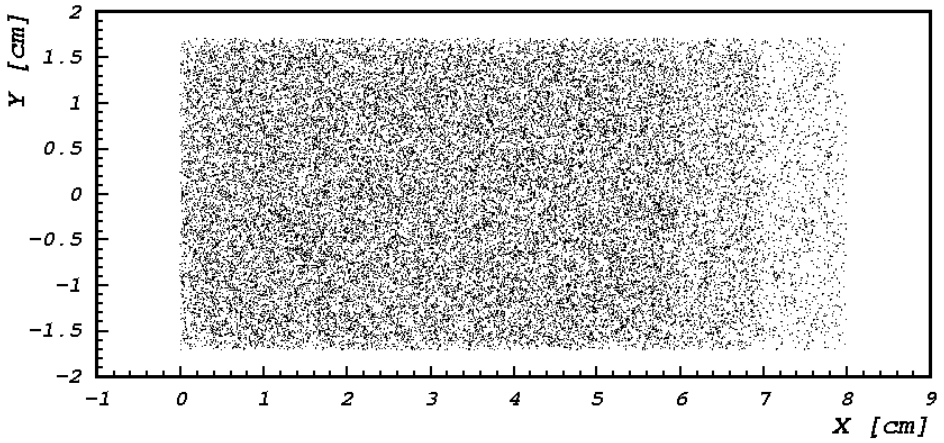

Рис. 2.2. Распределение координат попаданий треков при наличии сигнала в счетчиках TOF.

На Рисунке 2.2 представлено двумерное распределение координат точек попадания треков (в системе координат счетчиков) при наличии в данных счетчиках "проекции" и "сигнала". Распределение равномерное по *y*-координате, а области различной плотности по *x*-координате соответствуют счетчикам различной длины. 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 Рисунке 2.3а показано двухмерное распределение (координат *x* и *y*) для таких треков, а на Рисунке 2.3в,с представлены проекции двухмерного распределения на оси координат. Ширину пиков на краях можно считать оценкой точности процедуры геометрической калибровки. Она составляет порядка 1 мм, что дает погрешность определения времени пролета не превышающую 10 пс. Кроме того, имеется около 3% треков, для которых нет сигналов, однако, координаты точек попадания распределены равномерно по

поверхности сцинтиллятора. Данные случаи ассоциируются с распадами частиц между TPC и TOF.

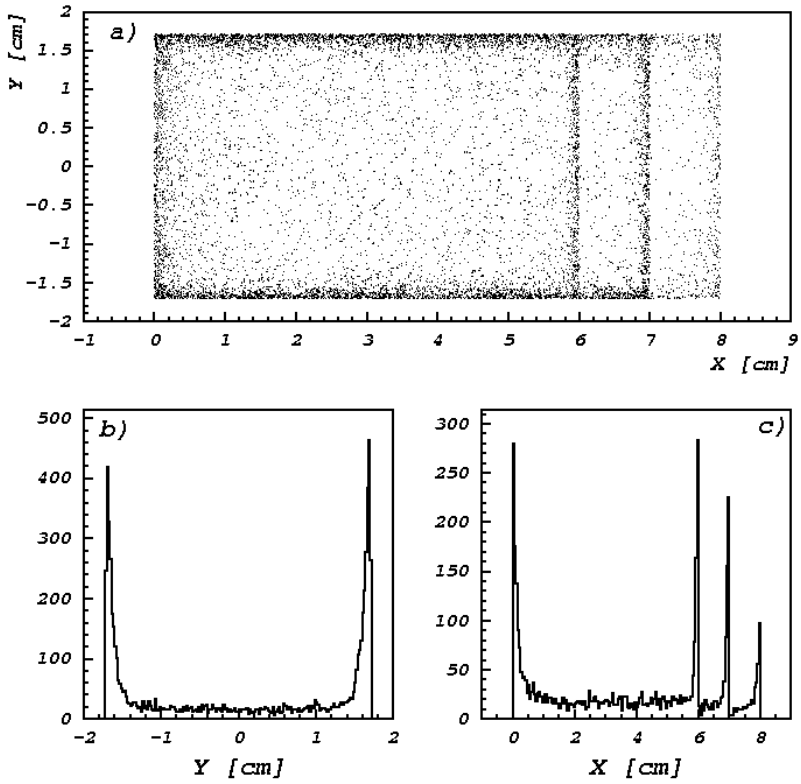

Рис. 2.3. Распределения координат попаданий треков при отсутствии сигнала в счетчике. Видны распределения для счетчиков длиной 6, 7 и 8 см.

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

Амплитудная нормировка сигналов с TOF детектора. Необходимость нормировки амплитуд сигналов со счетчиков TOF объясняется тем, что была обнаружена зависимость качества временного сигнала в каждом счетчике от значения амплитуды, поэтому было предложено использовать амплитудную информацию как критерий качества при восстановлении времени пролета. Однако, значения амплитуд сигналов от счетчика к счетчику разнятся, - поэтому нормировка имеет целью унификацию критерия отбора, т.е. использовать вместо 891 условий отбора всего один критерий. На Рисунке 2.4 показано амплитудное распределение сигналов (в каналах QDC) с одного из счетчиков при попадании в него релятивистских частиц. Оно соответствует распределению Ландау. Кроме основного пика есть еще пара других 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). Такие случаи возможны вследствие неточности определения координат счетчика (неверная экстраполяция) либо потерями частиц в промежутке между TPC

и TOF вследствие распада или неупругого столкновения. 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 – т.н. переполнение. Для данного типа QDC оно составляет 2^{12}-1=4095.

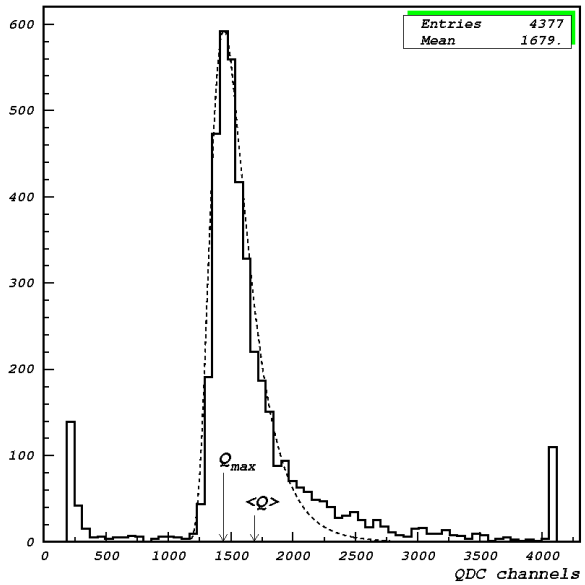

Рис. 2.4. Амплитудное распределение сигналов для одного из сцинтилляционных счетчиков TOF. Функция-распределение Ландау для используемого типа сцинтиллятора показана штриховой линией.

Как видно из распределения, правая часть спектра более протяжѐнная, чем типичное распределение Ландау, показанное штриховой линией. Это объясняется фоном от нейтронов и гамма-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 амплитуды составляет от 10% до 15%, причем они ухудшают возможности идентификации частиц. Поэтому эти треки не используются в анализе, однако, их количество, отброшенных по данному критерию, учитывается в последующих коррекциях.

Вследствие разброса в параметрах счетчиков и разной чувствительности электронных каналов среднее значение амплитудного спектра варьируется от счетчика к счетчику в пределах порядка 400 каналов (до 10% от полной шкалы). Для упрощения процедуры ограничения амплитуды в последующем анализе, амплитуды сигналов для всех счетчиков нормируются на наиболее вероятное значение в спектре (обозначено как $Q_{макс}$ на рис. 2.4). Как уже было отмечено выше, в амплитудном спектре физическим "нулем" шкалы является значение канала пьедестала. Нормировка заключается в преобразовании исходного амплитудного распределения к виду:

$$\frac{Q - Q_{\text{пьедестал}}}{Q_{\text{макс.}}} \qquad (2.1)$$

где Q - исходное значение амплитуды, $Q_{пьедестал}$ - значение пьедестала в данном канале, а $Q_{макс.}$ - наиболее вероятное значение амплитудного спектра.

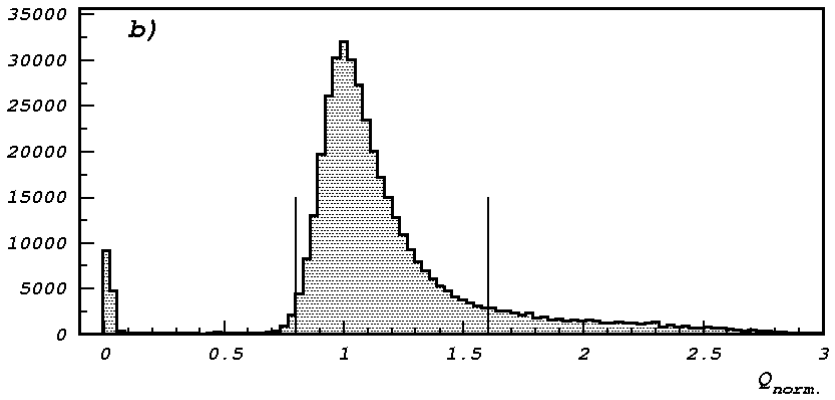

Рис. 2.5. Нормированное амплитудное распределения для всех счетчиков времяпролетного детектора. Линиями показаны границы для отбора качества по амплитуде $0.8<Q_{norm.<}1.6$.

На Рисунке 2.5 представлено нормированное распределение амплитуд со всех счетчиков TOF. Напомним, что ограничение по амплитуде вводится, чтобы убрать из анализа треки с плохим качеством временной информации. Опытным путем установлены эти границы для анализа адронов: $0.8<Q_{norm.<}1.6$. В качестве иллюстрации для необходимости ограничения амплитуды, на Рисунке 2.6 представлено скорректированное временное распределение в зависимости от значения $Q_{norm.}$ для центральных Pb+Pb при энергии 158 ГэВ на нуклон. Ухудшение качества информации для $Q_{norm.}>1.6$ заметно 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 времяпролетной информации для данного трека.

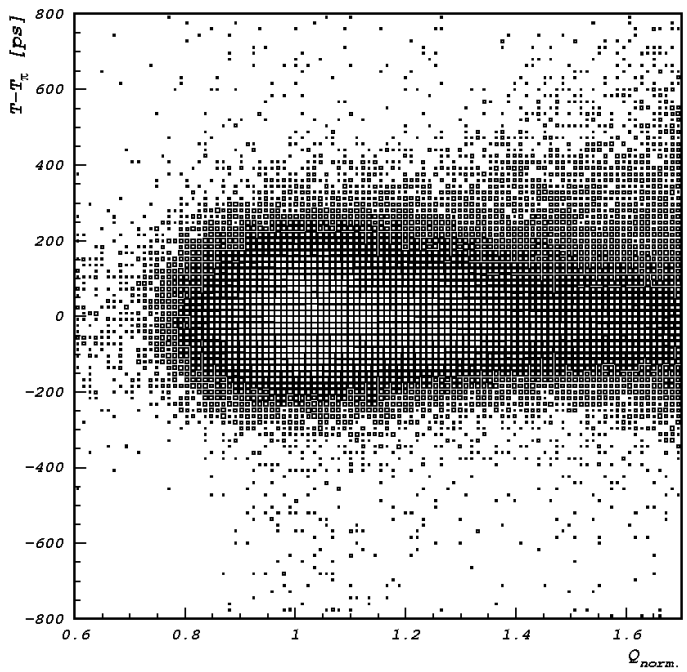

Рис. 2.6. Зависимость скорректированного времени T-T_π от нормированной амплитуды сигнала в счетчике (определение величины T-T_π приводится в следующем разделе) в центральных Pb+Pb при 158 ГэВ на нуклон.

Для понимания последующих коррекций полезно представить себе процесс измерения времени пролета следующим образом. Пусть начало координат совпадает с системой координат эксперимента, а "начало времени" совпадает с моментов пересечения пучковой частицей стартового счетчика S1. После прохождения пути равного примерно 37 метрам (и после примерно 120 нс) налетающее ядро взаимодействует с ядром мишени. Образованные в результате взаимодействия заряженные частицы регистрируются затем в объеме TPC. Пусть одна из этих частиц после прохождения пути около 14 м (и через интервал времени порядка 48 нс) попадает в один из сцинтилляционных счетчиков. Если известен импульс этой частицы p (определѐнный 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:

$$m^2 = \frac{p^2}{\beta^2\gamma^2} \qquad (2.2)$$

где m - масса частицы, а 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 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

$$T_0 = T_{01}+T_{02}+T_{03}+T_{04} \qquad (2.3)$$

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* TDC.

Итого: $T_1=T_{11}+T_{12}+T_{13}+T_{14}+T_{15}+T_{16}$.

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 TDC, т.е. "измеренное" время T (в пикосекундах) равно $T = N\cdot 25$. Нашей задачей является определение времени пролета частицы от мишени до счетчика, т.е. величины T_{12}. Несмотря на большое количество составляющих в вышеприведенных формулах, 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,

$$T = T_0 + T_{12} + T_к(x_1,x_2,x_3,\ldots), \qquad (2.4)$$

где T_0 - константа включающая в себя сумму (разницу) всех постоянных временных промежутков для данного канала, $T_к(x_1,x_2,x_3)$ - коррекция времени в зависимости от измеряемых параметров x_1, x_2, x_3, а T_{12} - истинное время пролета.

Определение константы T_0 производится 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 – при максимальной энергии SPS до 80% заряженных частиц составляют пионы. С помощью заданного окна по dE/dx (см. рис. 2.7) отбрасываются позитроны, каоны и протоны. Затем, пренебрегая на этом этапе величиной $T_к$, строим распределение величины T-T_π, где:

$$T_\pi = \frac{L\sqrt{p^2+m_\pi^2}}{c\cdot p} \qquad (2.5)$$

m_π^2= 0.01932 ГэВ/с^2 - квадрат массы пиона, c - скорость света.

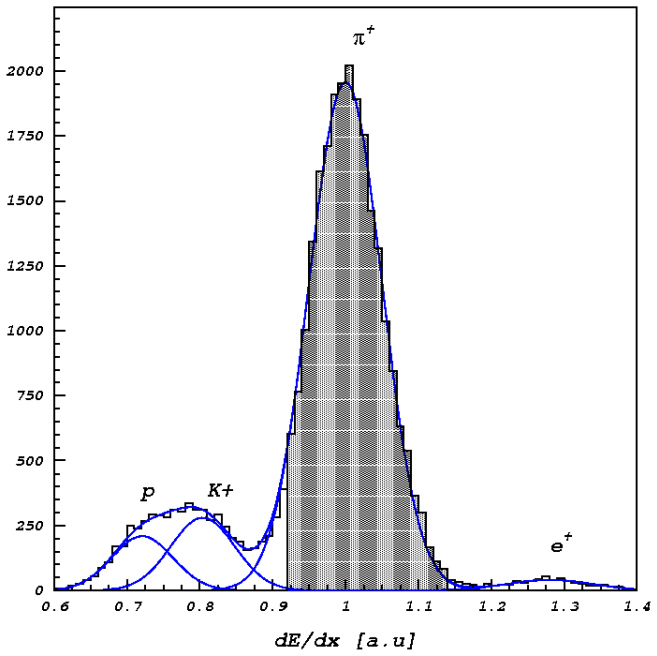

Рис. 2.7. Распределение ионизационных потерь для треков, попадающих в TOF. Штриховкой обозначена область для выделения пионов.

Среднее значение полученного распределения с точностью до $T_к$ является искомой величиной T_0 (см. формулу 2.1), так как в данном случае $T_\pi \sim T_{12}$. На Рисунке 2.8 показано типичное распределение T-T_π для одного счетчика, обозначенное просто как T. Для последующих коррекций удобно вычитать найденную константу T_0 из распределения T-T_π, сдвигая тем самым распределения для всех счетчиков к нулю. При этом очевидно, что полученное распределение представляет собой $T_к(x_1, x_2, x_3,...)$.

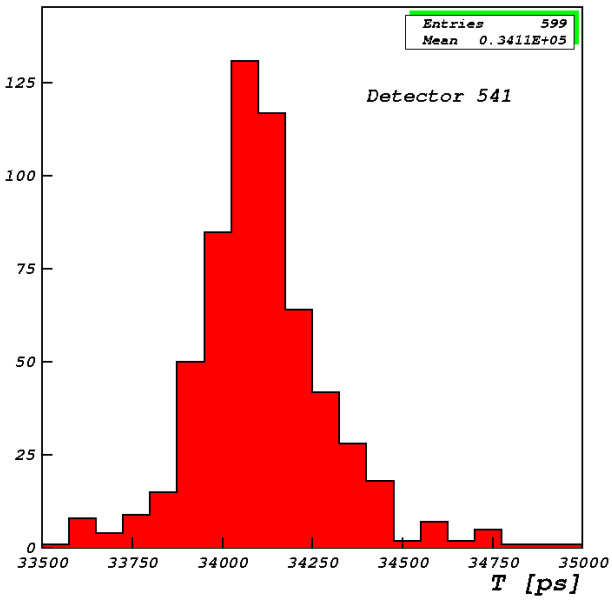

Рис. 2.8. Распределение $T\text{-}T_\pi$ для одного из сцинтилляционных счетчиков.

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 Рисунке 2.9 показано двумерное распределение $T\text{-}T_\pi$ от x. Эта зависимость хорошо описывается полиномом 2-й степени от x:

$$T\text{-}T_\pi=\kappa_{00}+\kappa_{01}x+\kappa_{02}x^2 \qquad (2.6)$$

На этом же рисунке представлено скорректированное на x распределение ($T\text{-}T_\pi$). Величина коррекции меняется от 150 до 300 пс. Здесь же показана зависимость ($T\text{-}T_\pi$) от амплитуды Q_{norm}. Данная зависимость также фитируется полиномом 2-й степени:

$$T\text{-}T_\pi = \kappa_{10} + \kappa_{11}q + \kappa_{12}q^2 \qquad (2.7)$$

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 вместе с геометрическими константами (процедура получения которых была описана ранее) и используются в дальнейшем при реконструкции.

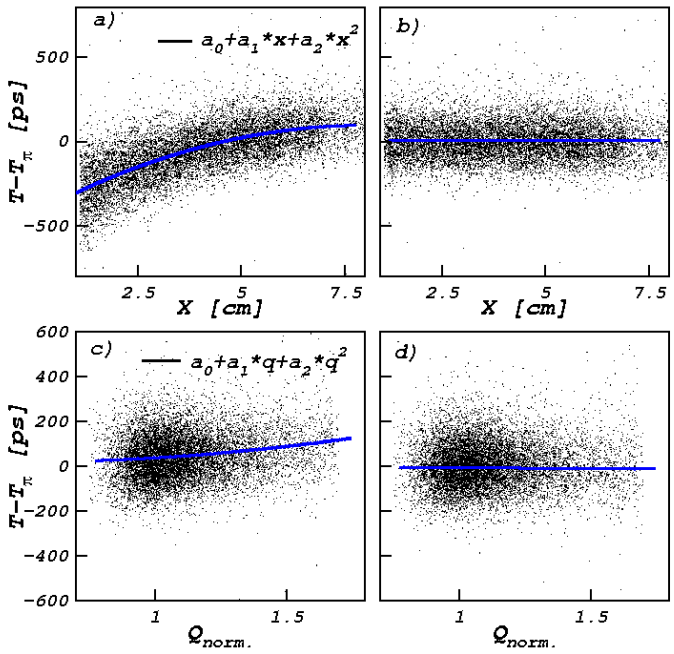

Рис. 2.9. Зависимость времени от координаты x и от амплитуды сигнала q до (a,c) и после (b,d) коррекций.

В зависимости от амплитуды сигнала в счетчике S1 время выработки стартового сигнала меняется. Как оказалось, эта зависимость хорошо описывается линейной функцией (рис. 2.10, a), а коррекция составляет от примерно 40 пс (см. рис. 2.10, b).

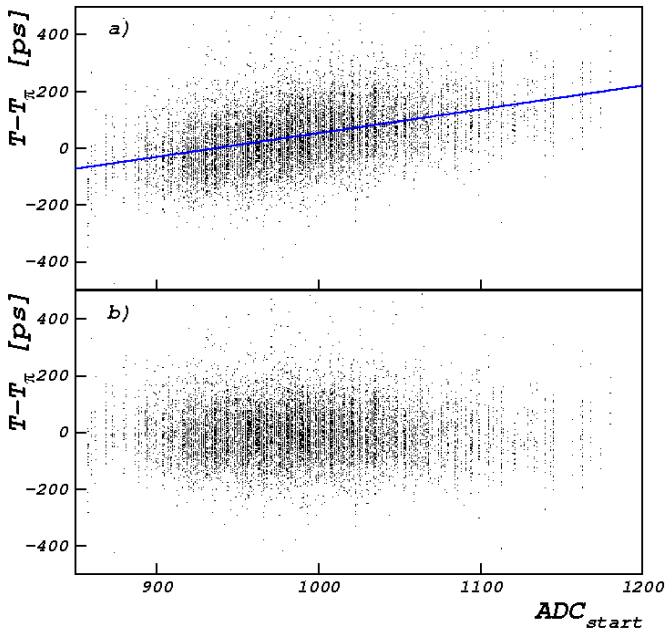

Рис. 2.10. T-T_π в зависимости от амплитуды сигнала в стартовом счетчике ADC_{start} до коррекций (a) и после коррекций (b).

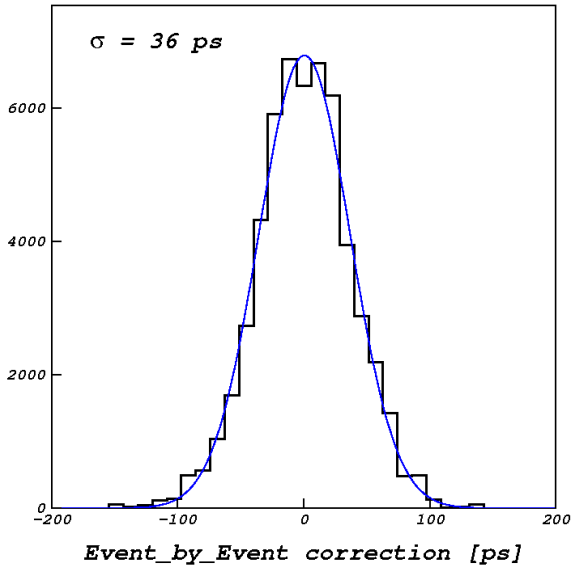

Рис. 2.11. Распределение по-событийных коррекций для TOF детектора.

Кроме этого, 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 $T\text{-}T_{\pi}$, в конце определяется среднее значение распределения $\langle T\text{-}T_{\pi}\rangle$ для всех пионов в каждом событии. На полученную величину временного дрейфа затем корректируют величину времени пролета для всех частиц в данном событии. На Рисунке 2.11 показано распределение значений коррекций долговременного дрейфа. Использовались данные с 6000 центральных Pb+Pb событий (это составляет по времени примерно 5 часов набора) и из параметров фита этого распределения видно, что временная нестабильность системы составляет величину порядка (35-40) пс. Суммарное по всем сработавшим счетчикам TOF распределение ($T\text{-}T_{\pi}$) после применения полного набора коррекций представлено на Рисунке 2.12. Оценка ширины распределения по значению параметра σ для фита по Гауссу равняется σ=76 пс. Эта величина является верхним пределом для оценки временного разрешения времяпролетной системы (усредненной по всем счетчикам). Кроме, собственно, временного разрешения самого счетчика она включает в себя разрешение стартового счетчика, погрешности, вносимые электронными каналами, неидеальными коррекциями и т.д.

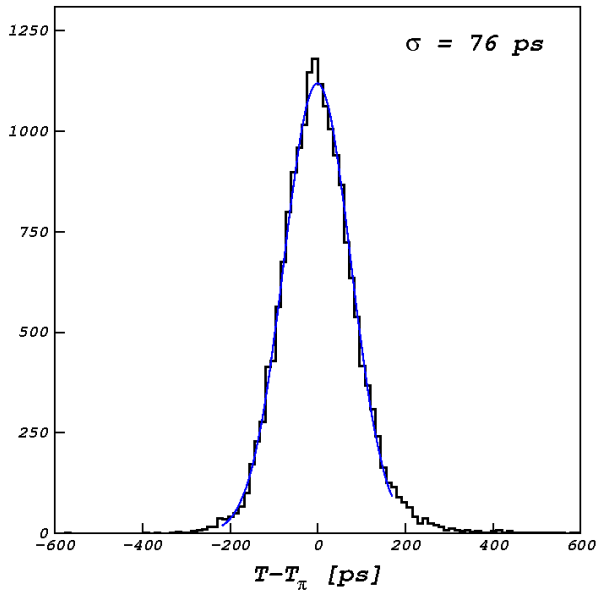

Рис. 2.12. (T-T_π) для всех счетчиков TOF после коррекций. Линией показан фит распределением Гаусса.

В экспериментах на пучках протонов вместо кварцевой пластины в стартовом счетчике S1 используется сцинтиллятор. Временная отметка с этого счетчика зависит в том числе и от величины амплитуды со счетчика. Как показано на Рисунке 2.13а эта зависимость от значения амплитуды хорошо описывается полиномом второй степени (показанного штриховой линией), а коррекция вносится в каждом событии для всех времен пролета с TOF.

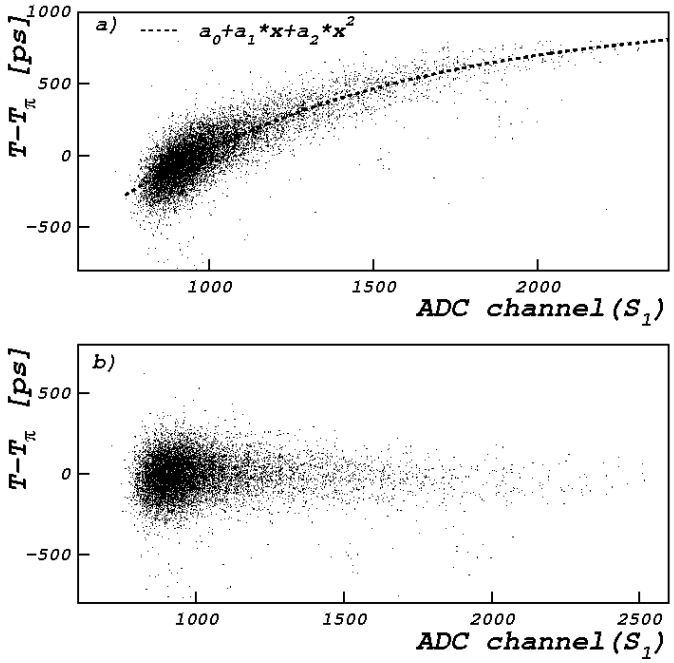

Рис. 2.13. (T-T_π) в зависимости от амплитуды сигнала в стартовом счетчике для p+p реакций: a) до коррекции на амплитуду; b) после применения коррекции полиномом второй степени.

Жидководородная мишень имеет протяженность около 14 см, что приводит к необходимости дополнительной коррекции времени пролета на координату вершины взаимодействия *z*. На Рисунке 2.14a показано распределение *z*-координаты восстановленной вершины взаимодействия, а на Рисунке 2.14b - зависимость времени пролета от *z*. Как видно из приведенного распределения, величина этой коррекции составляет около 33 пс/см и зависимость является линейной по *z*. Применение всех указанных коррекций дает значительное улучшение параметров временного распределения, - оценка временного разрешения дает величину σ=90 пс, что всего лишь на 18% хуже, чем для Pb+Pb реакций.

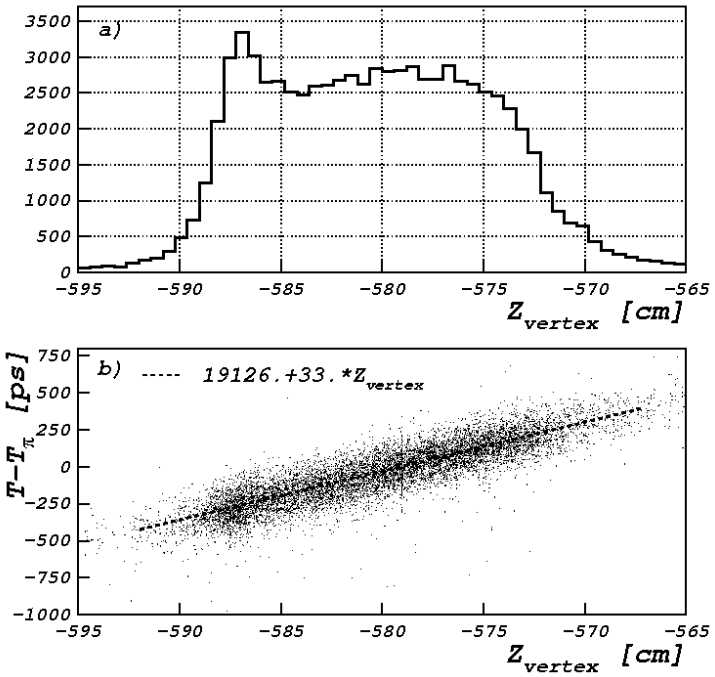

Рис. 2.14. a) распределение *z*-координаты вершины p+p взаимодействия; b) зависимость времени пролета от *z* в p+p реакциях.

Методы коррекции времяпролетной информации, изложенные в этой главе, были реализованы автором 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.

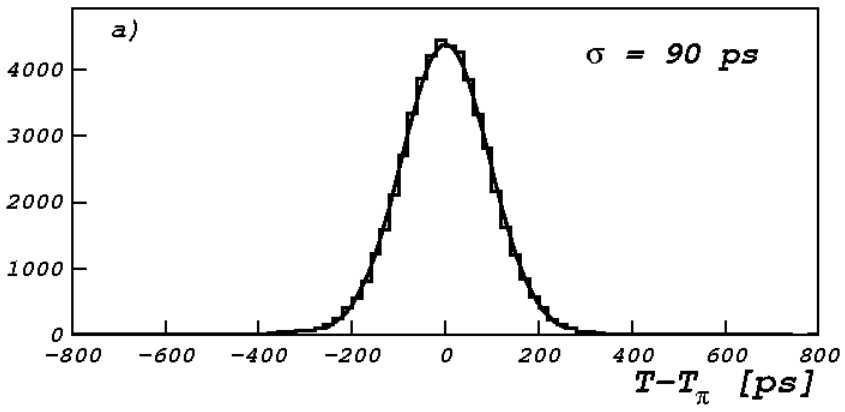

Рис. 2.15. Скорректированное ($T-T_\pi$) для p+p реакций при 158 ГэВ.

Квадрат массы частицы определяется по формуле:

$$m^2 = p^2(ct/L - 1) \qquad (2.8)$$

где m - масса частицы, p - импульс, t - время пролета от мишени, c - скорость света, L - длина пути.

Результаты процедуры калибровки TOF, разработанные автором и кратко представленные в данной главе показывают, что при выполнении полного цикла коррекций достигнутое временное разрешение времяпролетного детектора позволяет идентифицировать частицы по массе вплоть до импульсов P=4 ГэВ/c (см. рис. 2.16a). Как видно из рисунка, π/K разделение составляет около 3σ, а K/p разделение составляет не менее $(6\text{-}8)\sigma$. При больших импульсах (до 10 ГэВ/c) необходимо использовать дополнительную информацию об ионизационных потерях частицы. При этом возможность идентификации частиц и определения их выходов вполне реальна (см. рис. 2.16b,c).

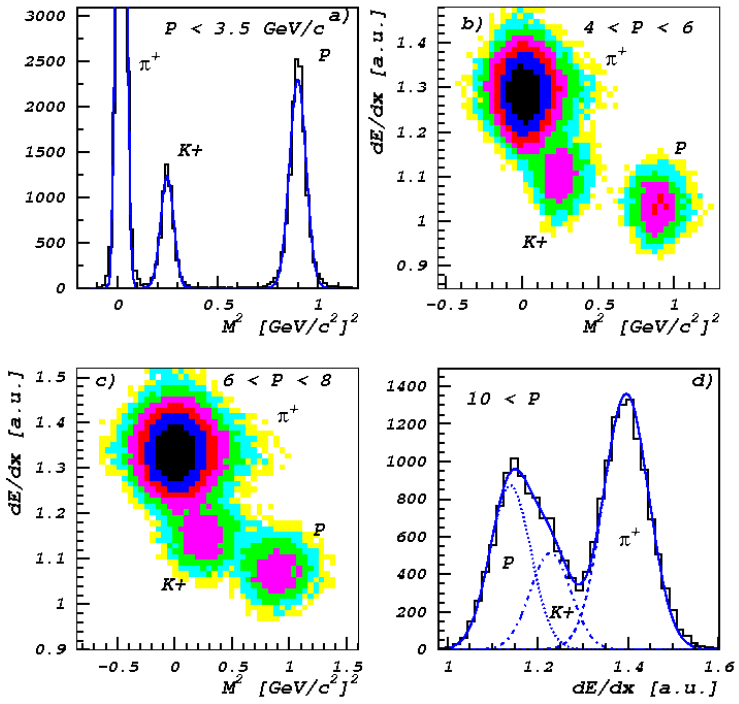

Рис. 2.16. Идентификация частиц в эксперименте NA49.

2.3 Отбор событий и треков по критериям качества

В данном разделе описываются результаты методических исследований по определению критериев качества реконструкции событий, треков и TOF хитов. Критерии качества необходимы для отбраковки неверно восстановленных данных. В результате изучения качества реконструкции событий, частично описанных в предыдущей главе, были выработаны следующие основные критерии отбора событий и треков:

- Налетающие ядра свинца могут про-взаимодействовать не только в мишени, но и в веществе детектора (или в воздухе) вблизи мишени. Для того чтобы исключить такие события налагается условие на z-координату восстановленной вершины взаимодействия – вершина должна находится в пределах +/-1 см от номинального значения (координаты центра тяжести мишени) для Pb+Pb столкновений. Количество отброшенных событий по этому критерию пренебрежимо мало в центральных столкновениях и составляет около 5% для наиболее периферийных событий.
- Для любого трека отклонение от центра экстраполированной в вершину траектории в поперечной плоскости не должно превышать 1.3 см по x-координате и 0.5 см по y-координате. Частицы отклоняются магнитным полем по x-координате, поэтому ширина

распределения вдоль этого направления (и ширина окна отбора) больше (см. рис. 2.17). Количество отброшенных треков не превышает 1%.

- Трек должен быть реконструирован в камере за магнитом MTPC и, по крайней мере, в одной из камер в магните VTPC, причем для высокого качества восстановления ионизационных потерь и импульса сегмент трека в MTPC должен быть не короче 1.5 м, а количество точек на треке в VTPC должно быть более 10.
- При попадании двух и более частиц в один счетчик TOF все эти треки отбрасываются, т.к. провести идентификацию по времени пролета в этом случае невозможно. Количество двойных срабатываний (загрузки) зависит от положения счетчика относительно оси пучка, от энергии столкновения и центральности.
- В разделе 2.1 было отмечено, что точность определения положения отдельного счетчика в пространстве составляет порядка 1 мм. Как видно из Рисунка 2.3, большое количество треков, попадающих в сцинтиллятор близко к границам, не имеют сигнала. В анализе используются треки, точка попадания которых в сцинтиллятор находится на расстоянии более 1 мм от края.
- Как было показано в подразделе 2.2, качество времяпролетной информации для очень малых или очень больших значений амплитуд хуже. Опытным путем были подобраны интервалы отбора по амплитуде для различных набор данных и типов частиц. К примеру, для анализа выходов адронов использовался интервал (в единицах нормированной амплитуды Q_{norm}) $0.8<Q_{norm.}<1.6$. Более жесткие ограничения сверху использовались для идентификации анти-дейтронов ($Q_{norm.}<1.4$), тогда как при анализе выходов ядер дейтерия и трития при низких энергиях пучка (ниже 80A ГэВ) использовались более мягкие ограничения сверху - $Q_{norm.}<2.0$.

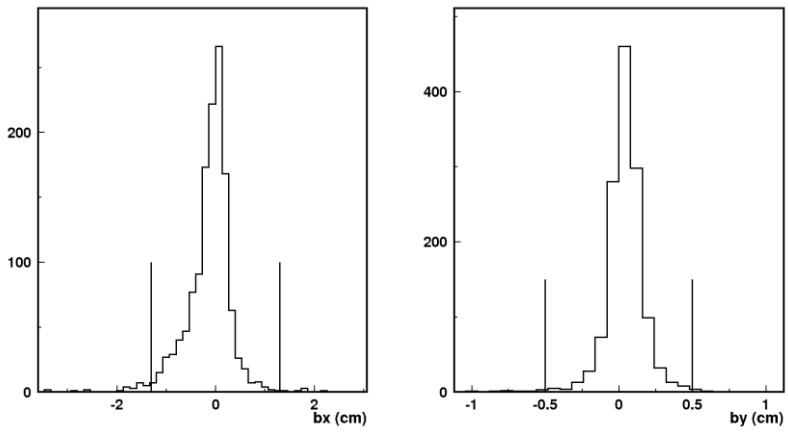

Рис. 2.17. Типичное распределение отклонений экстраполяций траекторий частиц в вершину взаимодействия. Слева по *x*-координате (bx), справа по *y*-координате (by). Линиями обозначены используемые в анализе границы значений.

2.4 Идентификация частиц в эксперименте NA49

Процедура идентификации частиц проводится в несколько этапов. Для каждого набора данных вся статистика треков, попавших в TOF детектор и удовлетворяющих критериям качества, описанным в предыдущем разделе, делится на интервалы по полному импульсу p и поперечному импульсу p_t. Необходимость разбиения на интервалы вызвана тем обстоятельством, что ионизационные потери релятивистских частиц зависят от полного импульса частицы (см. рис. 2.19), а относительные выходы частиц зависят от поперечного импульса. В каждом интервале (бине) проводится заполнение 2-х мерные гистограмм ионизационных потерь dE/dx от квадрата массы m^2 как показано на Рисунке 2.18. Затем определяются параметры полученных двухмерных распределений, а именно, амплитуды, средние значения и дисперсия для всех сортов частиц. Опытным путем были определены оптимальные значения интервалов, которые составили Δp=1 ГэВ/с Δp_t=0.2 ГэВ/с для адронов Δp=2 ГэВ/с Δp_t=0.5 ГэВ/с для легких ядер.

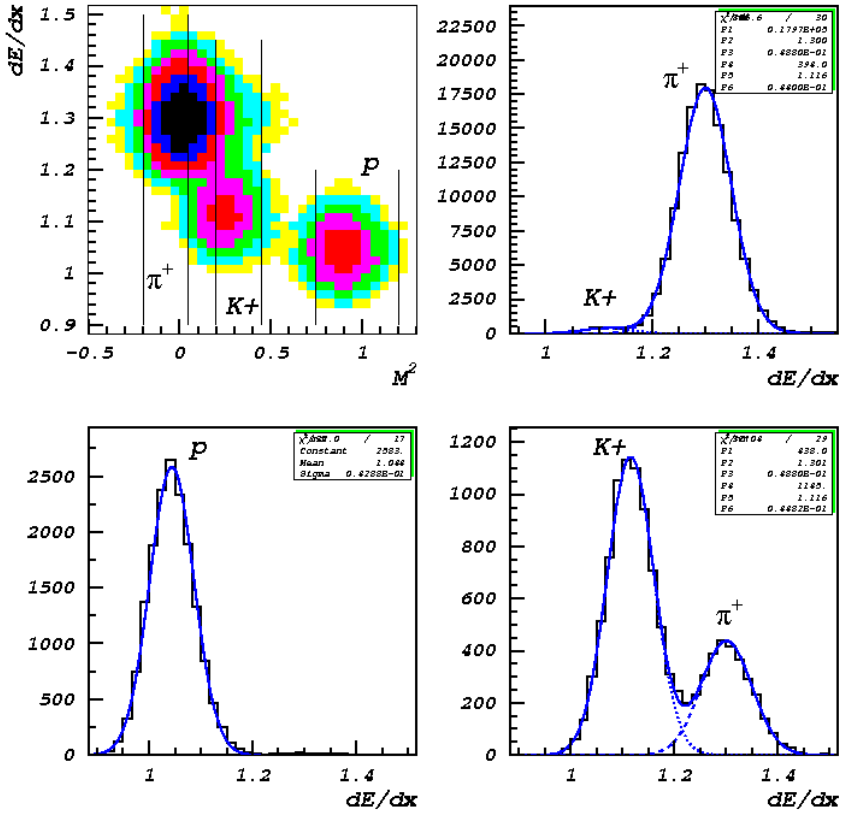

Рис. 2.18. Типичное распределение в процедуре определения параметров dE/dx распределений. Линиями показаны интервалы для выделения главных пиков и результаты фитирования.

Анализ среднего значения и ширины для ионизационных потерь проводится из одномерных распределения по *dE/dx* для каждого сорта частиц. Для этого по заданным интервалам вдоль оси m^2 в районе массы частицы определенного сорта двумерное распределение проецируется на ось *dE/dx* (см. рис. 2.18 слева вверху). Получаются распределения, состоящие из одного основного (главного) пика и нескольких пиков-сателлитов с меньшими амплитудами. Затем полученные распределения с помощью программы MINUIT фитируются распределениями Гаусса с целью определения параметров главных пиков (см. рис. 2.18b-d). Процедура выполняется последовательно в несколько этапов - вначале для пионов, затем для протонов, а в конце для каонов, затем процедура повторяется. В зависимости от импульсного интервала и ширины окна по m^2 распределения представляют собой один Гаусс или сумму 2-х или 3-х Гауссов. На каждом этапе фитирования свободными параметрами являются амплитуды всех пиков, а также среднее значение и дисперсия главного пика, остальные же параметры (определенные на предыдущих этапах средние и дисперсии пиков-сателлитов) 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 *chi2* или *Log-likehood*), а также контроля за разумностью результатов и записи полученных значений. На Рисунке 2.19 представлены результаты работы первого этапа, - показаны зависимость средних значений *dE/dx* и $\sigma_{dE/dx}$ от полного импульса для всех типов частиц.

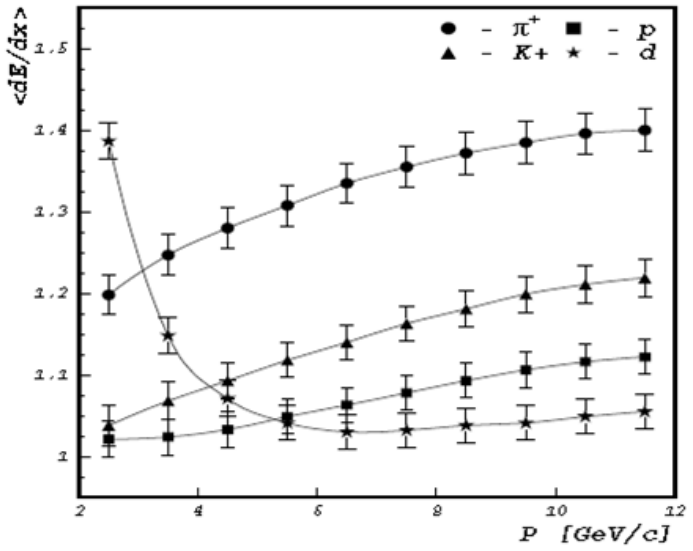

Рис. 2.19. Зависимость средних значений и ширин распределений ионизационных потерь для всех типов частиц. Величина ошибки в каждой точке равна $\sigma_{dE/dx}$.

Определение параметров m^2-распределений проводится аналогично. Так как средние значения пиков близки к квадрату массы частицы, то при правильной калибровке они не меняются (константы). 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 (см. рис. 2.20): используя данные об ионизационных потерях, полученных на предыдущем этапе, выбираем интервалы по dE/dx в районе среднего значения для каждого сорта частиц. В каждом окне проецируем 2-х мерное распределение на ось m^2. Затем, фитируя полученные распределения распределениями Гаусса, получаем значения $<m^2>$ и σ_{m2} для всех типов частиц.

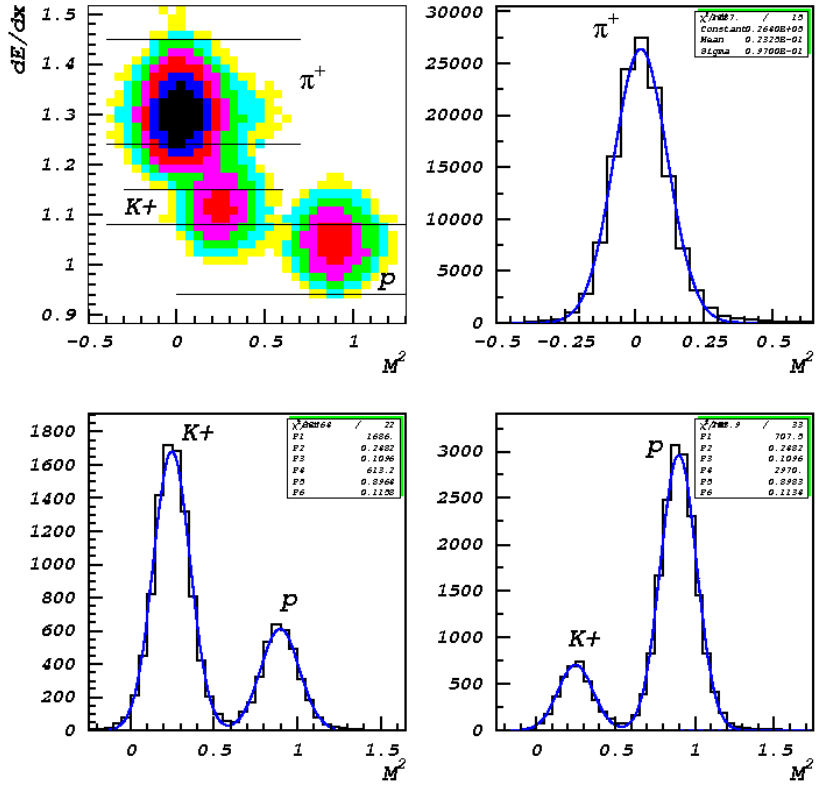

Рис. 2.20. Процедура определения параметров распределений по m^2.

На Рисунке 2.21 показаны результаты работы этого этапа - зависимость σ_{m2} от импульса вместе с результатами параметризации этой зависимости полиномом 2-й степени от p.

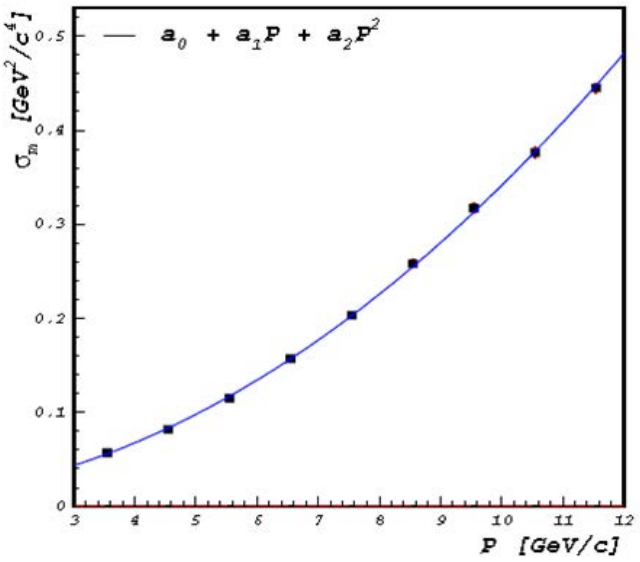

Рис. 2.21. Зависимость ширины распределения по m^2 для пионов от полного импульса.

Заключительным этапом является определение амплитуд пиков в каждом dE/dx-m^2 распределении для всех типов частиц. Для этого распределения фитировались суммой трех 2-х мерных распределений Гаусса с фиксированными значениями средних и ширин. 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:

$$\sum_i F_i = \sum_i A_i \left\{ -\left(\frac{\frac{dE}{dx} - E_m}{\sqrt{2}\sigma_E} \right)^2 - \left(\frac{m^2 - \langle m^2 \rangle}{\sqrt{2}\sigma_m} \right)^2 \right\} \qquad (2.9)$$

где F_i - параметризация для i-го сорта частиц.

Качество параметризации проверялось визуально в всех анализируемых интервалах по полному и поперечному импульсу, в качестве примера на Рисунке 2.22 показаны распределения для данных (кружки) и для функции-параметризации (линия) в нескольких анализируемых импульсных интервалах. 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:

   ($\langle m^2 \rangle$ +/- $k_m \cdot \sigma_{m2}$, $\langle E_m \rangle$ +/- $k_e \cdot \sigma_E$),

где $\langle E_m \rangle$, $\langle m^2 \rangle$ - среднее значение ионизационных потерь и квадрата инвариантной массы, соответственно, для данного сорта частиц, σ_{m2}, 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 $P_в$.

Вероятность p_i определяется как:

$$p_i = \frac{F_i\left(\frac{dE}{dx}, m^2\right)}{\sum_i F_i\left(\frac{dE}{dx}, m^2\right)} \qquad (2.10)$$

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

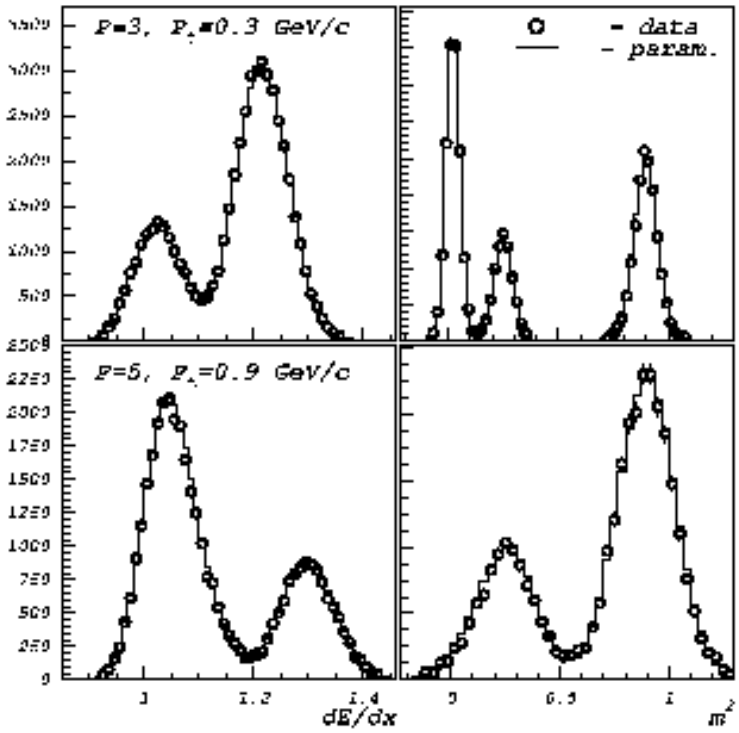

Рис. 2.22. Сравнение распределений по *dE/dx* (левая колонка) и m^2 (правая колонка) в нескольких импульсных интервалах для истинных распределений и функции-параметризации.

Значения k_m и k_e выбираются равными 3 для значений импульса менее 5 ГэВ/с и 2.5 для больших импульсов. Значение $P_в$ равняется 0.7 для всех импульсных интервалов. Как результат на Рисунке 2.23a-d для нескольких импульсных интервалов показаны распределения *dE/dx* от m^2 при выполнении условий 1) и 2).

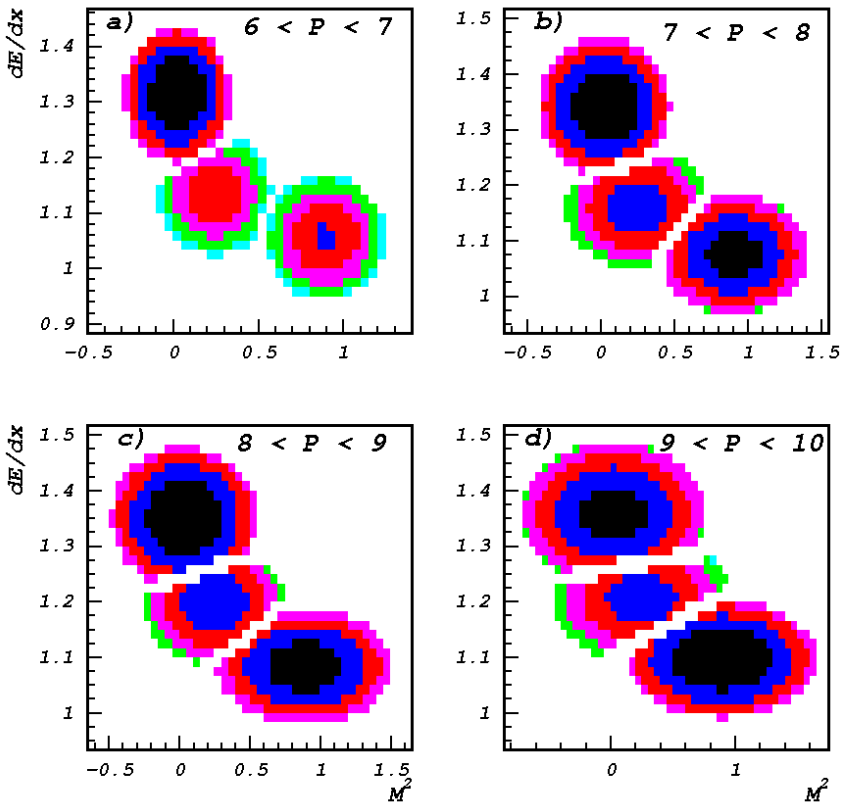

Рис. 2.23. *dE/dx* от m^2 распределения при выполнении условий 1) и 2) (см. текст).

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 Рисунке 2.24 представлена зависимость величины ε_{id} от полного импульса для пионов, каонов и протонов (антипротонов). Здесь же показано процентное содержание частиц другого сорта n_{bkg} при таких условиях идентификации. Как можно видеть, максимального значения (~8%) величина n_{bkg} достигает для каонов при импульсе p=11 ГэВ/c. Для всех остальных частиц и импульсных интервалов содержание частиц другого сорта не превышает 3-5%.

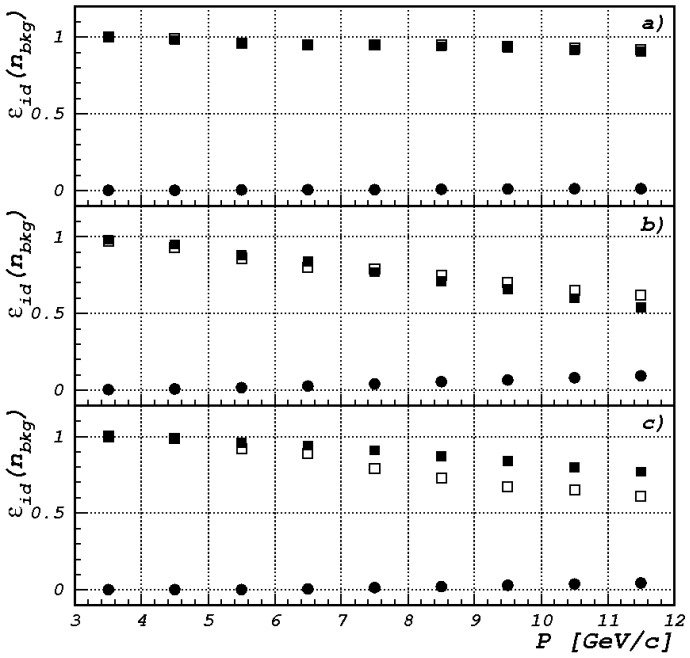

Рис. 2.24. Эффективность идентификации ε_{id} (квадраты) и процентное содержание других частиц n_{bkg} (кружки) для пионов (a), каонов (b) и протонов (c). Закрашенные символы - частицы, не закрашенные – античастицы.

Описанный выше способ не всегда применим для легких ядер, т.к. статистика частиц в некоторых интервалов слишком мала для определения точного значения амплитуды распределения. Поэтому процедура идентификации для легких ядер немного отличалась от описанной выше. Прежде всего, идентификация проводилась в бинах только по импульсу Δp=2 ГэВ/с (интегрально по p_t). Параметры распределений по осям находились так же, как и для адронов, а пример идентификационных эллипсов (шириной 3σ) для *d* и *t* показан на Рисунке 2.25a. Все 2-х мерные распределения проецировалось затем на ось m^2 после применения ката на значение ионизационных потерь $dE/dx < \langle dE/dx \rangle + 3\sigma_t$, где $\langle dE/dx \rangle$ это среднее значение потерь для тритонов в данном диапазоне импульсов, а σ_t – сигма этого распределения. Полученное распределение по m^2, которое представлено на Рисунке 2.25b, фитировались суммой 2-х Гауссов (для *d* и *t* соответственно) и экспоненциальной функцией. Все частицы в диапазоне квадрата масс $2.5<m^2<4.5$ ГэВ^2/с^4 и $6.9<m^2<7.9$ ГэВ^2/с^4 считались дейтронами и тритонами, соответственно. Потери частиц оценивались из параметров Гаусса для каждого из пиков, а фон (не превышающий 10%) оценивался по интегралу экспоненты в диапазоне выбранных масс.

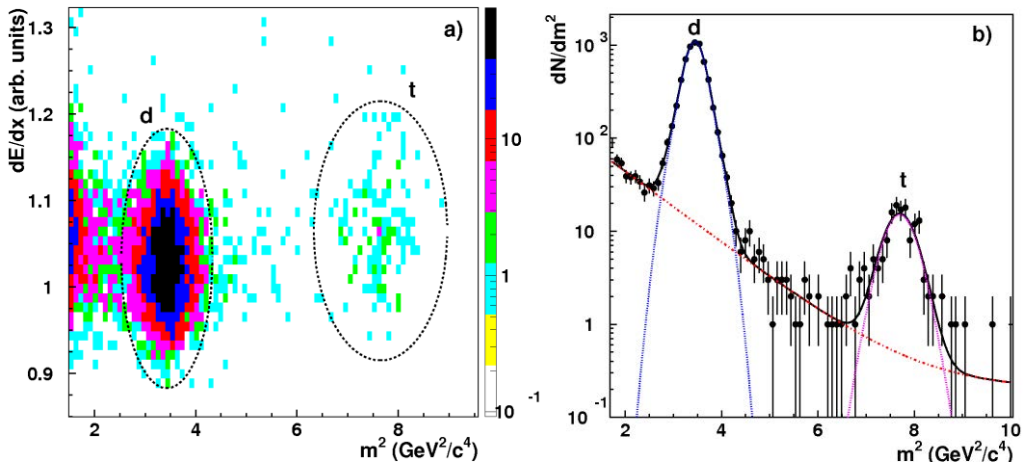

Рис. 2.25. a) Типичное распределение ионизационные потерь как функция квадрата массы для m^2>1.6 ГэВ^2/с^4 в Pb+Pb столкновениях при 30 ГэВ на нуклон. Идентификационные эллипсы для дейтронов и тритонов показаны штриховыми линиями. b) Распределения по m^2 после ката dE/dx<E_{cut}. Штриховой линией показана функция, используемая для оценки фона для *d* и *t*.

Данный способ идентификации применим даже для очень редких событий, - таких как анализ антидейтронов. На Рисунке 2.26b представлены два распределения квадрата массы для положительных частиц (красная гистограмма) и отрицательно заряженных треков (синяя гистограмма) после обрезания по величине ионизационных потерь. Видно, что пик антидейтронов хорошо выделяется, причем ситуация с оценкой параметров пика и фона под ним благоприятная даже если поделить статистику на несколько бинов по поперечному импульсу (см. рис. 2.27a-c).

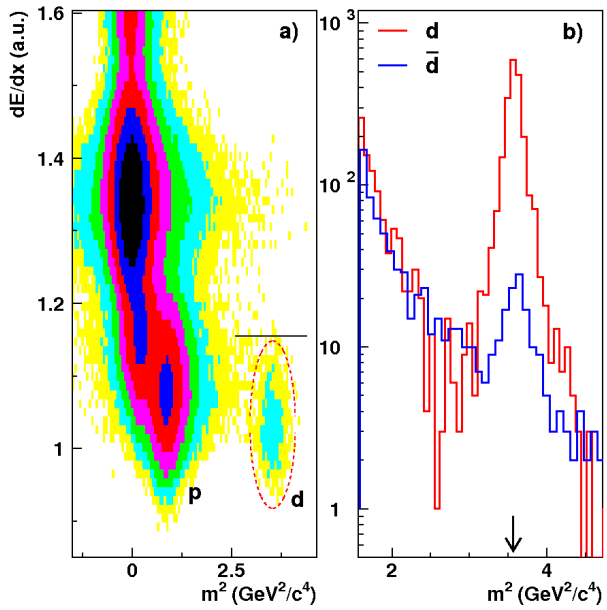

Рис. 2.26. a) dE/dx как функция m^2 в 0-23% центральных Pb+Pb столкновениях при 158A ГэВ. Идентификационный эллипс для дейтронов показан штриховой линией. b) Распределения по m^2 после ката dE/dx<E_{cut} для положительных (верхняя гистограмма) и отрицательных частиц.

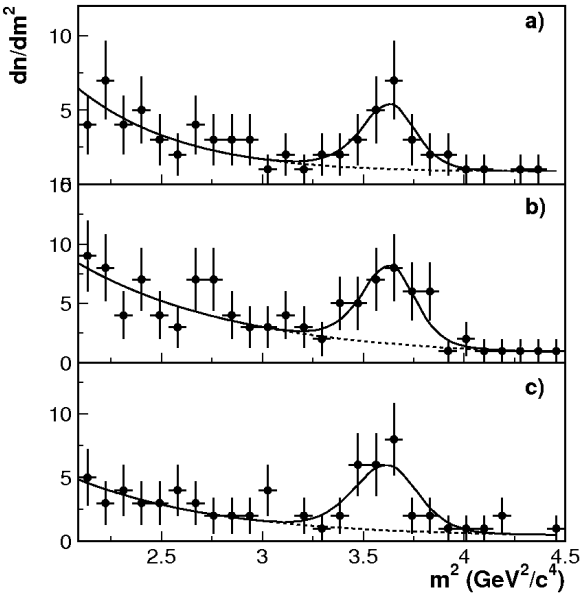

Рис. 2.26. Распределения по m^2 (после ката $dE/dx<E_{cut}$) для отрицательных частиц в 0-23% центральных Pb+Pb столкновениях при 158 ГэВ на нуклон в нескольких диапазонах по p_t: a) $0<p_t<0.3$ ГэВ/c; b) $0.3<p_t<0.45$ ГэВ/c; c) $0.45<p_t<0.6$ ГэВ/c.

Анализ выходов ядер ^{3}He проводился без условия на наличие срабатывания в TOF детекторе. Это было сделано по двум причинам. Во-первых, аксептанс MTPC гораздо больше, чем у TOF детектора. Во вторых, идентификация 2-х зарядных частиц по ионизационным потерям в MTPC не представляет никаких проблем в детекторе NA49 с его типичным разрешением по *dE/dx* порядка 4%. Как показано на Рисунке 2.27a ядра гелия отделяются от остальных частиц при всех значениях импульса.

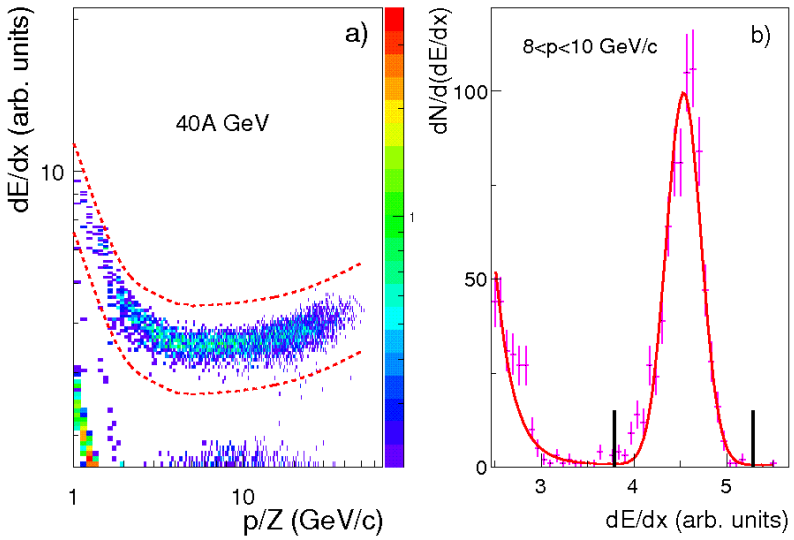

Рис. 2.27. a) Ионизационные потери в MTPC как функция p/Z в центральных Pb+Pb столкновениях при 40 ГэВ /c. Область 2-х зарядных ядер выделена штриховыми линиями. b) *dE/dx* для 2-х зарядных частиц с импульсами $8<p<10$ ГэВ/c.

Для идентификации ^{3}He зависимость среднего *dE/dx* от p/Z параметризовалось функцией Бете-Блоха и строилось окно +/-3σ от рассчитанного среднего значения (см. штриховые линии на рис. 2.27a). Оценка фона затем проводилась в небольших интервалах по импульсу путем проецирования 2-х мерных распределений на ось *dE/dx* (см. рис. 2.27b). Величина фона слабо зависит от импульса частицы и меняется от 2% при энергии пучка 20 ГэВ на нуклон до 20% при максимальной энергии SPS.

2.5 Коррекции и систематические ошибки в определении выходов частиц

Идентифицированные частицы (процедура идентификации подробно описана в предыдущей части) заносятся в 2-х мерные распределения по быстроте y и поперечному импульсу p_t (либо поперечной массе m_t). На Рисунке 2.28 показаны типичные распределения для идентифицированных частиц в столкновениях Pb+Pb при энергии 30 ГэВ на нуклон.

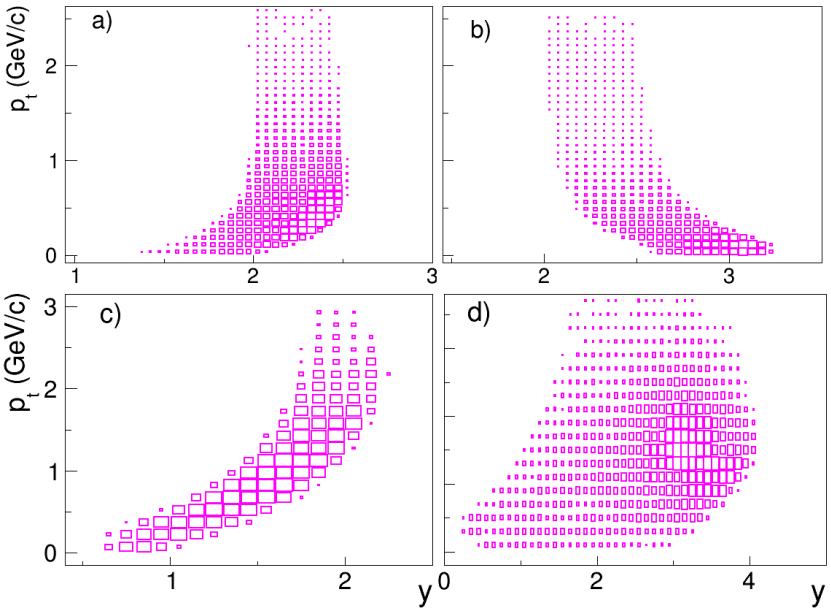

Рис. 2.28. Распределения по быстроте и поперечному импульсу в центральных Pb+Pb при энергии 30 ГэВ на нуклон: a) пионы; b) каоны; c) дейтроны и d) ^{3}He.

Частицы в данные распределения заносятся с определенными весами, которые являются коррекциями на потери треков при реконструкции, при отборе по критериям качества и при идентификации. Кроме этого, приведенные распределения должны быть поправлены на эффективность детектора, а фоновые события должны быть вычтены. Часть коррекций описанных выше определяется из данных, другие оцениваются по результатам моделирования. Перечислим вначале первые.

Коррекции на потери из-за ограничения по величине прицельного параметра в вершине определяются для каждого набора данных (энергии и центральности столкновения) путем подсчета выброшенных треков. Так как не было обнаружено значительной разницы в форме этого распределения для различных типов частиц, то коррекции на данное ограничение (не превышающее 2%) применяются глобально, т.е. ко всем трекам в событии. Аналогично проходит подсчет выброшенных хитов в TOF вследствие двойных (и более) попаданий треков в один сцинтилляторов в одном событии. Данная коррекция определяется для каждого отдельного счетчика в каждом наборе данных, так как загрузки зависят от полной множественности частиц в событии. Величина коррекции составляет от 6% до 14%. Процент треков, попадающих в область 1 мм от края сцинтиллятора постоянен для всех счетчиков одной площади, т.е. коррекция составляет 9%, 8.5%, и 8% для счетчиков длиной 6 см, 7 см, и 8 см, соответственно. Так как форма распределения по нормированной амплитуде Q_{norm} слегка меняется от счетчика к счетчику, то коррекция определяется для каждого счетчика в каждом отдельной наборе данных. Ее вариация составляет от 5% до 15% в зависимости от жесткости критерия ($0.8<Q_{norm}<1.6$ или $0.8<Q_{norm}<2.0$, к примеру).

Коррекции на эффективность идентификации частиц и содержание частиц другого сорта зависят от (p-p_t) бина и определяются из функции-параметризации для распределения dE/dx и m^2 в данном бине. Они применяются ко всем трекам, попадающим в данном бине в выделенную область (см. рис. 2.22-2.26).

Поправки, полученные по результатам моделирования включают в себя:

- геометрическую эффективность регистрации заряженных частиц в установке (аксептанс);
- поправку на потери частиц при взаимодействии с веществом детекторов;
- коррекцию на распады для нестабильных частиц (пионы и каоны);
- эффективность реконструкции треков.

Для решения этих задач автором был разработан специальный пакет программ, написанных на языках Си, Фортран и Си-shell. На Рисунке 2.28 представлена блок-схема используемых при моделировании установки процедур.

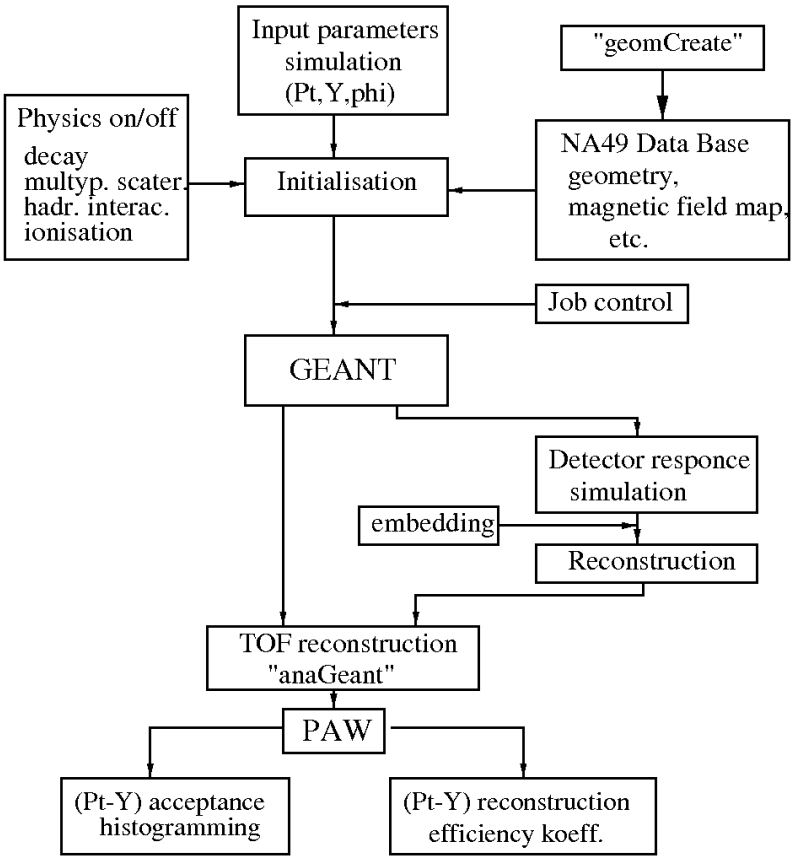

Рис. 2.29. Блок-схема процедуры моделирования в эксперименте NA49.

Первым этапом моделирования является создание базы данных всех элементов установки NA49. Эта задача выполняется программой *geomCreate*. Каждая деталь задается с указанием ее координат, размеров и вещества, из которого она состоит: все сцинтилляторы, ФЭУ, корпуса кассет, ферма, майлар, которым обернуты сцинтилляторы и многое другое (фактически все!) записывается в специальные файлы данных согласно спецификации пакета GEANT [87].

При моделировании аксептанса создается файл начальных параметров частиц, для этого разыгрываются порядка 10^7 треков каждого сорта частиц (π, K, p, d, t, ^{3}He) равномерно распределенных по фазовому пространству. А вот при определении эффективности реконструкции треков или учета вклада от распадов гиперонов множественность и состав частиц, используемых в моделировании, должны соответствовать экспериментальному распределению продуктов реакции Pb+Pb при соответствующих значениях энергии налетающего ядра и прицельном параметре столкновения. Поэтому 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 VENUS4.12 [88].

Для моделирования прохождения частиц через детектор использовался пакет GEANT. Для целей эксперимента NA49 этот пакет реализован в виде отдельного программного модуля *gna49PP*, позволяющего запускать задачи как в batch-моде, 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 скрипты для управления заданием.

Последовательность работы программ при моделировании задается специальным файлом-скриптом для управления заданием (см. рис. 2.29). На первом этапе происходит инициализация системы, задание начальных параметров, считывание базы данных всех детекторов, определение параметров и констант для физических процессов и, наконец, считывание значений координаты и импульса для всех треков в данном событии. Набор физических процессов для моделирования аксептанса включает в себя распад частиц, ионизационные потери, ядерное взаимодействие и 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 окончанию 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.

Для моделирования отклика детектора был разработан набор программ для параметризации функции-отклика TPC и создания ~~н~~севдокластеров" преобразованных в двоичный формат, в точности соответствующий формату экспериментальных данных. Причем, имеется ряд вспомогательных структур данных и указателей, обеспечивающих возможность доступа не только к реконструированным, но и к исходным (из генератора) значениям кинематических величин и координат вершин взаимодействия. Затем моделированные события в двоичном формате реконструируются с использованием тех же программ, что и для экспериментальных данных, и для обработки результатов моделирования используется тот же набор программ (с рядом дополнительных опций), что и для обработки реальных событий.

По окончанию процедуры моделирования с помощью программы *anaGeant* все результаты работы преобразуются из формата GEANT к формату, удобному для последующего анализа (как правило, это формат PAW). 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. В результате моделирования заполняются гистограммы аксептанса куда в каждый бин $(y\text{-}p_t)_i$ заносится вероятность попадания частицы во времяпролетный детектор $P_i = N_i/N$, где N_i - число треков в данном бине попавших в TOF детектор и прошедших критерии отбора, а 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 $P_{расп}$. В качестве примера на Рисунке 2.30 показан аксептанс для анти-дейтронов при энергии столкновения 158 ГэВ на нуклон.

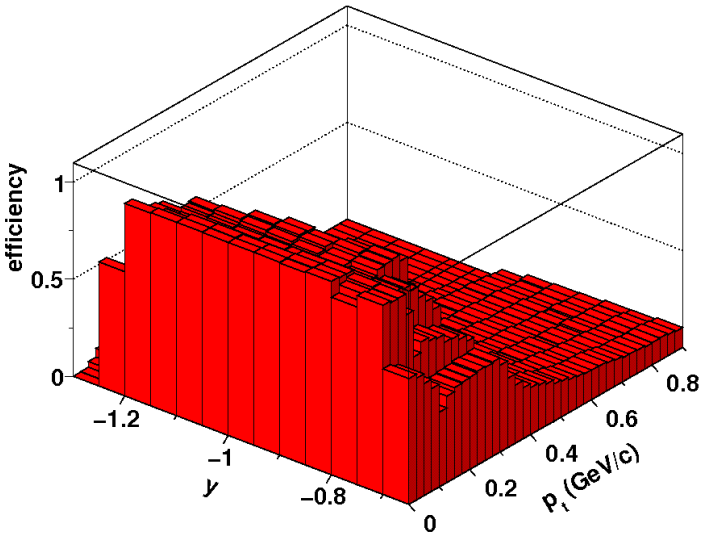

Рис. 2.30. TOF аксептанс для антидейтронов при энергии столкновения 158 ГэВ на нуклон.

На Рисунке 2.31 показаны зависимости геометрической эффективности ε_{geom} (аксептанс) для TOF от поперечного импульса в нескольких интервалах по быстроте при максимальной энергии SPS. Распределения для значений быстроты $y<2.9$ соответствуют протонам, для $y>2.9$ - каонам. Видно, что вероятность попадания частиц для значений поперечного импульса $p_t>0.5$ ГэВ/с составляет от 10% до 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. Величины потерь частиц вследствие распадов составляют от 10 до 30% в зависимости от полного импульса. Следует также отметить уменьшение аксептанса (более чем в 2 раза) в интервале быстроты $2.9<y<3.0$ для малых

значений поперечного импульса. Здесь расположена граница аксептанса времяпролетного детектора для каонов, Причем вероятность регистрации на краях детектора определяется с большой ошибкой. Поэтому граничный слой толщиной в один бин в аксептансе времяпролетного детектора не использовался при анализе экспериментальных данных.

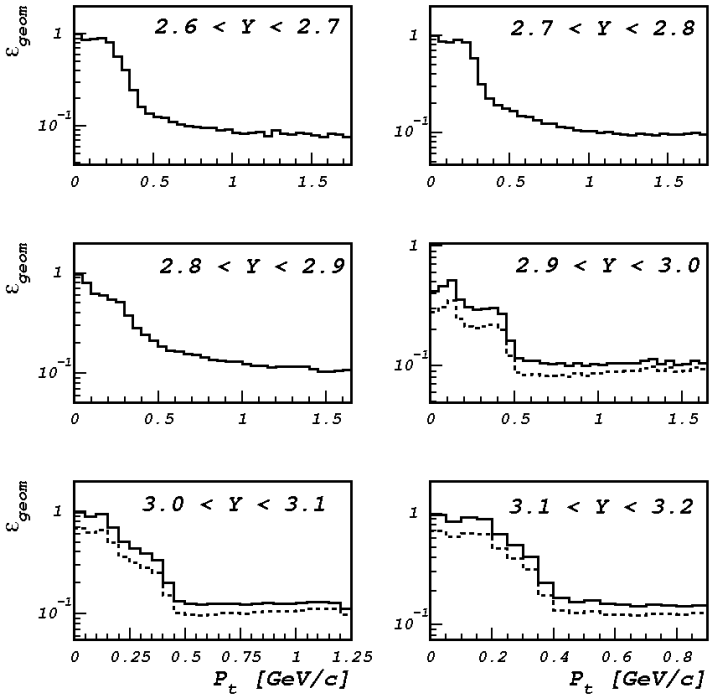

Рис. 2.31. Распределение величины ε_{geom} без учета (сплошная линия) и с учетом (штриховая) распадов и ядерного взаимодействия.

Одним из преимуществ использования в качестве трекового детектора TPC большого объема является тот факт, что несмотря на сравнительно большую длину трека (~14 м), количество вещества на пути заряженных частиц, попадающих во времяпролетный детектор, мало. Потери частиц вследствие ядерного взаимодействия не превышают 3% для протонов и 4.5% для антипротонов и слабо зависят от быстроты и импульса в аксептансе TOF. Так как ядро-ядерные взаимодействия не описываются в используемой (3-й) версии GEANT, то потери на ядерное взаимодействие для легких ядер (*d, t,* ^{3}He) были оценены на основе данных моделирования для протонов и зависимости неупругого сечения взаимодействия для легких ядер от массового числа ядра-мишени [89]. Верхний предел потерь на ядерное взаимодействие составил 5% для дейтронов и 7% для трития и гелия-3.

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 TPC. Коэффициент потерь ε_{rec}, определялся только для первичных частиц, испускаемых из главной

вершины взаимодействия, не зависит ни от сорта, ни от импульса частиц и равен примерно 99%. Для проверки данного результата была проведена процедура, названная *embedding*. Моделированные GEANTом 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}. Полученная таким образом эффективность реконструкции составила 98% в фазовом пространстве TOF детектора, что достаточно хорошо согласуется с данными "чистого" моделирования.

При столкновении релятивистских ядер образуется значительное количество гиперонов (Λ, Σ^+, и т.д.) с временами жизни $\tau \sim 10^{-10}$ сек. При распаде этих частиц достаточно близко к мишени вторичные частицы-продукты могут быть восстановлены как испущенные из основной вершины. Для определения коэффициентов коррекции на содержание примеси частиц от распадов гиперонов использовались события с генератора событий VENUS [88]. Следует сразу отметить, что предсказанные генератором событий выходы частиц могут значительно отличаться от экспериментальных данных, поэтому для задания начального распределения гиперонов и антигиперонов использовались экспериментальные данные эксперимента NA49 [90,91], т.е. полный выход и распределение по поперечному импульсу в самой модели были скорректированы согласно данным, а моделирования отвечало за корректный учет кинематики распадов, прохождение частиц, за эффект геометрической эффективности и эффективности реконструкции продуктов распада. Для этого, как и в случае анализа экспериментальных данных, треки, прошедшие критерии качества (см. раздел 2.3) экстраполировались на плоскость TOF детектора, и определялся номер счетчика и координата точки пересечения продолжения трека с плоскостью сцинтиллятора. В отличие от экспериментальных данных нам точно известно, что частица является 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. На Рисунке 2.32 показан состав частиц-родителей для случая протонов (a) и пионов (b) и при условии, что вторичная частица от распада попадает в TOF детектор. Здесь использовались центральные события Pb+Pb при энергии 158 ГэВ на нуклон. При реконструкции эти треки были восстановлены как испущенные из главной вершины и удовлетворяют всем критериям качества, используемым в анализе. Распределения нормированы на число событий. Для наглядности на этих же рисунках показаны первичные протоны и пионы, вылетающие из главной вершины (GeantId=0). Как можно видеть, число протонов из распадов составляет ~20% от их полного числа. Для антипротонов величина этой коррекции составляет ~35%. Вклад от вторичных пионов равен 4%.

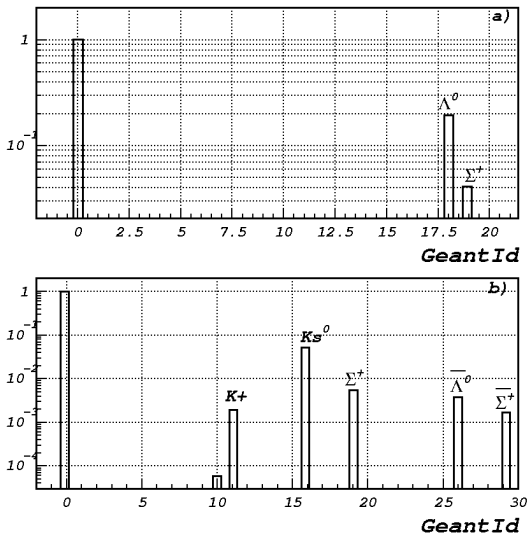

Рис. 2.32. Состав и процентное содержание частиц-родителей для протонов (a) и пионов (b), попадающих в TOF детектор.

На Рисунке 2.33 показано 2-х мерное *x*-*z* (*z* - ось пучка) распределение точек распада Λ-частиц для случая регистрации распадного протона в TOF и восстановления его как первичного. 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. Так как формально условие нормировки для частиц из моделированных событий удовлетворяется (все распределения нормированы на одно событие), то полученные двухмерные (p_t от y) распределения для вторичных частиц из распадов просто вычитались из соответствующих экспериментальных распределений непосредственно перед коррекцией на геометрическую эффективность и распады.

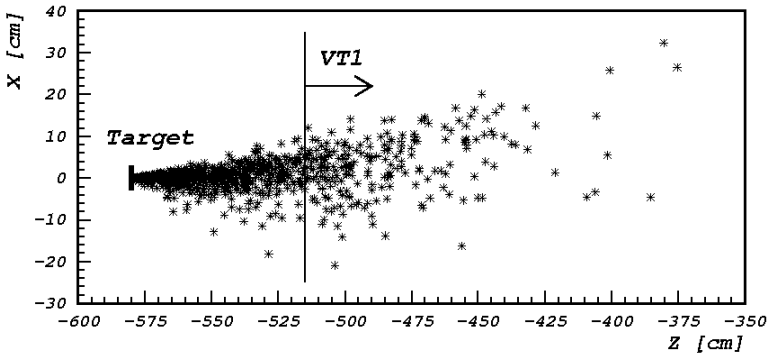

Рис. 2.33. Распределение точек распадов Λ-частиц, протоны от которых попадают в TOF детектор и реконструируются как первичные для Pb+Pb при 158 ГэВ на нуклон. Линией показана граница области измерения траектории треков в установке, совпадающая с началом первой Vertex TPC.

Для численной оценки величины вклада от распадов странных мезонов и барионов в спектрах частиц строились инвариантные распределения по поперечному импульсу для спектров частиц, скорректированных на распады и без данных коррекций. К примеру, на Рисунке 2.34 показаны p_t-спектры для протонов (левая панель) и антипротонов (правая панель) без коррекций на вклад от распадов (верхнее распределение) и с учетом коррекций. Также показано распределение распадных (анти)протонов, обозначенное как *feeddown*. Описание подходящих для фитирования всех спектров функций (обозначенных линиями на рисунках) дано в следующей главе (см. формулы 2.1 и 2.2).

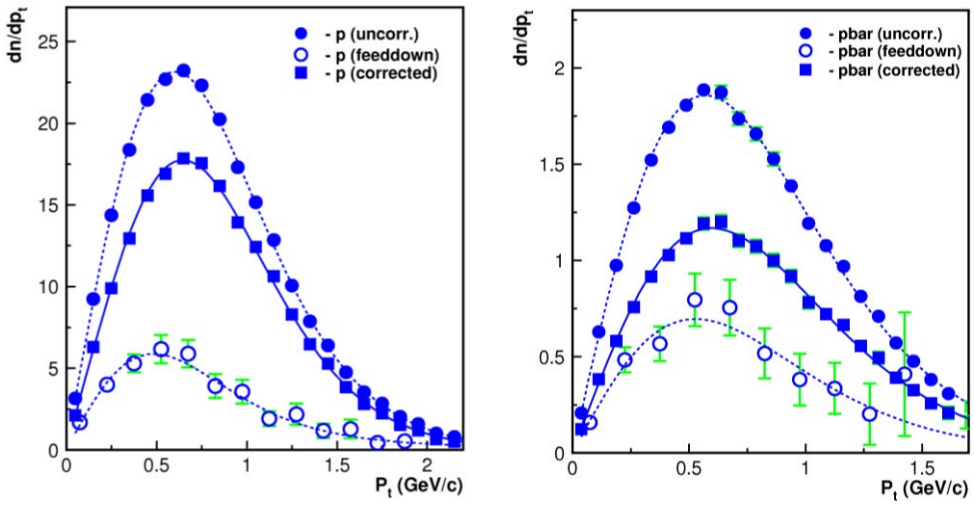

Рис. 2.34. Распределения по поперечному импульсу для протонов (левая панель) и антипротонов (правая панель) в центральных Pb+Pb при 158A ГэВ. Коррекция на вклад от распадов странных гиперонов (*feeddown*), которая вычитается из не скорректированных распределений, показана открытыми символами.

Список составляющих систематической ошибки в определении выходов частиц состоит из:

1) ошибки в определении коэффициентов коррекции на критерии качества трека;
2) ошибки в определении параметров dE/dx и m^2 распределений, а также коэффициентов коррекции при идентификации частиц;
3) ошибки в определении фона для легких ядер;
4) ошибки при определении геометрического аксептанса;
5) ошибки в определении вклада частиц от распадов;
6) ошибки в определении параметров распределений спектров частиц при фитировании или экстраполяции на полный интервал по быстроте или поперечному импульсу.

Подробный анализ ошибок экстраполяции (пункт 6) для различных типов частиц и энергий столкновения будет представлен в последующих главах, А в Таблице 2.1 представлен

список коррекций, применяемых в анализе, а также величины ошибок при определении коэффициентов этих коррекций.

Таблица 2.1. Типы применяемых в анализе выходов частиц коррекций и оценки систематических погрешностей.

Коррекция	Ошибка
Критерии качества трека	
$\pi^{+/-}$, $K^{+/-}$, p, $\overline{p}$	2%
d, t	4%
$\overline{d}$	10%
^{3}He	4%
Идентификация	
$\pi^{+/-}$, $K^{+/-}$, p, $\overline{p}$	2%
d, t	5%
$\overline{d}$	13%
^{3}He	6%
Геометрический аксептанс (с учетом распадов и поглощения)	1-3%
Примесь от слабых распадов гиперонов	
$\pi^{+/-}$	1%
p	2%
$\overline{p}$	3%
Полная ошибка	
$\pi^{+/-}$, $K^{+/-}$	4%
p	5%
$\overline{p}$	6%
d	7%
t	7%
$\overline{d}$	17%
^{3}He	8%

Величины и характер поведения параметров двухмерных распределений dE/dx от m^2 (см. раздел 2.3) неоднократно проверялись другими независимыми способами анализа. В частности, анализ распределений для симметричного относительно оси пучка времяпролетного детектора

TOF-TR дает очень близкие значения параметров и максимальная разница в величинах параметров между различными способами анализа составляет менее 1%.

Для оценки влияния на результат степени жесткости критериев отбора треков, анализ был повторен при варьировании этих ограничений, к примеру, при изменении ката по нормированной амплитуде Q_{norm} либо по величине приближения экстраполяции трека к вершине (bx,by). При этом изменение количества отчетов (частиц) в бине (нормировка) менялась на 1-2%. Ошибки при идентификации адронов оценивались варьированием коэффициентов k_e, $k_м$ и $P_в$ – число отчетов (усредненное по бинам) менялось не более чем на 2%. Для случая (анти)ядер менялись и критерии отбора (влияющие на соотношение сигнал/фон) и функциональная форма для описания формы фона. Вариация выходов составила от 3% для ^{3}He до 13% для антидейтронов.

Ошибки в определении коэффициентов аксептанса составляют 1-3% и определяются количеством Монте-Карло треков в бине. Это в несколько раз меньше величины статистических ошибок экспериментальных данных. Тем не менее, при анализе выходов частиц в каждом бине (p_t-y) величины ошибок в определении коэффициентов геометрического аксептанса складывались квадратично с экспериментальными ошибками. Для проверки точности процедуры определения аксептанса было сделано несколько тестов. В частности, было изменено начальное распределение частиц - вместо равномерного использовалось близкое к реальному гауссову 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.

Основную ошибку при определении вклада частиц от распадов гиперонов в измеренное экспериментальное распределение для пионов и (анти)протонов вносят неточности в используемом начальном распределение гиперонов для Pb+Pb столкновений, а также неточность определения эффективности реконструкции треков дочерних частиц от распадов, которая, как было отмечено, зависит от координаты точки распада гиперона. Последняя была оценена на основе результатов моделирования на уровне 1%. Сравнение результатов экспериментов NA49, WA97 и NA57 по выходам Λ и анти-Λ [92] дает в среднем разницу порядка 7% для значений плотности частиц на единицу быстроты dN/dy. 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 (антигиперонов) составляет порядка 20% (35%), получаем вклад в систематическую погрешность порядка 1.5% для протонов (2.5% для случая антипротонов).

2.6 Выводы по второй главе

Во второй главе приведено описание предложенного и успешно реализованного метода калибровки времяпролетной информации с TOF детектора. Метод включает геометрическую калибровку детектора (TOF alignment), а также ряд процедур для коррекции времяпролетной информации для всех типов реакций (p+p, p+Pb, Pb+Pb), энергий и прицельных параметров. Предложенная методика позволила получить значение временного разрешения менее 80 пикосекунд. Все методические разработки были реализованы в разработанной специализированной программы-клиента для реконструкции времяпролетной информации с TOF детектора, которая использовалась в реконструкции всех наборов данных в эксперименте. Являясь ответственным за калибровку TOF детектора в эксперименте, автор получил калибровочные константы для всех существующих наборов данных NA49. Были разработаны методы идентификации частиц с использованием комбинированной информации о времени пролета с TOF и ионизационных потерь с время-проекционных камер NA49. Метод позволяет эффективно разделять адроны (пионы, каоны, (анти)протоны) с импульсами от 1 до 10 ГэВ/с и легкие ядра (*d, t*, ^{3}He) до 15 ГэВ/с. Предложен и реализован метод анализа инвариантных спектров и выходов частиц для π, *K, p, d, t,* ^{3}*He.* Метод включает в себя подробный анализ коррекций, моделирование установки и времяпролетного детектора, а также учет вклада от распадов резонансов для всех типов адронов.

ГЛАВА 3

Основные результаты по рождению заряженных пионов, каонов, протонов, и антипротонов в столкновениях Pb+Pb при энергии от 20A до 158A ГэВ.

В данной главе представлены основные результаты по измерению выходов заряженных π- и K-мезонов, протонов и антипротонов в столкновениях ядер свинца при энергиях SPS. Исследования рождения адронов проводилось как функция энергии и прицельного параметра столкновения, а также в зависимости от поперечного импульса и быстроты. Результаты исследований неоднократно докладывались на международных конференциях и опубликованы в 7 журнальных публикациях [A5-A8,A10,A12,A13].

3.1 Вводная часть

В начале главы будут приведены наборы данных, которые были использованы в анализе, а также некоторые определения о центральности столкновений, инвариантных спектрах, выходах частиц и т.д.

Наборы данных. Набор данных (***data set***) в эксперименте определяется указанием энергии столкновения и центральности. Для каждого набора проводится своя процедура калибровки, так как настройки триггера и временных сигналов меняются для каждого типа триггера. В Таблице 3.1 представлены все наборы данных, которые были использованы для анализа выходов частиц с указанием энергии столкновения, центральности триггера и количества событий в наборе. Энергия столкновения приводится как в единицах энергии пучка на нуклон, так и в виде энергии столкновения в системе центра масс нуклон-нуклон. Определение значений центральности, приведенных в таблице, будет дано в следующей части. При энергиях столкновения 40A и 158A ГэВ данные были набраны при 2-х противоположных полярностях магнитного поля в установке. При этом заряженные частицы регистрируются разными (относительно оси пучка) половинками детектора. Анализирую выходы частиц в наборах данных при противоположной полярности поля, можно достаточно точно оценить систематику в ошибках измерения. Эта возможность будет использована для анализа выходов адронов и ^{3}He (см. подраздел 3.2 и Главу 4).

Таблица 3.1. Наборы данных, анализируемые в данной диссертации.

Энергия пучка (ГэВ/А)	Энергия столкновения $\sqrt{s_{NN}}$ (ГэВ)	Центральность столкновения	Кол-во событий
20	6.2	0-7%	$3.5\ 10^5$
30	7.7	0-7%	$4.0\ 10^5$
40	8.8	0-7%	$7.0\ 10^5$
40	8.8	MinBias	$2.6\ 10^5$
80	12.3	0-7%	$2.5\ 10^5$
158	17.2	0-12%	$3.0\cdot10^5$
158	17.2	0-23%	$2.6\ 10^6$
158	17.2	MinBias	$7.4\ 10^5$

Центральности столкновения. Для определения центральности столкновения полезно представлять простую геометрическую картину столкновения, как показано на Рисунке В.5. Для случая А+А реакции как столкновения двух жестких сфер, полное сечение взаимодействия определяется интервалом между центрами ядер – *прицельным параметром*" *b*. Значение прицельного параметра меняется от *b*=0 (лобовое или сверх-центральное столкновение) до *b*=2R (сверх-периферийное столкновение), где R это радиус ядра. Термин **центральность** означает подкласс события, характеризуемый величиной *b*. К примеру, центральное событие означает столкновение с малым значением прицельного параметра (b<<2R), периферийное событие характеризуется значением b ~< 2R, события в промежутке между двумя классами, описанными выше, называются *mid-central*. Прицельный параметр в эксперименте не измеряется, поэтому значение центральности характеризуют в процентах от полного сечения взаимодействия, либо как количество нуклонов из взаимодействующих ядер, принимающих участие в столкновении. Для получения этих параметров столкновения необходимо на основе моделирование связать характеристики реакции и систем детектора, ответственного за измерение величины пропорциональной центральности (в идеале, измеряемые сигналы с них). Первая часть (определение характеристик реакции столкновения) осуществляется на основе генератора событий VENUS [88] с имплементируемым механизмом многократных взаимодействий нуклонов в мишенях на основе геометрического приближения Глаубера. Измеряемых величин, пропорциональных центральности, в экспериментах с тяжелыми ионами, в принципе, две. Это либо подсчет полной множественности частиц (или ее доли в аксептансе установки), либо детектирование полной энергии всех не провзаимодействующих нуклонов в налетающем ядре. В эксперименте NA49 используют второй способ, а принцип деления

событий на классы по центральности проиллюстрирован на Рисунке 3.2, где представлен спектр энерговыделения в Veto калориметре, нормированный на энергию пучка. Полный спектр (unbiased spectrum) получен из моделирования, а закрашенные области это реальное энерговыделение с VCAL. Так как реальный триггер в наборе данных отрезает сверх-периферийные события, экспериментальное распределение так называемых *Minimum Bias* (*MinBias*) событий не совпадает с моделированным при $E \sim E_0^{beam}$.

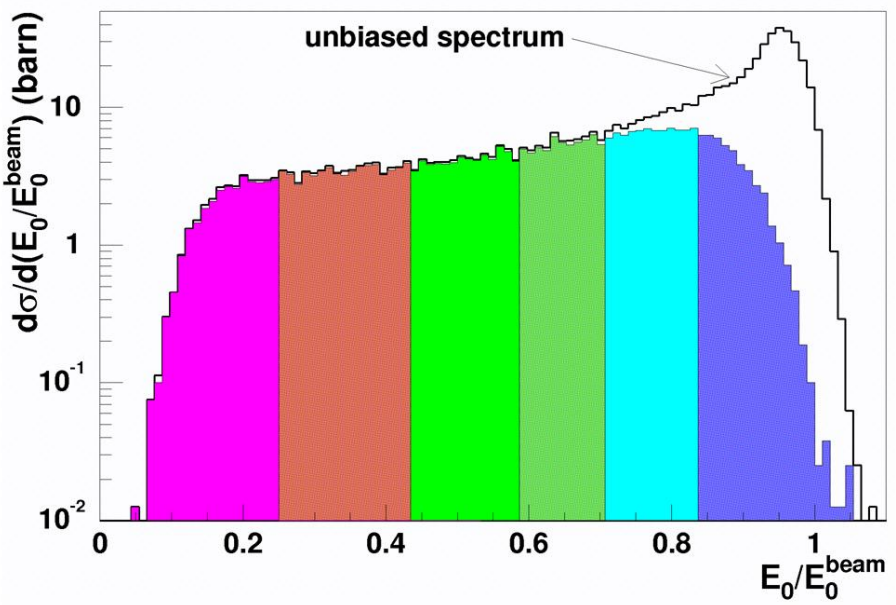

Рис. 3.2. Нормированный спектр сигналов с VCAL с интервалами по центральности столкновения. Набор закрашенных площадей это данные, результаты моделирования (unbiased spectrum) показаны линией.

В Таблице 3.2 представлены интервалы по центральности, используемые в анализе. Значения центральности в терминах доли от полного сечения, интервала по прицельному параметру, и числа нуклонов-участников столкновения получены из моделирования. Число нуклонов обычно дается либо как количество участников только первичного столкновения (Nucleons Wounded – N_w), либо как полное количество взаимодействующих нуклонов с учетов вторичных взаимодействий в ядре (Nucleons Participated - N_{part}).

Таблица 3.2. Параметры классов событий по центральности в Pb+Pb столкновения, используемые в анализе.

№ бина	E/E_{beam}	σ/σ_{tot} (%)	$\langle N_{part} \rangle$	$\langle N_{w} \rangle$	b (fm)
0	0-0.25	0-5	366 +/- 8	352	0-3.4
1	0.25-0.4	5-12	309 +/- 10	281	3.4-5.3
2	0.4-0.58	12-23	242 +/- 10	204	5.3-7.3
3	0.58-0.71	23-33	178 +/- 10	134	7.4-9.1
4	0.71-0.8	33-43	132 +/- 10	88	9.1-10.2
5	0.8-1.0	43-100	85+/- 6	42	10.2-14.0

Используемые в диссертации кинематические переменные. Выходы частиц представляются в виде Лоренц-инвариантного сечения:

$$E\frac{d^3\sigma}{d^3p} = \frac{\partial^3\sigma}{p_t \partial p_t \partial\varphi \partial y} = \frac{\partial^3\sigma}{m_t \partial m_t \partial\varphi \partial y} \qquad (3.1)$$

которое для удобства использования нормируется на полное сечение взаимодействия и представляется в виде d^3N/d^3p. В этом случае распределения по p_t или m_t называются *инвариантными спектрами*.

В данной диссертации все выходы проинтегрированы по азимутальному углу ϕ, поэтому используемые кинематические переменные - это только быстрота y

$$y = \frac{1}{2} ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right) \qquad (3.2)$$

и поперечный импульс p_t

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \qquad (3.3)$$

либо величина, называемая в литературе ―поперечная масса" m_t

$$m_t = \sqrt{(p_t^2 + m^2)} \qquad (3.4)$$

Так как для p_t=0 поперечная масса равна массе покоя частицы m, то для того что бы для всех частиц инвариантные распределения начинались с нулевого значения используется

переменная m_t-m (являющейся по сути кинетической энергией движения в поперечном направлении).

Проинтегрированный по поперечному импульсу (или поперечной массе) инвариантный спектр есть плотность частиц на единицу быстроты *dN/dy*. Форма распределения плотности по быстроте от *y* зависит от энергии и центральности столкновения, а также от типа частицы, однако для реакций столкновения одинаковых ядер симметрична относительно быстроты системы центра масс в реакции Y_{CM}. Часто бывает удобным использовать это свойство симметрии распределений, поэтому в диссертации распределения по быстроте приведены в системе отсчета центра инерции, и для этого (используя свойство аддитивности для быстроты) из значения быстроты *y*, рассчитанного по формуле (3.2) вычитается значение $Y_{CM.}$ Значение y=0 имеет в литературе специальное название – *midrapidity,* а так как общепризнанного перевода этого термина на русский язык нет, то в диссертации будет также часто использоваться название Y_{CM} как *центральная быстрота*.

Интеграл по быстроте распределения *dN/dy(y*) для частиц есть не что иное, как множественность данной частицы *N* в классе событий данного сорта (под сортом событий может подразумеваться диапазон по центральности столкновения). В литературе (и в тексте диссертации) *N* часто называется либо *полным выходом*, либо 4π *выходом*.

Еще несколько слов об используемой в диссертации терминологии. Образованная в результате столкновения двух ядер система большого количества частиц называется *фаейербол* или *источник частиц*. Для рассмотрения (или предсказания) характеристик файербола используется два подхода, по аналогии с классической гидро/термодинамикой. Интегральный (макроскопический *a-la* термодинамика) подход описывает источник в терминах интенсивных или экстенсивных термодинамических переменных: температуры, давления, объема, плотности энтропии, плотности частиц, химических потенциалов и т.д. Данный подход применяется в статистических термальных моделях для предсказания множественностей (полных выходов) частиц. Другая область применимости интегрального подхода – описание эволюции системы в рамках гидродинамики для некоего набора уравнений состояния. Абсолютно необходимым для применимости данного подхода является нахождение системы в термодинамическом равновесии. Микроскопический (*a-la* кинетическая теория) подход к описанию реакции столкновения реализован в большинстве генераторов событий, где моделирование эволюции системы рассматривается как последовательные двух- (или много-) частичные взаимодействия и распады где фундаментальные законы природы (включая сохранение квантовых чисел) применяются в явном виде. В последнем случае никаких предположений о равновесности системы (в смысле термодинамики) не требуется.

3.2 Инвариантны спектры заряженных пионов, каонов, протонов и антипротонов в центральных Pb+Pb столкновениях

Детектор TOF регистрирует заряженные пионы и каоны в диапазоне быстрот близких к быстроте системы центра масс (*midrapidity*), причем характеристики детектора позволяют проводить π/K разделение в интервале по поперечной массе m_t-m до 1 ГэВ. Гораздо большим ассептансом обладают трековые детекторы NA49 – MTPC, однако уверенная идентификация адронов по ионизационным потерям возможна только в области релятивистского роста *dE/dx,* т.е. при импульсах более 6 ГэВ/с. В качестве иллюстрации на Рисунке 3.1 показано распределение по полному импульсу p и поперечному импульсу p_t для всех идентифицированных в детекторе частиц в Pb+Pb столкновениях при энергии 80 ГэВ на нуклон. Затемненная область соответствует ассептансу TOF-детектора для каонов. Сплошными (штриховыми) линиями показаны линии постоянной быстроты для каонов (пионов), линия y=0 соответствует *midrapidity*.

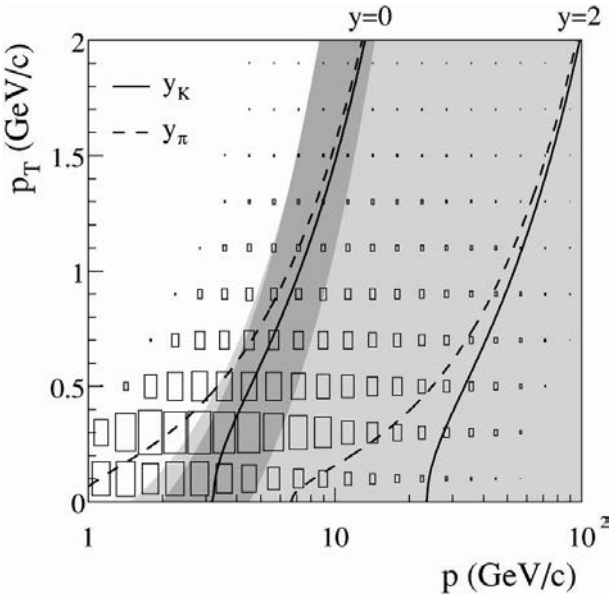

Рис. 3.1. Распределение по полному импульсу p и поперечному импульсу p_t идентифицированных частиц в столкновениях ядер свинца при энергии 80 ГэВ на нуклон. Затемненная область соответствует ассептансу TOF-детектора для каонов. Сплошными (штриховыми) линиями показаны линии постоянной быстроты для каонов (пионов), линия y=0 соответствует *midrapidity* (центральная быстрота).

Анализ выходов частиц (заряженных пионов, каонов и (анти)протонов) в эксперименте NA49 проводился по двум частично независимым методикам: 1) с использованием только информации по *dE/dx* с время-проекционных камер в большом аксептансе и 2) по

комбинированной информации по времени пролета и *dE/dx*. Последний метод (комбинация ионизационных потерь и времени пролета) использовался для получения данных по выходам адронов, представленных в этой главе, а подробное описание методики идентификации частиц и коррекциях дано в Главе 2. Оба метода анализа имеют общую часть фазового пространства, в котором можно сравнить результаты для оценки, в том числе, и систематической погрешности в анализе. К примеру, на Рисунке 3.2 в качестве иллюстрации показаны распределения по поперечному импульсу для заряженных каонов, пионов и протонов в Pb+Pb столкновениях при энергии 30 ГэВ на нуклон, полученные по двум комплементарным методикам: с использованием только информации по ионизационным потерям *dE/dx* и по комбинации ионизационных потерь и времени пролета (TOF). Результаты получены в одинаковых (или близких) интервалах по быстроте, и в общем для обоих анализов p_t-интервале. Процедура сравнения была проведена для всех энергий столкновения и частиц для нескольких интервалов по быстроте, а усредненная по всем типам частиц, энергий и быстротным интервалам разница в результатах по выходам адронов (*dN/dy*) не превосходила 10%.

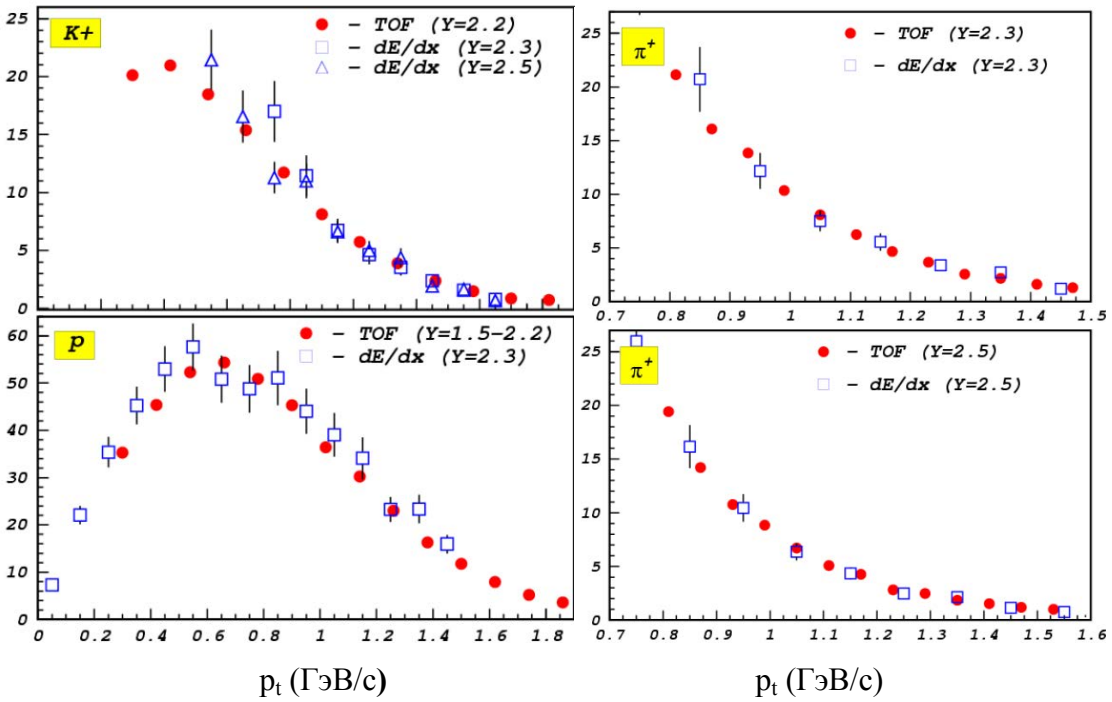

Рис. 3.2. p_t-спектры каонов и пионов в диапазонах по быстроте, полученных в анализе по ионизационным потерям (*dE/dx*) и по комбинации *dE/dx* и времени пролета (обозначенный как TOF на рисунке). Данные для Pb+Pb столкновений при энергии 30 ГэВ на нуклон (Y_{CM}=2.08).

Еще одним способом для оценки систематики в анализе является сравнение результатов, полученных с TOF-детектора при одинаковой энергии столкновения и центральности, но при противоположных полярностях магнитного поля. Еще вариант - при одинаковых

центральностях, но из различных наборов данных, к примеру, из MinBias набора данных и данных, набранных при центральном триггере. Пример такого сравнения для Pb+Pb событий при энергии 158 ГэВ на нуклон показан на Рисунке 2.3. Причем результаты для антипротонов (правая панель) получены при противоположных полярностях магнитного поля, при этом частицы регистрируются в симметричных относительно направления пучка частях детектора. Усредненная по всем типам частиц, быстротным интервалам и полярностям поля разница в выходах частиц не превышает 5%.

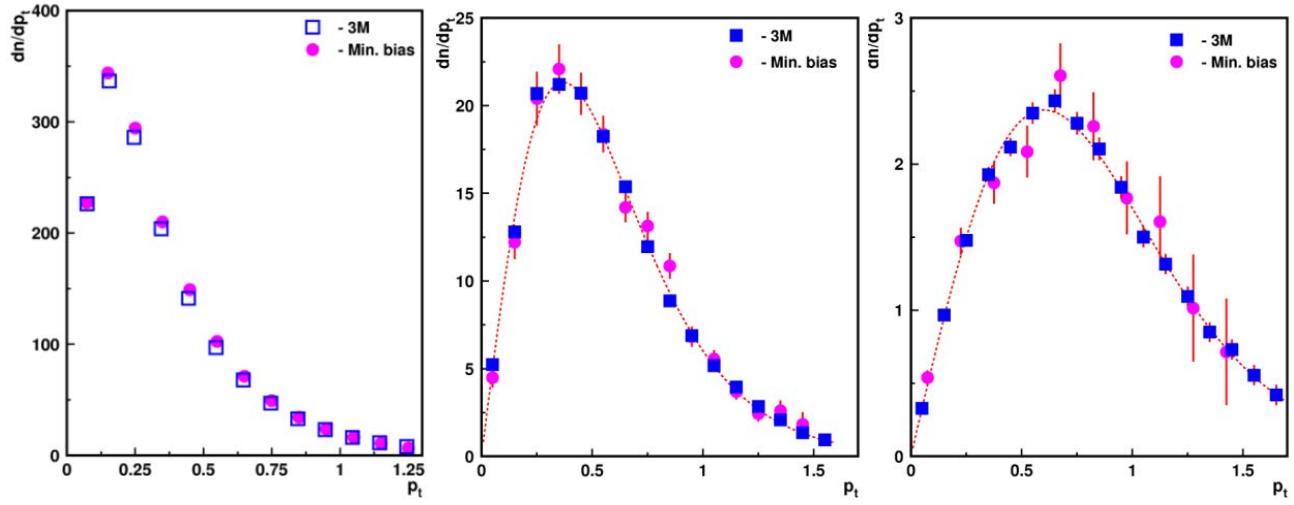

Рис. 3.3. p_t-спектры для пионов (левая панель), каонов (средняя панель) и антипротонов (правая панель) в Pb+Pb столкновениях при энергии 158 ГэВ на нуклон. Данные из двух разных наборов данных обозначены как 3M для центрального триггера и MinBias (см. Таблицу 3.1).

На Рисунке 3.4 представлены инвариантные m_t-спектры заряженных пионов с TOF детектора в центральных Pb+Pb столкновениях при энергии 20, 30, 40, 80, и 158 ГэВ на нуклон [A6,A12]. Для экстраполяции экспериментальных распределений в область больших поперечных масс спектры фитировались следующей функциональной формой:

$$\frac{d^2N}{m_t dm_t dy} = Cexp\left(-\frac{m_t - m}{T}\right) \qquad (3.5)$$

где параметр фитирования T (“эффективная температура”) определяет характерный наклон спектров. Интеграл распределения dN/dy определялся суммированием экспериментальных точек и добавкой из экстраполяции функции фитирования вплоть до значения m_t-m=5 ГэВ.

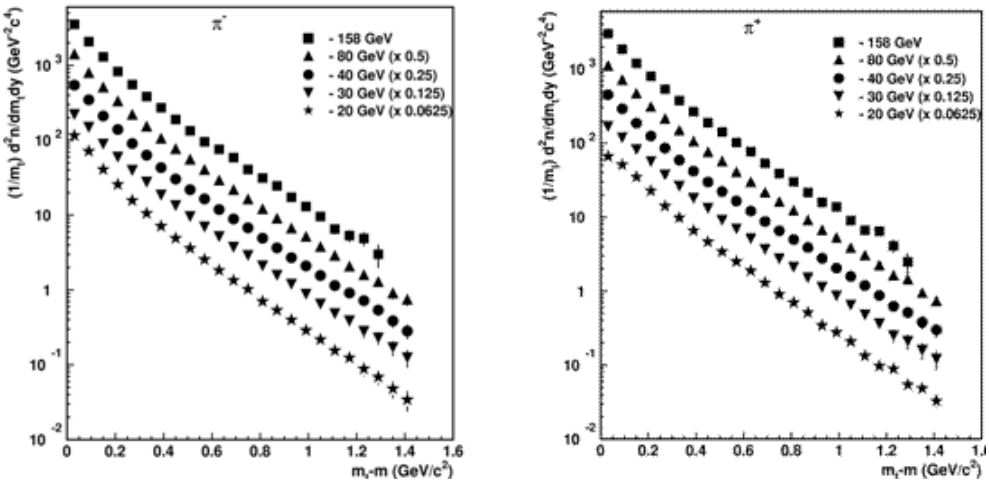

Рис. 3.4. Инвариантные m_t-спектры заряженных пионов (π^- - левая панель, π^+ - правая) и в центральных Pb+Pb столкновениях при энергиях от 20 до 158 ГэВ на нуклон [A6,A12].

На Рисунке 3.5 показаны значения dN/dy для положительных (левая панель) и отрицательных пионов (центральная панель) в центральных A+A столкновениях вблизи центральной быстроты. Данные при более низких энергиях взяты из [93]. Как видно из распределений, наблюдается монотонный рост выходов пионов с энергией столкновения, что является вполне ожидаемым, ведь множественность пионов как наиболее легких частиц пропорциональна энтропии и плотности энергии в источнике. Отношение заряженных пионов π^+/π^- растет с энергией, приближаясь асимптотически к единице при сверхвысоких энергиях (см. рис. 3.5, правая панель), значительная изотопическая асимметрия при малых энергиях связана с разностью протонов и нейтронов во взаимодействующих ядрах.

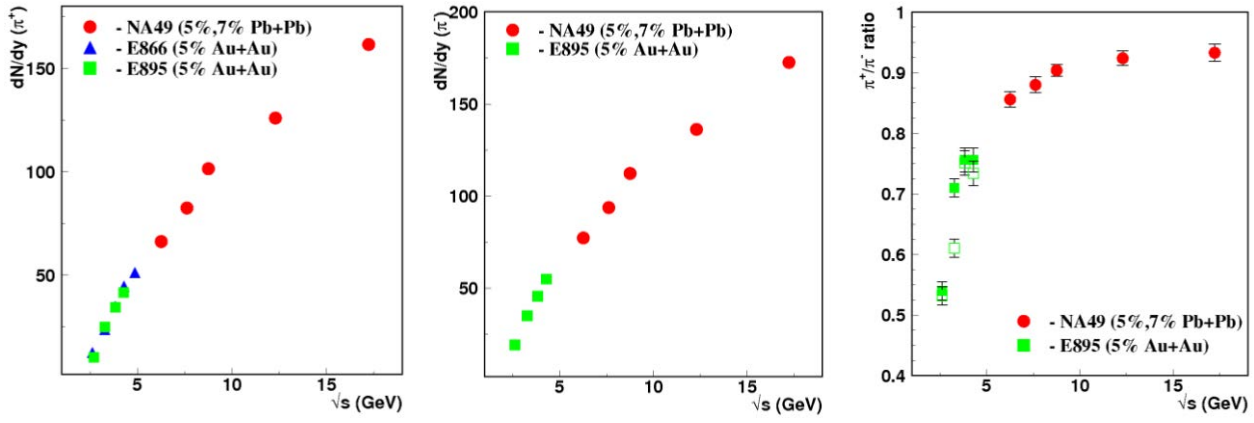

Рис. 3.5. dN/dy для π^+ (левая панель) π^- (центральный рисунок) и отношение π^+/π^- (правая панель) в центральных A+A столкновениях.

Данные для заряженных каонов при энергиях от 20 до 158 ГэВ на нуклон представлены на Рисунке 3.6 [A12]. Для экспоненциального по поперечной массе спектра интеграл

распределения (3.5) вычисляется аналитически и равен *CT(m+T),* поэтому вместо выражения (3.5) удобно использовать модифицированную формулу:

$$\frac{d^2N}{m_t dm_t dy} = \frac{\frac{dN}{dy}}{T(T+m)} exp\left(-\frac{m_t - m}{T}\right) \qquad (3.6)$$

где *dN/dy* и *T* это параметры фитирования, при этом их ошибки легко определяются прямо из фита. Кроме параметра наклона *T* форма m_t-спектров может быть охарактеризована величиной средней поперечной массы $<m_t>-m$, причем для экспоненциальных распределений существует простое аналитическое выражение связывающих эти два параметра:

$$< m_t > - m = T + \frac{T^2}{T+m} \qquad (3.7)$$

Необходимость использования отличного от *T* параметра заключается в том, что для формы распределения отличной от экспоненциальной (как на рис. 3.4) значение эффективной температуры зависит от интервала фитирования, что приводит к неоднозначностям при сравнении с данными экспериментов, имеющих различный аксептанс по поперечной массе.

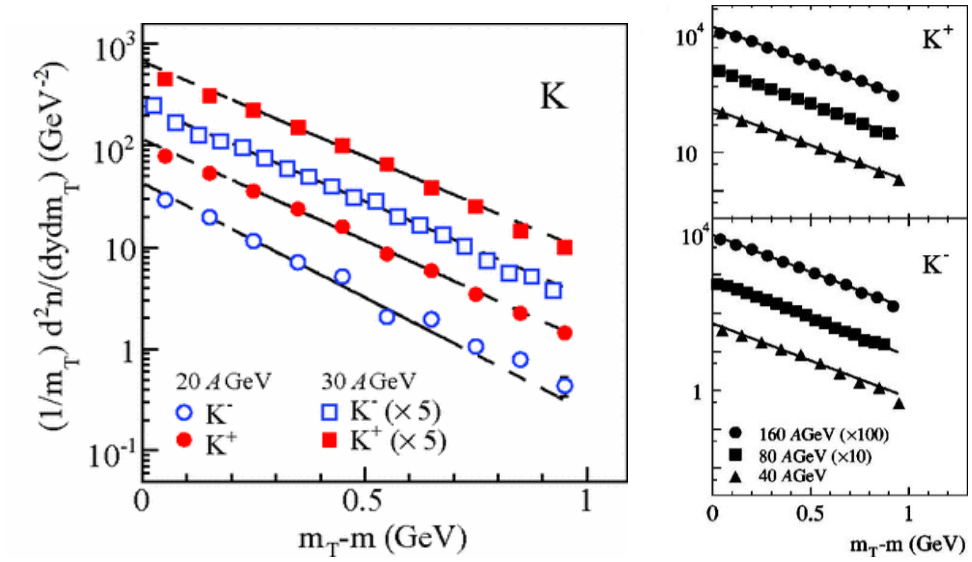

Рис. 3.6. Инвариантные m_t-спектры заряженных пионов и каонов в центральных Pb+Pb столкновениях при энергиях 20-158 ГэВ на нуклон [A6,A12].

Фитирование спектров для заряженных пионов в целях экстраполяции проводится, начиная со значения m_t-m=0.3 Гэв, тогда как для каонных распределений - с нулевого значения. Связано это с отклонением формы распределения для пионов от экспоненциальной при малых поперечных массах вследствие вклада от распадов Δ-резонансов. Такое поведение характерно для пионных спектров при всех энергиях столкновения (см. рис. 3.4).

Как уже отмечалось выше, плотностью частиц по быстроте *dN/dy* является интеграл m_t-спектра, который определялся как сумма всех экспериментальных точек с добавкой из экстраполяции функции-фитирования. На Рисунке 3.7 представлены быстротные

распределения для отрицательно заряженных пионов и заряженных каонов в центральных Pb+Pb столкновениях при энергии 20 ГэВ (нижнее распределение) и 30 ГэВ (верхний спектр) на нуклон [A12]. Измерения с TOF детектора вблизи центральной быстроты y=0 обозначены треугольниками, остальные данные представляют результаты по анализу *dE/dx* распределений. Быстротные спектры для каонов фитировались суммой 2-х распределений Гаусса (результаты фитирования показаны сплошными линиями), а интегрированием распределений по всему интервалу по быстроте были получены множественности каонов (полный выход на одно событие).

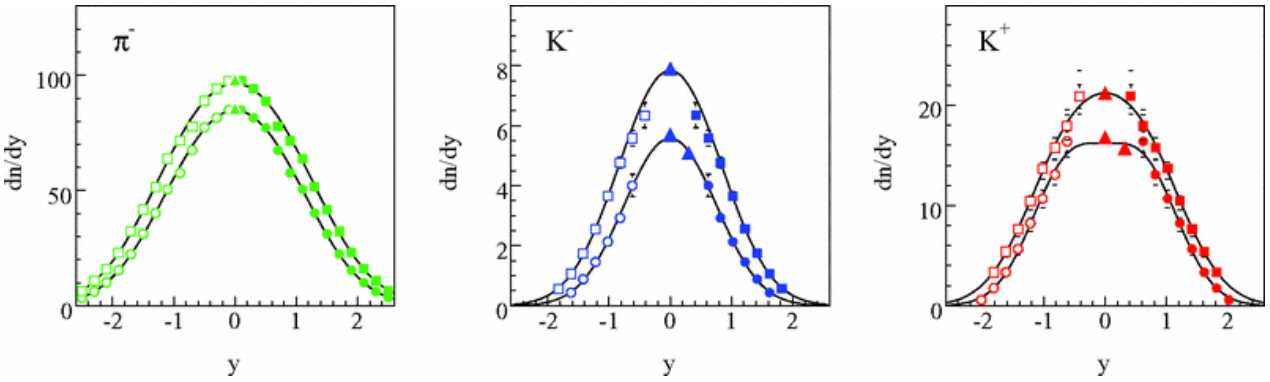

Рис. 3.7. Распределения по быстроте для π^-, K^+, и K^- в центральных Pb+Pb столкновениях при энергии 20 ГэВ (нижнее распределение) и 30 (верхний спектр) ГэВ на нуклон [A12]. Данные с TOF вблизи y=0 обозначены треугольниками.

3.3 Энергетическая зависимость отношения K/π

На Рисунке 3.8 представлена энергетическая зависимость отношений K/π при центральной быстроте (y=0) для положительных частиц (левая панель) и отрицательно заряженных мезонов (правая панель) [A6,A12]. Данные эксперимента NA49 (квадраты) получены по анализу выходов частиц с TOF-детектора. На рисунке также показаны результаты измерений при энергиях ускорителя AGS [94] и при энергиях ускорителя RHIC [95].

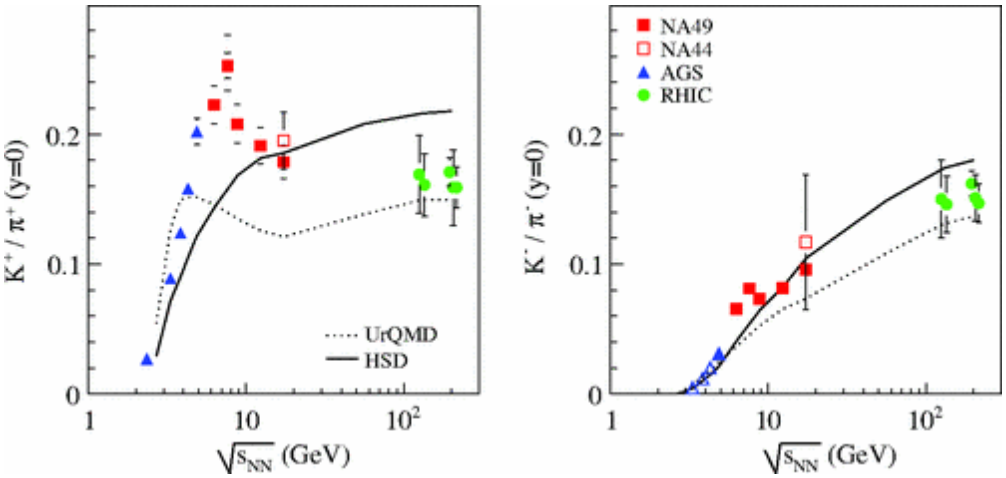

Рис. 3.8. Энергетическая зависимость отношения K/π для центральных A+A столкновений вблизи *midrapidity*.

Форма быстротных распределений для мезонов может меняться с изменением энергии столкновения, соответственно, характер энергетической зависимости связан с диапазоном измерения. Чтобы исключить такого рода неопределенности, на Рисунке 3.9 показано отношение положительных каонов к пионам для интегрированных по быстроте (полных) выходов. Как можно видеть из представленных результатов, не монотонность отношения сохраняется и для 4π выходов (за характерность формы распределения в литературе эта наблюдаемая именуется ~~–~~Horn"), а характер зависимости не может быть воспроизведен расчетами по микроскопическим транспортным моделям.

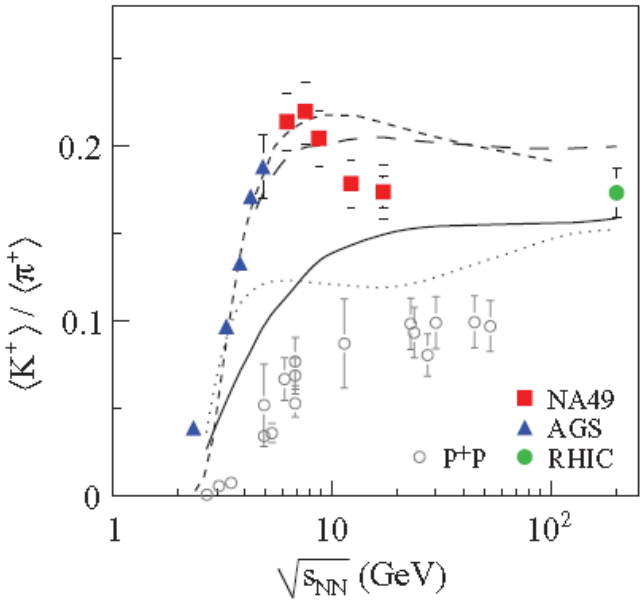

Рис. 3.9. Энергетическая зависимость отношения полных выходов каонов и пионов для центральных A+A столкновений и элементарных *p*+*p* реакций. Линиями оказаны предсказания моделей: HSD [96] (сплошная), UrQMD [97] (пунктирная), HGM [98] (штриховая), RQMD [99] (штрих-пунктирная).

Как видно из результатов, представленных на Рисунке 3.9 для K^+/π^+отношения, быстрый рост при энергиях столкновения порядка нескольких ГэВ на нуклон сменяется падением при значении энергии порядка 7-8 ГэВ и затем плато после примерно 10 ГэВ. Причем, значительные изменения в характере зависимости наблюдается только для центральных столкновений ядер, а вот в элементарных *p*+*p* реакциях энергетическая зависимость более монотонна.

На Рисунке 3.10 представлена энергетическая зависимость параметра наклонов распределений по поперечной массе для заряженных каонов в центральных столкновениях ядер [A12]. При энергиях SPS наблюдается плато в энергетической зависимости (одинаковое для каонов обеих знаков и именуемое в литературе "Step"), а вот воспроизводится ли похожий тренд в элементарных p+p реакциях сказать на настоящий момент не представляется возможным, так как ошибки измерений очень большие. Как видно из сравнения с предсказаниями моделей (показанными линиями на правой панели рис. 3.10), подобную энергетическую зависимость можно получить только в генераторе на основе гидродинамического подхода с фазовым переходом (Hydro + PT).

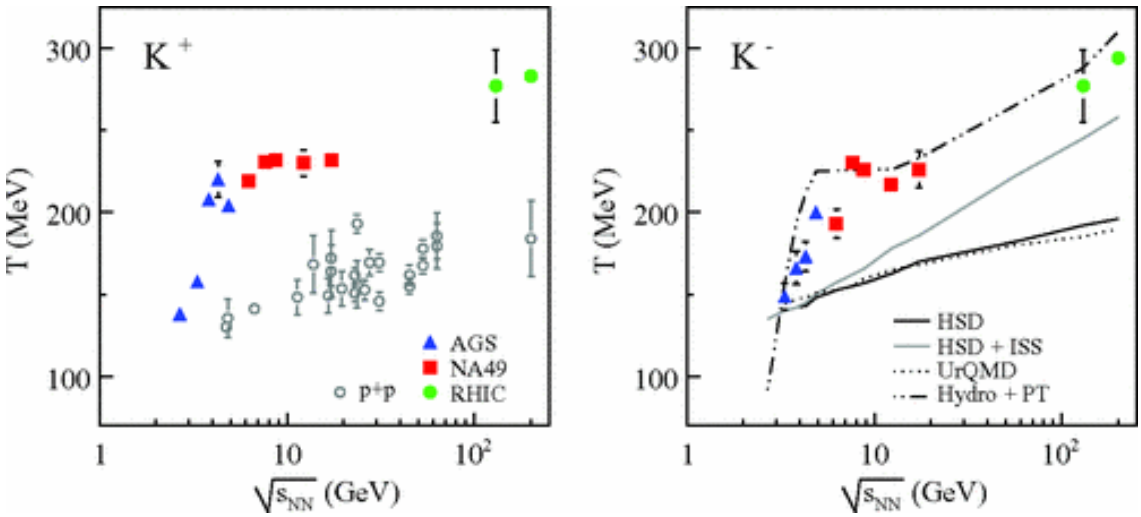

Рис. 3.10. Энергетическая зависимость параметра наклона спектров по поперечной массе для K^+(левая панель) и K^-(правая панель) в p+p, Pb+Pb и Au+Au столкновениях [A12]. Модельные расчеты показаны линиями (см. текст).

Прежде чем перейти к интерпретации полученных результатов по энергетической зависимости отношения K/π и параметра наклона *T* следует отметить, что данные коллаборации NA49 вызвали огромный интерес в научной среде. Статья в Phys. Rev. C "Energy dependence of pion and kaon production in central Pb+Pb collisions" [A6], опубликованная в 2002 году, стала самой цитируемой в журнале за последние 50 лет, а планы многих ускорительных центров, специализирующихся на изучении ядерных столкновений, были оперативно скорректированы

для того, чтобы повторить измерения энергетической зависимости в том же интервале по энергии и для тех же условиях, что и для эксперимента NA49. К примеру, на ускорителе RHIC в Брукхейвене (США) была инициировала новая экспериментальная программа энергетического сканирования (Beam Energy Scan – BES [100]) в рамках которой проведены измерения выходов частиц и их отношений в диапазоне энергий столкновения в системе центра масс от 7A до 200A ГэВ. На Рисунке 3.11 показано сравнение результатов эксперимента STAR (см. символы звездочки) по измерению отношения K^+/π^+ и параметра наклона T при центральной быстроте y=0 с данными NA49. Как видно, согласие между двумя экспериментами в общем диапазоне энергий столкновения хорошее, причем новые измерения эксперимента ALICE на LHC подтверждают общий тренд вплоть до энергий порядка 3 ТэВ! Такое хорошее согласие данных анализа спектров из разных экспериментов указывает на высокую степень достоверности результатов.

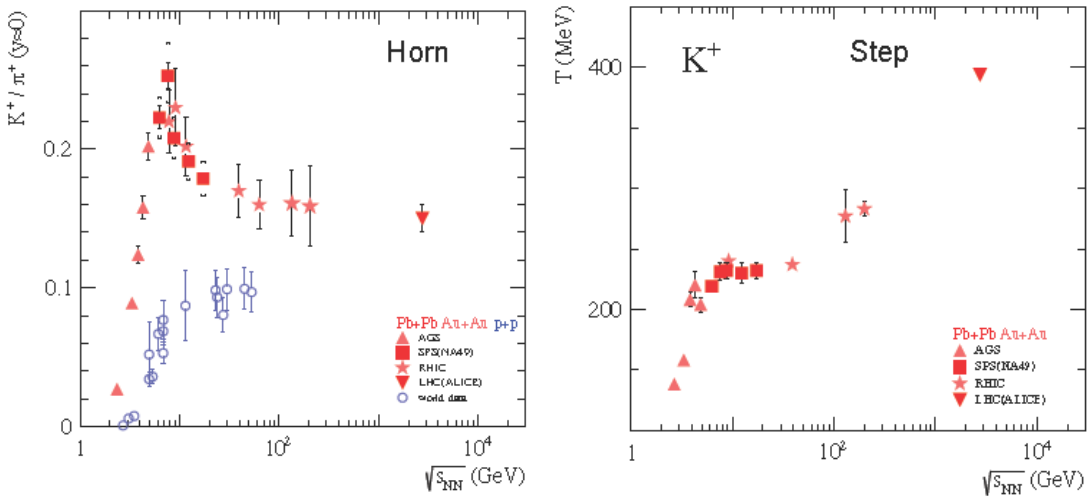

Рис. 3.11. (Левая панель) Энергетическая зависимость отношения K^+/π^+ для p+p и центральных Pb+Pb и Au+Au столкновений вблизи *midrapidity*. (Правая панель) Энергетическая зависимость параметра наклона T m_t-спектров каонов в центральных A+A столкновениях.

Одно из возможных объяснений для обнаруженной зависимости отношения каонов к пионам было дано в работах [30]. В теоретических моделях с фазовым переходом ожидается похожая аномалия в энергетической зависимости отношения странности к энтропии, связанная со значительным изменением массы частицы-переносчика странности при критической температуре деконфайнмента Tc с примерно 500 МэВ в фазе адронного газа (масса легчайшей частицы с странностью К-мезона M_K равна 494 МэВ) до ~100 МэВ (порядка массы s-кварка) в состоянии КГП. Быстрый рост отношения каонов к пионам в фазе адронного, когда температура в системе мала по сравнению с температурой фазового перехода и массой К-мезона $T<Tc<<M_K$, объясняется увеличением фазового объема. При переходе системы в фазу

кварк-глюонной плазмы основной степенью свободы для странности становится s-кварк с массой $m<Tc$. В таком случае множественность странных кварков примерно пропорциональна энтропии (оцениваемое по числу *u* и *d* кварков), а отношение странности к энтропии (примерно соответствующе отношению K^+/π^+) резко падает с максимального значения для адронного газа, оставаясь постоянным при дальнейшем увеличении энергии столкновения. Резкого изменения в энергетической зависимости не обнаружено в K^-/π^- отношении, - данное поведение объясняется различной чувствительностью к плотности барионов в системе для каонов разных знаков.

В большинстве используемых на данный момент генераторах событий микроскопическая эволюция ядерных столкновений рассматривается только для адронных степеней свободы, а фаза КГП прямо не реализована. По результатам сравнения предсказаний моделей (см. рис. 3.9) с экспериментальными данными очевидно, что генераторы событий без фазового перехода не могут воспроизвести энергетическую зависимость K^+/π^+-отношения.

Более того, при фазовом переходе (деконфайнменте) в столкновениях ядер образуется смешанная фаза (КГП и адронный газ), существующая в некотором диапазоне энергий столкновения. В такой системе давление и температура (определяющие значение параметра наклона спектров *T*) не зависит от плотности энергии (определяемой энергией столкновения и центральностью). Характерное постоянство параметра может служить указанием на образование такой смешанной фазы в центральных столкновениях ядер при энергиях SPS. Как видно из рисунка 3.10, расчеты по гидродинамическим моделям с использованием уравнений состояния для КГП и адронной фаз хорошо описывают поведение параметра T (см. штрихпунктирную линию на рис. 3.10 правая панель), тогда как модели без фазового перехода предсказывают монотонный рост с энергией (см. линии для UrQMD и HSD генераторов на рис. 3.10). Резкое изменение в характере энергетической зависимости рождения пионов и каонов при энергии столкновения примерно 30 ГэВ на нуклон и невозможность его объяснения в рамках моделей без фазового перехода было интерпретировано в [A12] как проявления начала деконфайнмента (*onset of deconfinement*) в центральных Pb+Pb столкновениях при энергиях SPS.

К аналогичному выводу о возможности деконфайнмента именно при энергиях SPS приводят и результаты ряда теоретических исследований, к примеру, изучение закономерностей энергетической зависимости выходов адронов в рамках модели неравновесного адронного газа [101], а также расчеты по модели на основе импульсно-интегрированного уравнения Больцмана для описания временной эволюции относительного выхода странности [102]. Более того, экспериментальные данные по быстротным распределениям частиц, отражающие динамику продольного расширения источника, указывают на минимум в энергетической зависимости для значения скорости звука в файерболе

рассчитанного по гидродинамической модели Ландау при значении энергии столкновения порядка 30 ГэВ на нуклон (см. рис. 3.12). Данное поведение может быть интерпретировано как изменения типа уравнения состояния ядерной материи вследствие фазового перехода (*softening of the nuclear matter EOS*) [103]. К аналогичным выводам о возможном изменении характера уравнения состояния приводит анализ данных на основе комбинации 2-х частичных корреляций и спектров частиц по поперечной массе: обнаружено плато для среднего значения плотности частиц в фазовом пространстве при энергиях SPS, что может указывать на деконфайнмент в данной области энергий столкновения [104].

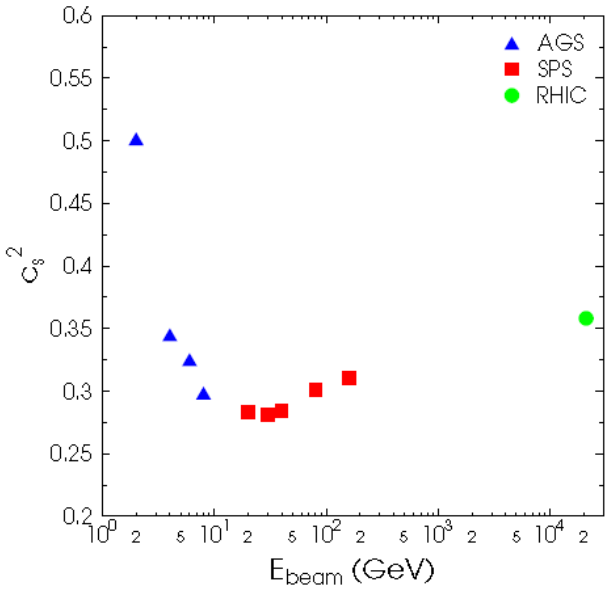

Рис. 3.12. Энергетическая зависимость скорости звука в файерболе c_s^2, полученная по анализу ширины быстротных распределений адронов в центральных Pb+Pb (Au+Au) столкновениях [103].

Альтернативное объяснение характерной зависимости K/π отношения было дано в работе [105], в которой на основе разработанного генератора событий PHSD изучалась энергетическая зависимость выходов частиц в A+A столкновениях. В данной модели первичное взаимодействие реализовано через механизм возбуждения и последующего распада цветных объектов - струн (*string excitation and fragmentation*), причем, если в ячейке фазового пространства плотность энергии превышало критическое значение 0.5 ГэВ/фм^3, то последующее моделирование в данной ячейке вместо рассмотрения на основе адронных степеней свободы используются партонные степени свободы в некоем эффективном усредненном поле (*mean field*). В модель включен механизм частичного восстановления киральной симметрии (*Chiral Symmetry Restoration - CSR*), реализованный через модификацию функции фрагментации струн в зависимости от барионной плотности вещества [106].

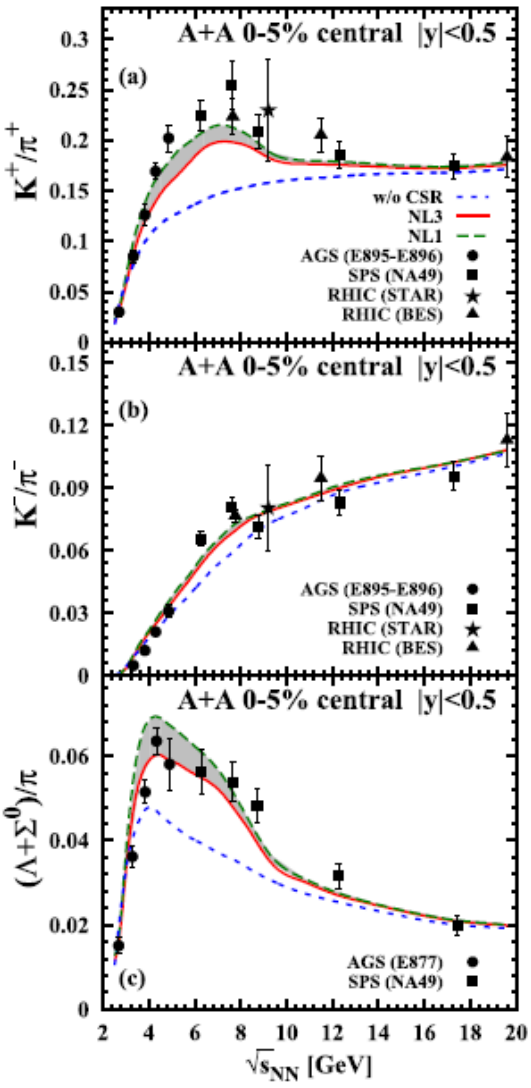

Рис. 3.13. Отношения K^+/π^+, K^-/π^-, $(\Lambda+\Sigma^0)/\pi$ в midrapidity для центральных A+A столкновений. Экспериментальные данные из [A6,A12,94,95], расчеты по модели PHSD [105] без учета *CSR* и с учетом эффекта от восстановления киральной симметрии для двух параметризаций уравнения состояния ядерной материи ($NL_{1,3}$).

Как видно из результатов расчетов по этой модели, представленных на Рисунке 3.13, экспериментальные данные по выходам частиц и отношениям хорошо воспроизводятся в рамках сценария с частичным восстановлением киральной симметрии. Так как положительные каоны рождаются в основном в процессах фрагментации струн, то расчеты показывают, что фактически, именно *CSR* является ~~о~~ответственной" за быстрый рост отношений при энергиях менее 8 ГэВ (в системе центра масс), тогда как кварк-глюонные степени свободы при деконфайнменте обеспечивают падение отношений выходов с последующим их выполаживанием при более высоких энергиях. Для отрицательно заряженных каонов основным каналом для достижения равновесного распределения являются вторичных мезон-барионных

столкновения с обменом странности (strangeness-exchange reactions) $\pi^- + Y \rightarrow K^- + N$ поэтому энергетическая зависимость для отношения их выходов к пионам не имеет характерной не монотонности.

Также следует отметить работу [107], в которой NA49 Horn интерпретируется в рамках предсказаний статистической термальной модели с включением в расчеты σ-мезона и множества адронных резонансов. И хотя качественно (но не количественно!) энергетическая зависимость отношения K^+/π^+ описывается достаточно хорошо в рамках модели адронного газа и без включения деконфайнмента явно, но как отмечают сами авторы работы предсказания основаны на концепции предельной температуры для спектра масс адронных резонансов [108] подразумевающих (хотя и не явно!) фазовый переход в ядерной материи.

В заключении следует сказать, что, хотя на данный момент не существует общепринятой интерпретации характерной не монотонности в энергетической зависимости K^+/π^+ отношения (Horn) и эффективного параметра наклона спектра (Step) как экспериментального свидетельства о фазовом переходе в состояние КГП (*onset of deconfinement),* корректность и актуальность самих результатов измерений не подвергается сомнению.

3.4 Изучение рождения пионов и каонов в Pb+Pb реакциях в зависимости от прицельного параметра столкновения

Для того, чтобы более подробно изучить закономерности механизма образования странности в A+A реакциях, в частности, прояснить характер зависимости от прицельного параметра столкновения отношения каонов к пионам и формы спектров по поперечной массе для мезонов был проведен анализ выходов частиц для MinBias Pb+Pb реакций при энергиях 40A и 158A ГэВ. Способ деления событий на интервалы по центральности столкновения описан в подразделе 3.1 (см. также Таблицу 3.2). Анализ данных с TOF детектора аналогичен процедуре, используемой в центральных столкновениях для изучения энергетической зависимости, представленной в предыдущем подразделе. Измерения при центральной быстроте (y=0) по комбинации времени пролета и ионизационных потерь были дополнены данными с время-проекционных камер в большом аксептансе передней полусферы где идентификация частиц проводилась по ионизационным потерям в MTPC (данный анализ автором не проводился). Основные результаты анализа опубликованы в [A13]. На Рисунке 3.14 показаны инвариантные m_t-спектры заряженных каонов с TOF детектора вблизи центральной быстроты в

столкновениях Pb+Pb при 40A и 158A ГэВ. Данные в разных бинах по центральности умножены на различные коэффициенты для лучшего визуального представления, а бин обозначенный как –С0” соответствует центральности 0-5% (см. Таблицу 3.2). Штриховыми линиями показаны экспоненциальные фиты по формуле (3.6).

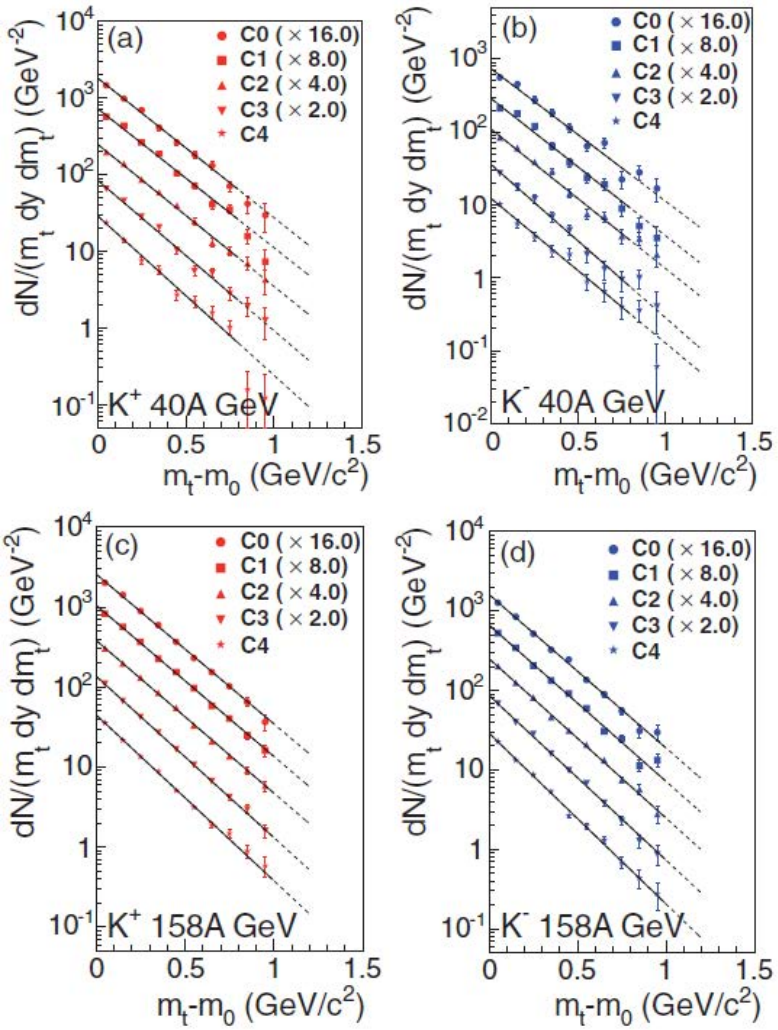

Рис. 3.14. Инвариантные m_t-спектры заряженных каонов вблизи центральной быстроты (измеренные в TOF детекторе) в столкновениях Pb+Pb при 40A и 158A ГэВ [A13]. Линиями показаны экспоненциальные фиты по формуле (3.6).

На Рисунке 3.15 показаны инвариантные m_t-спектры отрицательно заряженных пионов вблизи центральной быстроты (с TOF-детектора) в столкновениях Pb+Pb при 40A и 158A ГэВ. Аналогично каонным спектрам данные в различных бинах по центральности умножены на разные коэффициенты, а линии демонстрируют экспоненциальные фиты в интервале $0.2 < m_t - m < 0.7$ ГэВ.

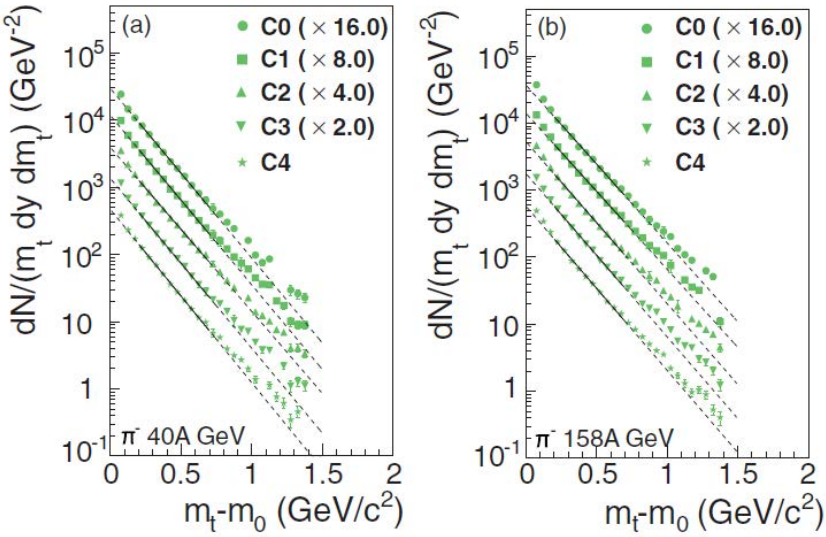

Рис. 3.15. Инвариантные m_t-спектры отрицательно заряженных пионов вблизи центральной быстроты (измеренные в TOF детекторе) в столкновениях Pb+Pb при 40A и 158A ГэВ [A13]. Линиями показаны экспоненциальные фиты в интервале $0.2<m_t-m<0.7$ ГэВ.

Распределения по быстроте для K^+ и K^- мезонов в Pb+Pb столкновениях при 40A и 158A ГэВ представлены на Рисунках 3.16 и 3.17. Данные с TOF-детектора при y=0 обозначены звездочками, штриховыми линиями показаны предсказания 2-х моделей: HSD и UrQMD. Измерения показаны заполненными символами, используя свойство симметрии быстротных распределений для Pb+Pb каждому измерению сопоставлено симметричное относительно y=0 значение, нарисованное открытым символом.

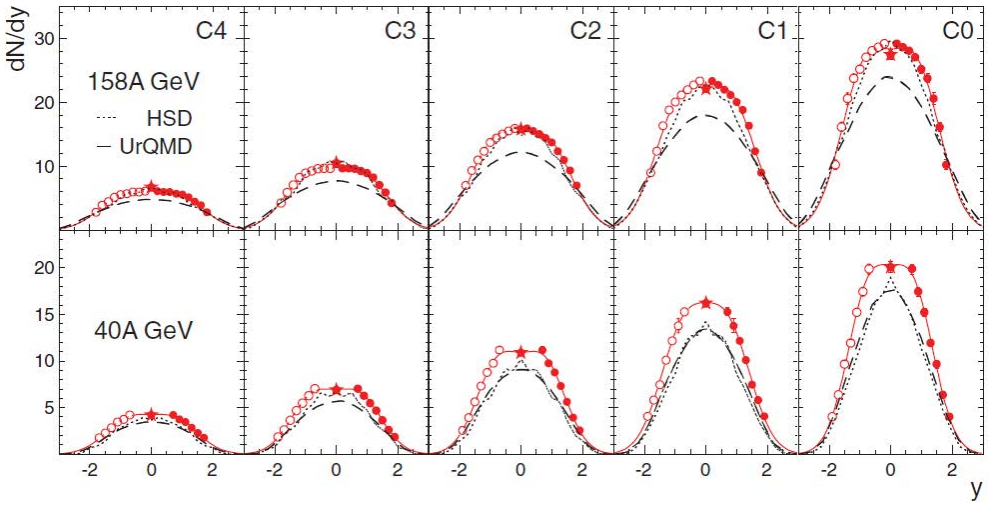

Рис. 3.16. Распределения по быстроте для K^+ в Pb+Pb столкновениях. Данные с TOF-детектора при y=0 обозначены звездочками, пустыми символами обозначены измерения отраженные относительно y=0. Линиями показаны предсказания моделей HSD и UrQMD.

Для экстраполяции распределений на все фазовое пространство быстротные спектры фитировались суммой двух распределений Гаусса, эти фиты показаны на рисунках сплошными линиями.

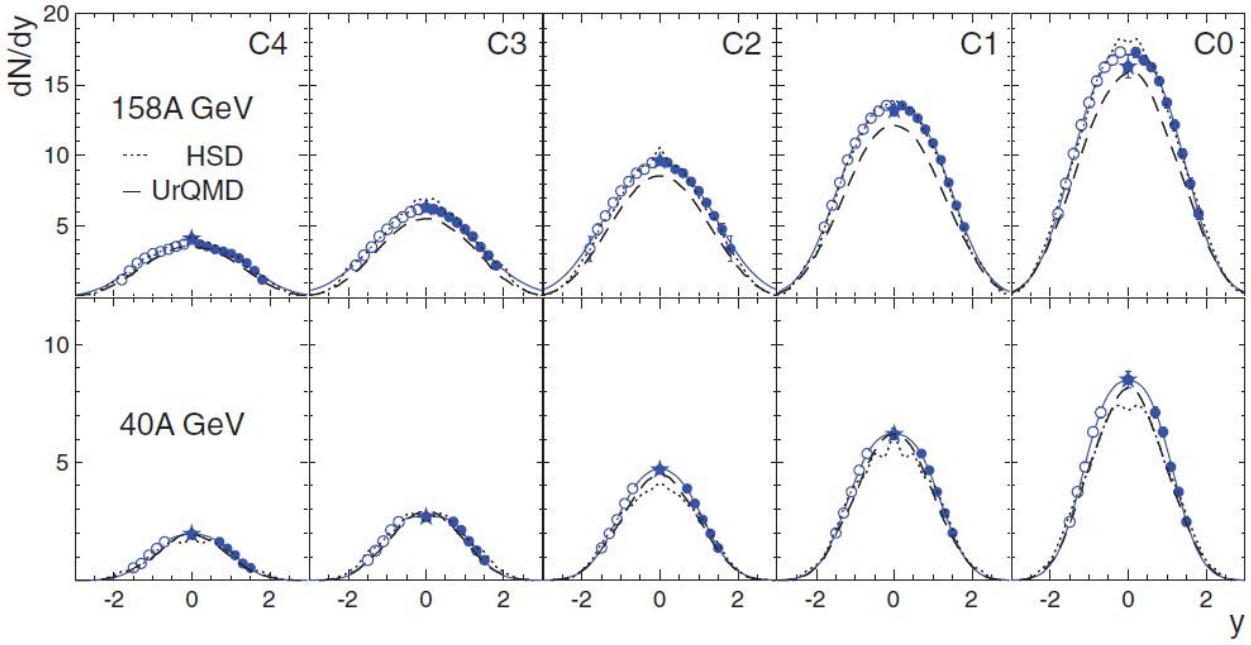

Рис. 3.17. Распределения по быстроте для K^- в Pb+Pb столкновениях. Данные с TOF-детектора при y=0 обозначены звездочками, пустыми символами обозначены измерения отраженные относительно y=0. Штриховыми линиями показаны предсказания моделей HSD и UrQMD. Сплошные линии (Гаусс) используются для экстраполяции по всему фазовому пространству.

В Таблицах 3.3 и 3.4 представлены все данные по выходам и спектрам π^- и $K^{+/-}$ мезонов в столкновениях Pb+Pb при энергии 40A и 158A ГэВ. Выходы в *midrapidity* (dN/dy), средние $<m_t>-m$ и параметры наклона спектра T в бинах по центральности получены с TOF детектора, а полный выход <N> это интеграл быстротных распределений, показанных на Рисунках 3.16 и 3.17. Представленные ошибки являются квадратичной суммой статистических и систематических погрешностей.

Таблица 3.3. Данные по выходам и спектрам π^- и $K^{+/-}$ мезонов в столкновениях Pb+Pb при энергии 40A ГэВ. Выходы в *midrapidity* (dN/dy), средние $<m_t>-m$ и параметр наклона спектра T получены по данным с TOF-детектора, а полный выход <N> - интеграл быстротных распределений на рисунках 3.16 и 3.17. Ошибки — это квадратичная сумма статистических и систематических погрешностей.

Частица	Центральность	dN/dy	<N>	$<m_t>-m$ (МэВ)	T (МэВ)
π^-	0-5%	118 +/- 12	348 +/- 18	270+/-28	172+/-10
	5-12%	93.8 +/- 9.5	286+/-14.5	272+/-28	172+/-10
	12-23%	67.8 +/- 7.0	214+/-11	273+/-28	178+/-10
	23-34%	43.7 +/- 4.5	146.3+/-8	269+/-28	172+/-10
	34-44%	29.1 +/- 3.0	101.4+/-11	263+/-27	168+/-10
K^+	0-5%	20.1+/-2.5	60.0+/-6.5	312+/-20	238+/-14
	5-12%	16.2+/-1.8	49.1+/-6.0	307+/-19	238+/-14
	12-23%	10.9+/-1.1	34.2+/-4.3	309+/-19	234+/-14
	23-34%	6.9+/-0.8	22.0+/-3.2	291+/-20	221+/-13
	34-44%	4.2+/-0.5	13.6+/-2.6	265+/-20	208+/-12
K^-	0-5%	8.5+/-0.8	21.0+/-4.5	323+/-24	239+/-15
	5-12%	6.2+/-0.6	15.9+/-3.5	294+/-22	231+/-14
	12-23%	4.7+/-0.5	11.4+/-2.8	304+/-22	227+/-13
	23-33%	2.7+/-0.2	7.0+/-2.2	275+/-24	307+/-14
	33-43%	2.0+/-0.2	4.6+/-1.7	291+/-25	219+/-15

В радиально расширяющемся файерболе каждая частица получает дополнительный импульс пропорциональный ее массе, поэтому эффективная температура, оцениваемая по значению параметра наклона m_t-спектра (или $<m_t>-m$), также растет с массой как видно из значений, представленных в таблицах, где $<m_t>-m$ для каонов больше чем средняя поперечная масса для пионов при всех центральностях.

Таблица 3.4. Данные по выходам и спектрам π^- и $K^{+/-}$ мезонов в столкновениях Pb+Pb при энергии 158A ГэВ. Выходы в *midrapidity* (dN/dy), средние $<m_t>-m$ и параметр наклона спектра T получены по данным с TOF-детектора, а полный выход <N> - интеграл быстротных распределений на Рисунках 3.16 и 3.17. Ошибки — это квадратичная сумма статистических и систематических погрешностей.

Частица	Центральность	dN/dy	<N>	$<mt>-m$ (МэВ)	T (МэВ)
π^-	0	158.8+/-16/	602+/-44	281+/-28	184+/-9
	1	121.4+/-8.5	480+/-32	287+/-28	187+/-9
	2	86.2+/-4.5	349+/-18	282+/-28	180+/-9
	3	57.2+/-3.0	237+/-13	280+/-28	178+/-9
	4	37.2+/-2.0	159+/-9	275+/-28	177+/-9
K^+	0	28.4+/-3.3	97.8+/-10.5	305+/-16	232+/-3
	1	22.7+/-2.5	78.5+/-8.5	302+/-16	229+/-3
	2	15.9+/-1.8	57.1+/-6.5	300+/-16	227+/-2
	3	10.0+/-0.7	34.9+/-3.7	283+/-15	215+/-3
	4	6.4+/-0.6	23.2+/-3.5	277+/-16	209+/-3
K^-	0	16.8+/-1.8	54.0+/-5.0	298+/-18	225+/-13
	1	13.4+/-1.3	43.2+/-4.5	294+/-17	221+/-12
	2	9,5+/-0.7	31.3+/-3.5	285+/-16	217+/-12
	3	6.3+/-0.6	20.5+/-2.8	273+/-16	210+/-12
	4	3.9+/-0.4	12.2+/-1.5	264+/-14	202+/-12

На Рисунке 3.18 представлена зависимость от центральности для отношения полных выходов заряженных каонов к пионам, где $<\pi>=0.5\cdot(<\pi^+>+<\pi^->)$. Наряду с анализируемыми в данной работе Pb+Pb столкновениями из MinBias data sets показаны результаты NA49 для p+p [109,110], C+C и Si+Si [111] реакций, а также для центральных Pb+Pb из [A6,A12]. Ошибки (квадратичная сумма статистических и систематических ошибок) показаны затемненными прямоугольниками. Также представлены предсказания микроскопических транспортных моделей HSD [95] и UrQMD [96], описание которых для экспериментальных данных недостаточно хорошее. Более успешным для описания оказалось приближение, имеющее в литературе название *core-corona*. Измеренные в эксперименте частицы считаются

испущенными из двух частей файербола (не всегда, правда, четко разделенными геометрически). Область *corona* образована нуклонами, имеющими в процессе реакции однократное взаимодействие. Механизм рождения мезонов определяется сечением элементарных нуклон-нуклонных столкновений при данной энергии, а множественности частиц разных типов имеют неравновесные распределения, - к примеру, выход странных частиц подавлен по сравнению с легкими частицами (пионами). В противоположность этому центральная область файербола (*core)* представляет собой область с высокой плотностью энергии, образованной в результате многократных нуклон-нуклонных столкновений. Сам расчет количества нуклонных столкновений проводится по модели Глаубера [112], к примеру, в наиболее периферийном из анализируемых в данной работе интервале по центральности, число нуклонов, имеющих более одного столкновения составляет около 55%, это число возрастает до 90% в наиболее центральном бине [113]. Для данного рассмотрения важным является тот факт, что адронный газ в области *core* имеет близкое к химически равновесному распределение, а достигается ли это в результате деконфайнмента или в результате самих многократных столкновений в процессе эволюции – не существенно. Сплошной линией на Рисунке 3.18 показаны расчеты по модели *core-corona* из [113]. Как видно из сравнения экспериментальные данные достаточно хорошо описываются расчетами по данной модели во всем интервале по центральности и для всех сталкивающихся систем.

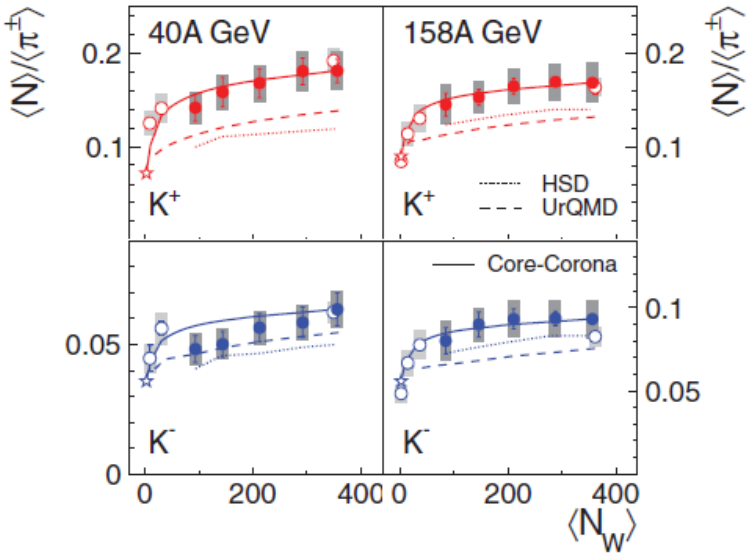

Рис. 3.18. Выходы каонов, нормированные на множественность пионов $<\pi>=0.5\cdot(<\pi^{+}>+<\pi^{-}>)$ в зависимости от $<N_w>$ в Pb+Pb, p+p, C+C и Si+Si столкновениях при энергиях 40A и 158A ГэВ. Линиями показаны предсказания HSD, UrQMD и *core-corona* моделей (см. текст).

3.5 Анализ быстротных распределений для (анти)протонов, стоппинг

На Рисунке 3.19 показаны инвариантные m_t-спектры для протонов (левая панель) и антипротонов (правая панель) в центральных Pb+Pb столкновениях при энергии 20A-158A ГэВ [A10]. Наличие сильных радиальных коллективных потоков (*radial flow*) в центральных столкновениях приводит к значительной модификации спектров тяжелых заряженных частиц при малых поперечных импульсах, так как результирующий эффект от наличия поля коллективных скоростей пропорционален массе. При этом форма поперечных распределений становится отличной от простой экспоненты для малых m_t. Поэтому в данном случае при определении интеграла спектра экстраполяция в большие m_t требует отличной от простой экспоненты функции. Из предложенных нескольких параметризаций наиболее подходящей оказалась комбинация 2-х экспоненциальных распределений с различными параметрами наклона, причем для случая протонов и легких ядер это разница 2-х экспонент, а для пионов – сумма. Сами параметризации показаны сплошными линиями, и как видно из рисунка, качество описания спектров такой функцией достаточно хорошее.

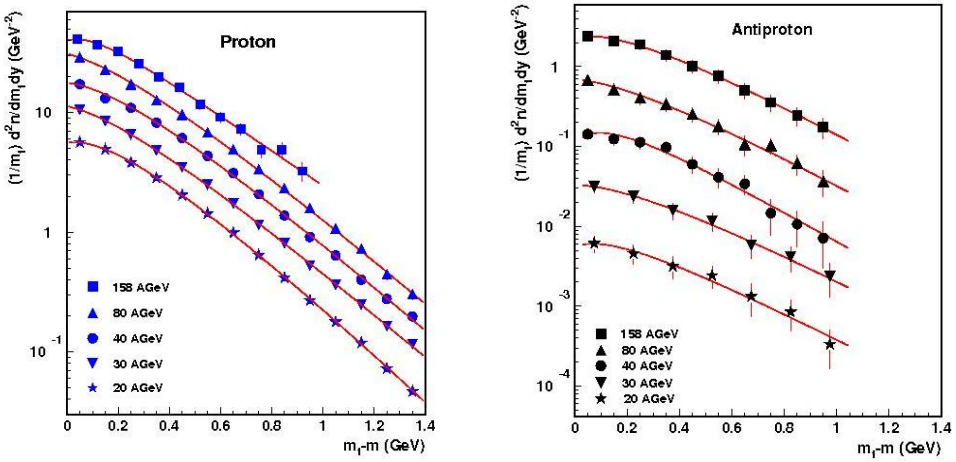

Рис. 3.19. Инвариантные m_t-спектры заряженных протонов (левая панель) и антипротонов (правая панель) в центральных Pb+Pb столкновениях при энергиях 20, 30, 40, 80 и 158 ГэВ на нуклон [A10].

Быстротные распределения для протонов и антипротонов в центральных Pb+Pb столкновениях при нескольких энергиях столкновения показаны на Рисунках 3.20 и 3.21. Данные с TOF детектора [A10] измерены вблизи y=0 и обозначены треугольниками, также показаны результаты анализа по ионизационным потерям *dE/dx* с полными ошибками (линии). Как видно из всех приведенных распределений, результаты различных анализов в пределах ошибок измерения достаточно хорошо согласуются друг с другом.

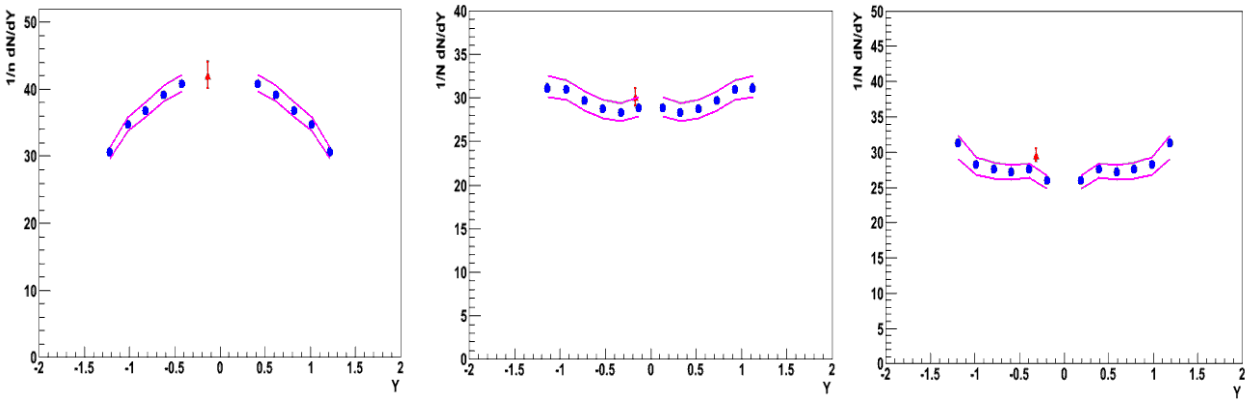

Рис. 3.20. Распределения по быстроте для протонов в центральных Pb+Pb столкновениях при энергии 30 ГэВ (левая панель), 80 ГэВ (средняя панель) и 158 ГэВ на нуклон (правая панель). Данные с TOF [A10] (вблизи y=0) обозначены треугольниками. Линиями обозначены размеры систематической ошибки для *dE/dx* анализа.

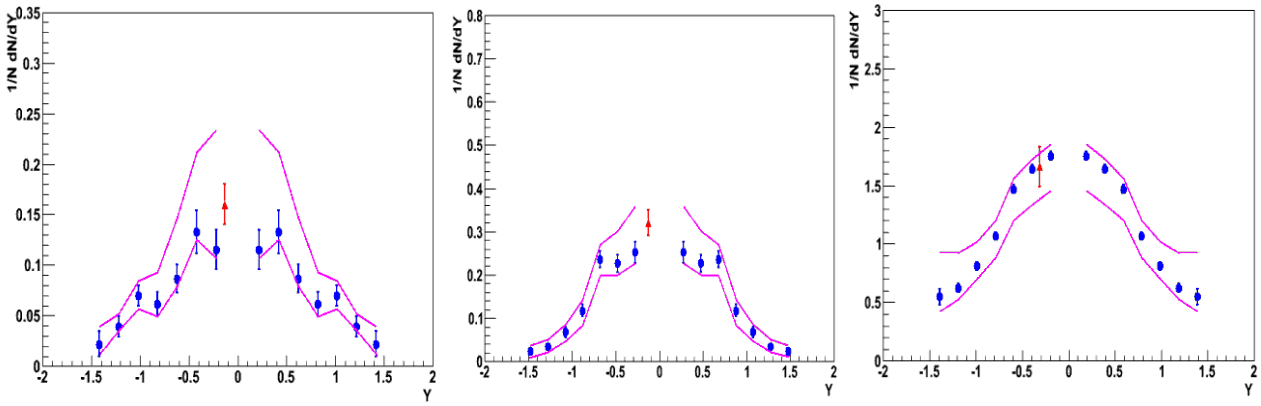

Рис. 3.21. Распределения по быстроте для антипротонов в центральных Pb+Pb столкновениях при энергии 30 ГэВ (левая панель), 40 ГэВ (средняя панель) и 158 ГэВ на нуклон (правая панель). Данные с TOF [A10] обозначены треугольниками. Линиями обозначены размеры систематической ошибки для *dE/dx* анализа.

Если говорить о различиях в форме быстротных распределений для барионов (меняющихся от близкого к Гауссовому при малых энергиях столкновения до параболического при высоких энергиях) и антибарионов (Гауссово с максимумом при y=0 при всех энергиях), то они определяются в основном динамикой процесса образования частиц. К примеру, в большинстве микроскопических моделей ядерных столкновений основным механизмом рождения анти-барионов является фрагментация струн. Согласно этому механизму функция-фрагментация, определяющая долю энергии и импульса ассоциированной с образованным адроном (точнее, ее вероятность), имеет вид $p\left(z_{fraction}^{\pm}\right) = const(1 - z_{fraction}^{\pm})^2$ [114]. Вероятность *p(z)* спадает быстро с увеличением *z,* поэтому средний продольный импульс рожденных антибарионов мал и рождаются они в основном в *midrapidity*. В то же время для

барионов быстротное распределение определяется динамикой взаимодействия валентных кварков, в частности сечением, которое становится все более вперед фокусированным с увеличением энергии. Поэтому валентные кварки (дикварки) теряют только часть начальной энергии в столкновении. Как было отмечено во Введении (см. формулу В.3), количественным выражением этих потерь является величина *stopping power* $<\delta y>$.

Новые экспериментальные данные по выходам (анти)протонов в зависимости от быстроты, представленные на Рисунках 3.20 и 3.21, вместе с данными NA49 по выходам (анти)гиперонов [91] и оценок выходов нерегистрируемых частиц (к примеру, нейтронов) по предсказаниям термальных моделей [115] позволили коллаборации NA49 подробно изучить энергетическую зависимость стоппинга в центральных столкновениях ядер. На Рисунке 3.22 представлены [116] быстротные распределения *net*-барионов $dN(B-\bar{B})/dy$ при нескольких энергиях столкновения: от AGS [117] до SPS [118] и RHIC [119].

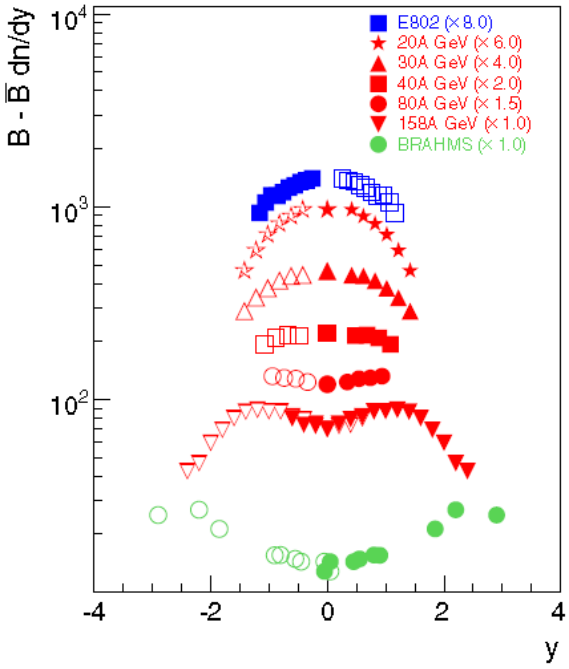

Рис. 3.22. Быстротное распределение числа барионов минус число антибарионов $B-\bar{B}$ в центральных A+A столкновениях при энергиях AGS [117], SPS [118] и RHIC [119].

Наблюдается значительная зависимость от энергии: при энергиях AGS распределения имеют максимум в *midrapidity,* который затем сменяется впадиной при энергиях SPS, эволюционируя в распределение с широким минимумом (шириной порядка нескольких единиц быстроты) при более высоких энергиях. По эволюции формы быстротных распределений можно сделать вывод, что с увеличением энергии столкновения возрастает прозрачность ядер, все более приближаясь к предложенному Бьеркеном сценарию [47] свободной от барионов области центральной быстроты (*baryon free midrapidity*). Однако, полностью данный сценарий

при энергиях SPS не реализуется – наблюдается только частичная прозрачность ядер. Полученные по результатам анализа быстротных распределений значения $<\delta y>$ нормированные на быстроту налетающего ядра представлены на левой панели Рисунка 3.23 в зависимости от энергии столкновения. Как можно видеть из рисунка, при энергиях AGS и SPS величина относительного быстротного сдвига составляет $<\delta y>/y_p \approx 0.6$ и уменьшается до величины порядка 0.4 при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Причем, если основываться на результатах расчетов по модели UrQMD [120], которые достаточно хорошо описывают экспериментальные данные, то линейный скейлинг для зависимости $<\delta y>$ от y_p в центральных A+A столкновениях нарушается где-то в районе максимальной энергии SPS. Используя быстротные распределения для нет-барионов полная поперечная энергия (после столкновения) на один барион может быть рассчитана по формуле:

$$E = \frac{1}{N_{part}} \int_0^{y_p} < m_t > \frac{dN_{B-\bar{B}}(y)}{dy} \cosh y \, dy \qquad (3.8)$$

где $<m_t>$ - средняя поперечная масса для протонов.

Величина энергии, доступной для возбуждения - E_{inel}, рассчитанная как $0.5\sqrt{s_{NN}} - E$, а также коэффициент не-упругости столкновения $K=2E_{inel}/(\sqrt{s_{NN}}-2m_p)$ показаны на Рисунке 3.23 (правая панель). В диапазоне энергий столкновения SPS E_{inel} растет почти линейно, а параметр K меняется в диапазоне $K \approx 0.6$–0.8.

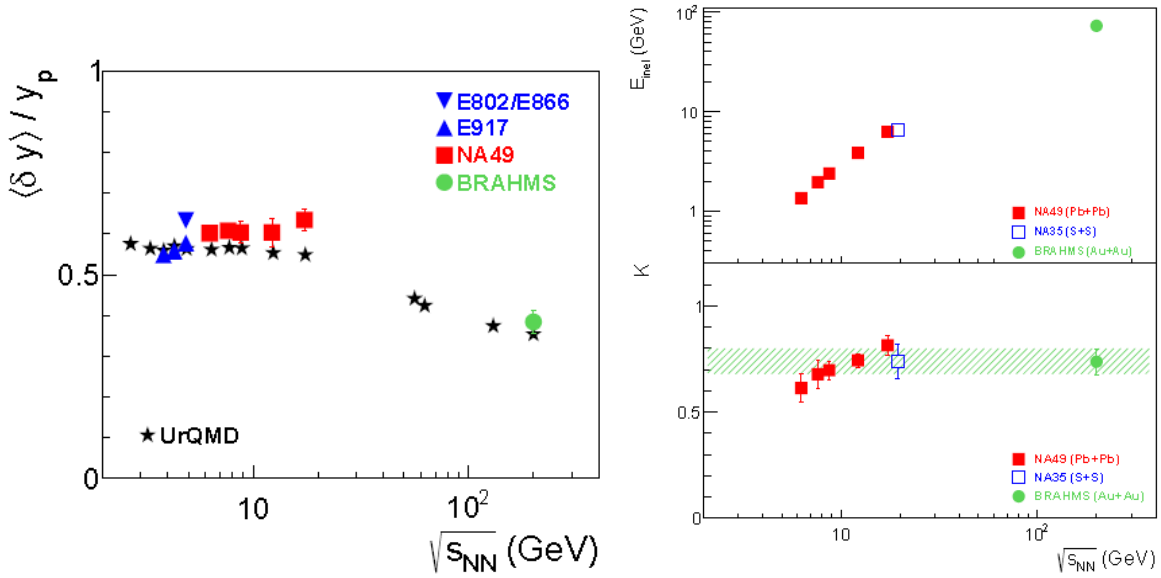

Рис. 3.23. (Левая панель) Сдвиг быстроты, нормированный на быстроту пучка $<\delta y>/y_p$, как функция энергии столкновения [A10,119,121]. Также показаны результаты расчетов по модели UrQMD [120]. (Правая панель) Энергетическая зависимость для величины E_{inel} и параметра неупругости K (включая данные для центральных S+S столкновений [122]).

3.6 Энергетическая зависимость отношения анти-p/p и анти-Λ/анти-p

В предыдущем разделе было показано, что в столкновениях тяжелых ионов при энергиях ускорителя SPS, образованная материя характеризуется значительной барионной плотностью в области центральной быстроты в основном как результат сильного стоппинга. Величина стоппинга задает характер динамической эволюции системы, тогда как выход антибарионов определяется балансом конкурирующих процессов рождения и аннигиляции, причем оба процесса зависят от энергии столкновения (и объема источника) вследствие того, что в плотной среде сечения рождения и аннигиляции для античастиц отличны от их значения в вакууме. Для изучения влияния ядерной среды на поведения отношения антипротонов к протонам полезно сравнить A+A столкновения с элементарными нуклон-нуклонными взаимодействиями.

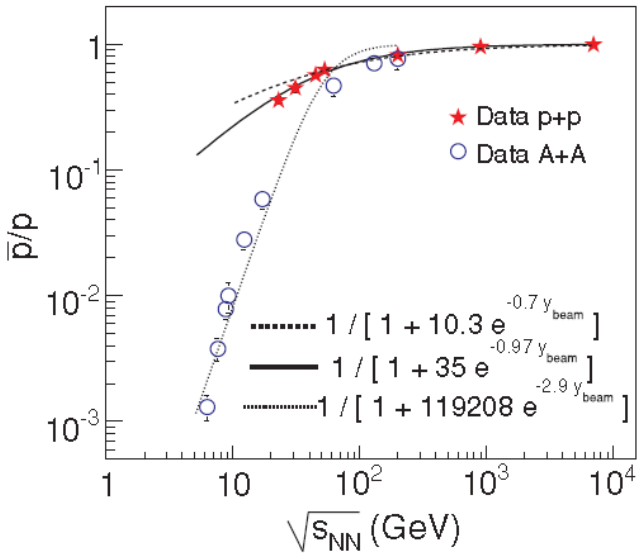

Рис. 3.24. Энергетическая зависимость отношения $\bar{p}/p$ в *midrapidity* для *p+p* [123, 125] и A+A столкновений [126,127,A10]. Линии различных типов (сплошная и штриховые) показывают фитирование данных функциями в рамках моделей baryon *string junction picture* [128,129]. Рисунок взят из работы [130].

На Рисунке 3.24 представлена энергетическая зависимость отношения $\bar{p}/p$ в *midrapidity* для *p+p* [123,124,125] и A+A столкновений [126,127,A10]. Рост с увеличением энергии наблюдается для обеих систем, причем относительные выходы антипротонов в элементарных реакциях всегда не ниже, чем в A+A. Так как процессы образования кварк-антикварковых пар приводят к равному числу барионов и антибарионов, наблюдаемая асимметрия объясняется значительной ролью процессов переноса барионного числа из области фрагментации в *midrapidity* (таких как стоппинг). Причем, как видно из разницы в характере энергетической

зависимости для *p+p* и *A+A* реакций, влияние ядерной среды для таких процессов значительно при малых энергиях столкновения. Для описания данных авторы работы [130] использовали несколько параметризаций на основе приближений Редже-модели для барионной асимметрии в которой процесс рождения пар (анти)барионов представляется через обмен Помероном *(Pomeron exchange*), а перенос барионного числа через т.н. механизм *string-junction exchange* [128,129]. Значительная разница в показателях экспоненты для p+p и A+A означает, что описание обеих типов реакций одним механизмом невозможно.

Энергетическая зависимость отношения антибарионов к барионам представлены на Рисунке 3.25 для протонов Λ, Ξ, и Ω. Все данные для центральных Pb+Pb (Au+Au) столкновений вблизи *midrapidity* [A10, 131-142]. Все отношения быстро растут, меняясь на несколько порядков при энергиях SPS, и приближаются к значению близкому к 1 при больших энергиях, где в пределе реализуется полная симметрия между количеством рожденной анти-материи и образованной материи.

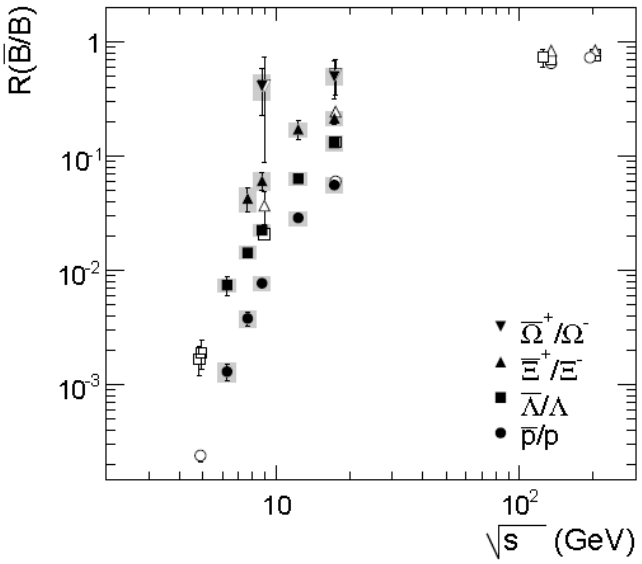

Рис. 3.25. Отношение выходов антибарионов к барионам в центральных Pb+Pb (Au+Au) столкновениях при энергиях ускорителей AGS, SPS и RHIC.

Причем, с увеличением странности (определяемым количеством странных (анти)кварков в составе) зависимость становится слабее и наблюдается явная иерархия отношений:

$$R(\bar{\Omega}^+/\Omega^-) > R(\bar{\Xi}^+/\Xi^-) > R(\bar{\Lambda}/\Lambda) > R(\bar{p}/p)$$

В рамках термальной статистической модели отношение анти-барионов, состоящих из N_S странных (анти)кварков, пропорционально величине

$$exp[-2(\mu_B - N_S\mu_S)/T] \qquad (3.9)$$

где T, μ_B, μ_S температура, бариохимический и странный потенциалы источника [143]. Так как μ_S всегда меньше μ_B [144], то согласно (3.9) разница между анти-барионами и барионами уменьшается с ростом N_S.

В нуклон-нуклонных столкновениях рождение антибарионов описывается как результат фрагментации струн. Рождение частиц со странным (анти)кварком подавлено вследствие большой по сравнению с легкими (u,d) кварками массой, что объясняет величину отношения $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ ~0.3..0.5 для элементарных столкновений. В A+A реакциях соотношение плотности странных антикварков к легким антикварками может меняться, как в случае деконфайнмента и реализации полного равновесия между кварковыми ароматами (с ожидаемой величиной отношения $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ ~1), так и для случая плотной барионной материи с большим количеством вторичных мезон-барионных и мезон-мезонных взаимодействий. В последнем случае, эффект барионной плотности может приводить к модификации эффективных сечений аннигиляции антибарионов, которая (модификация) к тому же может быть различной для частиц со странностью и без (как предсказывается аддитивной кварковой моделью). Влияние эффектов барионной плотности на рождение антибарионов можно изучать исследую энергетическую зависимость отношения анти-Λ/анти-p, и зависимость от центральности при фиксированной энергии.

На Рисунке 3.26. (левая панель) представлена энергетическая зависимость для $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ в области энергий столкновения (в системе центра масс) от 5 до 130 ГэВ на нуклон. Результаты по выходам антипротонов взяты из анализа с TOF-детектора [A10], выходы анти-Лямбда опубликованы в [145], данные при энергиях AGS (треугольники) из [146,147], результат при энергиях RHIC (квадрат) из [148]. Как хорошо видно из представленных результатов, отношение приближается к величине для КГП (~1) при очень больших энергиях. Неявно этот тренд поддерживается расчетами по термальной статистической модели [149], предполагающий источник частиц в термальном и химическом равновесии (расчеты показаны линией). А вот рост отношения при уменьшении энергии столкновения может быть вследствие различия в потерях на аннигиляцию в плотной барионной материи. Количественно это эффект может проиллюстрирован по отношению антибарионов в бинах по центральности. На правой панели Рисунка 3.26 показано отношение $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ в зависимости от прицельного параметра столкновения при максимальной энергии 158A ГэВ. Экспериментальные данные [150,A10] сравниваются с предсказаниями модели UrQMD [151]. К периферийным столкновениям отношение падает практически в два раза и приближаясь в величине из p+p столкновениях (~0.5). В модельных расчетах использованы сечения аннигиляции для антипротонов и антилямбда согласно аддитивной кварковой модели. Оказалось, что разницы в сечениях аннигиляции для

антибарионов со странностью и без, действительно достаточно для объяснения зависимости от центральности.

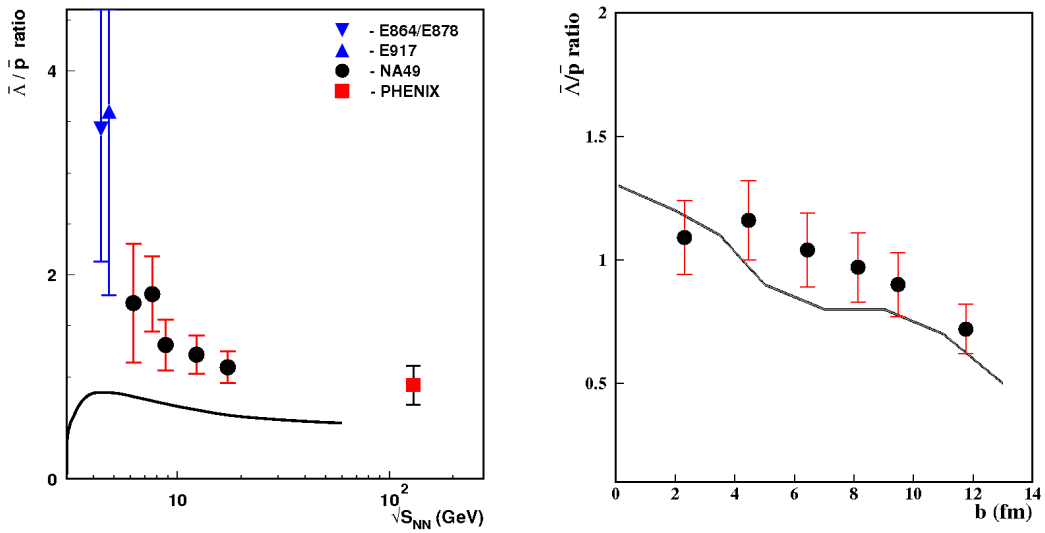

Рис. 3.26. (Левая панель) Отношение $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ в центральных A+A столкновениях. Данные при энергиях AGS (синие символы) из [146,147], результаты при энергиях RHIC (красный квадрат) из [148], линией показаны предсказания модели UrQMD. (Правая панель) Отношение $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ в Pb+Pb при 158A ГэВ в зависимости от прицельного параметра столкновения. Выходы анти-Λ взяты из [148], расчеты по модели UrQMD [149] показаны линией.

3.7 Зависимость выходов (анти)протонов от центральности столкновений

Анализ выходов (анти)протонов в Pb+Pb реакциях при 158A ГэВ проводился в двух наборах данных: в анализе энергетической зависимости использовался 0-12% *data set*, а MinBias *data set* (см. Таблицу 2.1) был использован для изучения зависимости от центральности столкновения. Для 0-12% набора селекция на два бина по центральности (0-5% и 5-12%) проводилась offline по энерговыделению в Veto калориметре. На Рисунке 3.27. представлены инвариантные m_t-спектры протонов (левая панель) и антипротонов (правая панель) в Pb+Pb реакциях при энергии 158A ГэВ [A10]. Красными символами показаны результаты из 0-12% центрального data set, - благодаря большему количества событий в наиболее центральных бинах в 0-12% наборе данных количество антипротонов и диапазон по m_t из этого набора гораздо больше. Интегрирование спектров аналогично процедуре для других типов частиц. На Рисунке 3.27 линиями показаны функции-параметризации, используемые для экстраполяции в большие m_t. Результаты анализа представлены в Таблице 3.5.

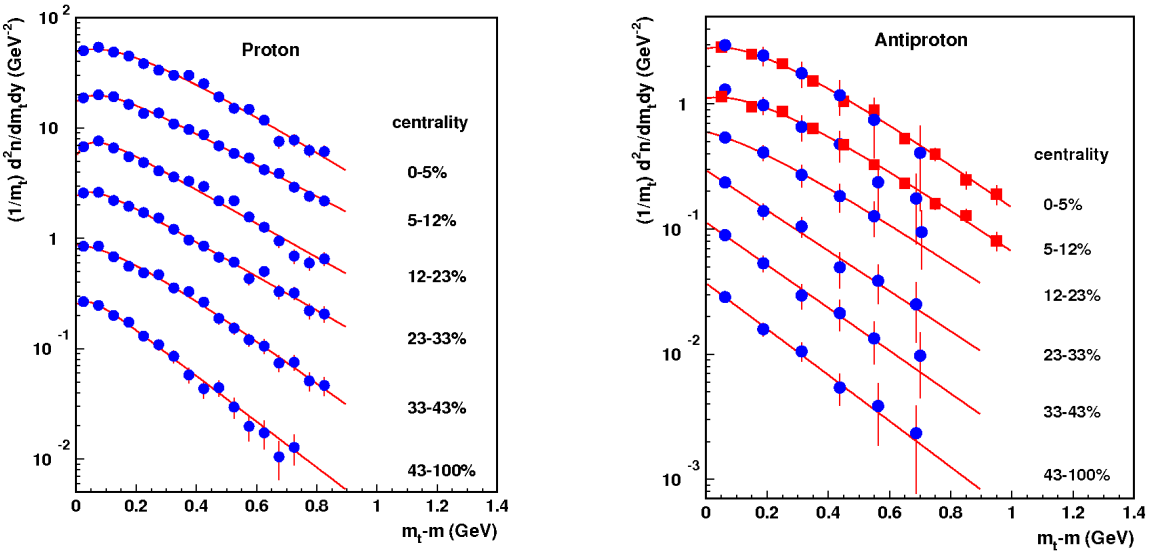

Рис. 3.27. Инвариантные m_t-спектры протонов и антипротонов в Pb+Pb реакциях при энергии 158A ГэВ [A10]. Красными символами показаны результаты из 0-12% центрального data set.

Таблица 3.5. Плотности (анти)протонов на единицу по быстроте dN/dy и среднее $<m_t>-m$ в бинах по центральности (Pb+Pb столкновения при 158A ГэВ).

	Центральность	dN/dy	$<m_t>-m$ (MeV)
$\bar{p}$	0-5%	1.66 +/- 0.17	384 +/- 19
	5-12%	1.27 +/- 0.11	393 +/- 16
	12-23%	1.05 +/- 0.08	370 +/- 45
	23-33%	0.76 +/- 0.06	320 +/- 35
	33-43%	0.55 +/- 0.05	309 +/- 32
	43-100%	0.33 +/- 0.04	284 +/- 28
p	0-5%	29.6 +/- 0.9	413 +/- 13
	5-12%	22.2 +/- 0.6	415 +/- 14
	12-23%	14.5 +/- 0.4	362 +/- 12
	23-33%	9.8 +/- 0/3	355 +/- 12
	33-43%	5.7 +/- 0.2	315 +/- 13
	43-100%	2.9 +/- 0.1	259 +/- 12

Выходы (анти)протонов нормированные на число $<N_w>$, а также отношение антипротонов к протонам в бинах по центральности в зависимости от N_w представлены на Рисунке 3.28. В некотором смысле, количество *wounded nucleons* пропорционально объему источника частиц. Увеличение объемной плотности протонов в *midrapidity* с ростом центральности столкновения

объясняется возрастанием стоппинга. Антипротонная же плотность спадает, что может быть объяснено увеличением аннигиляционных потерь для $\bar{p}$. Начиная с N_w~200, однако, нормированный выход $\bar{p}$ стабилизируется. Одним из возможных объяснений для данного тренда может служить то, что с увеличением центральности растет плотность пионов в файерболе и возрастает количество многочастичных взаимодействий. Принцип детального баланса в реакциях предсказывает увеличение вклада обратного процесса образования пар (p-$\bar{p}$) в реакциях слияния пионов $p+\bar{p} \leftrightarrow N\pi$, где N~5.

Отношение $\bar{p}/p$ (рис. 3.28 нижняя панель) монотонно растет с уменьшением центральности столкновения, приближаясь к величине ~0.2, измеренной в элементарных $p+p$ столкновениях.

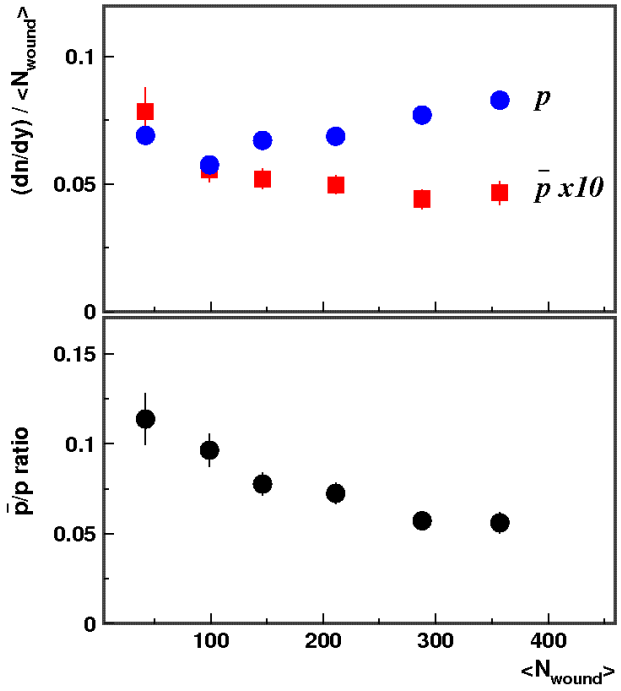

Рис. 3.28. Нормированные плотности частиц на единицу быстроты (dN/dy)/<N_w> для (анти)протонов и $\bar{p}/p$-отношение в бинах по центральности для Pb+Pb столкновений при 158A ГэВ.

Как было отмечено во Введение, в плотной ядерной материи комбинированный эффект скалярной и векторной части оптического потенциала имеет разное значение для барионов и антибарионов, что может приводить к заметному различию форм поперечных распределений для частиц и античастиц. Плотность источника меняется при варьировании прицельного параметра столкновения. На Рисунке 3.29. показана эволюция средней поперечной массы для $p(\bar{p})$ в зависимости от центральности столкновения в Pb+Pb реакциях при максимальной энергии 158A ГэВ. Можно сделать вывод, что в пределах ошибок заметной разницы в

результатах для протонов и антипротонов нет, хотя линии и предполагают некий тренд в приближении к центральным столкновениям. Для того, чтобы окончательно подтвердить или опровергнуть гипотезу о заметном влиянии плотности на форму поперечных спектров необходимы измерения при более низких энергиях столкновения (более высоких барионных плотностях) в зависимости от центральности, которые, к сожалению, отсутствуют.

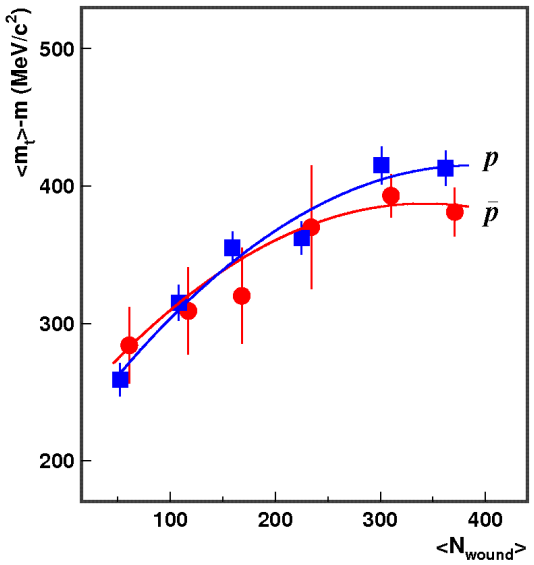

Рис. 3.29. Среднее значение $<m_t>-m$ для спектров протонов и антипротонов в Pb+Pb реакциях при энергии 158A ГэВ как функция центральности столкновения [A10].

3.8 Анализ распределений по поперечной массе для адронов: потоки, фазовый переход и критическая точка

Во Введении отмечалось, что если траектория эволюции системы проходит вблизи критической точки фазовой диаграммы, то характер зависимости от поперечного импульса (поперечной массы) для отношения антибарионов к барионам меняется немонотонно. Если такой сценарий действительно имеет место, то отношение $\bar{p}/p$ характеризуется спадающим трендом с ростом p_t (m_t), тогда как постоянное отношение или незначительный рост ожидается при отсутствии критической точки [41,42]. Сразу же после представления экспериментальных данных по спектрам протонов и антипротонов с TOF детектора в [A10] ряд авторов [42,152] обратили внимание на то, что распределение для антипротонов при энергии столкновения 40A ГэВ спадает более резко при увеличении поперечного импульса по сравнению со спектрами при меньших и больших энергиях (см. рис. 3.19).

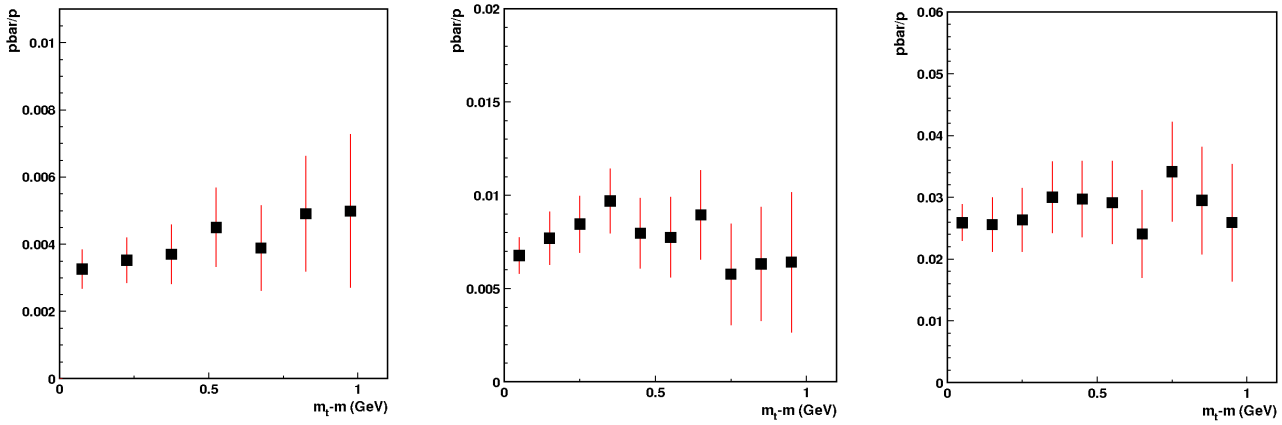

Рис. 3.30. Отношение $\bar{p}/p$ как функция m_t-m для центральных Pb+Pb при энергии 30A (левая панель), 40A (средняя панель) и 80A ГэВ (правая панель).

Для иллюстрации на Рисунке 3.30 показаны отношения $\bar{p}/p$ как функция величины m_t-m для 3-х энергий столкновения: 30A, 40A и 80A ГэВ. Спектры (анти)протонов для всех энергий столкновения получены из анализа данных по TOF детектору из [A10]. Так как количество бинов (число точек) в спектрах для частиц разных знаков не везде совпадает, то значение отношения рассчитывалось во всех бинах антипротонных распределений, где значение выхода для протонов бралось из функции-параметризации в центре бина (см. рис. 3.19, где показаны фиты спектров 2-х экспоненциальной функцией). Действительно, несмотря на величину ошибок заметна не-монотонность в характере зависимости от поперечной массы при энергии 40A ГэВ, тогда как при соседних энергиях отношение следует одному тренду – слабо растущему при 30A или близкому к константе при 80A ГэВ. Для численной оценки величины эффекта на Рисунке 3.31 показаны отношения при всех энергиях столкновения с фитами линейной функцией $a(m_t\text{-}m)+b$ которые (согласно теоретическим предсказаниям) применялись начиная со значения m_t-m=0.3 ГэВ. Численные значения параметра a представлены на правой панели вместе с результатами аналогичного анализа для анти-Λ/Λ and Ξ^+/Ξ^- [90]. Как можно видеть из рисунка, действительно, при энергии 40A ГэВ параметр a отклоняется от нуля в пределах одной сигмы. Однако, выводы, к которым пришла коллаборация на основе анализа данных распределений были сформулированы следующим образом, - в пределах ошибок измерения сигнал о критической точке не обнаружен [153].

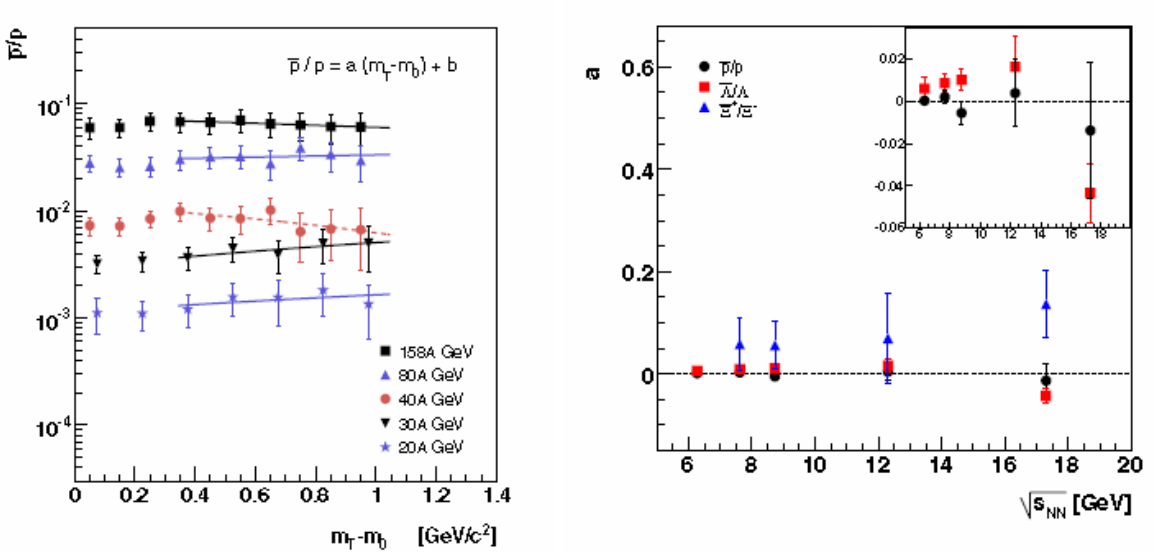

Рис. 3.31. Левая панель: отношения $\bar{p}/p$ как функция m_T–m при 5-ти энергиях столкновения. Линиями показаны фиты линейной функцией $a(m_t\text{-}m)+b$. Правая панель: значения параметра a для линейных фитов для отношения $\bar{B}/B$.

Тем не менее, как было отмечено в работе [41] неопределенность в предсказаниях положения критической точки на фазовой диаграмме и размеров области вблизи нее, в которой траектории эволюции источника модифицируются (*attractive region*) очень велика. Поэтому вполне возможно, что такого рода эксперименты требуют гораздо более мелких шагов (интервалов) по энергии столкновения и гораздо более высокой статистики событий на каждом шаге. А это уже задача для экспериментов следующего поколения, к примеру, для проекта НИКА в ОИЯИ, в котором вследствие высокой светимости коллайдера скорость набора статистики в интересуемой области энергии ожидается феноменальной – до 7000 событий в секунду!

Как было отмечено в разделе 3.3, энергетическая зависимость параметра наклонов m_t-спектров для каонов демонстрирует характерную зависимость при энергиях SPS (“Plato”), которая была интерпретирована как указание на образование смешанной фазы (КГП и адронный газ) в центральных столкновениях ядер. Ожидается, что распределения для протонов и антипротонов также должны быть чувствительны к фазовому переходу. Однако, существует ряд моментов, отличающих их от более легких мезонов. Во-первых, (анти)протоны более чувствительны к коллективным радиальным потокам (напоминаем, что дополнительный импульс в поле коллективных скоростей пропорционален массе частицы), следствием чего является не только большее (по сравнению с каонным) значение параметра наклона, но и изменение формы распределения по поперечной массе (см. к примеру, рис. 3.19) – наблюдается отклонение от экспоненциального распределения при малых m_t-m. Поэтому вместо параметра

наклона T для анализа энергетической зависимости было использована величина $<m_t>-m$. Во-вторых, для случая антипротонов возможно искажение формы спектра вследствие эффекта аннигиляции в плотной ядерной. Зная характер энергетической зависимости стоппинга протонов (см. раздел 3.5) ожидаем увеличение потерь на аннигиляцию с уменьшением энергии столкновения. Более того, ожидаем рост аннигиляционных потерь с уменьшением поперечного импульса, - и все это усложняет интерпретацию данных по форме поперечных распределений для (анти)барионов.

На Рисунке 3.32 представлена энергетическая зависимость для $<m_t>-m$ вблизи *midrapidity* для центральных Pb+Pb (Au+Au) столкновений. Данные NA49 с TOF детектора [A10] обозначены квадратами (p) и кружками ($\bar{p}$), измерения при более низких и более высоких энергиях взяты из [154-157]. Форма энергетической зависимости средней поперечной массы для (анти)протонов воспроизводит тренд, обнаруженный в наклонах спектров для К-мезонов: быстрый рост до энергии порядка 20А ГэВ и затем выполаживание при энергиях SPS. Постоянство температуры и давления в системе является необходимым условием для фазового перехода первого рода и образования смешанной фазы. Возможным указанием на реализацию таких условий в файерболе являются данные по энергетической зависимости $<m_t>-m$ для (анти)протонов.

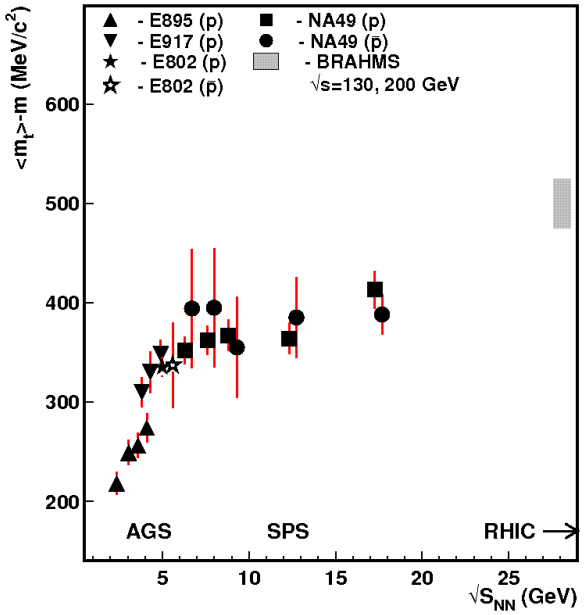

Рис. 3.32. Среднее $<m_t>-m$ для протонов в центральных A+A столкновениях.

Возрастание роли аннигиляции для антипротонов начинает проявляться при энергиях 20-30А ГэВ, - как видно из рисунка средняя поперечная масса для $\bar{p}$ больше чем для p. Рост отношения $\bar{p}/p$ также заметен в зависимости от m_t (см. рис. 3.30, левая панель). Однако, ошибки измерения слишком велики для того, чтобы сделать количественные оценки эффекта. Величина ошибок связана со статистикой антипротонов – количество событий слишком мало

для того, чтобы делать подробный анализ в бинах по поперечному импульсу. Эта задача для будущих экспериментов с большей статистикой и экспериментальной точностью.

В заключении главы представлены результаты комбинированного анализа распределений по поперечной массе для всех адронов (частиц и античастиц) в рамках BlastWave модели [158]. Данная модель предполагает испускание частиц из релятивистски расширяющегося источника, находящегося в термальном равновесии. На основе предположений о форме радиального распределения плотности частиц и скорости коллективного расширения, спектры всех частиц описываются функциональной формой вида:

$$\frac{d^2N_i}{m_t dm_t dy} = C_i \int_0^1 m_t f(\varepsilon) K_1\left[\frac{m_t \cosh\rho}{T}\right] I_0\left[\frac{p_t \sinh\rho}{T}\right] \varepsilon d\varepsilon \qquad (3.10)$$

где C_i – нормировка для частицы i-го сорта, K_1 и I_0 – функции Бесселя, а T - температура. Параметр ρ определен как $\rho = \tanh^{-1}(\beta_t \varepsilon^n)$, где β_t это поверхностная скорость коллективного расширения, а $\varepsilon = r/R$, где R – радиус источника. В данном анализе предполагалось равномерное распределение плотности частиц ($f(\varepsilon)=1$) и линейное радиальное распределение для скорости (т.е. $n = 1$), в таком случае $\langle\beta\rangle = 2/3\beta_t$. Параметрами фитирования являются величины T, β, и C_i.

На Рисунке 3.33 в качестве примера показаны спектры заряженных пионов, каонов, протонов и (анти)протонов для столкновений ядер свинца с энергией 158A ГэВ в нескольких бинах по центральности (разбиение согласно Таблице 3.2). Линиями показаны результаты фитирования по формуле (3.10), представлены также значения параметров T и β_t. В анализе такого рода принято исключать спектры пионов при малых m_t, так как в этом интервале значителен вклад от распадов резонансов не учитываемых моделью. Поэтому спектры пионов анализируются, начиная с m_t-m=0.3 ГэВ.

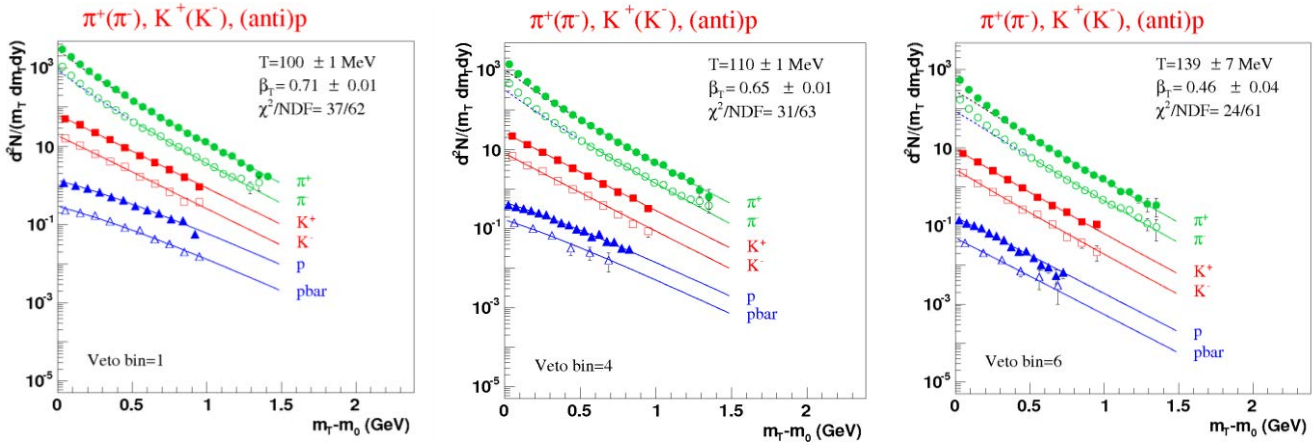

Рис. 3.33. m_t-спектры адронов для Pb+Pb столкновений в бинах по центральности при E/A=158 ГэВ с результатами анализа по BlastWave (BW) модели (сплошные линии).

На Рисунке 3.34 представлена компиляция результатов для параметров T и $\langle\beta\rangle$ из Pb+Pb, Si+Si и C+C столкновений. Результаты анализа спектров частиц из столкновений легких систем

взяты из данных NA49, опубликованных в [111]. Данные с TOF детектора обозначены синими квадратами, а красными прямоугольниками показаны систематические ошибки метода, которые были получены исключением из анализа некоторых спектров или изменением диапазонов для фитирования. Показаны также результаты анализа для наиболее центрального бина по комбинированному анализу 2-х частичных корреляций и спектров по поперечной массе (обозначенный как ―HBT+m_t"). Говоря о характере зависимости от центральности термодинамических параметров, то наблюдается монотонный рост температуры с уменьшением центральности, причем данные с центральных столкновения легких систем хорошо согласуются с результатами для периферийных Pb+Pb для того же количества N_{wound}. В свою очередь скорость радиального расширения увеличивается при уменьшении прицельного параметра столкновений, достигая величины 0.75*c* (*c* – скорость света) в поверхностном слое файербола при 158A ГэВ. Синей полосой показаны данные для Au+Au столкновений при энергии в системе центра масс 200A ГэВ [159-161], здесь данные с трех экспериментов (STAR, PHENIX, BRAHMS) усреднены, а ширина полосы соответствует разнице максимального и минимального значений. Сравнивая результаты при максимальных энергиях SPS (17 ГэВ) и RHIC (200 ГэВ) видно, что температуры кинетического *freezeout* не меняется при увеличении энергии столкновения. С другой стороны, скорость радиального расширения возрастает на 30-40% (в зависимости от центральности), что объясняется более высокой степенью сжатия и величиной плотностью энергии, достижимых в системе при энергиях RHIC.

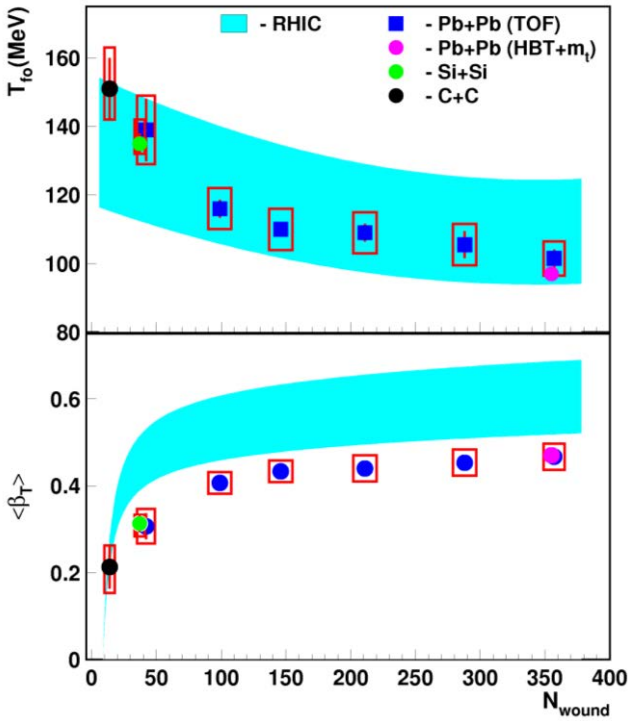

Рис. 3.34. Температура источника T_{fo} и средняя скорость радиального расширения $<\beta_T>$ в A+A столкновениях.

Более подробно анализ термодинамических параметров источника будет проведен в Главе 4 по спектрам протонов и легких ядер.

3.9 Выводы по третьей главе

На основе анализа экспериментальных данных были получены результаты по выходам заряженных пионов и каонов в центральных Pb+Pb соударениях при 5 энергиях столкновения от 20 до 158 ГэВ на нуклон. Была исследована энергетическая зависимость интегрированных по p_t выходов частиц dN/dy, а также параметров наклонов спектров T и средней поперечной массы $<m_t>-m$. Обнаружено, что энергетическая зависимость отношения K^+/π^- имеет явный максимум при энергии пучка 30 ГэВ на нуклон. Характерная форма K^+/π^- отношения (*"Horn"*) может быть интерпретировано как сигнал о фазовом переходе в ядерной материи (*onset of deconfinement*). С другой стороны, отношение K^-/π^- растет с энергией столкновения монотонно, - такое поведение согласуется с теоретическими предсказаниями и результатами модельных расчетов. Было показано, что параметр наклона спектров T не меняется в интервале энергий столкновения от 20 до 158 ГэВ, однако растет с увеличением энергии при более низких и значительно более высоких энергиях. Подобное поведение (*"Plato"*) предсказано при образовании смешанной фазы адронного газа и кварк-глюонной плазмы. Характерное поведение параметров наклона наблюдается также для других частиц. Результаты по выходам и наклонам спектров для пионов и каонов с TOF хорошо согласуются с данными независимого анализа выходов частиц с использованием информации по ионизационным потерям в том же эксперименте, а также с результатами эксперимента STAR (BNL, USA).

Была подробно исследована зависимость выходов заряженных пионов и каонов от центральности столкновения в Pb+Pb соударениях при энергии столкновения 158A ГэВ, а также впервые изучена зависимость от прицельного параметра интегрированных по p_t выходов частиц. Обнаружено, что в Pb+Pb реакциях K/π отношение растет монотонно с увеличением центральности столкновения и выходит на плато при значении нуклонов-участников порядка 100. На основе анализа формы спектров по поперечной массе в рамках BlastWave анализа показано, что характер изменения параметров наклона спектров соответствует возрастанию *stopping power* в центральных столкновениях, что приводит к монотонному уменьшению температуры кинетического фризаута с увеличением центральности при энергии столкновения 158A ГэВ.

Была изучена энергетическая зависимость и зависимость от центральности интегрированных по p_t выходов (анти)нуклонов, параметров наклонов спектров T ($<m_t>-m$), а

также отношения антипротонов к протонам и антипротонов к анти-Λ. Данные демонстрируют, что отношение антипротонов к протонам при центральной быстроте быстро растет с увеличением энергии столкновения, увеличиваясь почти на 2 порядка при 158 ГэВ на нуклон по сравнению со значением анти-*p*/*p* при 20А ГэВ, что указывает на быстрое уменьшение барионной плотности в центральных столкновениях тяжелых ядер при больших энергиях столкновения. Кроме этого, форма распределений по поперечной массе зависит от центральности столкновения, - характерные параметры наклона спектров растут с увеличением центральности столкновения, указывая на возрастающую роль коллективных потоков в файерболе. С другой стороны, для центральных столкновений параметры наклонов не зависят от энергии столкновения, что может указывать на возможное образование смешанной фазы адронного газа и кварк-глюонной плазмы при энергиях SPS. Показано, что отношение анти-Лямбда к антипротонам возрастает с уменьшением энергии столкновения в центральных Pb+Pb, следуя тренду, обнаруженному в измерениях при энергиях AGS (коло 10 ГэВ на нуклон). Возможное объяснение данной зависимости – значительная разница в величине сечения аннигиляции для странных антибарионов и античастиц со странностью 0 в плотной ядерной материи.

ГЛАВА 4

Результаты по рождению *d, t,* ^{3}He и антидейтронов в столкновениях Pb+Pb при энергии от 20 до 158 ГэВ на нуклон

В данной главе представлены основные результаты по измерению выходов легких ядер *d, t,* ^{3}He, а также ядер антидейтерия в столкновениях ядер свинца при энергиях SPS. Исследования рождения (анти)ядер проводилось как функция энергии и прицельного параметра столкновения, а также в зависимости от поперечного импульса и быстроты. Результаты исследований неоднократно докладывались на международных конференциях и опубликованы в 5-ти журнальных публикациях [A4,A9,A11,A14,A15].

4.1 Инвариантные p_t-спектры для *d, t,* ^{3}He

На Рисунке 3.1a-e представлены распределения по поперечному импульсу для ^{3}He в интервалах по быстроте в центральных столкновениях Pb+Pb при энергии 20A-158A ГэВ [A15]. Для удобства представления спектры в различных быстротных интервалах поделены на коэффициент $k=3^{-n}$ (где n – это номер интервала), причем для распределений симметричных относительно центральной быстроты Y_{CM} использовался один и тот же коэффициент. В столкновениях симметричных ядер распределения частиц по быстроте также должны быть симметричны относительно Y_{CM}. Это позволило провести оценку возможной систематики в измерениях процедура которой состояла из нескольких шагов.

Вначале распределение в интервале по быстроте ($+y_i$) фитировалось подходящей функцией – для этого была выбрана сумма 2-х экспоненциальных распределений с 4-мя параметрами, три из которых определяют форму распределения, а последний 4-й параметр является полным интегралом спектра (нормировка). Параметры, определяющие форму спектра, фиксировались затем при фитировании распределения из симметричного бина ($-y_i$), а нормировка являлась свободным параметром. После этого определялся χ^2 на степень свободы в общем для двух спектров p_t-интервале. Процедура для данной пары спектров затем повторялась заменой исходного распределения с ($+y_i$) на ($-y_i$). Усредненное по всем быстротным интервалам значение χ^2/NDF равнялось 1.3, 1.2, 1.6, 1.1, и 1.2 для 20A, 30A, 40A, 80A, и 158A ГэВ,

соответственно. Очевидно, что спектры в интервалах по быстроте (+/-y_i) в пределах ошибок хорошо согласуются друг с другом.

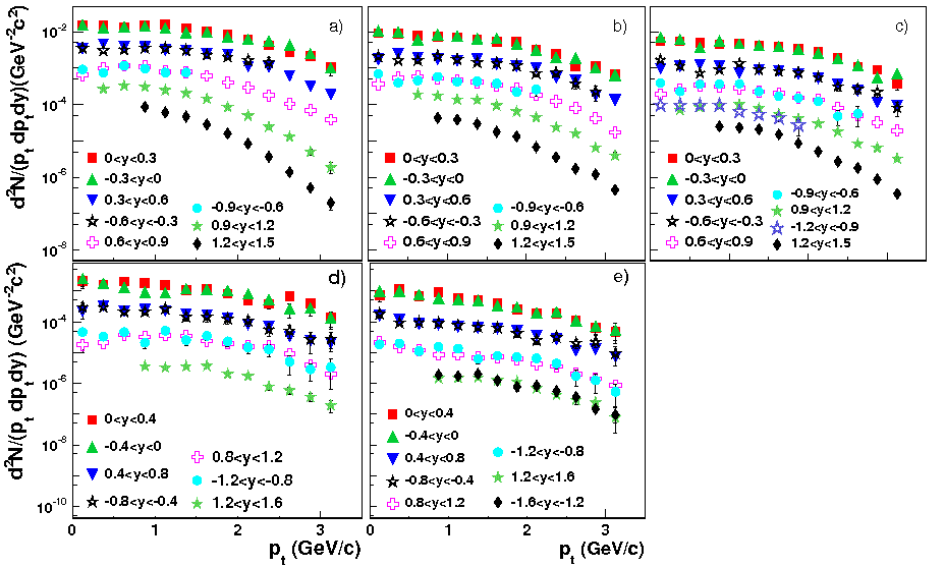

Рис. 4.1. Инвариантные распределения по поперечному импульсу (p_t-спектры) в интервалах по быстроте для ^{3}He в центральных столкновениях Pb+Pb при энергии 20A ГэВ (a), 30A ГэВ (b), 40A ГэВ (c), 80A ГэВ (d), и 158A ГэВ (e). Результаты из [A15].

В аксептансе TOF можно получить распределения по поперечному импульсу для *d* в нескольких интервалах по быстроте. На Рисунке 4.2 приведены инвариантные p_t-спектры дейтронов в 3-х интервалах по быстроте в центральных Pb+Pb реакциях. В отличие от данных для ^{3}He покрытие по p_t для дейтронов при энергиях 20A-40A ГэВ не такое значительное.

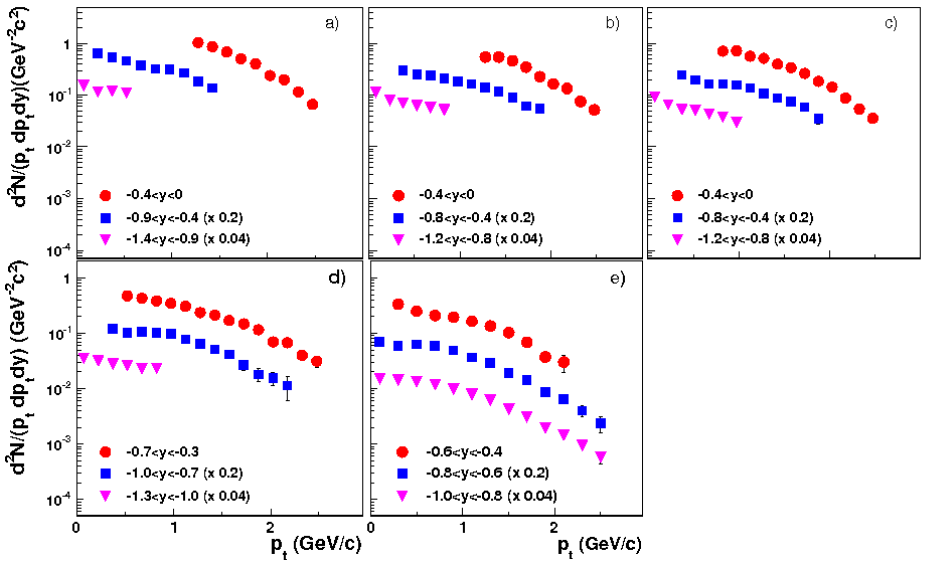

Рис. 4.2. Инвариантные распределения по поперечному импульсу (p_t-спектры) в интервалах по быстроте для дейтронов в центральных столкновениях Pb+Pb при энергии 20A ГэВ (a), 30A ГэВ (b), 40A ГэВ (c), 80A ГэВ (d), и 158A ГэВ (e).

А вот статистика для ядер трития недостаточна для того, чтобы проводить анализ выходов частиц в нескольких интервалах по быстроте. Поэтому представленные на Рисунке 4.3 инвариантные p_t-спектры для получены во всем быстротном диапазоне для t.

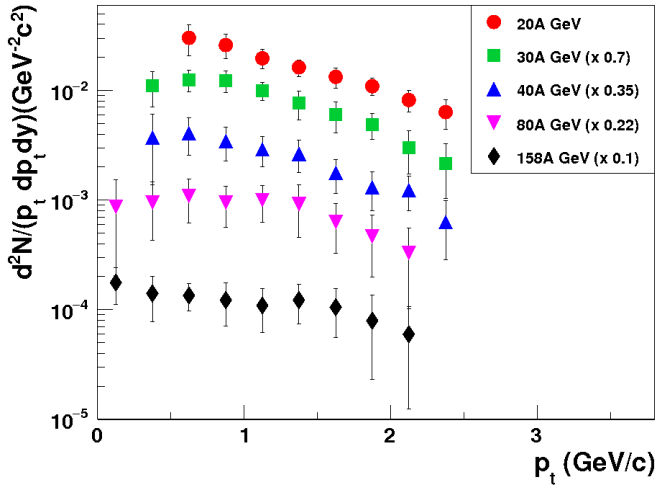

Рис. 4.3. Инвариантные распределения по поперечному импульсу (p_t-спектры) для ядер трития в центральных столкновениях Pb+Pb при энергии 20A-158A ГэВ.

4.2 Отношение t/^{3}He в Pb+Pb столкновениях

Как было отмечено во Введении, по величине отношения ядер с одинаковым массовым числом, но разным составом нуклонов можно судить о степени изотопического баланса в реакции в общем, и об n/p-отношении в частности. Начальная изотопическая асимметрия в сталкивающихся ядрах (напомним, что отношение нейтронов к протонам в ядре свинца составляет n/p=1.54) значительно меняется в процессе последующей эволюции файербола. Отношение нейтронов к протонам эволюционирует в фазе плотной адронной материи в результате многократных нуклон-нуклонных и нуклон-пионных взаимодействий с образованием и распадом Дельта-резонансов. Оценку для величины n/p можно получить, сравнивая выходы тритонов (состоящих из двух нейтронов и протона) и гелия-3 (имеющего в составе один нейтрон и 2 протона), так как предполагается, что выход каждой из рассматриваемых частиц пропорционален различной комбинации фазовых плотностей для изоспиновых партнеров.

На Рисунке 4.4(a-e) представлено отношение t/^{3}He как функция поперечного импульса при энергиях столкновения от 20A до 158A ГэВ. Отношения получены в общем для двух частиц аксептансе.

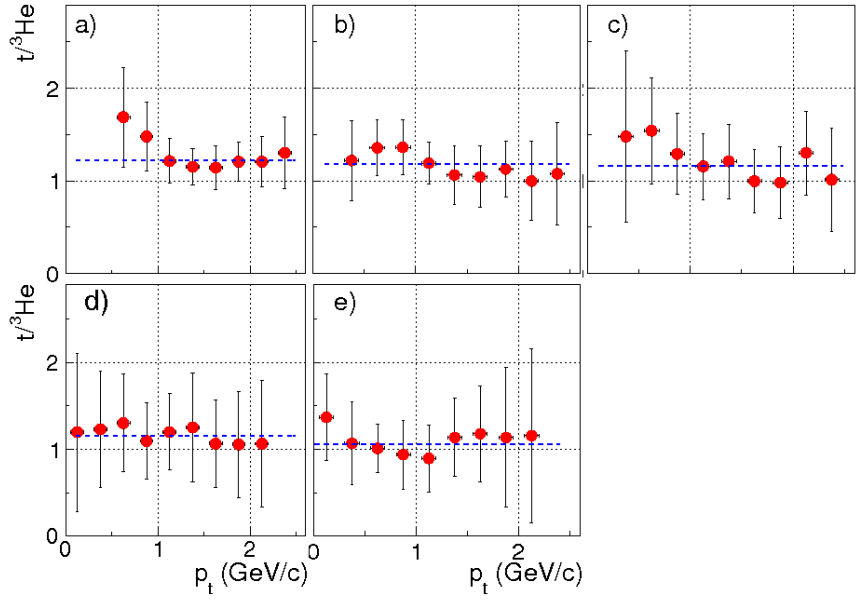

Рис. 4.4. Отношение t/^{3}He как функция поперечного импульса в центральных столкновениях Pb+Pb при энергии 20A ГэВ (a), 30A ГэВ (b), 40A ГэВ (c), 80A ГэВ (d), и 158A ГэВ (e).

Из приведенных распределений очевидно, что видимой зависимости от поперечного импульса для t/^{3}He-отношения в пределах ошибок измерения нет. Поэтому распределения для всех энергий фитировались константой, а линии постоянного отношения показаны штриховой линией. Усредненное по p_t отношение равняется 1.22 +/- 0.10, 1.18 +/- 0.11, 1.16 +/- 0.15, и 1.05 +/- 0.15 при 20A, 30A, 40A, 80A, и 158A ГэВ, соответственно. Величина отношения с ошибкой из фита показаны на Рисунке 4.5 как функция энергии столкновения в системе центра масс.

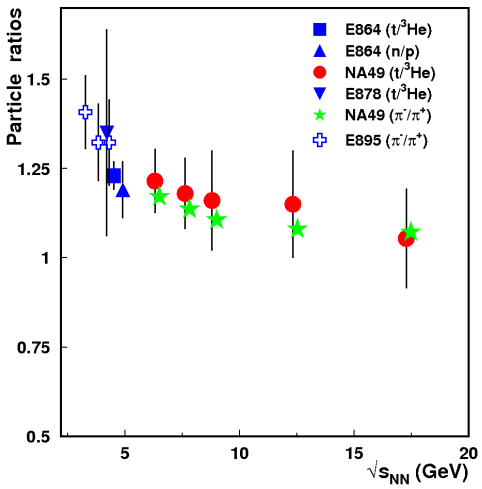

Рис. 4.5. *n/p*, *t*/^{3}He, и π^-/π^+ отношения в центральных A+A столкновениях [A15].

Отношение *t*/^{3}He уменьшается с ростом энергии столкновения, однако сам тренд предполагает, что полное изоспиновое равновесие достигается при энергиях выше, чем максимальная энергия SPS. На рисунке также показаны результаты при меньших энергиях [162-164], подтверждающих общий тренд. Кроме этого, ожидается, что величина отношения *n/p*

должна быть близкой к значению π^-/π^+, так как все эти сорта частиц принимают участие в процессе динамического равновесия для изоспинового состава продуктов реакции. На Рисунке 4.5 представлены данные NA49 для π^-/π^+с TOF детектора (см. Главу 3) [A6,A12] вместе с данными эксперимента E895 при более низких энергиях [165]. Как видно, оба обсуждаемых отношения действительно имеют сходное значение при энергиях от 10 до 158 ГэВ на нуклон.

4.3 Анализ полных выходов для d и ^{3}He

Плотность частиц на единицу быстроты dN/dy получается интегрированием спектра по поперечному импульсу во всем диапазоне значений p_t.Для этого к сумме экспериментальных значений прибавляется значение интеграла по интервалу p_t, где нет измерений. Это значение интеграла (называемое в дальнейшем экстраполяцией, или величиной экстраполяции) может быть получено, если известно выражение для функции, описывающей спектр. В качестве такой функции может быть использовано термальное (экспоненциальное по m_t) распределение с параметром наклона T, аналогичное тому, что использовалось для анализа спектров пионов и каонов в Главе 3 (см. формулу 3.6). Однако, для описания спектров для барионов и (особенно) легких ядер в интервалах по быстроте близких к *midrapidity* простая термальная функция не подходит. В качестве иллюстрации на Рисунке 4.6 представлены p_t-спектры для ^{3}He в нескольких интервалах по быстроте в центральных Pb+Pb при энергии пучка 20 ГэВ на нуклон (для удобства представления теперь без фактора $1/p_t$). Термальный фит (одна экспонента) показан точечной линией, и как видно из рисунка, он плохо описывает экспериментальные точки при малых и больших значениях p_t. Количественно степень несоответствия выражается значением χ^2/NDF около 7 для спектра близкого к *midrapidity,* поэтому для экстраполяции была использована другая функция, – комбинация 2-х экспонент описывает распределения гораздо лучше, как можно увидеть из Рисунка 4.6 для штриховых линий. Разница для двух обсуждаемых параметризаций уменьшается для спектров близких к области фрагментации (больших быстрот), поэтому для больших y нет необходимости в использовании сложного многопараметрического фита. Численно величина экстраполяции меняется от 3-7% для спектров вблизи центральной быстроты до порядка 40% для распределений при больших быстротах.

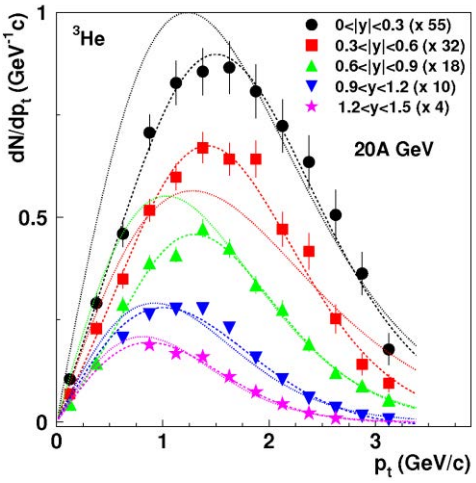

Рис. 4.6. p_t-спектры для ^{3}He в интервалах по быстроте в центральных Pb+Pb при энергии пучка 20 ГэВ на нуклон. Термальный фит (одна экспонента) показан точечной линией, а 2-х экспоненциальный фит – штриховой.

Для дейтронов форма функции для экстраполяции определялась фитированием комбинированного спектра из двух соседних интервалов (спектры объединялись для увеличения покрытия по p_t), для этого параметры фита, определяющие форму комбинированного спектра, фиксировались при фитировании каждого распределения из пары, а параметр-нормировка варьировался. Величина в интеграл от добавки на экстраполяцию составляет менее 10% от полного интеграла для 158А ГэВ и возрастает до 70% для спектра в диапазоне [-1.4<y<-0.9] при 20А ГэВ.

На Рисунках 4.7 и 4.8 показаны распределения dN/dy для ^{3}He и d в зависимости от быстроты в системе центра масс. Экспериментальные точки показаны заполненными символами, а пустыми символами обозначены данные отраженные относительно точки симметрии спектров (y=0). Выходы легких ядер при максимальной энергии SPS изучались также в эксперименте NA44 [166] и как видно из Рисунков 4.7(e) и 4.8(e) данные с двух экспериментов согласуются между собой в пределах ошибок измерений. Характер распределений по быстроте для легких ядер (с минимумом в *midrapidity*) одинаков при всех энергиях, а вот более подробный анализ формы быстротных распределений будет дан в подразделе 4.4. Значительный диапазон по быстроте доступный для измерений по легким ядрам в эксперименте позволил нам (впервые в мире!) провести анализ и полных (4π) выходов дейтронов и ^{3}He.

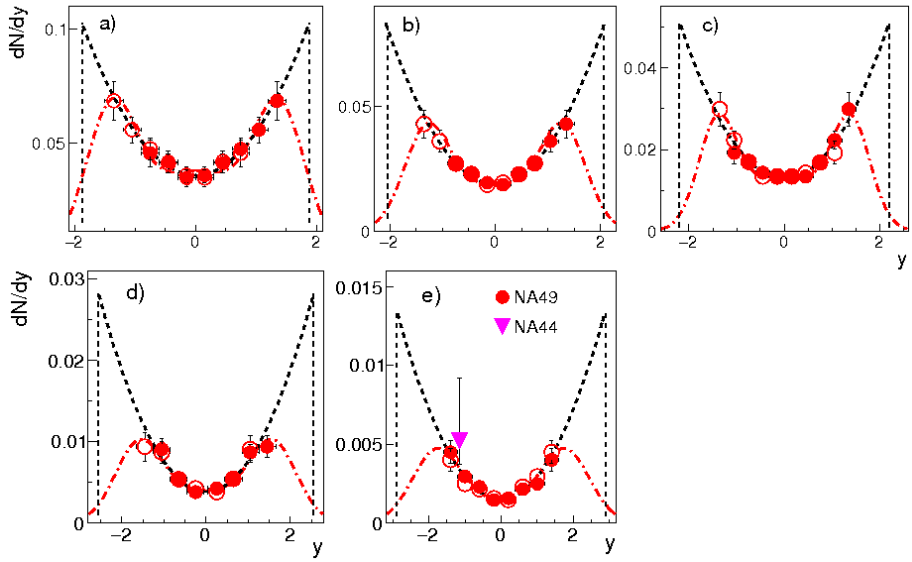

Рис. 4.7. Быстротные распределения значений плотности частиц на единицу быстроты *dN/dy* для ^{3}He в центральных столкновениях Pb+Pb при энергии 20A ГэВ (a), 30A ГэВ (b), 40A ГэВ (c), 80A ГэВ (d), и 158A ГэВ (e). Экспериментальные данные показаны заполненными символами, а пустыми символами обозначены данные, отраженные относительно *y*=0. Для определения представленных на рисунке линий описания спектров смотри в тексте.

Полный интеграл быстротных распределений был получен суммированием экспериментальных точек с добавкой от экстраполяции, которая оценивалась из интеграла функции-параметризации для спектров. Проблема в том, что нам достоверно неизвестен характер зависимости выходов ядер от *y* для больших быстрот, так как для этого нет ни экспериментальных данных, ни теоретических (либо модельных) предсказаний. Считается, что форма распределений подобна быстротным спектрам для протонов, однако, никакого убедительного обоснования в литературе для данного предположения с точки зрения теории найдено не было. Поэтому в работах [A14,A15] было предложено использовать для оценки величины экстраполяции быстротного распределения среднее значение интегралов от двух функций, которые служат верхним и нижним пределом для полной множественности. Для обоснования формы распределения нижнего предела (назовем его _Фит A‘) предполагается, что при энергиях SPS имеет место частичная прозрачность ядерной материи [167], поэтому для описания рождения нуклонных кластеров необходимо, по крайней мере, три источника частиц: один локализован в *midrapidity*, а два других смещены симметрично относительно *y*=0 на расстояние +/-Δ*y*. Фактически _Фит A‘ (смотри штрих-пунктирные линии на рис. 4.7 и 4.8) представляет собой сумму 3-х распределений Гаусса с максимумами при значениях y=0, y=−Δ*y* и y=+Δ*y*. В качестве величины Δ*y* бралось среднее значение потери быстроты (rapidity loss) в столкновениях Pb+Pb из [168]. Верхний предел для формы спектров (_Фит B‘ показан

штриховыми линиями) был получен в предположении, что быстротные распределения монотонно меняются в диапазоне от $-y_{beam}$ до $+y_{beam}$ с широким минимумом в midrapidity, поэтому распределения фитировались параболой. Как видно из приведенных распределений, обе функции удовлетворительно описывают экспериментальные точки для всех энергий столкновения и сортов частиц. Величина экстраполяции составляет от 30% до 63% и от 20% до 85% от полного выхода для ^{3}He и *d*, соответственно. Кроме того половина разницы в величине экстраполяции для 2-х используемых параметризаций считалась дополнительным вкладом в полную систематическую ошибку для 4π выходов частиц.

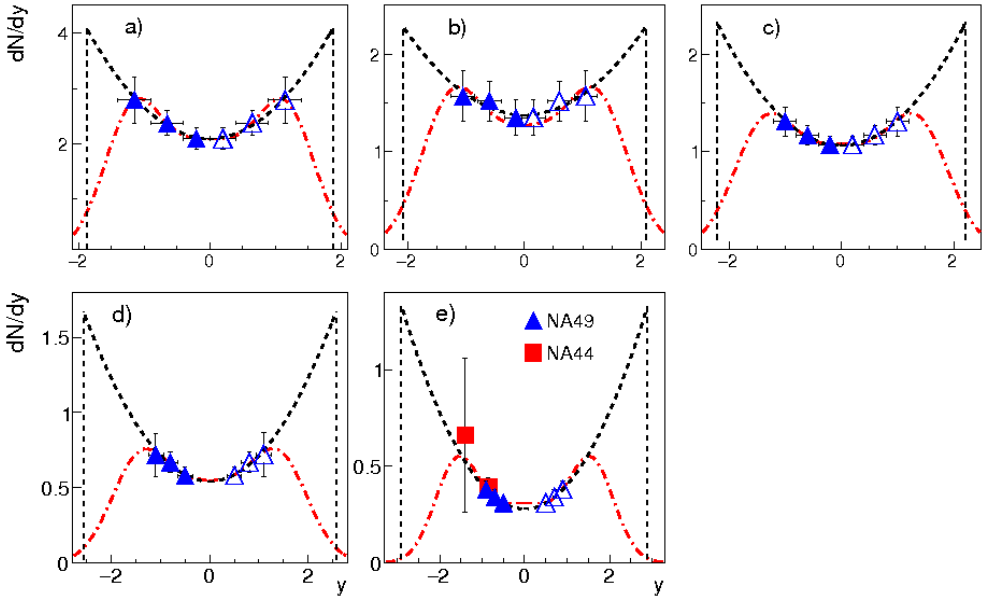

Рис. 4.8. Быстротные распределения значений плотности частиц на единицу быстроты *dN/dy* для дейтронов в центральных столкновениях Pb+Pb при энергии 20A ГэВ (a), 30A ГэВ (b), 40A ГэВ (c), 80A ГэВ (d), и 158A ГэВ (e). Экспериментальные данные показаны заполненными символами, а пустыми символами обозначены данные, отраженные относительно *y*=0. Для определения представленных на рисунке линий описания спектров смотри в тексте.

В Таблице 4.1 представлены оценки полных выходов дейтронов <d> и ядер гелия <^{3}He> для двух фитов при всех энергиях столкновения. Представленные ошибки являются квадратичной суммой статистической ошибки и систематической ошибки нормировки спектров.

Таблица 4.1. Полные выходы дейтронов и ^{3}He для двух разных параметризаций быстротного распределения (см. текст для описания Фита А и Фита В).

E_{beam} (А ГэВ)	<d> Фит А	<d> Фит В	<^{3}He> Фит А	<^{3}He> Фит В
20	8.42 +/- 0.43	10.46 +/- 0.54	0.200 +/- 0.007	0.217 +/- 0.008
30	5.67 +/- 0.34	7.07 +/- 0.42	0.117 +/- 0.046	0.170 +/- 0.007
40	4.92 +/- 0.20	6.53 +/- 0.27	0.079 +/- 0.003	0.116 +/- 0.005
80	2.74 +/- 0.17	4.60 +/- 0.28	0.035 +/- 0.002	0.060 +/- 0.003
158	1.95 +/- 0.10	3.65 +/- 0.18	0.018 +/- 0.001	0.032 +/- 0.002

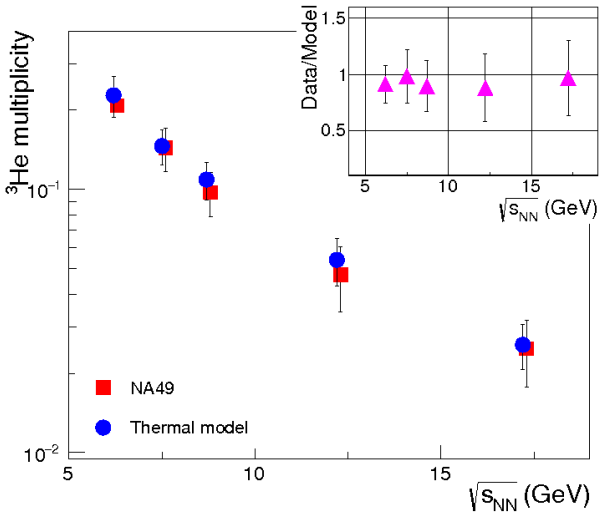

Рис. 4.9. Множественность ядер ^{3}He (среднее для Фита А и Фита В) как функция энергии столкновения в системе центра масс. Отношение экспериментальных данных NA49 к теоретическим расчетам по термальной модели (см текст) показано в правом верхнем углу.

На Рисунке 4.9 и Рисунке 4.10 показаны полные выходы для ^{3}He и *d,* соответственно. Выходы представляют собой усредненные значения для двух параметризаций из Таблицы 4.1, а ошибкой усреднения является половина разницы значения экстраполяции для Фита А и В. Как видно из представленной энергетической зависимости, множественность легких ядер падает очень быстро (близко к экспоненте) с энергией столкновения. Данный результат может быть объяснен как следствие уменьшения фазовой плотности нуклонов, определяющих число доступных (*np, npn* и *pnp*) комбинаций.

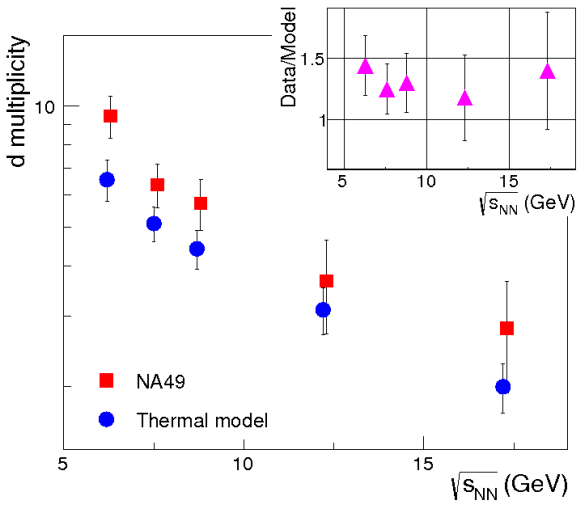

Рис. 4.10. Множественность дейтронов (среднее для Фита А и Фита В) как функция энергии столкновения в системе центра масс. Отношение экспериментальных данных NA49 к теоретическим расчетам по термальной модели (см текст) показано в правом верхнем углу.

Так как на настоящий момент не существует удовлетворительного теоретического подхода для динамического описания механизма образования легких ядер в A+A реакциях и предсказания полных множественностей, то был использован подход в рамках статистической термальной модели. Как оказалось, такой подход позволяет с использованием минимального набора термодинамических параметров источника частиц предсказывать множественность N_C частиц с массой m, зарядом q, барионным числом B и спиновым фактором $g=2s+1$, как:

$$N_C = \frac{gV}{\pi^2} m^2 T K_2\left({}^{m}/_{T}\right)\exp\left(\frac{B\mu_B + q\mu_q}{T}\right) \qquad (4.1)$$

где T, V, $\mu_B(\mu_q)$, температура, объем, бариохимический (зарядовый) потенциал, соответственно, а K_2 - функция Бесселя второго рода.

Для точного предсказания выходов частиц необходимо знать энергетическую зависимость для всех параметров файербола в (4.1). К примеру, в работе [115] параметры μ_B и T выражаются как функция энергии в системе центра масс следующим образом:

$$\mu_B\left(\sqrt{s}\right) = {}^{d}/_{\left(1 + e\sqrt{s}\right)} \qquad (4.2)$$

$$T(\mu_B) = a - b\mu_B^2 - c\mu_B^4 \qquad (4.3)$$

Похожая зависимость используется в работах [169-171]. Причем, значения параметров a, b, c, d и e получены из разных версий термальных фитов для экспериментальных данных по выходам адронов в диапазоне энергий столкновения от нескольких ГэВ до нескольких ТэВ на нуклон. В расчетах для множественностей легких ядер было решено использовать средние для всех упомянутых выше параметризаций. Значения этих усредненных параметров представлены

в Таблице 4.2, а приведенные ошибки были оценены как половина разницы между максимальной и минимальной величиной для значения параметра. Для оценки μ_q/T использовались результаты эксперимента NA49 по отношению заряженных пионов [A6,A12]:

$$\mu_q/_T = \frac{1}{2} ln \frac{\pi^+}{\pi^-} \qquad (4.4)$$

По расчетным значениям параметров были рассчитаны множественности для дейтронов и ^{3}He по формуле (4.1) при всех энергиях столкновения. Результаты расчетов показаны на Рисунках 4.8 и 4.9 вместе с экспериментальными данными, а также представлены в Таблице 4.2. Ошибки расчетов получены из ошибок параметров по методу *propagation of errors*.

Таблица 4.2. Значения параметров, используемых в расчетах по термальной модели и рассчитанные множественности для дейтронов и ^{3}He.

E_{beam} (A ГэВ)	T (МэВ)	μ_B (МэВ)	R (фм)	μ_q/T	$<N_d>$	$<N_{He}>$
20	133 ± 2	472 ± 8	8.2 ± 0.2	−0.075 ± 0.008	6.56 ± 0.78	0.228 ± 0.040
30	140 ± 2	417 ±7	8.3 ± 0.1	−0.064 ± 0.006	5.10 ± 0.51	0.146 ± 0.022
40	145 ± 2	377 ±8	8.6 ± 0.1	−0.053 ± 0.005	4.41 ± 0.49	0.109 ± 0.018
80	153 ± 3	294 ±9	9.3 ± 0.2	−0.047 ± 0.005	3.11 ± 0.41	0.054 ± 0.011
158	158 ± 4	224±10	10.1 ± 0.7	−0.036 ± 0.004	2.00 ± 0.28	0.026 ± 0.005

Как видно из сравнения данных с расчетами, термальная модель воспроизводит экспериментальные данные не только качественно, - в правом верхнем углу представлены отношения данных и теоретических расчетов, которые показывают, что отклонения не превышают двух стандартных отклонений. На первый взгляд, такое хорошее согласие выглядит удивительным и возможно является просто случайным. Общепринятым является предположение о том, что финальное химическое равновесие для нуклонных систем с энергией связи порядка нескольких МэВ в адронном газе достигается значительно позже, чем для всех остальных адронов. Тем не менее, было установлено, что процесс рождения легких ядер в основном определяется значением энтропии на один барион в системе, а она не меняется после химического *freezeout* [172,173], т. е. последующий процесс изотропного расширения происходит в условиях динамическое равновесия для множественности ядер, и потери в плотной горячей адронной материи компенсируются вновь образованными кластерами.

4.4 Анализ формы быстротных распределений для *d* и ^{3}He

В этом разделе рассматривается эволюция формы быстротных распределений для легких ядер как функция энергии столкновения и атомного массового числа *A*. Как было показано ранее (см. Рисунки 4.7 и 4.8), все распределения в диапазоне измерений имеют параболическую форму с минимумом в *midrapidity*. Подобное поведение было обнаружено также при более низких энергиях столкновения ядер в эксперименте E864 [162], данные этого эксперимента представлены на Рисунке 4.11. На левой панели показаны быстротные распределения инвариантных выходов для дейтронов в интервале по поперечному импульсу $0.1<p_t/A<0.2$ ГэВ/с в нескольких диапазонах по центральности столкновения.

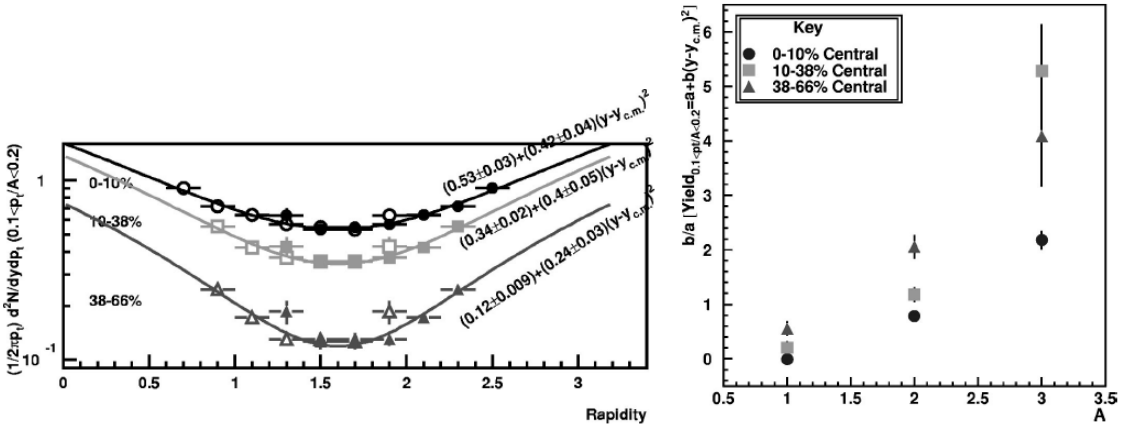

Рис. 4.11. (Левая панель) Быстротные распределения инвариантных выходов дейтронов в реакциях Au+Pb при энергии 10.5 ГэВ на нуклон в интервале $0.1<p_t/A<0.2$ ГэВ/с. (Правая панель) Отношение параметров *b/a* для различных ядер и центральностей столкновения. Данные взяты из [162].

Для того чтобы численно оценить вариацию формы, все распределения фитировались параболой $a+b(y/y_{beam})^2$, где *a* и *b* параметры фита (см. сплошные линии на рис. 4.11). Удобным для количественного анализа оказалось отношение параметров *b/a*, называемое в литературе *relative concavity*. Значение отношения параметров для протонов, дейтронов и ядер гелия-3 представлено на правой панели Рисунка 4.11. В частности, для наиболее центральных 0-10% столкновений величина b/a=0.79 +/- 0.08 для дейтронов и порядка 2.2 для гелия-3.

Для количественного сравнения наших данных с результатами эксперимента E864 [162] (имея конечно в виду, что энергия, центральность и тип сталкивающихся ядер отличаются) были проанализированы быстротные распределения ядер в том же интервале по поперечному импульсу, а именно, а интервале $0.1<p_t/A<0.2$ ГэВ/с. На Рисунке 4.12 построены распределения для 0-7% центральных Pb+Pb столкновений при энергии 20 ГэВ на нуклон с параболическими

фитами. Численные значения отношения параметров вогнутости с ошибками показаны на обеих панелях. Так как *relative concavity* при меньшей энергии столкновения возрастает обратно пропорционально полному быстротному диапазону, то для прямого сравнения данных, представленных на Рисунках 4.11 и 4.12 необходимо результаты эксперимента E864 уменьшить на величину отношения быстротных интервалов при 10.5 и 20 ГэВ на нуклон (равное примерное 1.2). Скорректированные значения *b/a* равные 0.65 +/- 0.07 для дейтронов и примерно 1.8 для ^{3}He в пределах ошибок согласуются с нашими данными (0.50 +/- 0.16 для *d* и 1.62 +/- 0.12 для ^{3}He).

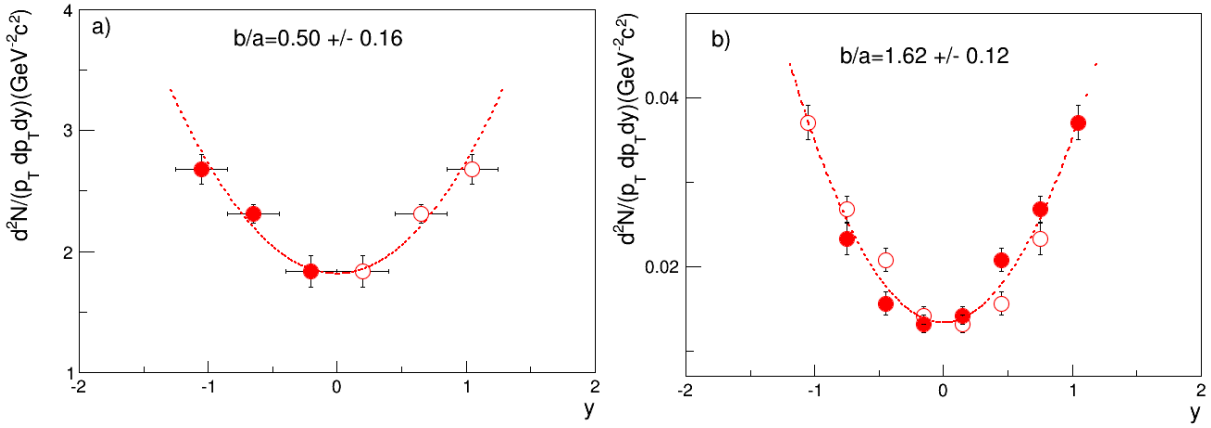

Рис. 4.12. Быстротные распределения инвариантных выходов дейтронов (a) и ^{3}He (b) реакциях Pb+Pb при энергии 20 ГэВ на нуклон в интервале $0.1<p_t/A<0.2$ ГэВ/с (Эксперимент NA49).

На Рисунке 4.13 показаны быстротные распределения плотностей частиц по быстроте dN/dy для дейтронов (a) и ^{3}He (b) при 5-ти энергиях столкновения от 20 до 158 ГэВ на нуклон. Чтобы исключить в анализе формы распределения влияние ширины интервала по быстроте [0-y_{beam}], то в отличии от данных, представленных на Рисунках 4.7 и 4.8 мы использовали быстроту нормированную на быстроту пучка при каждой энергии, при этом распределения при всех энергиях находятся в интервала [-0.5..0.5] в системе центра масс. Штриховыми линиями показаны параболические фиты, а значение отношения параметра вогнутости *b/a* для дейтронов и гелия-3 представлено на Рисунке 4.14. Как видно, вогнутость спектра увеличивается с возрастанием энергии столкновения для всех сортов легких ядер, что может указывать на уменьшение вероятности образования легких ядер в области *midrapidity* при более высоких энергиях. Более того, при всех энергиях столкновения вогнутость быстротных распределений возрастает с увеличением массового числа *A*.

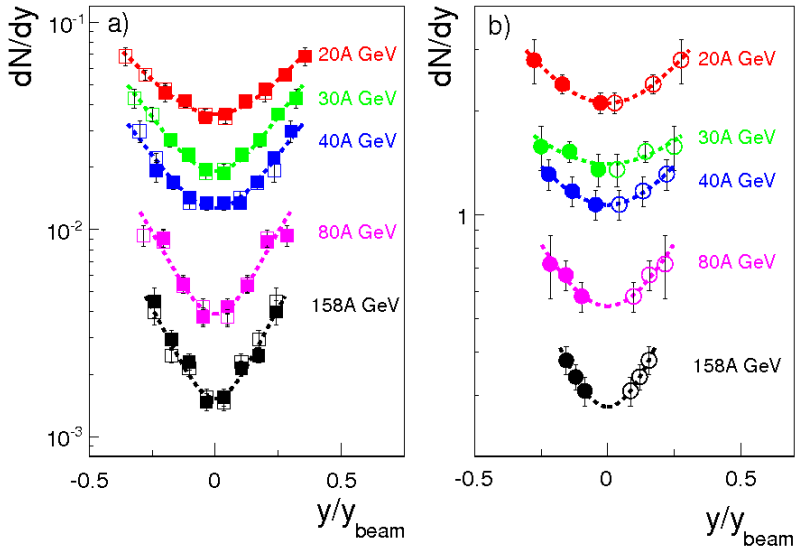

Рис. 4.13. Распределения плотности частиц по быстроте *dN/dy* как функция быстроты (в системе центра масс), нормированной на быстроту пучка y_{beam} для Pb+Pb реакций при энергии пучка от 20 до 158 ГэВ на нуклон: a) для ^{3}He и b) для дейтронов. Измерения показаны заполненными символами, открытыми символами обозначены данные, отраженные относительно y_{CM}. Для определения параболических фитов, показанных штриховыми линиями, см. текст.

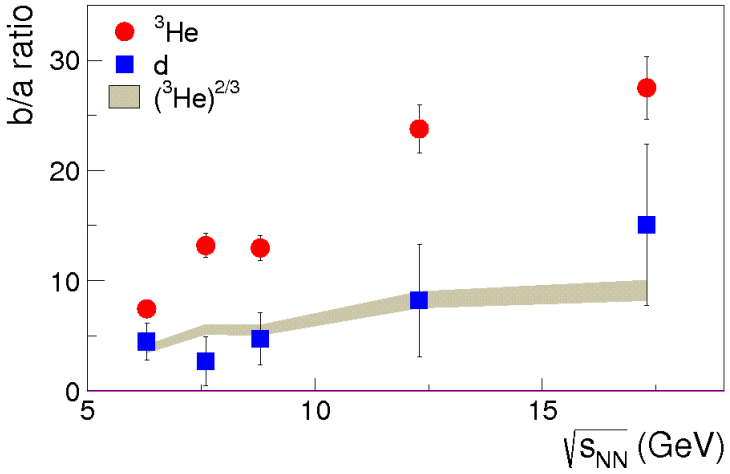

Рис. 4.14. Отношение параметров *b/a* (см. текст) для быстротных распределений ^{3}He и *d* как функция энергии столкновения. Затушеванная область показывает величину отношения для ^{3}He в степени 2/3 (см. текст).

В предположении, что нуклонная коалесценция (см. раздел 4.6) является основным механизмом образования ядер при энергиях SPS, формы быстротных распределений должны следовать примерному степенному скейлингу по числу *A*, т.е. значение *relative concavity* для дейтронов должна примерно равняться величине *b/a* для ^{3}He в степени 2/3. Результаты такого сравнительного анализа представлены на Рисунке 4.14 в виде затушеванной области. В

принципе, дискутируемое соотношение между отношениями параметров *b/a* для ядер разной массы действительно наблюдается в пределах ошибок измерения.

Подобие быстротных спектров протонов и легких ядер проиллюстрировано на Рисунке 4.15 для Pb+Pb при энергии 158A ГэВ. Для удобства представления все распределения нормированы на значение выхода ^{3}He при y=0. Данные NA49 для протонов из [199] фитировались параболической функцией (метка „p‘), которая потом возводилась в квадрат (метка „p^2‘) и в третью степень (метка „p^3‘). Очевидно, что основанный на упрощенном коалесцентном приближении степенной скейлинг быстротных распределений достаточно хорошо выполняется при максимальной энергии SPS.

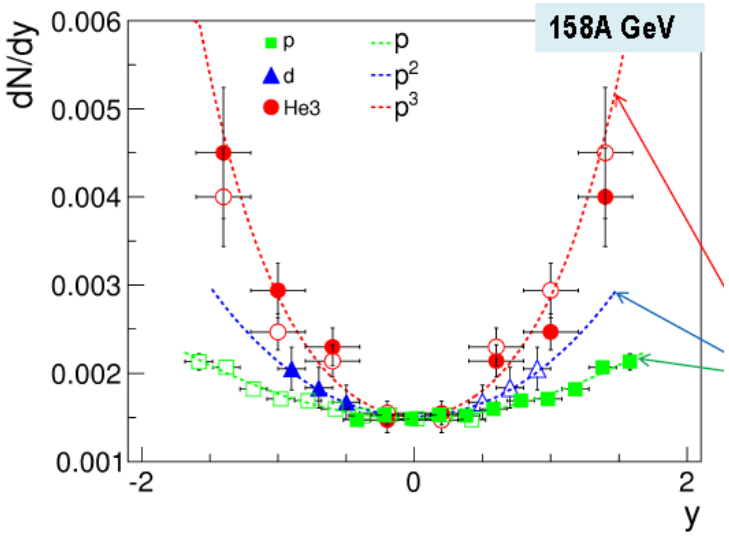

Рис. 4.15. Быстротные распределения для протонов, дейтронов и ^{3}He нормированные на значение по выходу гелия *в midrapidity*. Распределение для протонов фитировалось параболой, а линии для *d* и ^{3}He получались возведением функции для протонов во вторую и третью степень, соответственно.

Однако, если сравнить (пока визуально, а не численно) быстротные распределения для протонов при всех энергиях столкновения, представленные на Рисунке 4.16, с данными для легких ядер, то станет очевидным, что при энергиях столкновения менее 40 ГэВ на нуклон, указанный степенной скейлинг для быстротных распределений не выполняется (на самом деле, он нарушается уже при энергии 40A ГэВ!). Поэтому простая модель коалесценции не подходит для объяснения эволюции формы быстротных распределений при изменении *A*.

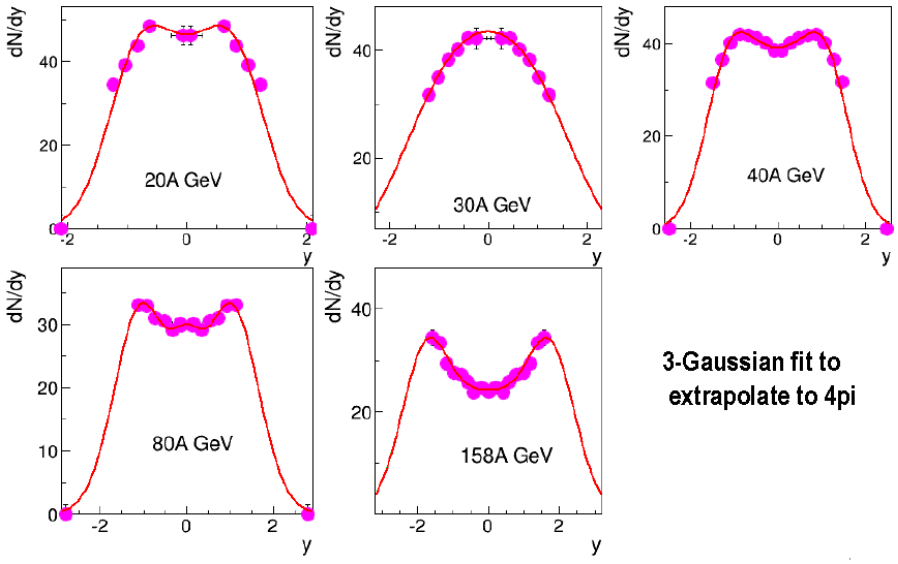

Рис. 4.16. Быстротные распределения для протонов в центральных Pb+Pb столкновениях при энергиях от 20 до 158 ГэВ на нуклон (предварительные данные эксперимента NA49).

Указанный парадокс может быть разрешен, если модифицировать упрощенную схему коалесценции следующим образом. Так как выход нуклонного кластера с массовым числом A пропорционален выходу протонов в степени A с неким коэффициентом, называемым параметром коалесценции B_A, то предполагается, что в отличии от простой версии модели в которой B_A постоянный для всех элементов фазового пространства, параметр коалесценции зависит от быстроты возрастая при удалении от *midrapidity*. Такое поведение действительно наблюдается для параметра коалесценции для дейтронов (B_2) в центральных Au+Au при энергиях ускорителя AGS (порядка 10 ГэВ на нуклон): экспериментальные данные с экспериментов E877 [174] и E864 [162] демонстрирую почти двукратный рост B_2 при удалении от *midrapidity* на (примерно) одну единицу по быстроте. Почему же тогда параметр коалесценции (определяющий вероятность комбинации нуклонных степеней свободы в связанную систему – нуклонный кластер) зависит от быстроты? В рамках нескольких теоретических подходов было показано, что параметр коалесценции обратно пропорционален объему источника частиц V в соответствующе степени, к примеру, $B_2 \sim 1/V$ [58,175]. Вариация размера источника от быстроты была также обнаружена в результатах по 2-х частичным корреляциям в эксперименте NA49 [176]: при малых значениях поперечного импульса величина одного из радиусов источника - R_{side} уменьшается с увеличением быстроты.

Альтернативная интерпретация для объяснения формы быстротных распределений нуклонных кластеров было предложено в работе [177]. В рамках статистической термальной модели для адронного газа источник частиц представлен как комбинация источников с плотностью распределения по быстроте согласно распределению Гаусса. На основании данных

по выходам пионов авторы предложили параболическую зависимость бариохимического потенциала μ_B от быстроты, а зависимость μ_B от температуры согласно универсальной кривой для *freezeout* [170]. В рамках данных предположений экспоненциальный фактор exp*(B*μ_B*/T*) для ядер с барионным числом *B=A* (растущий с быстротой тренд) подавляет гауссовы веса при больших быстротах (спадающий тренд), поэтому распределение плотности ядер по быстроте имеет параболическую форму даже в случае если форма того же распределения для протонов имеет колоколообразную форму с максимумом в *midrapidity*.

Более подробно зависимость вероятности образования ядер от продольного импульса (быстроты) могла бы быть изучена с помощью независимого метода – по 2-х частичным нуклон-нуклонным и нуклон-ядерным корреляциям. Однако, на данный момент таких данных для энергий SPS нет. Автор считает, что эта задача имеет хорошие перспективы для новых программ с тяжелыми ионами, например, на коллайдере НИКА в Дубне.

4.5 Анализ выходов легких ядер в зависимости от массового числа

В работе [164] на основе анализа экспериментальных данных было показано, что выходы легких ядер вплоть до значения массового числа *A=7* следуют экспоненциальной зависимости от *A* примерно как

$$const/p^{A-1} \qquad (4.5)$$

где параметр *p* носит название *penalty factor* и который определяется характером распределения нуклонной плотности по фазовому пространству.

Нашей целью являлось исследование энергетической зависимости параметра *p* в центральных Pb+Pb столкновениях. На Рисунке 4.17 показаны значения плотностей частиц на быстроту *d*N*/dy* вблизи *midrapidity* для *p, d* и ^{3}He в центральных Pb+Pb столкновениях при E/A от 20 до 158 ГэВ. Данные для протонов взяты из работы [A10] (см. раздел 3.5), а штриховыми линиями показаны фиты по формуле (4.5). Аналогичный анализ проводился и для полных выходов частиц, - для этого проинтегрированные по всему быстротному интервалу распределения протонов из Рисунка 4.16 комбинировались с результатами для множественностей дейтронов и гелия-3, представленных в подразделе 4.2.

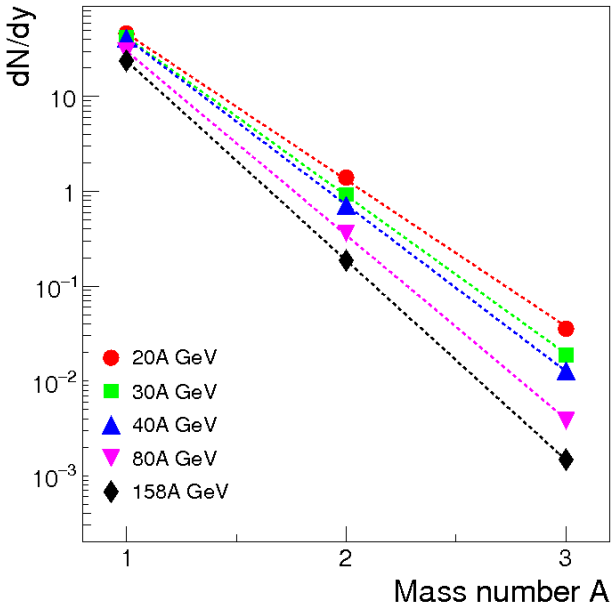

Рис. 4.17. Плотности частиц на быстроту *d*N/*dy* вблизи *midrapidity* для *p, d* и ^{3}He в центральных Pb+Pb столкновениях при E/A от 20 до 158 ГэВ [A15]. Штриховыми линиями показаны результаты фитирования данных по формуле (4.5).

На Рисунке 4.18 показана энергетическая зависимость для *penalty factor* в диапазоне энергий (в системе центра масс) от нескольких ГэВ до 3 ТэВ. Данные из анализа выходов в ограниченной области фазового пространства (имеется в виду *d*N/*dy*) показаны заполненными символами, а результаты из анализа полных выходов (доступные только NA49!) – открытыми символами. Измерения при энергиях AGS из эксперимента E864 [162] для 0-10% центральных Au+Pb столкновения при энергии в системе центра масс 4.6 ГэВ, а данные с ускорителя LHC из эксперимента ALICE [178] для 0-20% центральных Pb+Pb при $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 TeV. Как хорошо видно, величина *penalty factor* быстро растет при малых энергиях столкновения (причем значения, полученные из анализа полных выходов, растут медленнее) и выходит на плато при энергиях порядка нескольких сотен ГэВ. Такое поведение объясняется в рамках термальной модели, где $p \sim \exp[(m - \mu_B)/T]$ (Больцман фактор [179]). В данном выражении μ_B, *T,* и *m* – это бариохимический потенциал, температура, и масса нуклона, соответственно. Используя параметризации для энергетической зависимости для величин *T* и μ_B из [115,169-171] значения Больцман фактора были рассчитаны в диапазоне представленных на Рисунке 4.18 энергий (см. различные типы линий на рис. 4.18). Как можно видеть, основной тренд в энергетической зависимости достаточно хорошо воспроизводится простыми оценками в рамках термальной модели.

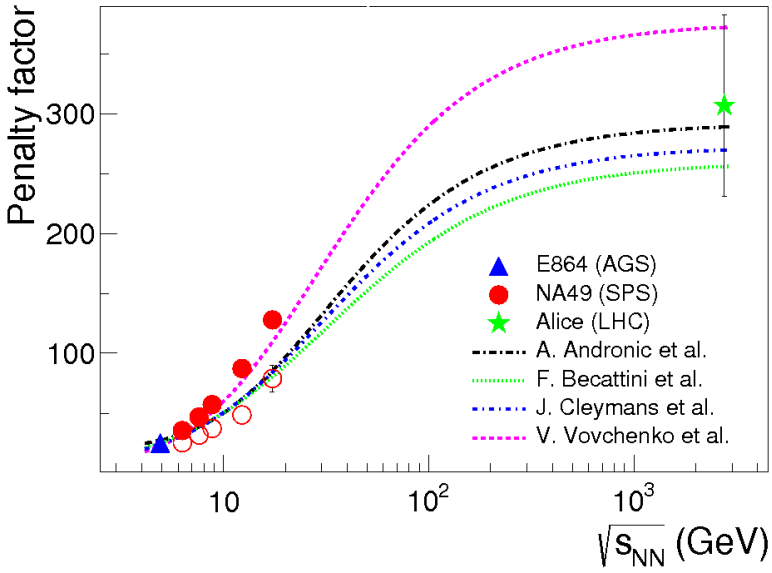

Рис. 4.18. *Penalty factor* в центральных $A + A$ столкновениях. Данные эксперимента NA49 [A15] показаны круглыми символами, измерения при энергиях AGS из [162], результат эксперимента ALICE из [178]. Предсказания в рамках термальной модели [115,169-171] показаны линиями (см. текст).

Но каким образом можно интерпретировать эти результаты? В рамках и термальной модели и в модели коалесценции *penalty factor* относится к средней по фазовому пространству плотности нуклонов $\langle f_N(x,p)\rangle$. С микроскопической точки зрения $\langle f_N(x,p)\rangle$ определяется комбинацией *stopping power* и величиной скорости коллективного расширения в реакции. С увеличением энергии столкновения возрастает прозрачность ядер (слабеет нуклонный стоппинг), тогда как скорость коллективного расширения увеличивается вследствие большей плотности энергии в файерболе. Комбинация этих факторов объясняет наблюдаемый тренд для зависимости величины *penalty factor* от $\sqrt{s_{NN}}$.

Представленная выше картина энергетической зависимости для *penalty factor* не была бы полной без упоминания того факта, что не во всех экспериментах есть возможность измерять массовую зависимость выхода ядер в больших диапазонах по фазовому пространству как в NA49. К примеру, в эксперименте NA52 было получено значение p=223 ± 38 в MinBias Pb+Pb столкновениях при энергии 158A ГэВ и нулевом значении p_t [180], а в публикации эксперимента STAR для 0-12% центральных Au+Au столкновений с энергией $\sqrt{s_{NN}}$= 200 ГэВ [181] приводится значение *penalty factor* около 625 для $p_t/A \sim 0.8$ ГэВ/*c*. Как легко видеть из сравнения с данными, представленными на Рисунке 3.18, приведенные значения из других экспериментов почти в два раза выше, чем указанная на рисунке энергетическая зависимость, основанная на данных NA49 и расчетах на основе термальной модели. Почему так?

Прежде всего заметим, что сравнивать результаты анализа в небольшом диапазоне фазового пространства с данными на основе анализа интегрированных по всему фазовому пространству выходов нельзя, так как значительное радиальное расширение источника частиц в процессе эволюции привносит нетривиальный эффект пространственно-импульсных корреляций в барионные распределения при *freezeout*. Данное обстоятельство приводит к тому, что вероятность образования связных нуклонных систем имеет разное значение в различных ячейках фазового пространства. Однако, для того чтобы количественно подтвердить данные предположения было решено провести аналогичный описанному выше анализ в малых бинах по поперечному импульсу. Результаты такого анализа представлены на Рисунке 4.19.

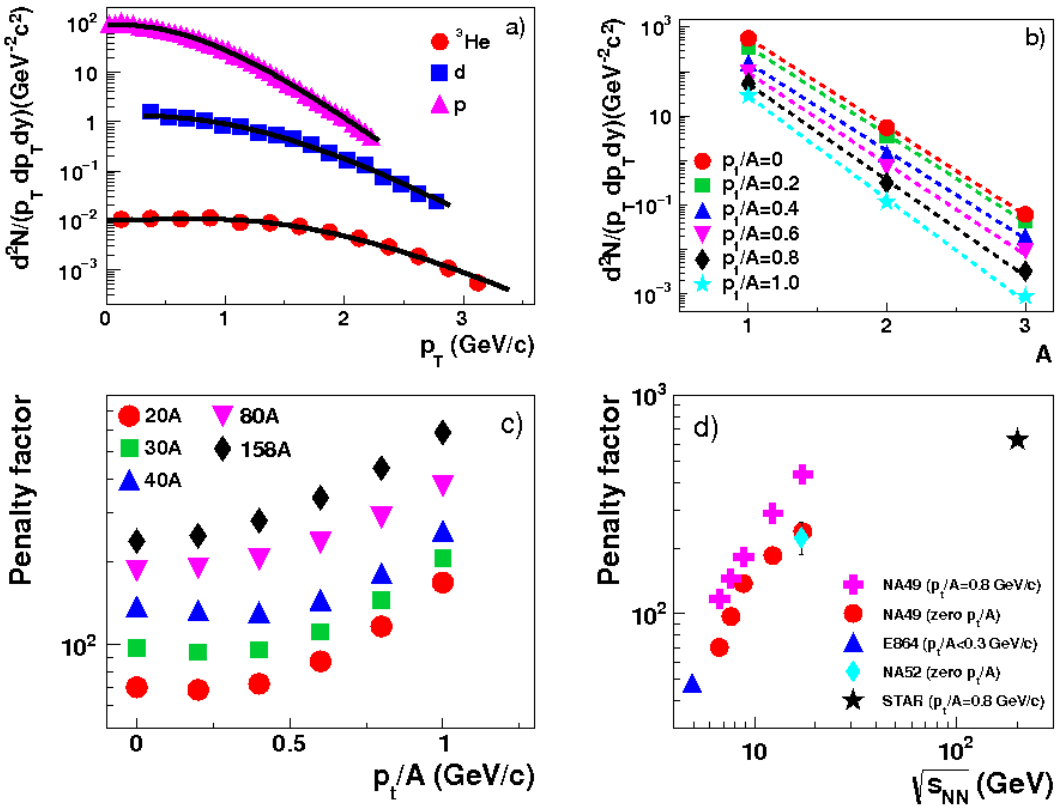

Рис. 4.19. (a) Инвариантные p_t-спектры для p, d, и ^{3}He для центральных Pb+Pb при 30A ГэВ. (b) Инвариантные выходы протонов и ядер при нескольких значениях p_t/A. (c) Значение *penalty factor* p из выходов кластеров при нескольких значениях p_t/A для центральных Pb+Pb при энергиях 20A–158A ГэВ. (d) Энергетическая зависимость для *penalty factor* для значений p_t/A около нуля и для p_t/A = 0.8 ГэВ/c. Данные AGS взяты из [162]; результаты для эксперимента STAR опубликованы в работе [181].

На панели a) показаны инвариантные спектры для протонов, дейтронов и гелия-3 в центральных Pb+Pb столкновениях при энергии 30 ГэВ на нуклон. Используя подходящую функцию-параметризацию для спектров (качество описания 2-х экспоненциальной функцией

показано линиями на панели a) инвариантный выход частиц всех трех сортов определены в нескольких интервалах по p_t/A в диапазоне от 0 до p_t/A=1.0 ГэВ/с. Затем каждая тройка значений выходов в каждом из интервалов фитировалась уравнением (4.5) (см. рис. 4.19b). Такая процедура повторялась при всех энергиях столкновения, и результаты анализа суммированы на Рисунке 3.19c. Как видно из приведенных распределений, форма p_t-зависимости для *penalty factor* имеет ряд характерных особенностей, а именно, структура зависимости одинакова при всех энергиях: плато до значения p_t/A~0.5 ГэВ/*c* сменяется значительным ростом при больших значениях поперечного импульса. На панели d) показана энергетическая зависимость *penalty factor* для двух значений *pt/A* (для сравнения с упомянутыми выше данными других экспериментов при энергиях AGS, SPS и RHIC), а именно, для *pt/A*=0 и *pt/A* = 0.8 ГэВ/*c*. Как видно теперь, результаты неплохо согласуются друг с другом (они в одном тренде), из чего можно сделать вывод, что, действительно, значение параметра *p* зависит от того, в какой области (или доли) фазового пространства проводится анализ.

4.6 Исследование выхода дейтронов от центральности столкновения

Результаты исследования зависимости выходов дейтронов от прицельного параметра в Pb+Pb столкновениях опубликованы в работах [A9,A14]. Анализ рождения дейтронов в бинах по центральности проводился при энергии 158 ГэВ на нуклон в двух наборах данных: в 0-23% центральных событиях (около $3\cdot10^6$ событий, набранных в 2000 году), и в MinBias наборе из экспериментального сеанса 1996 года (порядка 10^6 событий). Причем, полных цикл анализа выходов протонов и дейтронов (включая калибровку, идентификацию, расчет коррекций, и т.д.) проводился независимо для каждого набора. Разница в результатах для дейтронов из двух наборов, усредненная по трем наиболее центральным бинам (0-5%б 5-12% и 12-23%), составила менее 6% для значений *d*N/*dy*. Эту величину может считаться оценкой систематической погрешности для выходов. На Рисунке 4.20 (левая панель) показаны инвариантные спектры для дейтронов и протонов в выделенных по центральности Pb+Pb столкновениях при энергии 158A ГэВ. Измерения проведены в интервале быстрот близкому к центральной быстроте: [-0.9<*y*<-0.4] для *d* и [-0.4<*y*<0.0] для *p*. На правой панели представлены распределения для дейтронов в первых 3-х бинах по центральности столкновения из двух различных наборов данных, описанных выше. Как видно из сравнения, согласие между результатами очень хорошее.

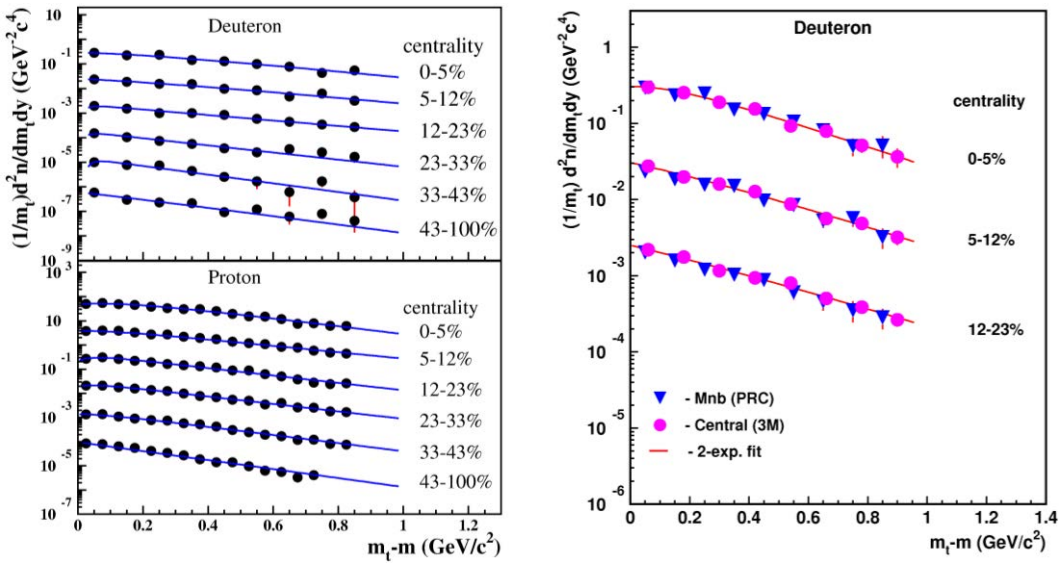

Рис. 4.20. (Левая панель). Инвариантные спектры для дейтронов и протонов в выделенных по центральности Pb+Pb столкновениях при энергии 158A ГэВ. Спектры описываются 2-х экспоненциальным фитом для экстраполяции. (Правая панель) Инвариантные спектры для дейтронов в бинах по центральности из 2-х наборов данных: MinBias из [A9] (PRC) и 0-23% центральных из [A14] (3M).

Как уже повторялось неоднократно, плотность частиц по быстроте dN/dy получена суммированием экспериментальных точек (где они есть) с добавкой на экстраполяцию в большие поперечные массы (где измерения отсутствуют). Для этого спектры описываются 2-х экспоненциальной функцией (результаты фита показаны на рисунке линиями), а сама величина экстраполяции составляет от 20% для самых центральных столкновений до 15% в наиболее периферийных реакциях для дейтронов. В Таблице 4.3 представлены полученные значения плотности дейтронов на единицу быстроты в бинах по центральности для Pb+Pb столкновений при энергии 158A ГэВ. Данные указывают на значительный рост выхода дейтронов с увеличением центральности столкновения, - почти на порядок при переходе от наиболее периферийных к самым центральным реакциям.

Характеристики зависимости рождения частиц от центральности столкновения изучают обычно в терминах числа сталкивающихся нуклонов (для определения числа N_{wound} или N_w см. в начало Главы 3). Известно, что в A+A столкновениях при энергиях SPS энтропия системы, т.е. число степеней свободы (выходы частиц) пропорционально N_w:

$$\frac{dN}{dy} \sim N_w^{\alpha} \qquad (4.6)$$

Таблица 4.3. Плотности дейтронов на единицу быстроты *d*N/*dy* в бинах по центральности для Pb+Pb столкновений при энергии 158A ГэВ.

Центральность (% от σ_{tot})	*d*N/*dy*
0-5	0.33±0.03
5-12	0.27±0.03
12-23	0.21±0.03
23-33	0.12±0.02
33-43	0.08±0.01
43-100	0.04±0.01

К примеру, по данным экспериментов WA97 и NA57 параметр α меняется от (0.97 +/- 0.12) для всех отрицательно заряженных частиц до (1.06+/-0.21) для Ω гиперонов. На Рисунке 4.21 показана зависимость от центральности нормированных на число $<N_w>$ выходов дейтронов в *midrapidity*.

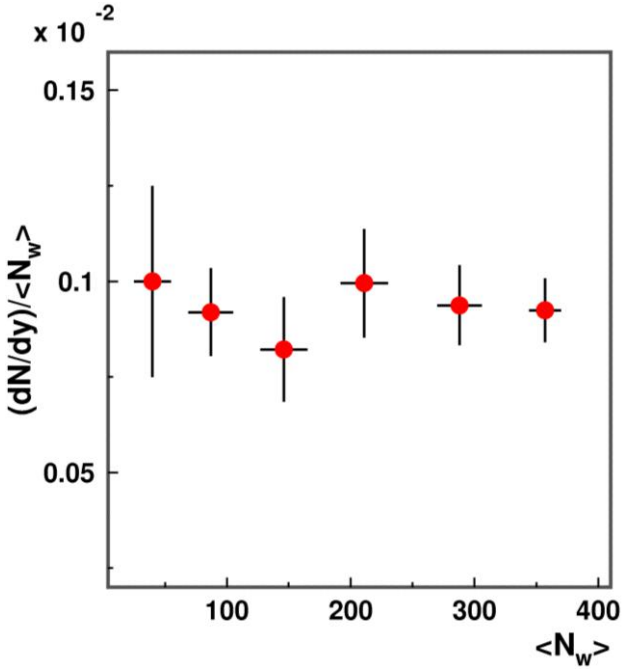

Рис. 4.21. Выходы дейтронов *d*N/*dy* нормированные на число $<N_w>$ в Pb+Pb столкновениях при E/A=158 ГэВ.

Как видно из приведенного распределения, в пределах ошибок измерения выход дейтронов линеен по числу нуклонов-участников $<N_w>$ в Pb+Pb столкновениях при E/A=158 ГэВ аналогично результатам для адронов.

4.7. Изучение формы m_t-распределений для легких ядер

Как упоминалось в Главе 3, анализ инвариантных распределений по поперечной массе (которые в первом приближении имеют экспоненциальное и близкое к термальному распределение) проводится либо для каждого спектра индивидуально в терминах величины параметра наклона T (или средней кинетической энергии $<m_t>-m$), либо для комбинации спектров частиц различного сорта в рамках BlastWave (BW) модели. В анализе спектров нуклонов и нуклонных кластеров, представленных в данной работе, использовались оба подхода.

На Рисунке 4.22 показаны инвариантные m_t-спектры для ядер ^{3}He из центральных Pb+Pb для 5-ти энергий столкновения. Для этого анализа распределения в интервалах по быстроте симметричных относительно y=0 комбинировались. Результирующие распределения фитировались 2-х экспоненциальной функцией (см. нарисованные штриховые линии), а среднее значение $<m_t>-m$ определялось для спектра от m_t-m=0 до m_t-m~5 ГэВ, где значение распределения при отсутствии экспериментальных точек (в основном, при больших поперечных массах) берется из экстраполяции по фиту.

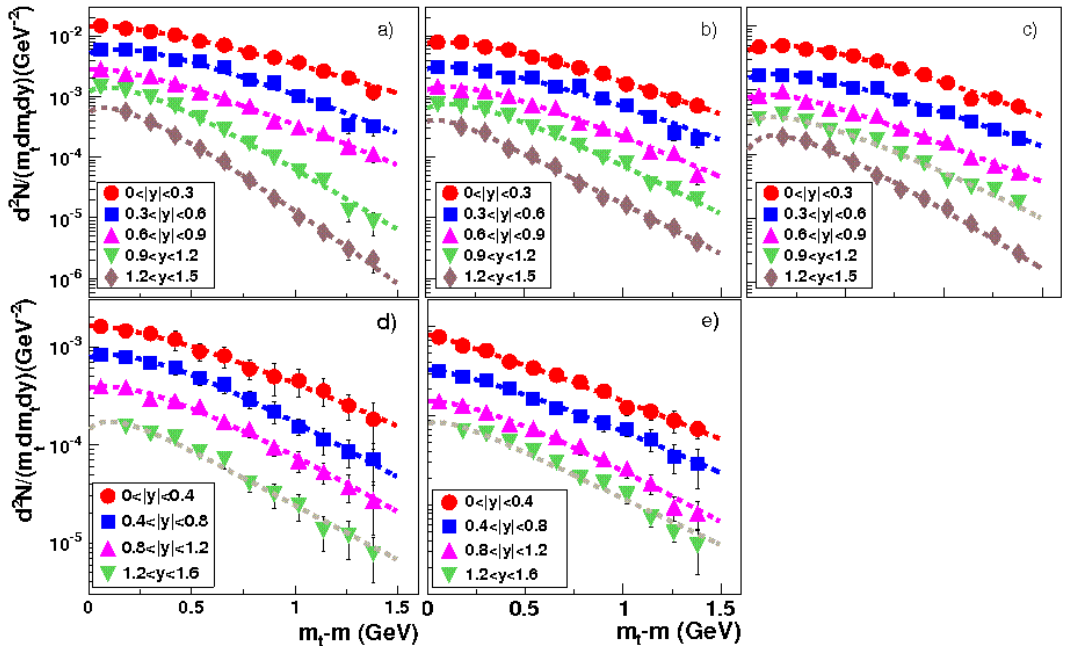

Рис. 4.22. Инвариантные m_t-спектры в интервалах по быстроте для ^{3}He в центральных столкновениях Pb+Pb при энергии 20A ГэВ (a), 30A ГэВ (b), 40A ГэВ (c), 80A ГэВ (d), и 158A ГэВ (e).

На Рисунке 4.23 показаны быстротные распределения для величины $<m_t>-m$ при всех энергиях столкновения. Чтобы исключить зависимость от полной ширины быстротного интервала (пропорционального энергии пучка), распределения показаны в зависимости от

нормированной быстроты y/y_{beam}. Как видно, все распределения имеют форму колокола, поэтому для того, чтобы оценить параметры формы быстротных спектров использовалось распределение Гаусса. При фитировании значение среднего фиксировалось при y=0, а варьировались два оставшихся параметра: амплитуда распределения и его ширина.

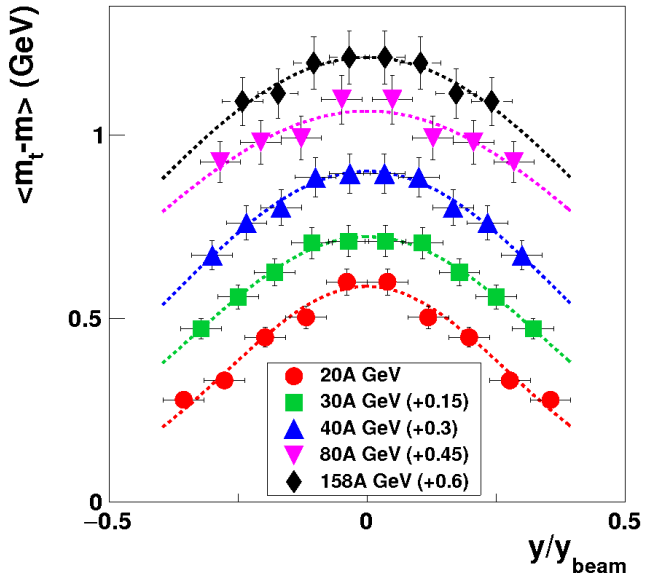

Рис. 4.23. Значение параметра $<m_t>-m$ для ^{3}He в центральных столкновениях Pb+Pb при энергии 20A-158A ГэВ.

Энергетическая зависимость параметров распределений Гаусса для данных из Рисунка 4.23 показана на Рисунке 4.24. Левая панель представляет зависимость для значения амплитуды, т.е. $<m_t>-m$ в *midrapidity*, а на правом распределении представлено значение параметра σ в зависимости от энергии столкновения. Указанные ошибки для данных эксперимента NA49 являются ошибками параметров фитирования. Как видно из представленного на Рисунке 4.24a распределения, на котором результаты NA49 показаны вместе с измерениями при меньших [163,182] и более высоких [183] энергиях, зависимость для $<m_t>-m$ повторяет тренд для мезонов из [A12]: рост при низких энергиях сменяется плато при энергиях SPS. Так как форма распределения по поперечной массе определяется в основном термодинамическими параметрами источника частиц (температурой, давлением и профилем распределения коллективных скоростей), то предполагается из данных, что вариация этих ключевых параметров при энергиях SPS мала.

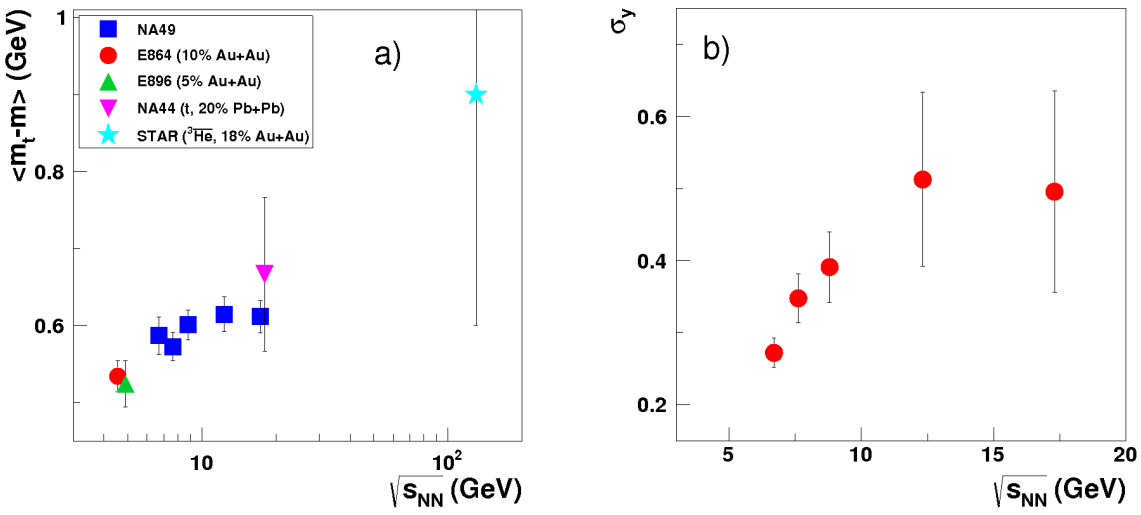

Рис. 4.24. a) Энергетическая зависимость $<m_t-m>$ для ^{3}He в *midrapidity*. b) Параметр σ для быстротных распределений, представленных на рис. 4.23.

Так как для случая дейтронов и тритонов экспериментальный аксептанс определяется детектором TOF, то для полного покрытия по поперечной массе необходимо увеличить интервал по быстроте до величины $\Delta y = 0.6$ для *d* и до $\Delta y > 1.0$ для *t*. На Рисунке 4.25 показаны полностью скорректированные инвариантные спектры по поперечной массе для дейтронов и тритонов в центральных Pb+Pb столкновениях при 5-ти энергиях столкновения. Численные значения величин $<m_t>-m$ для дейтронов и ^{3}He даны в Таблице 4.4 и Таблице 4.5, соответственно. Так как спектры нуклонов и легких ядер не описываются простым термальным распределением с параметром наклона *T*, то значение эффективной температуры T_{eff} было получено, фитируя спектр по поперечной массе при значениях $m_t-m>0.5$ ГэВ.

Таблица 4.4. Средняя $<m_t>-m$ и эффективная температура спектра T_{eff} для дейтронов в центральных Pb+Pb.

E_{beam} (A ГэВ)	$<m_t>-m$ (МэВ)	T_{eff} (МэВ)
20	463 ± 28	317 ± 18
30	468 ± 28	320 ± 20
40	453 ± 27	328 ± 21
80	476 ± 28	368 ± 41
158	517 ± 38	390 ± 55

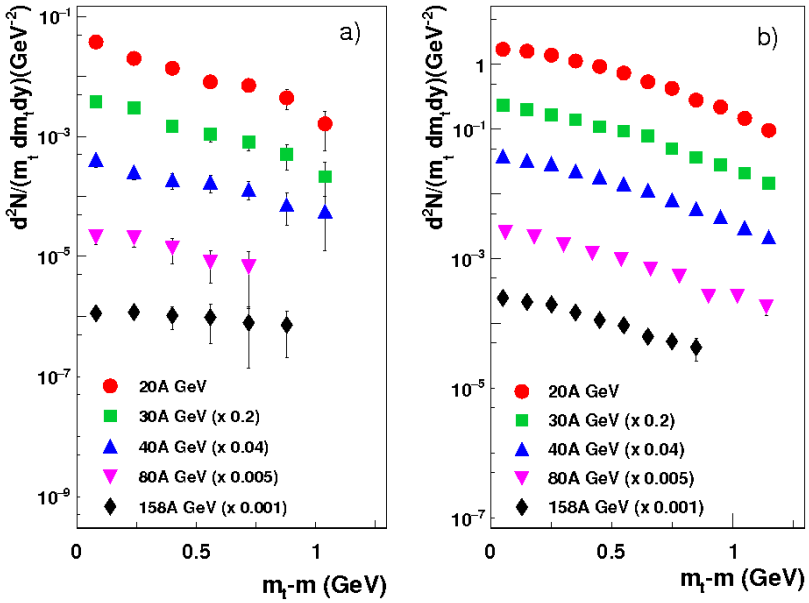

Рис. 4.25. Инвариантные m_t-спектры для дейтронов (a) и ядер трития (b) в центральных Pb+Pb столкновениях при энергии 20A-158A ГэВ.

Таблица 4.5. Средняя $<m_t>-m$ и эффективная температура спектра T_{eff} для ^{3}He в центральных Pb+Pb.

E_{beam} (A ГэВ)	$<m_t-m>$ (МэВ)	T_{eff} (МэВ)
20	581 ± 29	406 ± 20
30	573 ± 30	424 ± 22
40	600 ± 35	425 ± 25
80	612 ± 44	525 ± 60
158	610 ± 46	512 ± 50

В центральных столкновениях тяжелых ядер, ускоренных до релятивистских скоростей, образуется область с большим градиентом давления из центра наружу. Этот градиент приводит к возникновению поля коллективных скоростей в результат последующей эволюции файербола путем расширения (в вакуум) и многократных соударений частиц в плотной среде. Все частицы в таком поле скоростей приобретают дополнительный импульс, пропорциональный их массе:

$$<m_t>-m = <E_t>_{kin} \sim <E>_{therm} + <E>_{flow} = 3/2T + (\gamma-1)m \qquad (4.7)$$

где $\gamma = 1/\sqrt{(1 - <\beta>^2)}$, а $<\beta>$, m, и T – средняя скорость коллективного движения, масса и температура, соответственно. Как следует из (4.7), средняя кинетическая энергия пропорциональна массе частицы, причем коэффициенты полинома 1-й степени имеют простую

физическую интерпретацию, - они определяются температурой среды и средней скоростью радиального расширения.

На Рисунке 4.26 показаны значения $<m_t>-m$ для протонов, дейтронов и ^{3}He при всех энергиях столкновения. Данные для протонов взяты из работы [A10] (см. Главу 3). Как хорошо видно из результатов фитирования полиномом первой степени, показанных на рисунке штриховыми линиями, все распределения действительно линейны по массе частицы. На первый взгляд результат выглядит удивительным, ведь он означает, что кластеры с энергией связи всего несколько МэВ на нуклон принимают участие в процессе термализации (с образованием поля скоростей путем многократных столкновений) в ядерной материи с внутренней температурой порядка 100-120 МэВ! С другой стороны, в работе [54] на основе коалесценцентного приближения было показано, что определенные комбинации радиального распределения плотности нуклонов и профиля скорости коллективного расширения в файерболе приводят к подобному результату. К примеру, для постоянной плотности нуклонов и линейной радиальной зависимости для скорости величина $<m_t>-m$ действительно растет линейно с массой ядра.

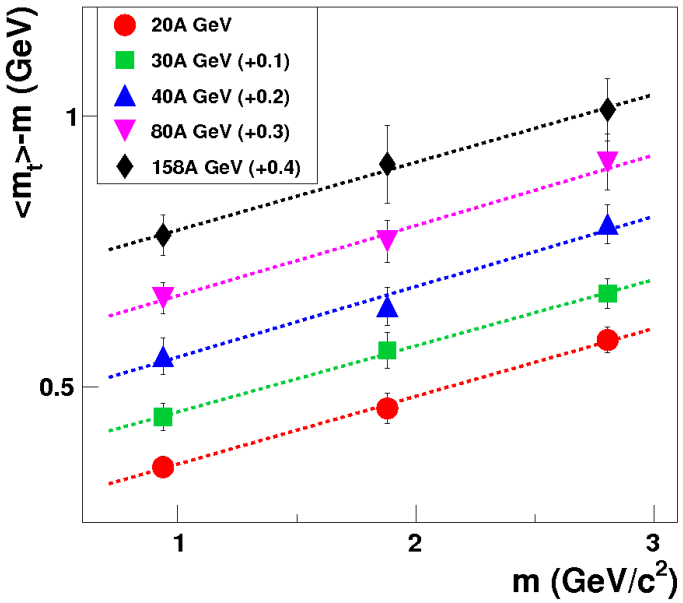

Рис. 4.26. Величина $<m_t>-m$ для *p, d* и ^{3}He в *midrapidity*. Фиты полиномом первой степени (см. текст) показаны штриховыми линиями.

Если качественно можно интерпретировать линейную зависимость параметров наклона определенной комбинацией распределения плотности и коллективной скорости согласно [54], то количественный анализ параметров полинома фитирования для может дать более подробную информацию об энергетической зависимости для температуры и средней скорости коллективного движения в источнике частиц. Перед тем как рассчитать значения T и $<\beta>$ по

формуле (4.7) необходимо иметь в виду, что величина скорости коллективного расширения составляет около половины скорости света, т.е. движение является релятивистским. Поэтому, как было отмечено в работе [184], экстраполяция линейного фита в m=0 в таком случае не дает истинного значения температуры источника вследствие т.н. ультрафиолетового смещения спектра излучения (*blue shift)*. В расширяющемся со средней скоростью $<\beta>$ источнике истинная температура T и видимая (наблюдаемая) температура T^* находятся в соотношении:

$$T^* = T\sqrt{\frac{1+<\beta>}{1-<\beta>}} \qquad (4.8)$$

Поэтому, значение параметра T из линейного фита по (4.7) было скорректировано на величину ультрафиолетового смещения согласно (4.8). Сами значения параметров T и $<\beta>$ с ошибками представлены в Таблице 4.6.

Таблица 4.6. Значения параметров T и $<\beta>$ с ошибками фитирования по формуле (4.7) и коррекции согласно (4.8).

E_{beam}(А ГэВ)	T (МэВ)	<β>
20	95 ± 13	0.46 ± 0.03
30	95 ± 13	0.45 ± 0.03
40	92 ± 15	0.46 ± 0.03
80	97 ± 14	0.46 ± 0.03
158	107 ± 17	0.46 ± 0.04

Как видно из приведенных в таблице значений, параметры источника при кинетическом *freezeout* слабо зависит от энергии столкновения при *E/A*=20-158 ГэВ. Перед тем как перейти к интерпретации такого поведения был проведен дополнительный анализ спектров адронов по поперечной массе в рамках BlastWave (BW) модели. Описание метода было дано в подразделе 3.8 Главы 3. В качестве примера на Рисунке 4.27 показаны спектры заряженных пионов, каонов, протонов и антипротонов для центральных столкновений ядер свинца с энергией 40 ГэВ на нуклон. Показаны также результаты фитирования по формуле (3.10) и значения параметров T и β_t.

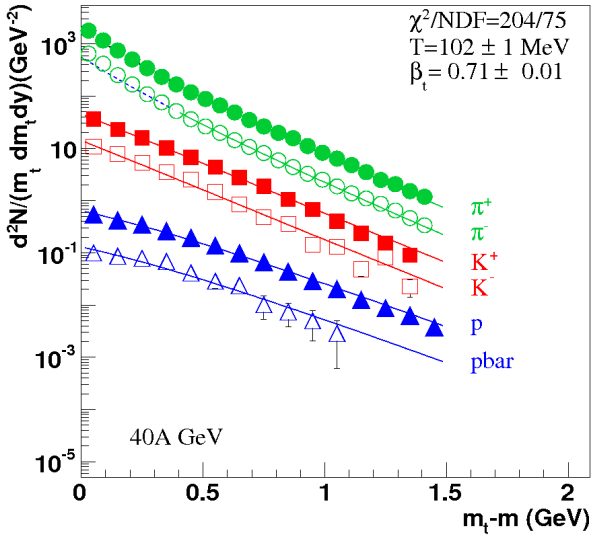

Рис. 4.27. Инвариантные m_t-спектры адронов для центральных Pb+Pb столкновений при E/A=40 ГэВ с результатами анализа по BlastWave (BW) модели, показанными линиями.

Результаты анализа спектров адронов по модели BlastWave для всех энергий столкновения представлены в Таблице 4.7. Показанные ошибки являются ошибками параметров фитирования, а систематические ошибки для величин параметров были оценены при изменении диапазонов фитирования и исключением спектра частицы какого-либо типа из анализа. Вариация значений параметров при этом не превосходила 3-4%.

Таблица 4.7. Значения параметров T и $<\beta>$ с ошибками фитирования по формуле (3.10) BlastWave анализа.

E_{beam}(А ГэВ)	T (МэВ)	$<\beta>$
20	99 ± 1	0.46 ± 0.02
30	110 ± 1	0.45 ± 0.02
40	102 ± 1	0.47 ± 0.01
80	105 ± 1	0.47 ± 0.01
158	98 ± 2	0.49 ± 0.02

На Рисунке 4.28 представлена компиляция данных по анализу спектров частиц по различным методикам, комбинациям частиц и экспериментам. Результаты анализа спектров для нуклонных кластеров (представленные в Таблице 4.6) показаны квадратами, круглыми символами обозначены результаты анализа спектров адронов по BW модели (Таблица 4.7), а символами звезда показаны результаты эксперимента STAR по BlastWave анализу спектров адронов для Au+Au столкновений из [185]. Как видно из представленных результатов, значения

температуры кинетического *freezeout* и средней скорости радиального расширения (T_{kin},<β>) не меняются в области энергии столкновения 6<$\sqrt{s_{NN}}$<20 ГэВ, что подтверждает данные по энергетической зависимости <m_t>-m для гелия-3, обсуждаемых в этом разделе ранее (см. Рисунок 4.24).

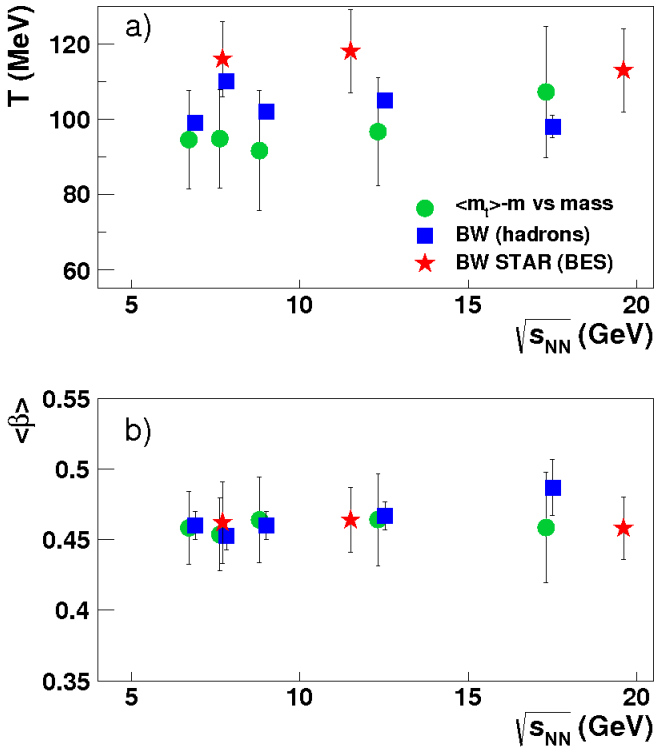

Рис. 4.28. Компиляция результатов анализа спектров частиц по поперечной массе в центральных A+A столкновениях.

Зависимость средней поперечной кинетической энергии <m_t>-m для протонов и дейтронов от центральности Pb+Pb столкновения при E/A=158 ГэВ показана на Рисунке 4.29 [A9]. Хорошо виден рост <m_t>-m с увеличением центральности столкновения, причем, растет и сама величина, и разница значений для частиц разных масс. Увеличение параметра <m_t>-m с массой частицы связана с коллективным радиальным расширением источника, а сама скорость возрастает с увеличением центральности. Причем обратная экстраполяция распределений в область периферийных столкновений $N_{part}\rightarrow 0$ (смотри линии) явно подтверждает гипотезу об m_t-скейлинге в элементарных столкновениях, т.е.идентичности характерных параметров наклона поперечных спектров для всех типов частиц.

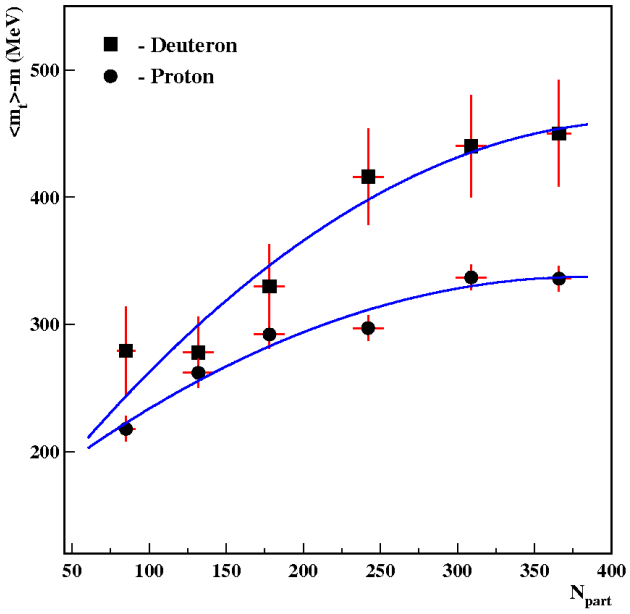

Рис. 4.29. Значение параметра $<m_t>-m$ для протонов и дейтронов как функция центральности в Pb+Pb столкновениях при E/A=158 ГэВ из [A9].

4.8 Изучение выходов ядер в рамках модели коалесценции

В рамках модели коалесценции предполагается, что нуклоны, с близкими значениями координат и импульсов могут образовать связную систему – нуклонный кластер. Численно инвариантный выход N_A ядер с зарядом Z и массовым числом A пропорционален произведению выходов протонов N_{pr} и нейтронов N_n:

$$E_A \frac{d^3N_A}{d^3P_A} = B_A \left(E_{pr} \frac{d^3N_{pr}}{d^3p} \right)^Z \left(E_n \frac{d^3N_n}{d^3p} \right)^{A-Z} \qquad (4.9)$$

где коэффициент пропорциональности B_A носит название параметр коалесценции, а $p=P_A/A$. В предположении, что выход нейтронов идентичен протонному, параметр B_A рассчитывается из отношения значения выхода кластеров при данном импульсе P_A к выходу протонов с импульсом P_A/A в степени A.

Результаты такого комбинированного анализа представлены на Рисунках 4.30 и 4.31, на которых показаны параметры $B_{2,3}$ в зависимости от поперечной массы при всех энергиях столкновения. Использованные данные для протонов взяты из [A10] (см. Главу 3), однако для подобного анализ необходимо использовать результаты по выходам частиц в одних и тех же интервалах по быстроте, дабы исключить влияние разницы в быстротных распределениях. В аксептансе детектора TOF общий для нуклонных кластеров интервал по поперечной массе

начинается только со значения $m_t - m$ ~ 0.25 ГэВ. Поэтому несколько первых точек при малых поперечных массах были исключены из анализа. Указанные на рисунках ошибки являются статистическими, систематическая погрешность для параметра коалесценции оценивается на уровне 12% для B_2 и 18% для B_3.

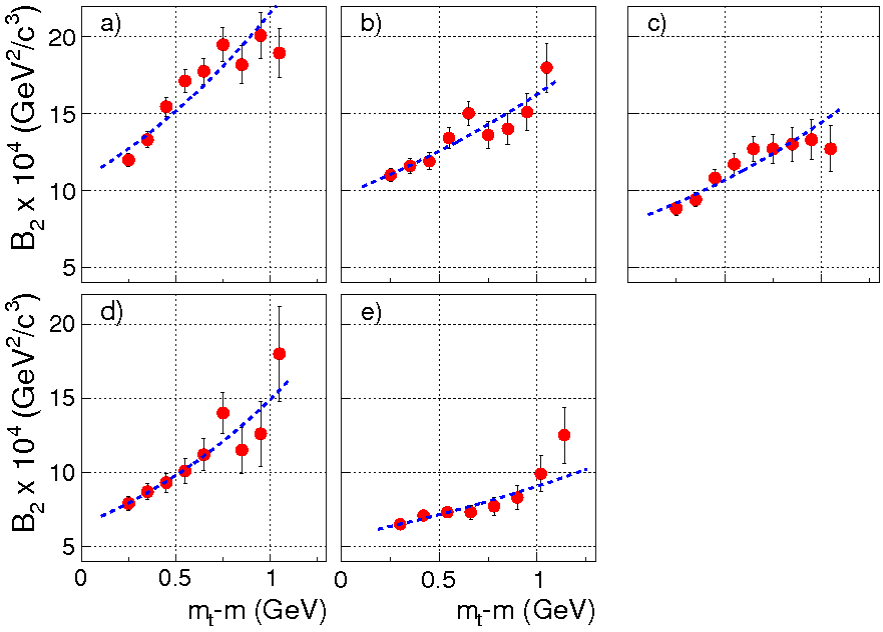

Рис. 4.30. Параметр коалесценции B_2 для дейтронов как функция m_t-m в центральных Pb+Pb столкновениях при энергии 20A (a), 30A (b), 40A (c), 80A (d), и 158A ГэВ (e). Штриховой линией показан фит экспонентой для экстраполяции в p_t=0.

Из приведенных распределений видно, что параметр коалесценции растет с увеличением поперечной массы при всех энергиях столкновения. Такое поведение объясняется возрастанием роли пространственно-импульсных корреляций, которые формируются в расширяющемся источнике частиц в больших m_t. В теоретической работе [58], механизм коалесцентного образования ядер был реализован с использованием матрицы плотности. В частности, было показано, что в радиально расширяющемся источнике B_2 зависит от поперечной массы как:

$$B_2 = \frac{3\pi^{3/2}\langle C_d\rangle}{2m_t R_t^2(m_t) R_l(m_t)} e^{2(m_t-m)\left(\frac{1}{T_p^*}-1/T_d^*\right)} \qquad (4.10)$$

где $\langle C_d\rangle$=2 фм – характерный размер дейтрона, T^*_p и T^*_d – это эффективные параметры наклона спектров дейтронов и протонов, а $R_t^2 R_l \sim V_{eff}$ - эффективный объем источника.

Для экстраполяции зависимости параметра коалесценции от поперечного импульса в p_t=0 (как правило, именно эта величина измеряется в эксперименте), представленные распределения фитировались экспоненциальной по m_t функцией (имея в виду 4.10), а сами параметризации

показаны на рисунках штриховыми линиями. Полученные из фитов значения $B_{2,3}$ при нулевом поперечном импульсе представлены в Таблице 4.8.

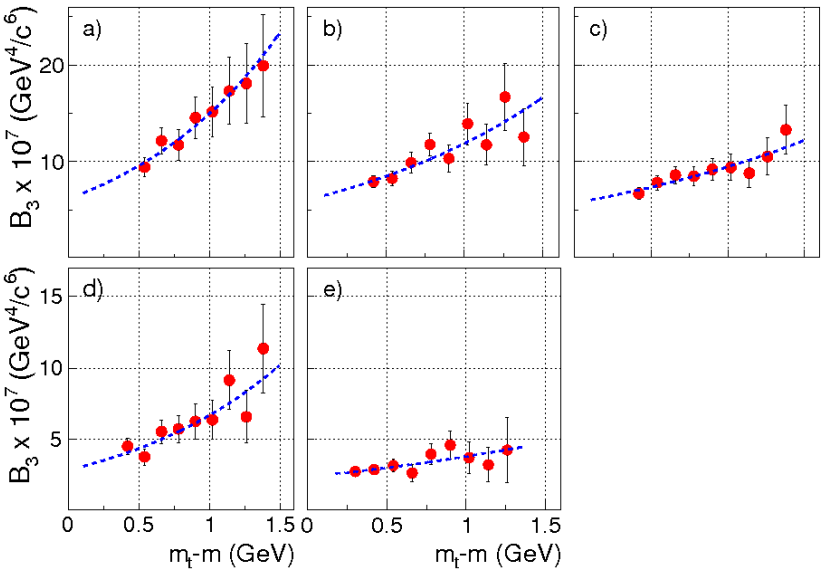

Рис. 4.31. Параметр коалесценции B_3 для ^{3}He как функция m_t-m в центральных Pb+Pb столкновениях при энергии 20A (a), 30A (b), 40A (c), 80A (d), и 158A ГэВ (e). Штриховыми линиями показаны экспоненциальные функции для экстраполяции в p_t=0.

Предположение о равенстве инвариантных выходов протонов и нейтронов, явно используемое в расчетах по модели коалесценции, не вполне корректно. Так как экспериментальных данных по выходам нейтронов при энергиях SPS нет, то в качестве оценки для относительного выхода n/p можно использовать данные по отношению $t/^3$He, представленные в подразделе 4.3. Скорректированные на величину этого отношения параметры коалесценции $B_{2,3}$ представлены в Таблице 4.8 в скобках. Видно, что в области энергий столкновения SPS вариация параметра составляет не более 40% для B_2 и примерно 60% для B_3.

Таблица 4.8. Параметр коалесценции $B_{2,3}$ при p_t=0 для центральных Pb+Pb столкновениях при E/A=20-158 ГэВ. В скобках показаны $B_{2,3}$ скорректированные на отношение n/p.

E_{beam} (A GeV)	B_2 (10^{-4} ГэВ$^2/c^3$)	B_3 (10^{-7} ГэВ$^4/c^6$)
20	10.7(8.8) ± 0.4	6.1(5.0) ± 1.1
30	9.7(8.2) ± 0.5	6.1(5.2) ± 0.7
40	7.9(6.8) ± 0.4	5.7(4.9) ± 0.7
80	6.4(5.6) ± 0.5	2.8(2.4) ± 0.3
158	5.6(5.3) ± 0.4	2.0(1.9) ± 0.4

На Рисунке 4.32 показана энергетическая зависимость для параметров коалесценции B_2 и B_3 в центральных A+A столкновениях, данные эксперимента NA49 (для p_t=0) показаны кружками (для сравнения с другими экспериментами мы использовали нескорректированные на величину отношения *n/p* значения).

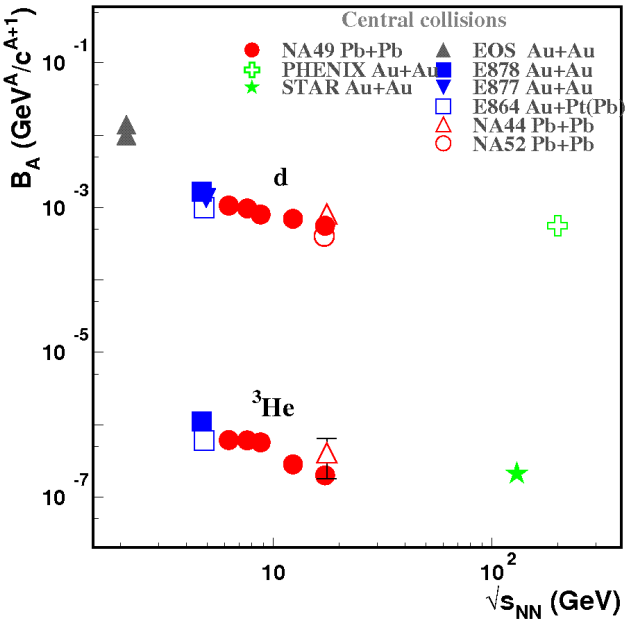

Рис. 4.32. Энергетическая зависимость параметра коалесценции для дейтронов и ^{3}He в A+A столкновениях. Данные при энергиях Bevalac из [186], AGS из [163,174], SPS [A15,187,188], и RHIC [189-191].

Анализируя представленную компиляцию экспериментальных данных по энергетической зависимости параметров коалесценции видно, что общим трендом для обеих величин является медленное уменьшение при возрастании $\sqrt{s_{NN}}$. В рамках термальной модели рождения частиц [175,192] параметр коалесценции обратно пропорционален объему источника: $B_A \approx (1/V)^{A-1}$. Аналогично вывод был сделан в уже упоминаемой работе [58], в которой доказывается корреляция параметра коалесценции с т.н. *homogeneity volume,* а именно, с эффективной областью взаимодействия частиц при *freezeout* (V_{eff}). Используя предложенный в данной работе способ расчета характерного размера этого эффективного объема коалесценции – радиуса коалесценции $R_{coal} \sim \sqrt[3]{V_{eff}}$ по формуле (4.10) для p_t=0 как:

$$B_2 = \frac{3\pi^{3/2} < C_d >}{2m_t V_{eff}} \qquad (4.11)$$

были получены оценки эффективных радиусов коалесценции для дейтронов и ^{3}He (формула (4.11) была модифицирована для расчета B_3 в соответствии с [58]). Результаты расчетов для

эффективных радиусов коалесценции R_{coal} при различных энергиях столкновения представлены на Рисунке 4.33 квадратами для дейтронов и круглыми символами для гелия-3.

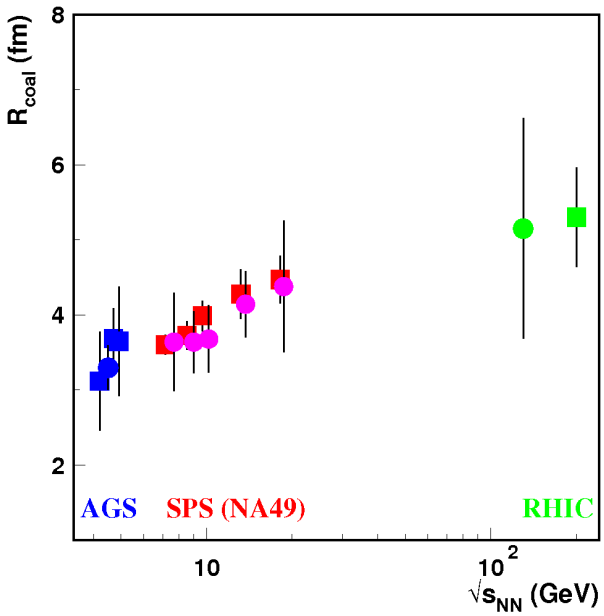

Рис. 4.33. Эффективные радиусы коалесценции R_{coal} для ядер с массовым числом A=2 (квадраты) и A=3 (круглые символы) в центральных A+A столкновениях при энергиях AGS [162,174], SPS [A15] и RHIC [189,190].

Хорошо видно из приведенных результатов, что эффективные коалесцентные радиусы для дейтронов и ядер гелия-3 количественно совпадают, а их значение возрастает не более чем на 15% при увеличении энергии столкновения (в системе центра масс) в 3 раза! Аналогичное поведение характерных размеров файербола при энергиях SPS было обнаружено и при анализе 2-х частичных пионных корреляций [176], где соответствующие HBT радиусы (R_{side}, R_{long} и R_{out}) практически не зависят от энергии столкновения. Но почему численные значения коалесцентных радиусов меньше чем RMS радиусы сталкивающихся ядер (примерно 7 фм для ядер Pb) и значительно меньше радиуса источника (порядка 10 фм)? Связано это как раз с сильным радиальным расширением источника. Для формирования связной нуклонной системы (кластера) необходимо, чтобы конституанты находились на небольшом расстоянии друг от друга и обладали малыми относительными скоростями. Однако, одновременное выполнение обеих этих условий маловероятно для нуклонов, находящихся на, к примеру, противоположных (в радиальном направлении) сторонах расширяющегося файербола, поэтому эффективные размеры области образования связных нуклонных систем уменьшаются.

Изучение рождения дейтронов в рамках модели коалесценции было дополнено исследованием зависимости параметров коалесценции от центральности столкновения при энергии 158 ГэВ на нуклон. Основные результаты для MinBias Pb+Pb реакций были

опубликованы в работе [A9]. На Рисунке 4.34 показана зависимость от поперечной массы для параметра B_2 в нескольких бинах по центральности. Экспоненциальные фиты для экстраполяции в p_t=0 показаны сплошными линиями, а штриховыми показаны диапазон ошибок для параметра B_2.

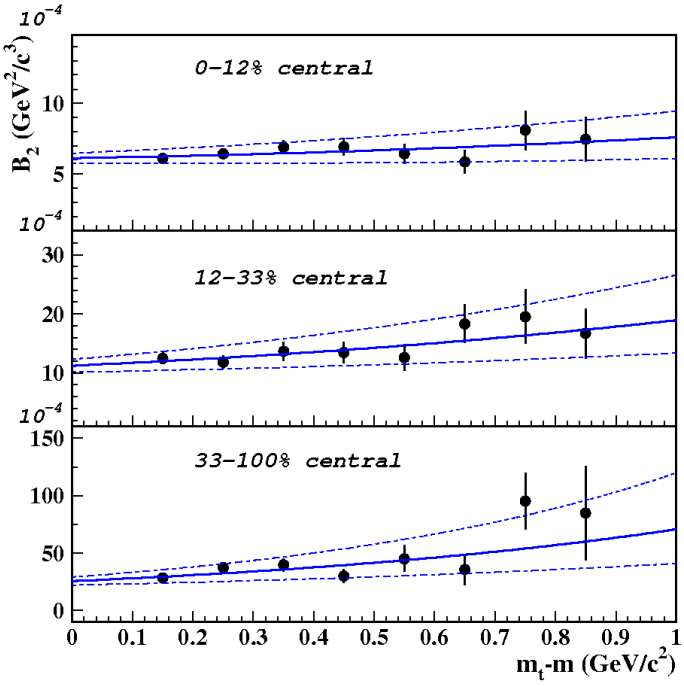

Рис. 4.34. Зависимость от поперечной массы для параметра коалесценции B_2 в Pb+Pb столкновениях при энергии 158 ГэВ на нуклон из [A9].

На Рисунке 4.35 (верхняя панель) показана зависимость параметра коалесценции B_2 для p_t=0 от центральности столкновения, которая (центральность) характеризуется числом нуклонов-участников N_{part}. Данные NA49 хорошо согласуются с результатами эксперимента NA52 из [194]. Наблюдается сильная зависимость параметра коалесценции от N_{part}: значение параметра в самом периферийном бине почти в 10 раз превышает его величину в наиболее центральном интервале. Такая заметная зависимость B_2 от центральности указывает на значительный рост эффективного объема источника с увеличением числа взаимодействующих нуклонов. Численно, этот эффект проиллюстрирован на нижней панели Рисунка 4.35, где для рассчитанных по формуле (4.11) радиусов коалесценции R_{coal} наблюдается более чем двукратное увеличение в измеренном диапазоне прицельного параметра столкновений. Как уже было отмечено выше, независимым методом оценки величины характерных размеров радиусов источника является анализ 2-х частичных корреляций, где эффективный корреляционный радиус источника $R_{HBT} = \sqrt[3]{R_{side}^2 R_{long}}$,а R_{side} и R_{long} это оценки для характерных поперечного и продольного размеров, соответственно. Используя результаты

NA49 по пион-пионным [194], каон-каонным [195], и протон-протонным [196] корреляциям были рассчитаны значения R_{HBT}, которые показаны на нижней панели рисунка как заштрихованная область, ширина которой соответствует величине одного стандартного отклонения для корреляционного радиуса. Из сравнения данных по двум различным методикам наблюдается возрастающая разница в результатах двух методик, достигающая для центральных столкновений величины порядка 30%.

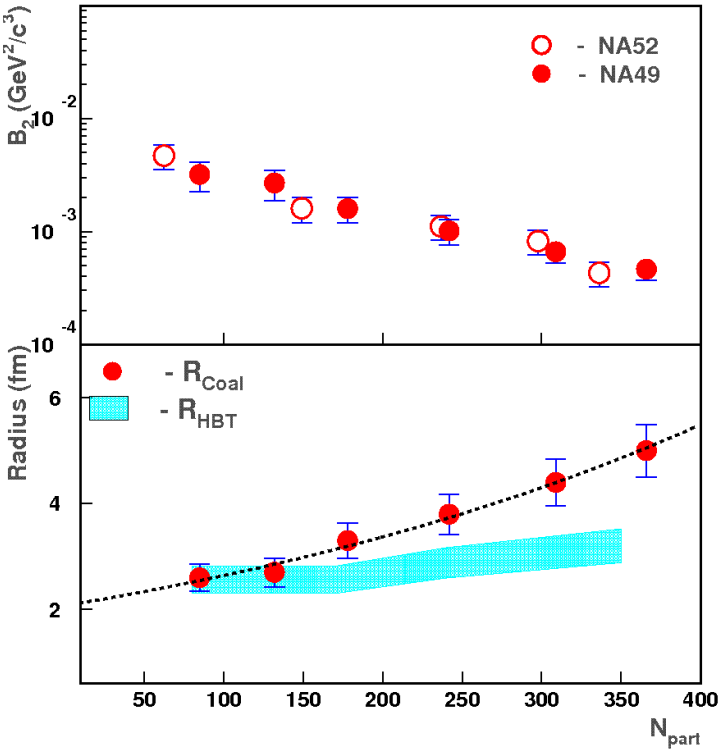

Рис. 4.35. (Верхняя панель) Зависимость параметра коалесценции B_2 от центральности столкновения в Pb+Pb реакциях при энергии 158 ГэВ на нуклон [A9,194]. (Нижняя панель) Эффективный радиус области взаимодействия из данных по коалесценции R_{coal} и 2-х частичных корреляций R_{HBT} [194-196].

Интересно, тем не менее заметить, что экстраполяция данных по коалесцентным радиусам в малые значения (показана штриховой линией) дает значение R_{coal} ~ 2.2 +/- 0.1 фм для N_{part}t=2 (p+p столкновения), что неплохо согласуется с хорошо известной величиной зарядового дейтронного радиуса равного 2.1 фм.

4.9 Изучения рождение антидейтронов в 0-23% центральных Pb+Pb столкновениях

Рождение антидейтронов изучалось в 0-23% центральных Pb+Pb столкновениях при энергии пучка 158 ГэВ на нуклон, а основные результаты опубликованы в [A11, A14]. Для

минимизации погрешностей при сравнительном анализе рождения ядер и антиядер, а также выходов (анти)нуклонов и (анти)ядер, то в дополнении к анализу антидейтронов в нескольких диапазонах по центральности изучались распределения для дейтронов и (анти)протонов. В Таблице 4.9 представлены характеристики наборов данных (процент от полного сечения, величина $<N_w>$ и количество анализируемых событий).

Таблица 4.9. Характеристики наборов данных, используемых в анализе.

Центральность	$<N_w>$	Кол-во событий
0-23.5%	265	$2.40 \cdot 10^6$
0-12.5%	315	$1.24 \cdot 10^5$
12.5-23.5%	211	$1.16 \cdot 10^5$

На Рисунке 4.36 показаны инвариантные p_t-спектры для дейтронов (a), антидейтронов (b), протонов (c), и антипротонов (d) в Pb+Pb столкновениях при энергии 158A ГэВ [A14]. Верхние распределения на всех панелях соответствуют 0-12.5% центральным столкновениям, а вот для более удобного представления результатов для 12.5-23.5% и 0-23.5% центральных столкновений спектры поделены на фактор 10 и 100, соответственно.

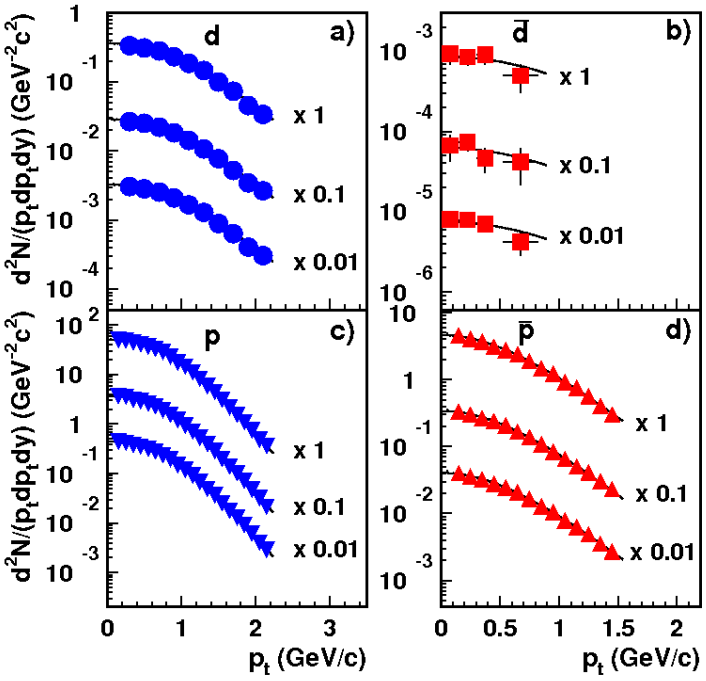

Рис. 4.36. Инвариантные p_t-спектры для дейтронов (a), анти-дейтронов (b), протонов (c), и антипротонов (d) в столкновениях Pb+Pb при энергии 158A ГэВ [A14]. Верхние распределения на всех рисунках соответствуют 0-12.5% центральным столкновениям, данные для 12.5-23.5% и 0-23.5% центральных столкновений поделены на фактор 10 и 100, соответственно.

Представленные результаты получены в интервале по быстроте [-1.2<y<-0.6] для (анти)дейтронов и [-0.5<y<-0.1] для (анти)протонов, разница в диапазоне покрытия вследствие аксептанса TOF детектора. Для определения формы и интеграла спектров использовались параметризация распределений с помощью термальной экспоненциальной функции (3.7), результаты фитов показаны на рисунке сплошными линиями. Для случая антидейтронов интервал по поперечному импульсу недостаточен для точного определения формы спектров, поэтому параметр T (эффективная температура) был при фитировании фиксирован значением наклона спектров для дейтронов, а варьировалось только значение интеграла спектра dN/dy. И действительно, как видно из Рисунка 4.36(b), формы спектров для дейтронов воспроизводят характер экспериментальных распределений для антидейтронов. В Таблице 4.10 представлены значения dN/dy для (анти)дейтронов в нескольких интервалах по центральности. Доля интеграла спектра, полученная из экстраполяции, составляет около 7% и 55% для дейтронов и антидейтронов, соответственно.

Таблица 4.10. Плотности (анти)дейтронов на единицу быстроты dN/dy в Pb+Pb реакциях при 158A ГэВ.

Центральность	dN/dy (d)	dN/dy ($\bar{d}$)
0-12.5%	0.33 +/- 0.02	(8.1 +/- 1.1) $\cdot 10^{-4}$
12.5-23.5%	0.25 +/- 0.02	(5.6 +/- 1.1) 10^{-4}
0-23/5%	0.30 +/- 0.01	(6.9 +/- 1.1) $\cdot 10^{-4}$

Расчеты в рамках микроскопических моделей ядро-ядерных столкновений [197] показывают, что вследствие значительного эффекта аннигиляции в плотной барионной материи формы спектров для ядер и антиядер должны отличаться, при этом наибольшая разница предсказывается в малых значениях p_t вблизи *midrapidity* [198]. Однако, как следует из представленных данных, формы распределений для d и $\bar{d}$ подобны (см. рис. 4.36b). На Рисунке 4.37 показано отношение $\bar{d}/d$ в зависимости от поперечного импульса для 0-23% центральных Pb+Pb столкновений. В пределах ошибок измерения $\bar{d}/d$ близко к константе, и усредненная по интервалу $0<p_t<0.9$ ГэВ/с величина отношения составляет $\bar{d}/d$ =(2.2 +/- 0.2)$\cdot 10^{-3}$ (уровень отношения показан на рисунке штриховой линией).

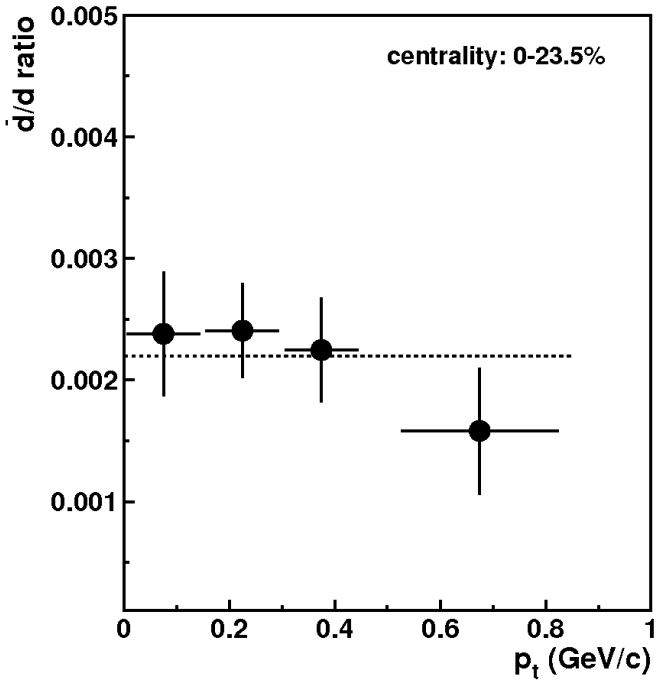

Рис. 4.37. Отношение $\bar{d}/d$ как функция поперечного импульса в 0-23% центральных Pb+Pb при 158A ГэВ.

Это может указывать на то, что большинство зарегистрированных (анти)ядер образованы в конце эволюции источника, когда плотность файербола уже не так велика и эффект аннигиляции в среде не играет значительной роли. Аналогично, на основании сравнительного анализа распределений по поперечной массе для протонов и антипротонов, результаты которого представлены в подразделе 3.7 Главы 3, а также данных NA49 по спектрам (анти)Лямбда-гиперонов из [91], можно сделать вывод о том, что в столкновениях Pb+Pb при энергии 158A ГэВ формы поперечных спектров для частиц и античастиц в пределах ошибок идентичны друг другу при всех центральностях.

В рамках упрощенного коалесцентного приближения отношение выходов антидейтронов к дейтронам должно быть порядка $(\bar{p}/p)^2$. Упрощенность означает, что при этом предполагается $\bar{n}/n \sim \bar{p}/p$ при одинаковой динамике процессов формирования ядер и антиядер. С другой стороны, в рамках термальной статистической модели $\bar{d}/d \sim exp(-4\mu_B/T)$, т.е. отношение выражается через комбинацию термодинамических параметров источника в предположении, что размеры источника для ядер и антиядер подобны. Согласно данным по отношению антипротонов к протонам в бинах по центральности из Главы 3 (см. рис. 3.28) $\bar{p}/p \sim 0.05$ в центральных столкновениях для $N_w>250$, что примерно соответствует центральности 0-23%. Квадрат этого отношения равен $2.5 \cdot 10^{-3}$, что достаточно хорошо совпадает с полученными данными по $\bar{d}/d$. С другой стороны, используя значения для бариохимического потенциала и температуры из Таблицы 4.2, расчет дает для величины $exp(-4\mu_B/T) \sim 3.4 \cdot 10^{-3}$, что на 50% выше,

чем измерено по отношению антидейтронов к дейтронам. Обнаруженная разница может быть, как вследствие разницы в центральностях (параметры в Таблице 4.2 определены для 0-5% а данные по $\bar{d}/d$-отношению для 0-23% центральных событий), так и из-за различий в быстротных распределений для частиц и античастиц – ведь статистические модели оперируют с полными множественностями частиц, а измерения сделаны в ограниченном интервале по быстроте. Для того чтобы проиллюстрировать сказанное выше о разности быстротных спектров, на Рисунке 4.38 показаны плотности дейтронов и антидейтронов на единицу быстроты dN/dy в нескольких бинах по быстроте. Быстротные распределение получены для 0-23% центральных столкновений, экспериментальные данные показаны заполненными символами, а открытыми символами показаны результаты отраженные относительно y=0. Очевидна значительная разница между быстротным распределением для d (имеющим параболическую форму с минимумом при y=0) и $\bar{d}$ (Гауссово распределение с максимумом в *midrapidity*). Если говорить о дейтронном распределении, то оно аналогично представленному на Рисунке 4.8(e) быстротному спектру, которое было получено из другого набора данных (0-10% центральные столкновения, набор 1996 года). Сравнительный анализ быстротных распределений для дейтронов и протонов, представленный на Рисунке 4.15, показывает, что при энергии 158A ГэВ формы спектров по быстроте для нуклонных кластеров следуют степенному скейлингу, т.е. форма распределения для A-нуклонного кластера совпадает с протонным в степени A. Аналогичный сравнительный анализ был проведен также для антидейтронов и антипротонов, а показанные на Рисунке 4.38 колоколообразные распределения соответствуют: а) возведенной в квадрат форме быстротного распределения для антипротонов из [199] (точечная линия), и б) результату фитирования экспериментальных точек распределением Гаусса (штриховая линия). Причем, в последнем случае величина стандартного отклонения этого фита (σ~1.1) примерно равняется ширине быстротного распределения для $\bar{p}$ при той же центральности [199]. В принципе, оба подхода (оба распределения) описывают быстротное распределение для $\bar{d}$ удовлетворительно, но так как покрытие по быстроте невелико, то сделать вывод о том, является ли коалесцентный подход более предпочтительным на данный момент затруднительно.

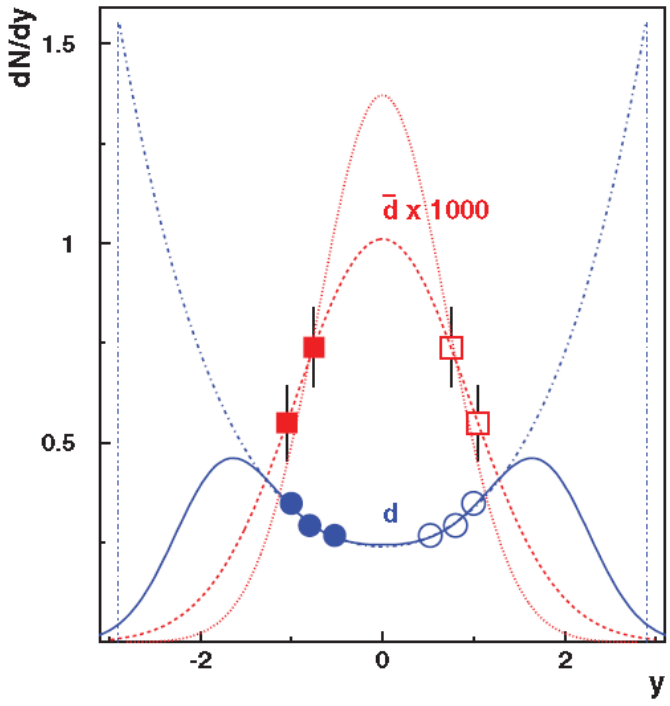

Рис. 4.38. Плотности частиц на единицу быстроты *dN/dy* для *d* (синие кружки) и $\bar{d}$ (красные квадраты) в 0-23% центральных Pb+Pb при 158A ГэВ [A14]. Открытыми символами обозначены отраженные относительно *y=0* данные. Функции для описания распределений по быстроте (см. текст) показаны линиями.

Плотность (анти)дейтронов на единицу быстроты *d*N/*dy*, нормированная на число N_w, представлена на Рисунке 4.39 как функция числа N_w [A14]. Для сравнения, данные для дейтронов из MinBias набора [A9] показаны для тех же условий по центральности столкновений (см. круглые символы). Представление результатов по выходам частиц в таком виде (нормированным на число N_w) было сделано по следующим соображениям. Число N_w пропорционально энтропии системы и объему источника частиц. В подразделе 4.6 было показано, что выход дейтронов пропорционален объему источника, а независимость от центральности нормированного на N_w выхода дейтронов указывает на постоянство плотности энтропии в файерболе при всех прицельных параметрах столкновения. Для антидейтронов зависимость выходов от центральности изучалась только для *mid-central* Pb+Pb реакций (N_w>200), и здесь нормированные на N_w выходы постоянны. Обнаруженная зависимость от центральности для $\bar{d}$ аналогична поведению отношения $\bar{p}/N_w$, которое слабо зависит от прицельного параметра в центральных столкновениях (см. рис. 3.28). Данные для антипротонов были интерпретированы как указание на то, что в центральных столкновениях достигается балансное распределение нормированных множественностей (возможно, вследствие динамического равновесия потерь на аннигиляции и обратного процесса рождения пар в

многопионных реакциях слияния). Так как выходы (анти)ядер пропорциональны плотности (анти)нуклонов, то новые данные для антидейтронов подтверждают заключение, сделанное в разделе 3.7 Главы 3.

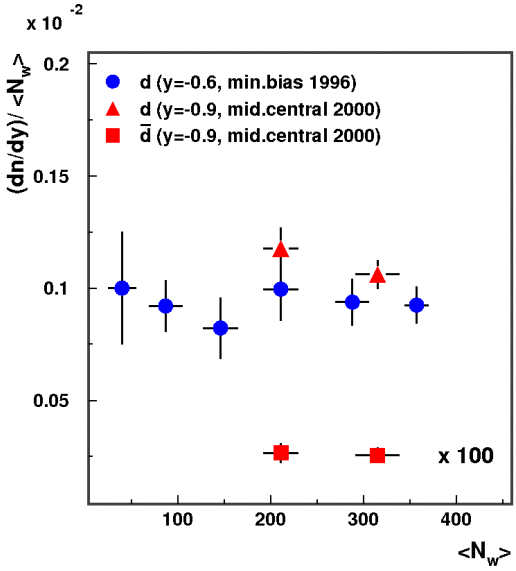

Рис. 4.39. Плотность частиц на единицу быстроты (dN/dy), нормированная на $\langle N_w \rangle$, для d и $\bar{d}$ в Pb+Pb столкновениях при 158A ГэВ [A9,A14].

Используя данные по спектрам (анти)протонов из Главы 3, комбинированный анализ выходов $d(\bar{d})$ и (анти)протонов был проведен в рамках модели коалесценции. На Рисунке 4.40 представлены результаты по параметру коалесценции B_2 для (анти)дейтронов. На панели (а) показана величина B_2 в 2-х бинах по центральности. Уменьшение параметра коалесценции (т.е. вероятности образования кластера) в более центральных столкновениях может быть интерпретировано как увеличение средних межнуклонных расстояний в источнике возрастающего с центральностью размера. Причем, в пределах ошибок измерения нет разницы в результатах для ядер и антиядер, т.е. предполагается идентичность эффективных размеров источника для $d(\bar{d})$. Аналогичный вывод можно сделать и о характере p_t-зависимости для параметра коалесценции (см. нижнюю панель Рисунка 4.40): видно, что в интервале $0<p_t<0.9$ ГэВ/с результаты для дейтронов и антидейтронов аналогичны.

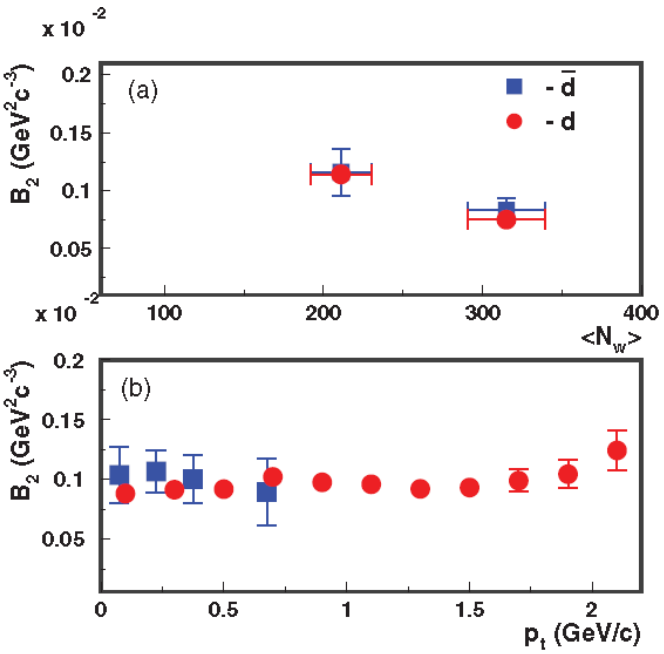

Рис. 4.40. Параметр коалесценции B_2 для d и $\bar{d}$ в Pb+Pb столкновениях при 158A ГэВ в зависимости от центральности столкновения (a) и поперечного импульса (b).

Энергетическая зависимость параметра коалесценции B_2 для антидейтронов в центральных A+A столкновениях представлена на Рисунке 4.41. Данные NA49 (круглый символ) дополнен измерениями при более низких и более высоких энергиях [200-204]. Несмотря на разницу в экспериментальных условиях (энергия, центральность или p_t-интервал) данные показывают незначительное изменение величины B_2 в диапазоне энергий от 17 до 200 ГэВ. Сам характер энергетической зависимости аналогичен результатам по B_2 и B_3 для дейтронов и ^{3}He из предыдущего подраздела (см. рис. 4.32).

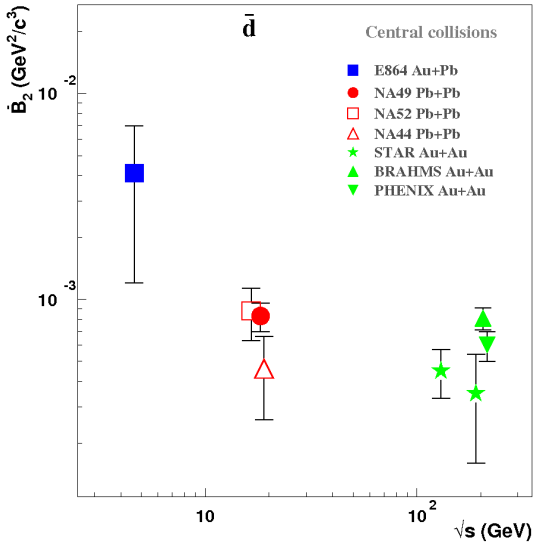

Рис. 4.41. Параметр коалесценции B_2 для анти-d в центральных A+A в зависимости от энергии столкновения.

4.10 Выводы по четвертой главе

Получен большой объем новых экспериментальных данных по рождению легких ядер в центральных Pb+Pb реакциях в диапазоне энергий столкновения от 20 до 158 ГэВ на нуклон. Результаты включают в себя зависимость выходов дейтронов и гелия-3 от быстроты, а также полные выходы *d* и ^{3}He при 5-ти энергиях столкновения. Расчеты по статистической модели для множественностей ядер и показали, что полные выходы легких ядер хорошо описываются данной моделью. На основе анализа быстротных распределений для параметров наклона m_t-спектров для ^{3}He и массовой зависимости $<m_t>$-*m* получены оценки для температуры кинетического фризаута и средней скорости радиального расширения в источнике при нескольких энергиях столкновения. Была впервые получена зависимость выходов нуклонных кластеров (протонов и легких ядер) от массового числа A в различных интервалах фазового пространства, а также изучена энергетическая зависимость экспоненциального фактора подавления выходов кластеров с большей массой - *penalty factor p*. Показано, что значение *penalty* близко к рассчитанному в рамках статистической модели фактору Больцмана. На основе изучения энергетической зависимости отношения *t*/^{3}He в центральных Pb+Pb столкновениях обнаружена корреляция отношений *n/p* и π^-/π^+.

Получены новые экспериментальные данные по выходам антидейтронов в столкновениях Pb+Pb при энергии столкновения 158 ГэВ на нуклон. Впервые изучены зависимость рождения антидейтронов от прицельного параметра столкновения для 0-23% центральных Pb+Pb реакций, а также зависимость от поперечного импульса для отношения антидейтронов к дейтронам. Форма распределения по поперечному импульсу для антидейтронов и дейтронов одинакова при всех центральностях. Отсутствие явной p_t-зависимости для отношения анти-*d*/*d* может означать незначительное влияние процесса аннигиляции в файерболе на характеристики рожденных антидейтронов, что является ожидаемым в случае образования легких анти-ядер в конце процесса эволюции источника частиц (*freezeout*). Впервые получены данные по выходам антидейтронов в зависимости от быстроты, сделаны оценки формы быстротного распределения и полного выхода для анти-*d*. Обнаружено различие в формах распределения по быстроте для дейтронов и антидейтронов: парабола с минимумом в *midrapidity* для *d* и гауссово распределение с максимумом в *midrapidity* для анти-*d*. Подобие распределений для (анти)нуклонов и (анти)нуклонных кластеров указывает на коалесценцию как возможный механизм образования легких (анти)ядер при максимальной энергии SPS. На основе сравнительного анализа выходов антидейтронов и антипротонов импульса в рамках модели

коалесценции, получены значения параметров коалесценции для нескольких значений центральности и в зависимости от поперечного импульса. Быстротные плотности частиц (dN$/dy$) нормированные на число *wounded* нуклонов N_w не зависят от центральности столкновения для дейтронов в интервале от центральных до периферийных столкновений и для антидейтронов в *mid-central* столкновениях. Данное поведение может быть следствием постоянства плотности (анти)нуклонов в Pb+Pb столкновениях при максимальной энергии SPS.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Программе изучение свойств ядерной материи в столкновениях релятивистских ядер был придан дополнительный импульс с появлением новых экспериментальных результатов. К наиболее интересным и потенциально перспективным относятся исследования энергетической зависимости выходов частиц и отношений в области энергий столкновения от нескольких ГэВ до нескольких десятков ГэВ на нуклон. Материя, образованная при таких энергиях, характеризуется максимальной барионной плотностью, причем плотность энергии в центре объема реакции достаточна для фазового перехода к кварк-глюонным степеням свободы.

В ходе выполнения диссертационной работы был решен ряд актуальных задач разработки и создания экспериментальной аппаратуры, а также методов исследования многочастичных адронных состояний в столкновениях ядер свинца.

Основные результаты работы:

1. Предложен и реализован метод калибровки времяпролетной информации с TOF детектора эксперимента NA49, что включает в себя:
    - Разработка и реализация методов геометрической калибровки детектора (TOF alignment);
    - Разработка и реализации методов коррекции времяпролетной информации для всех типов реакций (p+p, p+Pb, Pb+Pb), энергий и прицельных параметров;
    - Создание специализированной программы-клиента для реконструкции времяпролетной информации с TOF детектора, которая применялась для реконструкции всех наборов данных в эксперименте.
2. Разработка и реализация оригинального метода идентификации частиц с использованием комбинированной информации о времени пролета с TOF и ионизационных потерь с время-проекционных камер NA49. Метод позволяет эффективно разделять адроны (пионы, каоны, (анти)протоны) с импульсами от 1 до 10 ГэВ/с и легкие ядра (*d, t*, ^{3}He) до 15 ГэВ/с.
3. Разработан метод анализа инвариантных спектров и выходов частиц для π, *K, p, d, t,* ^{3}*He.* Метод включает в себя подробный анализ эффективностей и систематических ошибок, моделирование детектора, а также учет вклада от распадов резонансов.
4. Впервые получены экспериментальные данные по выходам заряженных пионов и каонов в центральных Pb+Pb соударениях при 5 энергиях столкновения от 20 до 158 ГэВ на

нуклон. Инвариантные спектры получены при центральной быстроте в интервале по поперечному импульсу от p_t = 0 до 2 ГэВ/с.

5. Изучена энергетическая зависимость интегрированных по поперечному импульсу выходов пионов и каонов на единицу быстроты dN/dy, а также параметров наклонов спектров T и средней поперечной массы $\langle m_t \rangle - m$ в центральных Pb+Pb столкновениях. Энергетическая зависимость отношения K^+/π^- имеет явный максимум при энергии пучка 30 ГэВ на нуклон. Характерная форма K^+/π^- отношения (*"Horn"*) может быть интерпретировано как сигнал о фазовом переходе в ядерной материи (*onset of deconfinement*). Параметр наклона спектров T не меняется в интервале энергий столкновения от 20 до 158 ГэВ, однако растет с увеличением энергии при более низких и значительно более высоких энергиях. Подобное поведение (*"Plato"*) предсказано при образовании смешанной фазы адронного газа и кварк-глюонной плазмы.
6. Впервые подробно исследована зависимость выходов заряженных пионов и каонов от центральности столкновения в Pb+Pb реакциях при энергии столкновения 40 и 158 ГэВ на нуклон. Инвариантные спектры получены при центральной быстроте (*midrapidity*) в интервале по поперечному импульсу от 0 до 2 ГэВ/с.
7. Впервые изучена зависимость от прицельного параметра плотностей адронов на единицу быстроты dN/dy, а также формы спектров по поперечной массе m_t в рамках BlastWave анализа. Характер изменения параметров спектров по поперечной массе соответствует возрастанию *stopping power* в центральных столкновениях. Анализ спектров адронов в рамках BlastWave модели указывает на монотонное уменьшение температуры кинетического фризаута с увеличением центральности при энергии столкновения 158A ГэВ.
8. Впервые получены систематические данные по выходам протонов и антипротонов в центральных Pb+Pb соударениях при 5 энергиях столкновения (20, 30, 40, 80, и 158 ГэВ на нуклон), а также в MinBias Pb+Pb реакциях при 40A и 158A ГэВ. Инвариантные спектры измерены при центральной быстроте в интервале по поперечному импульсу от p_t=0 до 3 ГэВ/с.
9. Изучена энергетическая зависимость и зависимость от центральности плотностей (анти)нуклонов на единицу быстроты dN/dy, параметров наклонов спектров T, средней поперечной кинетической энергии $\langle m_t \rangle - m$, а также отношения антипротонов к протонам и антипротонов к анти-Λ. Данные демонстрируют что:
   - Отношение антипротонов к протонам при центральной быстроте быстро растет с увеличением энергии столкновения, увеличиваясь почти на 2 порядка при 158 ГэВ на нуклон по сравнению со значением анти-p/p при 20A ГэВ, что указывает на быстрое

уменьшение нет-барионной плотности (барионы минус анти-барионы) в центральных столкновениях тяжелых ядер при больших энергиях столкновения.

- Форма распределений по поперечной массе m_t зависит от центральности столкновения, - характерные параметры наклона спектров растут с увеличением центральности столкновения, указывая на возрастающую роль коллективных потоков в файерболе. Однако, для центральных столкновений параметры наклонов не зависят от энергии столкновения, данная характерная зависимость параметров наклонов спектров (*–Plato*") подтверждается измерениями для пионов и каонов, указывая на возможное образование смешанной фазы адронного газа и кварк-глюонной плазмы при энергиях SPS.
- Отношение анти-Лямбда к антипротонам возрастает с уменьшением энергии столкновения в центральных Pb+Pb, следуя тренду, обнаруженному в измерениях при энергиях AGS (коло 10 ГэВ на нуклон). Возможное объяснение данной зависимости – значительная разница в величине сечения аннигиляции для странных антибарионов и античастиц со странностью 0 в плотной ядерной материи.

10. Получен большой объем новых экспериментальных данных по рождению легких ядер в центральных Pb+Pb реакциях в диапазоне энергий столкновения от 20 до 158 ГэВ на нуклон. Впервые получена и проанализирована зависимость выходов дейтронов и ^{3}He от быстроты, а также полные выходы d и ^{3}He при 5-ти энергиях столкновения. Проведены расчеты по статистической модели для множественностей ядер и показано, что полные выходы легких ядер хорошо описываются данной моделью.
11. Впервые получены и проанализированы быстротные распределения параметров наклона m_t-распределений для ^{3}He. Впервые получены оценки для температуры кинетического фризаута и средней скорости радиального расширения в источнике частиц на основе анализа параметров наклонов спектров для нуклонных кластеров (p, d, ^{3}He) при нескольких энергий столкновения.
12. Впервые получена зависимость выходов нуклонных кластеров (протонов и легких ядер) от массового числа A в различных интервалах фазового пространства. Изучена энергетическая зависимость экспоненциального фактора подавления выходов кластеров с большей массой - *penalty factor p*. Показано, что значение *penalty* близко к рассчитанному в рамках статистической модели фактору Больцмана.
13. Впервые получено отношение выходов тритонов к гелию-3 в зависимости от поперечного импульса при нескольких энергиях столкновения. Изучена энергетическая зависимость отношения $t/^3$He в центральных Pb+Pb столкновениях и обнаружена

корреляция отношений $t/^3$He и π^-/π^+, что указывает на схожесть процессов динамической эволюции изоспинового состава продуктов реакции для пионов и легких ядер.

14. Получены новые экспериментальные данные по выходам антидейтронов в столкновениях Pb+Pb при энергии столкновения 158 ГэВ на нуклон. Впервые изучены зависимость рождения антидейтронов от прицельного параметра столкновения для 0-23% центральных Pb+Pb реакций, а также зависимость от поперечного импульса для отношения антидейтронов к дейтронам. Форма распределения по поперечному импульсу для антидейтронов и дейтронов одинакова при всех центральностях. Отсутствие явной p_t-зависимости для отношения анти-d/d может означать незначительное влияние процесса аннигиляции в файерболе на характеристики рожденных антидейтронов, что является ожидаемым в случае образования легких анти-ядер в конце процесса эволюции источника частиц (freezeout).
15. Впервые получены данные по выходам антидейтронов в зависимости от быстроты, сделаны оценки формы быстротного распределения для анти-*d*. Показано, что распределения по быстроте для дейтронов и антидейтронов имеют различную форму: парабола с минимумом в *midrapidity* для *d* и гауссово распределение с максимумом в *midrapidity* для анти-*d*. Подобие распределений для (анти)нуклонов и (анти)нуклонных кластеров указывает на коалесценцию как возможный механизм образования легких (анти)ядер при максимальной энергии SPS.
16. Впервые проведен сравнительный анализ выходов антидейтронов и антипротонов в зависимости от центральности столкновения и поперечного импульса в рамках модели коалесценции, получены значения параметров коалесценции для нескольких значений центральности. Быстротные плотности частиц dN/dy нормированные на число нуклонов-участников N_w не зависят от центральности столкновения для дейтронов в интервале от центральных до периферийных столкновений и для антидейтронов в mid-central столкновениях. Данное поведение может быть следствием постоянства плотности (анти)нуклонов в Pb+Pb столкновениях при максимальной энергии SPS.

Список работ, опубликованных автором по теме диссертации

По материалам диссертации опубликованы следующие работы в изданиях, рекомендованных ВАК для докторских диссертаций:
(Реферируемый журнал "Письма в журнал Физика элементарных частиц и атомного ядра" [ISSN 1814-5957] до 2000 года назывался "Краткие сообщения ОИЯИ")

[A1] С.В. Афанасьев, Л.Я. Жильцова, В.И. Колесников, А.И. Малахов, Г.Л. Мелкумов, А.Ю. Семенов, "Сцинтилляционные детекторы для прецизионных временных измерений" Краткие сообщения ОИЯИ, N1(81)-97, 1997, с.45. УДК 41-30

[A2] С.В. Афанасьев, А.Ю. Исупов, В.И. Колесников, А.И. Малахов, Г.Л. Мелкумов, А.Ю. Семенов, "Многоканальный времяпролетный детектор в составе адронного спектрометра NA49 в ЦЕРН" Краткие сообщения ОИЯИ, N5(85)-97, 1997, с.69. УДК 539.1.074.

[A3] S. Afanasiev, .., V.I. Kolesnikov et al (NA49 Collaboration) "The NA49 large acceptance hadron detector", Nucl.Instrum.Meth. A430, 210-214 (1999).

[A4] S.V. Afanasiev, V.I. Kolesnikov et al (NA49 Collaboration) "Deuteron production in central Pb + Pb collisions at 158-A-GeV", Phys.Lett. B486, 22-28 (2000).

[A5] S.V. Afanasiev, …, V.I. Kolesnikov et al, "New results from NA49", Nucl.Phys. A698, 104-111 (2002).

[A6] S.V. Afanasiev, …, V.I. Kolesnikov et al (NA49 Collaboration) "Energy dependence of pion and kaon production in central Pb + Pb collisions", Phys.Rev. C66, 054902 (2002).

[A7] S.V. Afanasiev, …, V.I. Kolesnikov et al, "Recent results on spectra and yields from NA49", Nucl. Phys. A715, 161-170 (2003).

[A8] V.I. Kolesnikov for the NA49 Collaboration "Hadron production at SPS energies", Nucl. Phys. A 734, 45-48 (2004).

[A9] T. Anticic, …, V.I. Kolesnikov et al (NA49 Collaboration) "Energy and centrality dependence of deuteron and proton production in Pb+P collisions at relativistic energies", Phys. Rev. C 69, 024902 (2004).

[A10] C. Alt, …, V.I. Kolesnikov et al (NA49 Collaboration) "Energy and centrality dependence of ant-p and p production and the anti-□/anti-p ratio in Pb+Pb collisions between 20A GeV and 158A GeV", Phys. Rev. C 73, 044910 (2006).

[A11] V.I. Kolesnikov for the NA49 Collaboration "Anti-nuclei and nuclei production in Pb+Pb collisions at CERN SPS energies", J.Phys.Conf.Ser. 110 (2008) 032010.

[A12] C. Alt, …, V.I. Kolesnikov et al (NA49 Collaboration) "Pion and kaon production in central Pb+Pb collisions at 20A GeV and 30A GeV: Evidence for the onset of deconfinement", Phys. Rev. C 77, 024903 (2008).

[A13] T. Anticic, …, V.I. Kolesnikov et al (NA49 Collaboration) –System-size and centrality dependence of charged kaon and pion production in nucleus-nucleus collisions at 40A GeV and 158A GeV beam energy", Phys. Rev. C 86, 054903 (2012)

[A14] T. Anticic, …, V.I. Kolesnikov et al (NA49 Collaboration) –Antideuteron and deuteron production in midcentral Pb+Pb collisions at 158A GeV", Phys. Rev. C 85, 044913 (2012)

[A15] T. Anticic, …, V.I. Kolesnikov et al (NA49 Collaboration) –Production of deuterium, tritium, and 3He in central Pb+Pb collisions at 20A, 30A, 40A, 80A, and 158A GeV at the CERN Super proton Synchrotron", Phys. Rev. C 94, 044906 (2016).

Публикации в других научных изданиях

Alt, C., .. Kolesnikov, V.I. et al –Recent results on (anti)nucleus and (anti)hyperon production in nucleus-nucleus collisions at CERN SPS energies", Proceedings of Science (CPOD 2007), ISNN: 18248039 (входит в базу данных Scorpus).

V.I. Kolesnikov –Production of (anti)deuterons in heavy-ion collisions at SPS energies", Proceedings of Science (Baldin ISHEPP XXII), 075 (2014) (входит в базу данных Scorpus).

V.I. Kolesnikov –Recent results of light nuclei production from the NA49 experiment", EPJ Web of Conferences **138**, 03001 (2017) (входит в базу данных SciVerse Scorpus).

БЛАГОДАРНОСТИ

Любая сколь-нибудь значимая экспериментальная работа в области физики частиц и ядерных столкновений является результатом работы большого количества людей. Вклад многих из них в финальный результат, представленный в виде нескольких точек или всего лишь пары опубликованных распределений, бессмысленно определять в процентном выражении. Без напряженной многолетней работы коллектива получение любых научных результатов, в том числе и тех, которые представлены в данной работе, было бы невозможным. В течении более 20 лет моими коллегами по коллаборации NA49 побывало огромное количество ученых, и всем им я очень признателен, тем не менее я бы хотел выразить особенную благодарность некоторым из тех, с кем мне довелось работать эти годы.

Прежде всего, я бы хотел выразить большую признательность моим коллегам А. Ю. Семенову, С. В. Афанасьеву и А. Ю. Исупову с которыми мы начинали в этом проекте в далеком сейчас 1994 году. Исключительно экстремальные исходные условия: новая на тот момент область исследований, сжатые сроки, отсутствие опыта участия в больших международных проектах, недостаток финансирования компенсировался огромным энтузиазмом и сплоченностью небольшого коллектива. А полученный за короткий срок (практически за 1 год!) результат – создание и запуск в эксплуатацию 900-канального времяпролетного детектора является феноменальным достижением, гордость за который, я надеюсь, мы все испытываем до сих пор!

Роль руководителей проектов часто остается недооцененной рядовыми сотрудниками прежде всего из-за того, что часто локальные задачи и проблемы, решаемые индивидуумом, выглядят для него гораздо более важными и запоминающимися, чем большинство принципиальных стратегических решений, принимаемых ежедневно лидерами, - и которые или просто неизвестны, либо выглядят вполне очевидными постфактум (т.е. по прошествии многих лет). Я считаю, что нам очень повезло с тем, что руководителями проекта NA49 в ОИЯИ на протяжении этих лет являлись А. И. Малахов и Г. Л. Мелкумов, чье упорство в достижении цели и высокий профессионализм имело принципиальное значение для успеха всего проекта.

Я бы хотел поблагодарить Директоров ОИЯИ акад. А. Н. Сисакяна и акад. В. А. Матвеева, а также Директоров Лаборатории высоких энергий акад. А. М. Балдина, проф. А. И. Малахова, проф. В. Д. Кекелидзе за многолетнюю поддержку нашего проекта.

За годы работы в эксперименте я встречался с огромным количеством очень талантливых и ярких людей. Я бы хотел прежде всего выразить признательность руководителям эксперимента NA49 Рейнхарду Штоку (R. Stock) и Петеру Сейботу (P. Seyboth) за то, что они поддержали группу ОИЯИ в самом начале и продолжали верить в нас все эти

годы. Неоценимую помощь в самом начале пути нам оказали наши коллеги из Марбургского университета. На протяжении многих лет Марбург был для нас второй ~~–б~~азой", где мы проводили многие месяцы и где в тесном контакте с Андресом Пипером (A. Piper), Франком Екхардтом (F. Eckhardt), Волькером Фризе (V. Friese), Клаудией Хоехне (C. Hoehne) зарождались, тестировались, развивались и крепли те идеи и методы, которые привели к большому количеству фундаментальных научных результатов и позволивших подготовить эту диссертацию. И, конечно же, без многолетнего лидера Марбургской группы проф. Фолка Пулхофера (F. Puelhofer) это очень успешное сотрудничество Дубны и Марбурга было бы невозможным!

Эксплуатация детектора в процессе набора данных требует скрупулезного контроля множества параметров его работы, а также быстрых и эффективных действий для решения обнаруженных проблем. Хотелось бы выразить признательность всем участникам экспериментальных ранов в ЦЕРН: и команде ускорителя и ответственным за подсистемы NA49 благодаря профессионализму которых связка ускоритель-детектор работала так успешно. Особенная благодарность Золтану Фодору (Z. Fodor) за огромную помощь, оказанную в поддержании триггерной системы TOF, а мои успехи и достижения в калибровке и реконструкции TOF информации были бы гораздо скромнее без помощи софтверного координатора Предрага Бунчича (P. Buncic).

Наше представление о физических процессах в столкновениях ядер менялось все это время под воздействием полученных новых результатов. Мне было крайне интересно и очень полезно принимать самое активное участие в этой деятельности благодаря, в том числе и важным урокам, которые я получил при обсуждении результатов или в простом общении со многими выдающимися экспертами в этой области физики. Сейчас в это трудно поверить, но первые результаты по K/π отношению с TOF детектора при одной энергии столкновения (по-моему, 40A ГэВ) были получены просто как by-product анализа выходов дейтронов за 4-5 дней по личной просьбе Марека Газдзики (M. Gazdzicki) и считались просто блажью, так как в предсказанный им Horn (называемый сейчас Marek‘s Horn или NA49-Horn) в коллаборации мало кто верил. В значительной степени благодаря настойчивости Марека изучение этой наблюдаемой было признано перспективной задачей и в коллаборации и в ЦЕРНе, а изучение энергетической зависимости выходов пионов и каонов с TOF – моей основной задачей почти на 3 года. Экспериментальное обнаружение предсказанной не монотонности в энергетической зависимости выходов адронов (Horn-Step-Kink) оказало огромное влияние не только на мою научную карьеру, но и на последующую стратегию развития heavy-ion исследований (одних только новых программ появилось более 4-х за эти годы: SPS/NA61, RHIC/BES, FAIR/CBM, NICA/MPD!).

Получение новых результатов — это не только успехи и открытия, но и каждодневная рутинная работа, требующая много сил и большого терпения. Подготовка и представление данных, выступления на рабочих митингах и конференциях, написание публикаций отнимает гораздо больше времени, чем всегда хочется на это тратить. Поэтому столь ценна помощь и вклад других людей, с которыми делил все тяготы этой непростой работы. Я очень признателен своему многолетнему соавтору Г. Л. Мелкумову, а также Герберту Штробеле (H. Strobele), Мареку Газдзики (M. Gazdzicki) и Петеру Сейботу (P. Seyboth) за то, что они взяли на себя ответственность за написание некоторых статей, включенных в список представленных результатов, а также оказывали мне посильную помощь в редактировании других.

Я бы хотел поблагодарить моих коллег А. Г. Литвиненко и П. И. Зарубина за плодотворное обсуждение полученных результатов и помощь при подготовке диссертации, а также Ю. С. Анисимова, С. Г. Резникова, В. К. Бондарева и А. Н. Хренова за многолетнее сотрудничество.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] J.D. Bjorken, Phys. Rev. 179 (1969) 1547; J.D. Bjorken, A. Paschos, Phys. Rev. 185 (1969) 1975.

[2] E. D. Bloom et al, Phys. Rev. Lett 23 (1969) 930; M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 935; G. Miller et al, Phys.Rev. D5 (1972) 528.

[3] R.P. Feynman, Photon-Hadron Interactions (W.A. Benjamin Co., New York, 1972).

[4] H. Fritzsch, M. Gel-Mann, and H. Leutwyler, Phys. Lett. B47, 365 (1973).

[5] H. J. Lipkin, Phys. Rep. 8C, 173 (1973).

[6] J. L. Rosner, Phys. Rep. 11C, 191 (1974).

[7] A. Casher, J. Kogut, and L. Susskind, Phys. Rev. D, vol. 10, no. 2, pp. 732-745,1974.

[8] K. G. Wilson, Phys. Rev. D, vol. 10, no. 8, pp. 2445-2459, 1974.

[9] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 30, 1343 (1973)

[10] H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. 30, 1346 (1973).

[11] S. Bethke, MPP-2012-132, arXiv:1210.0325.

[12] J. C. Collins and M. J. Perry, Phys. Rev. Lett. 34, 1353 (1975).

[13] N. Cabibbo and G. Parisi, Phys. Lett. B59, 67 (1975).

[14] E. V. Shuryak Zh. Eksp. Teor. Fiz. 74, 408 (1978).

[15] S. Borsanyi *et al.*, Phys. Lett. B 730, 99 (2014); Phys. Rev. D 92, 014505 (2015).

[16] F. Karsch, E. Laermann, A. Peikert, C. Schmidt, and S. Stickan, Nucl. Phys. Proc. Suppl., 94:411–414 (2001).

[17] R. Rapp, T. Schafer, E. V. Shuryak, and M. Velkovsky, Annals Phys., 280:35–99, 2000.

[18] M. A. Stephanov, K. Rajagopal, and E. V. Shuryak. Phys. Rev. Lett. 81, 4816 (1998).

[19] A. Bazavov et al., Phys. Rev., D80:014504 (2009).

[20] S. Nagamiya, and M. Gyulassy, Adv. Nucl. Phys. 13, 201 (1984).

[21] W. Scheid, H. Muller, and W. Greiner, Phys. Rev. Lett., 32, 741 (1974).

[22] J. Gosset, H.H. Gutbrod, W.G. Meyer, A. M. Poskanzer, A. Sandoval, et al. Phys. Rev. C 16, 629 (1977).

[23] A. A. Kuznetsov. Nucl. Phys. A400:493C–524C, (1983).

[24] R. Stock, Phys. Rept., 135:259–315, 1986.

[25] U. Heinz, Nucl. Phys. A 685, 414 (2001).

[26] G. J. Odiniec, Nucl. Phys. A 638, 135 (1998).

[27] E. Andersen et al (WA97 Collaboration) Phys. Lett. B 449, 401 (1999).

[28] J. Rafelski and B. Muller, Phys. Lett. 48, 1066 (1982).

[29] P. Koch, B. Muller, and J. Rafelski, Phys. Rept. 142, 167 (1986).

[30] M. Gazdzicki and D. Rohrich, Z. Phys. C 65, 215 (1995); 71, 55 (1996): M. Gazdzicki, Z. Phys. C 66, 659 (1995).

[3] F.Wang, H. Liu, H. Sorge, N. Xu, and J. Yang, Phys. Rev. C 61, 064904 (2000).

[32] S.V. Afanasiev et al (The NA49 Collaboration), ADDENDUM–2 to PROPOSAL SPSLC/P264, CERN/SPSC 98–4 CERN/SPSLC/P264 Add. 2 9 January 1998.

[33] T.Akesson et al, Nucl, Phys. B 246 (1984) 1-11.

[34] G.S. Abrams et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 10.

[35] T. A. Armstrong *et al.* (E864 Collaboration), Phys. Rev. C **59**, 2699 (1999).

[36] B. B. Back *et al.* (E917 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **87**, 242301 (2001).

[37] J. Schaffner, I.N. Mishustin, L.M. Satarov, H. Stöcker, W. Greiner, Z. Phys. A 341 (1991) 47.

[38] V. Koch, G.E. Brown, C.M. Ko, Phys. Lett. B 265 (1991) 29.

[39] F. Karsch, hep-lat/0601013.

[40] Z. Fodor, and S.D. Katz, JHEP 0203 (2002) 014.

[41] M. Asakawa et al., Phys. Rev. Lett. 101, 122302 (2008).

[42] C. Nonaka, M. Asakawa, and S.A. Bass, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 35 (2008) 104099.

[43] Xiao-Feng L., M. Shao, Ch. Li, Hong-Fang Ch., Phys. Lett. B 673, 268 (2009).

[44] Z. Feckov, J. Steinheimer, B. Tomasik, and M. Bleicher, Phys. Rev. C 92, 064908 (2015).

[45] W. Busza and A. S. Goldhaber, Phys. Lett. B 139 (1984) 235.

[46] F. Videbaek and O. Hansen, Phys. Rev. C 52 (1995) 2684.

[47] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D 27 (1983) 140.

[48] B. Hong et al. [FOPI Collaboration], Phys. Rev. C 57 (1998) 244.

[49] B. B. Back et al. [E917 Collaboration], Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 1970.

[50] B. Anderson et al., Nucl. Phys. B 281, 289 (1987).

[51] A. Capella et al., Phys. Rep. 236, 225 (1994).

[52] D. Kharzeev, Phys. Lett. B 378, 238 (1996).

[53] I.G. Bearden et al. Phys. Rev. Lett. 78 2080 (1997).

[54] A. Polleri, J. Bondorf, and I. Mishustin, Phys. Lett. B 419, 19 (1998).

[55] S. T. Butler and C. A. Pearson, Phys. Rev. 129, 836 (1963).

[56] A. Schwarzschild and C. Zupancic, Phys. Rev. 129, 854 (1963).

[57] S. Mrowczynski, Phys. Lett. B 277, 43 (1992).

[58] R. Scheibl and U. Heinz, Phys. Rev. C 59, 1585 (1999).

[59] M. Bleicher *et al.*, Phys. Lett. B 361, 10 (1995).

[60] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. P. Wessels, N. Xu, Phys. Lett. B365 1 (1996).

[61] M. B. Tsang et al, Phys. Rev. Lett. 86, 5023 (2001).

[62] A. Ono, P. Danielewicz, W. A. Friedman, W. G. Lynch, and M. B. Tsang, Phys. Rev. C 68, 051601(R) (2003).

[63] C. B. Das, S. Das Gupta, W. G. Lynch, A. Z. Mekjian, and M. B. Tsang, Phys. Rep. 406, 1 (2005).

[64] P. Danielewicz, R. Lacey, and W. G. Lynch, Science 298, 1592 (2002).

[65] Zhao-Qing Feng and Gen-Ming Jin, Phys. Rev. C 82, 044615 (2010).

[66] K. Hagel et al, Phys. Rev. C 62, 034607 (2000).

[67] Bao-An Li, Phys. Rev. C 69, 034614 (2004).

[68] J. Bachler *et al*. Phys. Lett. B184 (1987) 271.

[69] C. deMarzo *et al*., NIM 217, 405 (1983).

[70] В.А. Григорьев и др. Электронные методы ядерно-физического эксперимента. Энергоатомиздат, 1988.

[71] Bicron Scintillation Products, P.O.B. 3093, NL-3760 DB Soest.

[72] И. И. Анисимова, Б. М. Глуховской. Фотоэлектронные умножители. Москва, "Советское радио", 1974.

[73] А. Ю. Семенов. Кандидатская диссертация. ОИЯИ, Дубна, 1998.

[74] Mod. SY527. technical Information manual. C.A.E.N. 1995.

[75] 16 channel CFD Module, ERT 5.03.02.2, IMCT, H-1121, Budapest.

[76] Model 1885F FASTBUS ADC. Operators manual. LeCroy 1994.

[77] Model 1875A FASTBUS TDC. Operators manual. LeCroy 1994.

[78] J. Moliwar. Buda trigger unit. MTA Alotki. Debrecen 1999.

[79] KineticSystems Co. Segment Interconnect. F900. Oct. 1997.

[80] DIR-1000L. Sony Corp., Japan, 1992.

[81] Eltec. Eurocom5. Hardware Manual. 68020 CPU Board. Rev.1A.10.07.1987.

[82] A. Marchioro. Event Builder. User's guide. ALEPH 88-59, DATACQ 88-11, 6.6.1988.

[83] A. Castro, A. Miotto. AEB FASTBUS Library. ALEPH 88-59, DATACQ 88-12, 17.6.1988.

[84] Калибровка 900-канального времяпролетного детектора и измерение спектров адронов во взаимодействиях ядер Pb+Pb при энергии 158 ГэВ/нуклон: диссертация … кандидата физико-математических наук: 01.04.01 / Объед. ин-т. ядер. исслед. (ОИЯИ), Дубна 2002.

[85] R. Zybert. DSPACK (version 1.0). NA49 Note 14.12.1993.

[86] http://pdg.lbl.gov

[87] R. Brun et al., CERN-DD/EE/84-1, Sept. 87.

[88] K. Werner, Phys. Rep. 232, 87 (1993).

[89] T.F. Hoang, B. Cork, and H.J. Crawford, Z. Phys. C 29, 611 (1985).

[90] C. Alt *et al.* (NA49 Collaboration), Phys. Rev. C 78, 034918 (2008).

[91] T. Anticic *et al.* (NA49 Collaboration), Phys. Rev. C 80, 034906 (2009).

[92] F. Antinori *et al.* (NA57 Collaboration), Nucl. Phys. A715, 140c (2003).

[93] L. Ahle et al. (E866 Collaboration) Phys. Lett. B 476 (2000) 1-8; J. L. Klay et al. (E895 Collaboration) Rev. C 68, 054905 (2003).

[94] J. L. Klay *et al.* (E895 Collaboration), Phys. Rev. C 68, 054905 (2003).

[95] B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. C 81, 024911. (2010); M. M. Aggarwal *et al.* (STAR Collaboration), *ibid.* 83, 024901 (2011).

[96] W. Ehehalt and W. Cassing, Nucl. Phys. A 602, 449 (1996); W. Cassing and E. L. Bratkovskaya, Phys. Rep. 308, 65 (1999).

[97] H. Petersen, M. Bleicher, S. A. Bass, and H. Stocker, arXiv:0805.0567 [hep-ph].

[98] J. Cleymans, E. Suhonen, G.M. Weber, Z. Phys. C53 (1992) 485; J. Cleymans, K. Redlich and E. Suhonen, Z. Phys. C51 (1991) 137.

[99] H. Sorge, Phys. Rev. C 52, 3291 (1995)

[100] STAR BES White paper: SN0598.

[101] J. Letessier and J. Rafelski, Eur.Phys.J.A35:221-242, 2008.

[102] J. K. Nayak, J. Alam, P. Roy, A. K. Dutt-Mazumder, and B. Mohanty, Acta Phys. Slov. 56, 27 (2006).

[103] M. Bleicher, arXiv:hep-ph/0509314.

[104] S. V. Akkelin and Yu. M. Sinyukov, Phys. Rev. C 73, 034908 (2006).

[105] A. Palmese, W. Cassing, E. Seifert, T. Steinert, P. Moreau, and E. L. Bratkovskaya, Phys. Rev C 94, 044912 (2016).

[106] T. D. Cohen, R. J. Furnstahl, and D. K. Griegel, Phys. Rev. C 45, 1881 (1992).

[107] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, and J. Stachel, Phys. Lett. B 673, 142 (2009).

[108] R. Hagedorn, CERN-TH-4100/85 (1985).

[109] C. Alt *et al.* (NA49 Collaboration), Eur. Phys. J. C 45, 343 (2006).

[110] T. Anticic *et al.* (NA49 Collaboration), Eur. Phys. J. C 68, 1 (2010).

[111] C. Alt *et al.* (NA49 Colaboration), Phys. Rev. Lett. 94, 052301 (2005).

[112] R. J. Glauber, Phys. Rev. 100, 242 (1955).

[113] C. Blume, J. Phys. Conf. Ser. 230, 012003 (2010).

[114] R. D. Field and R. P. Feynman, Nucl. Phys. B 136, 1 (1978).

[115] F. Becattini *et al* Phys. Rev. C 73 044905 (2006).

[116] C. Blume (for the NA49 Collab.) J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 34 (2007) S951–S954.

[117] L. Ahle *et al* (E802 Collab.) Phys. Rev. C 60 064901 (1999).

[118] H. Appelshauser *et al* (NA49 Collab.) Phys. Rev. Lett. 82 2471 (1999).

[119] I. G. Bearden *et al* (BRAHMS Collab.) Phys. Rev. Lett. 93 102301 (2004).

[120] H. Petersen and M. Bleicher, nucl-th/0611001.

[121] B. B. Back *et al* (E917 Collab.) Phys. Rev. Lett 86 1970 (2001).

[122] J. Bachler *et al* (NA35 Collaboration) Phys. Rev. Lett. 72 1419 (1994).

[123] B.Alper *et al.* (British-Scandinavian Collaboration), Nucl. Phys. B 100, 237 (1975).

[124] K. Aamodt *et al.* (ALICE Collaboration), Phys. Rev. Lett. 105, 072002 (2010).

[125] B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. C 79, 034909 (2009).

[126] B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. C 81, 024911 (2010).

[127] J. Barrette *et al.* (E877 Collaboration), Phys. Rev. C 62, 024901 (2000).

[128] A. B. Kaidalov, L. A. Ponomarev, and K. A. Ter-Martirosyan, Sov. J. Nucl. Phys. 44, 468 (1986).

[129] D. Kharzeev, Phys. Lett. B 378, 238 (1996).

[130] S. Singha, P. K. Netrakanti, L. Kumar, and B. Mohanty Phys. Rev C 82, 044902 (2010).

[131] C. Alt et al. (NA49 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 94, 192301 (2005).

[132] M. Kaneta et al. (NA44 Collaboration), J. Phys. G 23, 1865 (1997).

[133] F. Antinori et al. (NA57 Collaboration), Phys. Lett. B 595, 68 (2004).

[134] S. Albergo et al. (E896 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 88, 062301 (2002).

[135] B. B. Back et al. (E917 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 87, 242301 (2001).

[136] S. Ahmad et al. (E891 Collaboration), Phys. Lett. B 382, 35 (1996).

[137] C. Adler et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 89, 092301 (2002).

[138] J. Adams et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 92, 182301 (2004).

[139] K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 89, 092302 (2002).

[140] C. Adler et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 86, 4778 (2001).

[141] J. Adams et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 92, 112301 (2004).

[142] K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. C 69, 024904 (2004).

[143] J. Cleymans and H. Satz, Z. Phys. C 57, 135 (1993).

[144] J. Cleymans, S. Kabana, I. Kraus, H. Oeschler, K. Redlich, and N. Sharma, Phys. Rev C 84, 054916 (2011).

[145] T. Anticic *et al.* (NA49 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 93, 022302 (2004).

[146] B. B. Back *et al.* (E917 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 87, 242301 (2001).

[147] T. A. Armstrong *et al.* (E864 Collaboration), Phys. Rev. C 59, 2699 (1999); T. A. Armstrong *et al.* (E864 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 79, 3351 (1997); D. Beavis *et al.* (E878 Collaboration), *ibid.* 75, 3633 (1995).

[148] K. Adcox *et al.* (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 89, 092302 (2002).

[149] J. Cleymans and K. Redlich, Phys. Rev. Lett. 81, 5284 (1998).

[150] F. Antinori *et al.* (NA57 Collaboration), Nucl. Phys. A715, 140c (2003).

[151] M. Bleicher, M. Reiter, A. Dumitru, J. Brachmann, C. Spieles, S. A. Bass, H. Stocker, andW. Greiner, Phys. Rev. C 59, R1844 (1999); S. A. Bass *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. 41, 225 (1998).

[152] X. F. Luo, M. Shao, Ch. Li, H. F. Chen, Phys. Lett. B 673 (2009) 268–271.

[153]K. Grebieszkow for the NA49 collaboration Nucl. Phys. A 830 (2009) 547c–550c.

[154] J. L. Klay *et al.* (E895 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 88, 102301 (2002).

[155] B. B. Back *et al.* (E917 Collaboration), Phys. Rev. C 66, 054901 (2002).

[156] I. Ahle *et al.* (E802 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 81, 2650 (1998).

[157] I. Arsene *et al.* (BRAHMS Collaboration), Nucl. Phys. A 757, 1 (2005).

[158] E. Schnedermann, J. Sollfrank, and U. Heinz, Phys. Rev. C 48, 2462 (1992).

[159] B.I. Abelev et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. C 79, 034909 (2009).

[160] K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. C 69, 024904 (2004).

[161] I. Arsene et al. (BRAHMS Collaboration), Phys. Rev. C 72, 014908 (2005).

[162] T. A. Armstrong, et al (E864 Collaboration), Phys. Rev. C 60, 064903 (1999).

[163] T. A. Armstrong, et al (E864 Collaboration), Phys. Rev. C 61,064908 (2000).

[164] M. J. Bennett, et al (E878 Collaboration) Phys. Rev. C 58, 1155 (1998).

[165] J. L. Klay et al. (E895 Collaboration), Phys. Rev. C 68, 054905 (2003).

[166] I. G. Bearden et al., (NA44 Collaboration), Eur. Phys. J. C 23, 237 (2002).

[167] J. D. Bjorken Phys. Rev. D 27, 140 (1998).

[168] F. C. Zhou1 , Z. B. Yin and D. C. Zhou, *arxiv.org/pdf/0909.5046.*

[169] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, and J. Stachel, Phys. Lett. B 673, 142 (2009).

[170] J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich, and S. Wheaton, Phys. Rev. C 73, 034905 (2006).

[171] V. Vovchenko, V. V. Begun, and M. I. Gorenstein, arXiv:nucl-th/1512.08025v1.

[172] P. J. Siemens and J. I. Kapusta, Phys. Rev. Lett. 43, 1486 (1979).

[173] D. Hahn and H.Stocker, Nucl. Phys. A 476, 718 (1988).

[174] J. Barrette *et al.* (E877 Collaboration), Phys. Rev. C 61, 044906 (2000).

[175] J. I. Kapusta, Phys. Rev. C 21, 1301 (1980).

[176] C. Alt et al (NA49 Collaboration) Phys. Rev C77, 064908 (2008).

[177] F. Becattini and J. Cleymans J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 34 (2007) S959–S963.

[178] J. Adam *et al.* (ALICE Collaboration), Phys. Rev. C 93, 024917 (2016).

[179] P. Braun-Munzinger and J. Stachel, J. Phys. G 21, L17 (1995).

[180] R. Arsenescu *et al.* New J. Phys. 5, 1 (2003).

[181] J. Steinheimer *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. 389, 012022 (2012).

[182] S. Albergo *et al.* (E896 Collaboration), Phys. Rev. C 65, 034907 (2002).

[183] C. Adler *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 87, 262301 (2001).

[184] E. Schnedermann, J. Sollfrank, and U. Heinz, Phys. Rev. C 48, 2462 (1993).

[185] Lokesh Kumar (STAR Collaboration), Nucl. Phys. A 931, 1114 (2014).

[186] L. Ahle *et al.* (E802 Collaboration), Phys. Rev. C 60, 064901 (1999).

[187] G. Ambrosini *et al.* (NA52 Collaboration), Phys. Lett. B 417, 202 (1998).

[188] I. G. Bearden *et al.* (NA44 Collaboration), Eur. Phys. J. C 23, 237 (2002).

[189] C. Adler *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 87, 262301 (2001).

[190] S. S. Adler *et al.* (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 94, 122302 (2005).

[191] I. Arsene *et al.*, Phys. Rev. C 83, 044906 (2011).

[192] A. Z. Mekjian, Phys. Rev. C 17, 1051 (1978).

[193] G. Ambrosini *et al.*, NA52 Collaboration, New J. Phys. 1, 221 (1999).

[194] C. Blume *et al.* (NA49 Collaboration) Nucl. Phys. A715, 55c (2003).

[195] H. Appelshäuser *et al.*(NA49 Collaboration) Phys. Lett. B 467, 21 (1999).

[196] S. V. Afanasiev *et al.* (NA49 Collaboration) Phys. Lett. B 557, 157 (2003).

[197] M. Bleicher *et al.*, J. Phys. G 25, 1859 (1999).

[198] F. Wang, J. Phys. G 27, 283 (2001).

[199] T. Anticic *et al.* (NA49 Collaboration), Phys. Rev. C 83, 014901 (2011).

[200] T. A. Armstrong *et al.* (E864 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 85, 2685 (2000).

[201] I. G. Bearden *et al.* (NA44 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 85, 2681 (2000).

[202] C. Adler *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 87, 262301 (2001).

[203] S. S. Adler *et al.* (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 94, 122302 (2005).

[204] I. Arsene *et al.* (BRAHMS Collaboration), Phys. Rev. C 83, 044906 (2011).

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

ADC – Amplitude to Didit Converter

AGS – Alternating Gradient Synchrotron

ГСИ – GSI, Германский ядерный центр в Дармштадте

КГП - Кварк-Глюонная Плазма

КХД – Квантовая Хромодинамика

MinBias – Minimum Bias, события с минимальным порогом по центральности

MTPC – Main Time-Projection Chamber

NA49 – North Area 49, принятая идентификация экспериментов в ЦЕРН

ОИЯИ – Объединенный Институт Ядерных Исследований

PAW – Physics Analysis Workstation, специализированный программный продукт для анализа данных и представления результатов

pQCD – perturbative Quantum Chromodynamics

RHIC – Relativistic Heavy Ion Collider

TDC – Time to Digit Converter

TOF – Time of Flight

VCAL – Veto Calorimeter

ЦЕРН – CERN, Европейский центр ядерных исследований