

АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН
Физико-Технический Институт НПО "Физика-Солнце"
имени С.А.Азимова



На правах рукописи

НАВОТНЫЙ ВАДИМ ШИМЕНОВИЧ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР КИСЛОРОДА,
КРЕМНИЯ И СЕРЫ ПРИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ
ЭНЕРГИЯХ С ЯДЕРНОЙ ФОТОЭМУЛЬСИЕЙ

01.04.16 - Физика ядра и элементарных частиц

Научный консультант
д.ф.-м.н. проф. Гуламов К.Г.

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

ТАШКЕНТ - 1993

Содержание

1	Введение	4
2	Ядро-ядерные столкновения при высоких энергиях	8
2.1	Физические процессы в ядро-ядерных взаимодействиях и формирование кварк-глюонной плазмы	8
2.1.1	Необходимые условия	9
2.1.2	Фазовый переход и деконфаймент	10
2.1.3	Геометрия и пространственно-временная картина столкновения	11
2.2	Модели	14
2.2.1	Когерентные столкновения	15
2.2.2	Некогерентные столкновения	16
2.3	Экспериментальные установки	19
2.4	Экспериментальные результаты	21
2.4.1	Поперечная энергия $E_{\perp}$	21
2.4.2	Спектры поперечных импульсов и тепловое равновесие	23
2.4.3	Объем и время жизни системы	28
2.4.4	Сигналы кварк-глюонной плазмы	30
2.4.5	Резюме	34
3	Эксперименты EMU01 и AGS	37
3.1	Горизонтальное облучение	37
3.2	Вертикальное облучение	42
3.2.1	Поправки на конверсию пар	43
3.3	Анализируемый материал	44
3.3.1	Переменные	44
3.3.2	Электромагнитная диссоциация	48
3.3.3	Статистика эксперимента	49
3.3.4	Разделение взаимодействий на различных компонентах эмульсии	49
4	Процессы фрагментации	53
4.1	Фрагментация мишени	54
4.1.1	Множественности N -частиц	54
4.1.2	Угловые распределения сильноионизирующих частиц	63
4.2	Фрагментация снаряда	66

3	Характеристики рожденных частиц	70
5.1	Угловые распределения	70
5.1.1	Общие свойства η -распределений	71
5.1.2	Параметризация псевдобыстротных распределений	76
5.1.3	Локальные флуктуации плотности	83
5.2	Множественность s -частиц	86
5.2.1	Средняя множественность	86
5.2.2	Скейлинговые свойства распределений по множественности	90
5.3	Полные множественности	94
5.4	Экстраполяция на тяжелые системы	97
5.5	Стохастическая эмиссия	100
5.6	Определение числа источников рождения частиц и параметризация распределений по множественности	108
5.7	Информационная энтропия в рождении частиц	113
6	Анализ нестатистических флуктуаций	117
6.1	Метод факториальных моментов	117
6.1.1	Одномерный анализ	119
6.1.2	Двухмерный анализ	139
6.2	Мультифрактальные структуры	146
7	Заключение	154
8	Литература	159

Глава 1

Введение

С появлением пучков ультрарелятивистских тяжелых ионов в ЦЕРНе и Брукхейвене в 1986 г. начала образовываться новая, междисциплинарная наука из традиционных физики элементарных частиц и ядерной физики. В комбинировании методов и концепций из этих наук, изучение реакций тяжелых ионов при очень высоких энергиях ($E/m \gg 1$) означает новое и оригинальное приближение в исследовании свойств материи и ее взаимодействий. В физике высоких энергий взаимодействия изучаются исходя из основных принципов калибровочной теории и представления о веществе, как состоящем из отдельных частиц (адронов/кварков). С другой стороны, в традиционной ядерной физике сильные взаимодействия ватенены и материя рассматривается как возбужденная система, обладающая коллективными свойствами. Таким образом, предмет физики столкновений тяжелых ионов - сочетание элементарных взаимодействий физики высоких энергий с аспектами макроскопической ядерной физики - т.е. изучение материи, состоящей из сильно взаимодействующих частиц, и поэтому ее можно назвать "КХД-термодинамикой" или "физикой конденсированной материи элементарных частиц". Языком, используемым здесь, будет язык термодинамики, когда сложные многочастичные состояния описываются несколькими макроскопическими переменными (температурой, плотностью, энтропией ...). Энергетическая шкала определяется величинами: Λ_{QCD} , массой пиона или предельной температурой Хagedорна, все эти величины порядка 200 МэВ. Эта физика, по существу - физика "мягких" процессов и изучаемые объекты тогда адроны ($\pi, K, \rho, p, \lambda \dots$) и легкие кварки (u, d, s).

Наибольший интерес в физике релятивистских тяжелых ионов вызывает предсказание квантовой хромодинамики о фазовом переходе при высоких плотностях энергии в новое состояние вещества - кварк-глюонную плазму (КГП). При низких плотностях энергии кварки связаны сильными силами в бесцветные объекты - адроны (конфайнмент). Кроме того кварки приобретают большую эффективную массу ($m_u \approx m_d \approx 300 \text{ МэВ}$) посредством взаимодействия между собой и окружающим физическим вакуумом (нарушение киральной симметрии). При увеличении плотности энергии, увеличении температуры ("нагревание") или плотности материи ("сжатие") может произойти фазовый переход, приводящий к появлению КГП, т.е. деконфайнмент и приблизительное восстановление киральной симметрии ($m_u \approx m_d \approx 5 \text{ МэВ}$).

В контексте Стандартной модели, изучение этих фазовых переходов сильновзаимодействующей материи не только интересно для исследования и проверки КХД, но также может прояснить такие фундаментальные вопросы как природа конфайнмента и процесс спонтанного нарушения симметрии, которое становится ответственным за происхождение "эффективной" кварковой массы. С другой стороны, в теории Ранней Универсальности Вселенная подверглась фазовому переходу через $10^{-6} - 10^{-5}$ сек после Большого Взрыва. Критические явления, которые могут происходить вблизи фазовой границы, например флуктуации плотности, могут иметь отношение ко многим важным вопросам космологии (нуклеосинтез, черная материя, структура Вселенной при больших масштабах). В астрофизике динамика взрыва сверхновых и стабильность нейтронных звезд зависит от степени сжатия, т.е. от уравнений состояния ядерного вещества и даже делается предположение, что ядро нейтронных звезд может состоять из холодной КГП. Таким образом, изучение экстремальных состояний ядерной материи, образующихся в высокоэнергичных ядро-ядерных взаимодействиях, может быть полезным для получения различной информации во многих областях физики.

Настоящая работа представляет собой сжатое изложение результатов систематического исследования взаимодействий ультрарелятивистских тяжелых ионов (^{16}O , ^{28}Si , ^{32}S) методом ядерных фотоэмпульсий.

Основные особенности проведенного исследования следующие:

- Высокая точность измерений углов вылета фрагментов снаряда и рожденных частиц и идентификация по зарядам всех фрагментов первичного ядра.
- Широкий диапазон энергий исследуемых взаимодействий от 4 до 200 А ГэВ.
- Единообразие условий эксперимента при всех энергиях и для всех типов первичного ядра.
- Большое количество исследуемых характеристик взаимодействия - множественности различных типов частиц, различные одночастичные распределения и связанные с ними характеристики.
- Комплексный анализ корреляционных явлений и нестатистических флуктуаций.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, содержащих результаты исследования, и заключения.

Первая глава - данное введение.

Во второй главе рассмотрены физические процессы, происходящие при взаимодействиях тяжелых ионов, основные модели, используемые для описания этих процессов, экспериментальные установки, а также основные результаты, полученные электронными методами.

Третья глава посвящена описанию эксперимента CERN/EMU-01 и BNL/AGS E-815. Здесь рассмотрены условия эксперимента, кратко описана методика измерений, а также критерии отбора и переменные, используемые в работе.

В четвертой главе представлены результаты исследований процессов фрагментации снаряда и мишени.

В пятой главе исследуются характеристики рожденных частиц - множественности, одночастичные распределения, а также делаются предсказания основных свойств рожденных частиц во взаимодействиях тяжелых ядер (^{197}Au , ^{207}Pb).

Шестая глава посвящена исследованию нестатистических флуктуаций в быстротных распределениях. В частности здесь рассматриваются перемежаемость и мультифрактальные свойства множественного рождения частиц.

Седьмая глава - заключение, в котором дано краткое резюме основных результатов исследования.

Результаты работы опубликованы в 33 статьях [1-33], а также представлялись на Международных конференциях. Работа выполнена в лаборатории высоких энергий Физико-Технического Института НПО "Физика-Солнце" АН Республики Узбекистан.

ЯДРО-ЯДЕРНЫЕ СТОЛКНОВЕНИЯ ПРИ МАЛЫХ ОПЕРТИЯХ

1.1. Физические процессы в ядро-ядерных взаимодействиях и формирование кварк-глюонной плазмы

Программа "программа легких ядер" в 1984 году в ЦЕРН и в других лабораториях, таких как "Ядерная физика", организована для исследования взаимодействия и формирования кварк-глюонной плазмы.

Взаимодействие "протонов" приводит к образованию кварк-глюонной плазмы в ядерных реакциях. Это происходит в результате столкновения ядер, в которых образуются кварк-глюонная плазма.

Взаимодействие "протонов" приводит к образованию кварк-глюонной плазмы в ядерных реакциях. Это происходит в результате столкновения ядер, в которых образуются кварк-глюонная плазма.

Взаимодействие "протонов" приводит к образованию кварк-глюонной плазмы в ядерных реакциях. Это происходит в результате столкновения ядер, в которых образуются кварк-глюонная плазма.

Взаимодействие "протонов" приводит к образованию кварк-глюонной плазмы в ядерных реакциях. Это происходит в результате столкновения ядер, в которых образуются кварк-глюонная плазма.

Взаимодействие "протонов" приводит к образованию кварк-глюонной плазмы в ядерных реакциях. Это происходит в результате столкновения ядер, в которых образуются кварк-глюонная плазма.

Глава 2

Ядро-ядерные столкновения при высоких энергиях

2.1 Физические процессы в ядро-ядерных взаимодействиях и формирование кварк-глюонной плазмы

До начала "программы легких ионов" в 1986 году в ЦЕРНе и Брукхейвене существовало четыре "ядерных эффекта", обнаруженных при исследовании взаимодействий лептонов и адронов с ядрами:

- Кумулятивный эффект - рождение частиц в задней полусфере в hA -столкновениях в кинематически запрещенной области адрон-нуклонного взаимодействия [34];
- Эффект Кронина - превышение выхода частиц с большими $p_{\perp}$ в pA -соударениях по сравнению с pN , тем больший, чем больше $p_{\perp}$ [35];
- ЕМС-эффект - сдвиг партонного распределения в ядрах по сравнению с адронами [36];
- Поперечный поток энергии в столкновениях тяжелых ядер в экспериментах, проводимых в Лоуренсовской Берклиевской лаборатории [37].

Все эти эффекты связываются с проявлениями коллективных степеней свободы ядерной материи, хотя вопрос о том, какой количественный вклад дают в наблюдаемые явления коллективные

свойства ядер еще не решен окончательно и широко обсуждается в литературе. Эти эффекты изучались и изучаются в рамках различных теоретических моделей. Современная основа изучения коллективных эффектов - статистическая КХД. Важно, что теория предсказывает деконфайнмент кварков при достаточно высоких плотностях, и следовательно, фазовый переход от адронной материи к кварк-глюонной плазме.

2.1.1 Необходимые условия

Для рассмотрения столкновений тяжелых ионов как термодинамических систем необходимо выполнение нескольких условий:

1. Для законности использования микроскопических переменных, должна образовываться достаточно "большая" система, т.е. ее размеры должны быть много больше, чем типичные масштабы сильных взаимодействий ($\gg 1 fm$) и состоять из "большого" числа частиц ($\gg 1$).
2. Для того, чтобы использовать язык термодинамики, система должна находиться в равновесии, т.е. ее время жизни должно быть больше, чем типичное время релаксации ($\tau \gg 1 fm/c$). Термодинамические концепции часто применяются к столкновениям тяжелых ионов, но их применение должно быть проверено и сравнено с макроскопическими, неравновесными расчетами. Равновесие может быть достигнуто посредством расширения системы только в достаточно сильно взаимодействующих системах и поэтому число взаимодействующих частиц должно быть больше чем одно. Перераспределения рожденных частиц (адронов/кварков) между собой и с окружающей материей поэтому важны. На самом деле, например, достаточно только нескольких столкновений (обычно > 3) для восстановления равновесия импульсного распределения [38].
3. Плотности энергии, необходимые для формирования КГП, предсказанные КХД, должны быть порядка $1-3 \text{ ГэВ}/fm^3$ [39], плотность энергии нормальной ядерной материи $\epsilon \approx 130 \text{ МэВ}/fm^3$, что эквивалентно температуре

$T_c \approx 150 - 200$ МэВ или плотности барионов $\rho_c \approx 5 - 10 \times \rho_n$, где $\rho_n \approx 0.14$ нуклон/ $f m^3$ - плотность нормальной ядерной материи.

Так как такая система не статична и достаточно быстро изменяется, экспериментальные наблюдения будут суммой достаточно сложной пространственно-временной картины взаимодействия и выделение различных фаз представляет собой достаточно сложную задачу.

2.1.2 Фазовый переход и деконфайнмент

Благодаря природе сильных взаимодействий, кварки заключены внутри нуклона (конфайнмент). Однако, если кварки находятся в достаточно плотной материи, глюоны будут экранировать цветные силы между кварками, и эффективная *const* связи сильного взаимодействия исчезает, т.е. кварки будут двигаться свободно. Этот механизм аналогичен Дебаевской экранировке, существующей в атомной физике. В окружении большого количества электрических зарядов кулоновский потенциал, который связывает электроны с ядром модифицируется как $e^2/r \rightarrow (e^2/r) \exp(-r/r_D)$, где радиус экранировки r_D пропорционален полному заряду системы. Большая плотность заряда укорачивает область действия сил между двумя зарядами. Этот эффект известен как Моттовский переход от изолятора к проводнику [40].

Аналогичная картина может наблюдаться при переходе от цветного изолятора к цветному проводнику, т.е. к образованию КТП, параметры возникновения которой можно вычислить в КХД. В настоящее время эти расчеты возможны только посредством Монте-Карловских процедур на решетках. На Рис.2.1 показан расчет плотности энергии (ϵ/T^4) как функция температуры (T/T_c), где наблюдается точный разрыв, который связан с переходом (деконфайнментом) от идеального адронного газа к идеальной КТП.

В более точных расчетах [42] установлено, что T_c сильно зависит от числа ароматов кварков, т.е. большое число кварков приводит к более сильной экранировке и показывает, что система значительно отклоняется от идеального поведения вокруг температуры перехода.

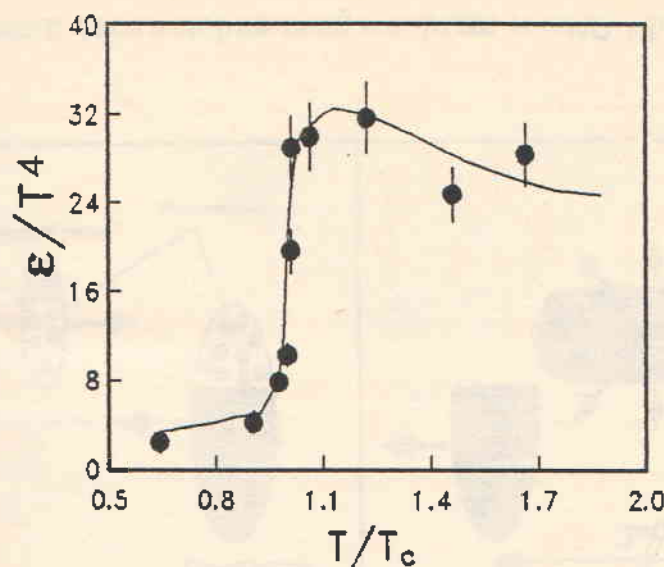


Рис. 2.1: Зависимость плотности энергии ϵ/T^4 из КХД расчетов на решетках [41].

2.1.3 Геометрия и пространственно-временная картина столкновения

Ядра - объемные объекты, и поэтому геометрические факторы играют важную роль в столкновениях тяжелых ионов. На рис.2.2 схематично изображена картина взаимодействия между двумя асимметричными ядрами A и B ; параметр удара b разделяет нуклоны на участников NN -столкновений и "наблюдателей" (спектаторов), которые испытывают малые изменения. Использование такой геометрической картины обусловлено тем фактом, что при очень высоких энергиях размеры ядер больше, чем их Комптоновская длина волны, и радиус ядер больше, чем длина взаимодействия ($\approx 1.8 fm$). Сечения и числа участников обычно рассчитываются из простых геометрических соображений, например в модели Глаубера [43].

Пространственно-временная картина центрального столкновения ($b = 0$) показана на рис.2.3. В первые моменты реакции могут происходить процессы жесткого рассеяния партонов с малой вероятностью, определяемой структурными функциями и сечениями из теории возмущения КХД. Мягкие нуклон-нуклонные столкновения, происходящие с большими сечениями, между двумя Лоренц-сжатыми ядрами (с предельной толщиной $\approx 1 fm$) пере-

распределяют часть первичной энергии между другими степенями свободы.

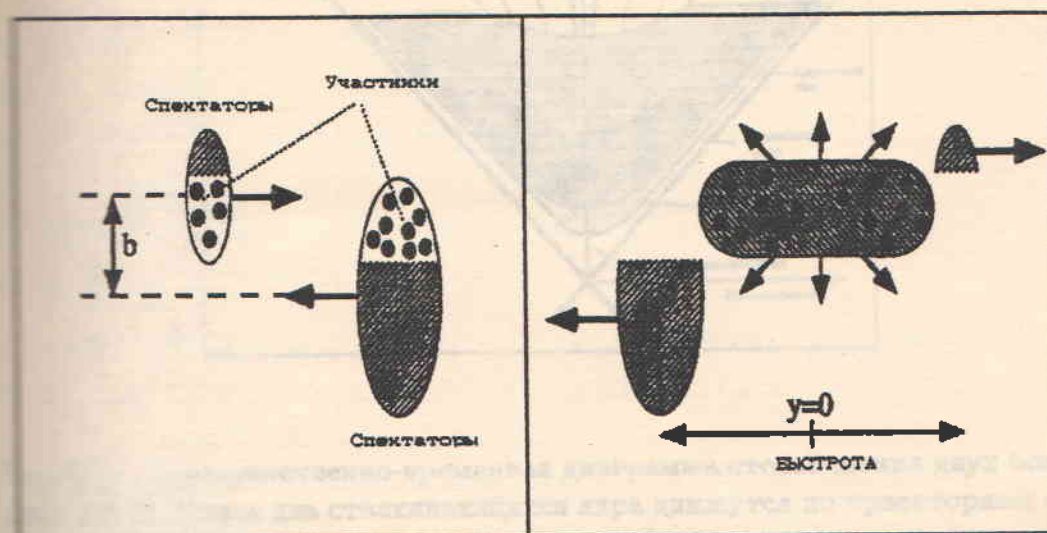


Рис. 2.2: Схематическое представление столкновения тяжелых ионов с параметром удара b .

После короткого времени, обычно порядка $1\text{ fm}/c$ (времени формирования) партоны материализуются из сильно возбужденного КГП-поля. Термодинамическое равновесие теперь может быть достигнуто через индивидуальные партон - партонные или, что эквивалентно, струн-струнные взаимодействия. Расчеты среднего свободного пробега кварков в КХД-материи дают значение $\lambda \approx 0.5\text{ fm}$, при плотности энергии $\epsilon = 2\text{ ГэВ}/\text{fm}^3$ [44,45], которое подтверждает, что равновесие может быть достигнуто в АА-столкновениях, в которых поперечный радиус больше λ .

Система расширяется быстро, главным образом в продольном направлении, и поэтому ее температура уменьшается и после $\tau \approx 3 - 5\text{ fm}/c$ достигает температуры критического перехода [39]. Далее система расширяется в течение большого промежутка времени в смешанную фазу ($\tau > 10\text{ fm}/c$) [46]. Теперь необходимо перевести большое количество степеней свободы (партонов) из КГП в меньшее число, возможных в адронной фазе. В последней, адронной, фазе (адронный газ или адронная жидкость, $\tau \gg 10\text{ fm}/c$) та же взаимодействующая система продолжает расширяться, и возможно, в каком-то определенном направлении (поток). Это может

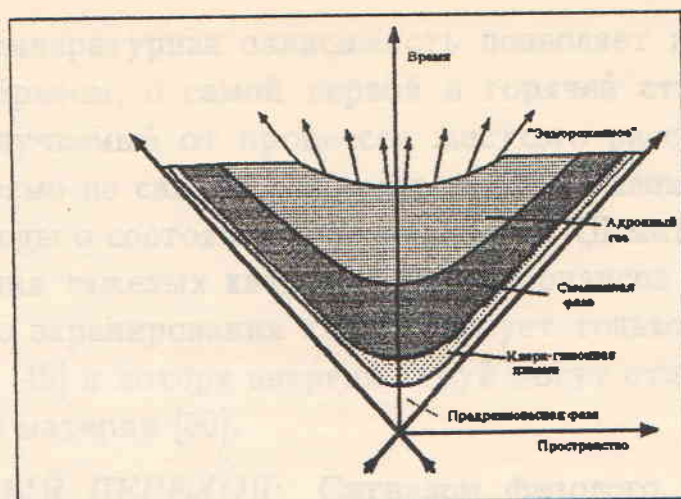


Рис. 2.3: Пространственно-временная диаграмма столкновения двух больших ядер $A + B$. Здесь два сталкивающихся ядра движутся по траекториям светового конуса. Частицы рождаются в передней области светового конуса. Обозначены различные стадии процесса взаимодействия.

продолжаться до очень больших размеров ($V > 10^4 - 10^5 \text{ fm}^3$), до состояния "замерзания", когда взаимодействия прекращаются и частицы могут быть обнаружены на эксперименте.

Различные сигналы, которые могут наблюдаться экспериментально, ассоциируются с различными стадиями процесса взаимодействия:

НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ: Измерения глобальных характеристик события необходимы, чтобы определять начальные условия данной реакции. По распределениям барионов, поперечной энергии, множественности и одночастичным распределениям можно определить модельно-независимым путем параметр удара, начальный объем и плотности энергии, достигаемой в событиях.

КВАРК-ГЛЮОННАЯ ПЛАЗМА: Характеристики слабовзаимодействующих частиц, образующиеся в КГП, дают прямую информацию о плазменной фазе. Наблюдаемые прямые фотоны и лептонные пары [47,48] появляются из-за теплового излучения горячей материи. Форма их распределений и количество определяются законами излучения черного тела и содержат информацию о температуре и объеме источника излучения, но не о его природе.

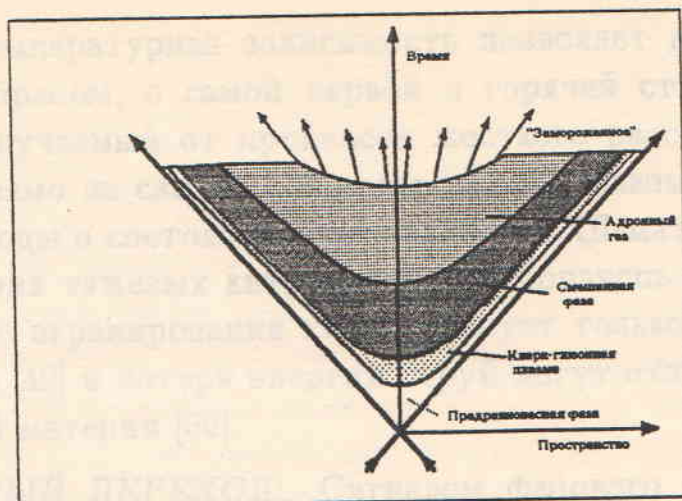


Рис. 2.3: Пространственно-временная диаграмма столкновения двух больших ядер $A + B$. Здесь два сталкивающихся ядра движутся по траекториям светового конуса. Частицы рождаются в передней области светового конуса. Обозначены различные стадии процесса взаимодействия.

продолжаться до очень больших размеров ($V > 10^4 - 10^5 \text{ fm}^3$), до состояния "замерзания", когда взаимодействия прекращаются и частицы могут быть обнаружены на эксперименте.

Различные сигналы, которые могут наблюдаться экспериментально, ассоциируются с различными стадиями процесса взаимодействия:

НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ: Измерения глобальных характеристик события необходимы, чтобы определять начальные условия данной реакции. По распределениям барионов, поперечной энергии, множественности и одночастичным распределениям можно определить модельно-независимым путем параметр удара, начальный объем и плотности энергии, достигаемой в событиях.

КВАРК-ГЛЮОННАЯ ПЛАЗМА: Характеристики слабовзаимодействующих частиц, образующиеся в КГП, дают прямую информацию о плазменной фазе. Наблюдаемые прямые фотоны и лептонные пары [47,48] появляются из-за теплового излучения горячей материи. Форма их распределений и количество определяются законами излучения черного тела и содержат информацию о температуре и объеме источника излучения, но не о его природе.

Сильная температурная зависимость позволяет делать выводы, главным образом, о самой первой и горячей стадии процесса. Сигнал, получаемый от процессов жесткого рассеяния в начале реакции прямо не связан с формированием плазмы и позволяет делать выводы о состоянии окружающей КХД-материи. Подавление рождения тяжелых кваркониевых резонансов ($J/\Psi, \Psi'$) из-за Дебаевского экранирования характеризует только стадию деконфайнмента [49] и потери энергии струй могут отличаться в КГП и адронной материи [50].

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД: Сигналом фазового перехода будет обильное рождение странных адронов [51], которое сильно зависит от деталей фазового перехода. Существование фазового перехода также порождает короткодействующие корреляции в множественности [52,53] или создает картину перемежаемости [54]. Большое время жизни ассоциируется с фазовым переходом, которое отражается в Бозе-Эйнштейновских корреляциях идентичных частиц [55,56].

АДРОННЫЙ ГАЗ: Для описания развития и охлаждения системы обычно используют гидродинамику. Коллективное движение изменяет тепловой спектр рожденных частиц. Тогда исследования спектров $p_{\perp}$ или $m_{\perp}$ могут давать информацию о процессах расширения. Изменение состояния системы, в частности продольное расширение, приводит к сильным корреляциям, которые могут быть, в принципе, определены из анализа двух-частичных корреляций [55,57]. В плотной материи для адронных резонансов предсказываются изменения их характеристик (масс, ширин, вероятностей распадов) как следствие восстановления киральной симметрии [58,59]. На заключительной стадии, когда система достигает определенных размеров и плотности, взаимодействия частиц прекращаются и окончательные адронные распределения "замораживаются". Соответствующий радиус системы можно получить из анализа двух-частичных корреляций [60,61].

2.2 Модели

В рамках феноменологических моделей столкновения двух релятивистских ядер можно условно разделить на два типа взаимо-

действий: когерентные и некогерентные. Под когерентными понимаются столкновения, при которых каждое ядро рассматривается как целое, а само столкновение не сводится к сумме независимых нуклон-нуклонных взаимодействий. Напротив, при некогерентном взаимодействии нет коллективных эффектов, а само столкновение - это последовательность независимых нуклон-нуклонных взаимодействий с возможным каскадированием рожденных частиц.

В экспериментах по поиску КГП очень важно измерять степень когерентности взаимодействий, т.е. определить содержание реакций которые будут когерентными потому, что при той же самой первичной энергии, полная энергия в системе центра масс сталкивающихся ядер будет различная, для когерентных и некогерентных столкновений.

2.2.1 Когерентные столкновения

Для описания когерентных столкновений используются, как правило, модели статистического типа: термодинамическую, гидродинамическую или сразу обе. Обычно термодинамика применяется для расчетов энергии и температуры, тогда как гидродинамика для определения степени расширения и сжатия адронной материи.

Только модели когерентного типа позволяют определить плотность энергии адронной материи. При анализе экспериментальных данных обычно возникает гибридная ситуация: для определения плотности энергии или температуры используют когерентные модели, а для исследования свойств рожденных частиц некогерентные.

Среди моделей когерентного типа наибольшее развитие получили гидродинамические модели, предложенные Бьеркеном [62] и Ландау [63].

МОДЕЛЬ БЬЕРКЕНА: В столкновениях двух идентичных ядер радиуса R рассмотрим слой в быстротном пространстве толщиной Δy и пусть тогда N - число частиц в этом слое, $\langle E \rangle$ - средняя энергия N частиц. Энергия, содержащаяся в этом слое тогда

$$E = N \frac{d\langle E \rangle}{dy} \Delta y \quad (2.1)$$

Рассмотрим объем V , определяемый Δy и площадкой πR^2 , где

R - поперечный радиус ядра, и τ - временем формирования:

$$V = \tau \Delta y \pi R^2 \quad (2.2)$$

Плотность энергии тогда:

$$\epsilon = \frac{E}{V} = N \frac{d\langle E \rangle}{dy} \frac{1}{\tau \pi R^2} \quad (2.3)$$

Для центральной области, где продольный импульс мал, имеет место следующее приближение:

$$N \frac{d\langle E \rangle}{dy} \approx \frac{dN}{dy} \langle m_{\perp} \rangle, \quad (2.4)$$

где $m_{\perp}$ поперечная масса вторичных адронов. Тогда

$$\epsilon \approx \frac{dN}{dy} \frac{\langle m_{\perp} \rangle}{\tau \pi R^2}. \quad (2.5)$$

Из этого выражения следует, что для центральной области плотность энергии пропорциональна быстротному распределению вторичных адронов.

МОДЕЛЬ ЛАНДАУ: В этой модели рассматриваются центральные столкновения двух идентичных ядер массой M и радиусом R . Основное предположение модели в том, что в системе центра масс сталкивающиеся ядра останавливаются. Вся кинетическая энергия переходит в энергию возбуждения, т.е. энергия в системе центра масс $E_{с.м.}$ это сумма кинетических энергий двух ядер. Тогда плотность энергии определяется выражением

$$\epsilon = \frac{2E_{с.м.}^2}{4/3\pi R^3 M} \quad (2.6)$$

Для ультрарелятивистских ионов предположение, что ядра останавливаются не является физическим и это приводит к нереальным, слишком большим плотностям энергии.

2.2.2 Некогерентные столкновения

Среди некогерентных моделей наибольшее развитие получили две схемы струнных моделей, Lund - модель [64] и модель дуальной топологической унитаризации (DTU) [65], хорошо зарекомендовавшие себя для описания e^+e^- и адрон-адронных столкновений. Это

же плазменные модели и они берут свое начало в старых мультипериферических схемах. В обоих моделях рождение частиц в адрон-адронных столкновениях рассматривается как двухэтапный процесс. На первом этапе происходит возбуждение двух адронов, на втором образуются струны между кварками-антикварками, из которых состоят адроны. С учетом структуры ядра эти модели используются для феноменологического описания столкновений релятивистских ядер. Они могут быть использованы для выделения "новой" физики из "фона" обычной физики. Струнные модели реализованы в целом ряде Монте-Карловских программ: FRITIOF [66], IRIS [67], VENUS [68], MCFM [69], RQMD [70], HIJET [71], HIJING [72]. Так как в данной работе будет проводиться сравнение экспериментальных данных с моделями FRITIOF (Lund - модель) и MCFM (модель DTU), остановимся на них более подробно.

ГЕОМЕТРИЯ СТОЛКНОВЕНИЯ: Геометрия столкновения присутствует в этих моделях в очень простой форме: ядро-снаряд и ядро-мишень движутся друг сквозь друга по линейным траекториям. Взаимодействие между нуклонами возникает, когда они сближаются до некоторого минимального расстояния, $d < \sqrt{\sigma_{NN}/\pi}$. Результат взаимодействия - это продольно ориентированный объект "струна", которая образуется между кварк-антикварком (Lund) и кварк-дикварком (DTU) и натягивает цветное поле трубочного типа. Числа взаимодействий определяются моделью Глаубера [43].

ФОРМИРОВАНИЕ СТРУН: Детальный механизм формирования струн различный в этих моделях. В Lund - модели струны натягиваются между кварк-антикварком того же самого адрона и поэтому нет обмена "цветом", а происходит обмен импульсом (продольное возбуждение). В DTU струны формируются посредством цветового обмена между сталкивающимися адронами, т.е. кварк мишени связывается с дикварком снаряда и наоборот. В этом случае нет обмена импульсом, а только цветовой обмен формирует две новые струны, которые приобретают продольные массы из-за большой разницы импульсов вновь скомбинированных партонов. Несмотря на разницу в механизме формирования, получающиеся струны подобны, а различие обнаруживается только в различном содержании ароматов струн.

ФРАГМЕНТАЦИЯ СТРУН: Поперечный импульс и масса сохраняются при фрагментации струны. Различие между моделями фрагментации определяется, главным образом, в способе определения места точки разрыва струны. Модель FRITIOF использует формализм, разработанный в Лундском Университете [73], а MCSFM механизм Филда-Фейнмана [74].

ЯДРО-ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ: Благодаря подобности применяемого формализма, расчеты наблюдаемых величин в этих моделях подобны. Расхождения между ними возникают при включении перерассеяний вторичных частиц. Для перерассеяний наиболее важны два аспекта: возбуждение спектатора-мишени и изменения в выходах частиц. В MCSFM включены перерассеяния рожденных частиц. Взаимодействия рожденных частиц обычно связаны с понятием "времени формирования" [63]. Время формирования не может быть рассчитано в КХД, так как процесс адронизации - "мягкий" процесс. Адрон рождается в некоторой пространственно-временной точке (x, t) - точке столкновения и свободно переходит в точку $(x', t + \tau)$, где он выходит на массовую поверхность, т.е. становится наблюдаемым. В течение времени τ , рожденные адроны не взаимодействуют с окружающей материей. Свойства времени формирования определяются τ_0

$$\tau = E / m \tau_0 \quad (2.7)$$

В принципе, τ_0 параметр, который можно определить только сравнением расчета с экспериментом.

В модель FRITIOF перерассеяния не включены.

Другое различие в моделях возникает из-за различного количества струн, образующихся при взаимодействии ядер [75]. Пусть в АА-столкновении мы имеем n неупругих столкновений нуклонов и тогда n_A и n_B - числа взаимодействующих нуклонов в ядрах A и B соответственно. $n_A + n_B$ - число кварк-дикварковых струн в обеих моделях. В DTU тогда среди $n_A + n_B$ $2n_A$ струн типа дикварк-валентный кварк и $n_B - n_A$ струн типа дикварк-морской кварк. Кроме того, среди этих $n_A + n_B$ струн $2n - n_A - n_B$ сформировано кварк-антикварками. Среди этих $2n - n_A - n_B$ будут $2(n - n_B)$ типа морской кварк-морской антикварк и $n_B - n_A$ типа валентный кварк-морской антикварк.

Главное различие тогда в моделях возникает от этих $2n - n_A - n_B$ кварк-антикварковых струн, дающих вклад в центральную область. В этой области для центральных столкновений, где $2n - n_A - n_B$ велико, будет наблюдаться наибольшее различие между моделями. В областях фрагментации, где нет кварк - антикварковых струн, предсказания обеих моделей одинаковы. Другое различие может возникнуть в спектрах лидирующих барионов, обусловленных различием механизмов получения импульсов валентных кварков и дикварков.

2.3 Экспериментальные установки

В таблице 2.1 представлены существующие и планируемые до 2000 года ускорители тяжелых ионов.

Таблица 2.1: Существующие и будущие ускорители тяжелых ионов

Ускоритель	AGS	SPS	AGS+Au	SPS+Pb	RHIC	LHC
Дата запуска	1986	1986	1992	1994	1997	> 1997
A_{max}	^{28}Si	^{32}S	^{197}Au	^{208}Pb	^{197}Au	^{208}Pb
E_{max} (А ГэВ)	14.5	200.	11.5	160.	21×10^3	21×10^6
$(\sqrt{s})^{NN} - 2m_N$ (ГэВ)	3.5	17.5	3.	15.5	200.	6300.
$(\sqrt{s})^{AA} - 2Am_N$ (ГэВ)	98.	560.	580.	3200.	4×10^4	1.3×10^6
Область быстрот	± 1.7	$\pm 3.$	± 1.6	± 2.9	± 5.5	± 8.8
Светимость	10^{31}	2×10^{28}	7×10^{30}	4×10^{29}	2×10^{27}	2×10^{27}
$(dN/dy)^{NN}$	1.4	2.4	1.3	2.3	4.3	7
$(dN/dy)^{AA}$	45.	90.	300.	600.	1100.	1900.
Цена (Млн. \$)	25	5	30	30	300	?

AGS в Брукхейвене был преобразован в ускоритель тяжелых ионов в 1986 году. Самое крупное ядро, ускоренное там - кремний с максимальной энергией 14.5 А ГэВ. В настоящее время на ускорителе проводятся три больших электронных эксперимента и несколько малых, с полным числом пользователей более 350 человек.

Ускоритель SPS в ЦЕРНе был переведен на ускорение ионов кислорода при энергиях 60 и 200 А ГэВ в 1986 году, а в 1987 году были ускорены до энергии 200 А ГэВ ядра серы. Здесь проводится шесть крупных электронных экспериментов и целый ряд малых (в

основном эмульсионных). Полное число участников экспериментов более 500 человек.

Ранняя, так называемая "исследовательская" фаза релятивистской ядерной физики (1986-1990 гг.) характеризовалась тем фактом, что использовались не специализированные ускорители, а были переделаны существующие машины при минимальных финансовых затратах. В настоящее время приняты специальные программы на AGS и SPS. В 1992 году на AGS были получены пучки ядер золота с энергией 10.5 А ГэВ и в 1994 будут ускорены ядра свинца до энергии 160 А ГэВ.

Дальнейшее развитие релятивистской ядерной физики будет осуществляться на новом поколении коллайдеров, где планируется проведение экспериментов по $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ - столкновениям при $\sqrt{s} = 200\text{А ГэВ}$ и $^{207}\text{Pb} + ^{207}\text{Pb}$ при $\sqrt{s} = 6.3\text{А ТэВ}$.

В таблице 2.2 представлены краткие сведения о крупных электронных экспериментах. Подробности об этих установках можно найти в [76-84].

Таблица 2.2: Большие электронные эксперименты в ЦЕРНе (NA., WA.) и Брукхейвене (E.)

Эксперимент	Детектор	Акцептанс	Исследования
NA34	Калориметр	$0.9 \leq \eta \leq 2.0$	$E_{\perp}(p, \pi, K, \gamma)$
	Мюонный спектрометр	$P_{\mu} > 5 \text{ ГэВ/с}$	$M_{\mu\mu} \leq 1\text{ГэВ}$
NA35	Стримерная камера	$0.5 \leq \eta \leq 4.5$	$p_{\perp}(\pi^-, K_s^0, \Lambda)$
NA36	Время-пролетная камера	$y \geq 0.8$	$p_{\perp}(K, \Lambda, \Xi, \Omega)$
NA38	Спектрометр дилептонов	$2.8 \leq \eta \leq 4.0$	$M_{\mu\mu} \geq 0.5 \text{ ГэВ}$
WA80	Калориметр	$1.5 \leq y \leq 2.1$	(π, γ, η)
	Пластиковый детектор	$0.2 \leq E_{kin} \leq 300 \text{ МэВ}$	Фрагментация мишени
WA85	Магнитный спектрометр	$p_{\perp} > 0.6\text{ГэВ/с}$	(K_s^0, Λ, Ξ)
E802	Одноплечевой спектрометр	$0.6 \leq \eta \leq 3.1$	(π, K, p, d, t)
E810	Время-пролетная камера	$2 \leq \eta \leq 6$	$(K_s^0, \Lambda, \Xi, \Omega)$
E814	Магнитный спектрометр	$\eta > 5$	Фрагментация снаряда

2.4 Экспериментальные результаты

В данном разделе будут представлены результаты исследований некоторых характеристик ядро-ядерных столкновений, не вошедшие в данную работу и, в основном, полученные электронными методами. Данные результатов анализа тех величин, которые используются в работе, будут представлены, по мере необходимости, в соответствующих разделах диссертации.

2.4.1 Поперечная энергия $E_{\perp}$

На начальной стадии экспериментальной программы по исследованию ядро-ядерных взаимодействий были проведены измерения глобальных характеристик такого столкновения, в частности поперечной энергии $E_{\perp}$ ($E_{\perp} = \sum E_i \sin(\theta_i)$, E_i - энергия частицы, θ_i - пространственный угол вылета частицы) в большой области фазового пространства от $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ при 14.5 А ГэВ до $^{32}\text{S} + ^{238}\text{U}$ при 200 А ГэВ. Несмотря на большое количество данных все они обнаруживают общие закономерности. В качестве примера, на рис.2.4 приведены данные по взаимодействиям ядер серы с различными мишенями при 200 А ГэВ[85]: большие сечения при низких $E_{\perp}$ - "шея", довольно длинная и плоская область - "плато", а затем крутой излом - "колени" и длинный склон - "хвост". Такая форма распределений обусловлена геометрией столкновения. Она является отражением распределения вероятностей по числу нуклон-нуклонных столкновений, которые могут быть рассчитаны из интегралов перекрытия двух возбужденных ядер как функции параметра удара [86]. Как следует из рисунка, периферические столкновения ответственны за "шею", число NN -столкновений N растет с уменьшением параметра удара в области "плато" и достигает максимального среднего значения в центральных столкновениях, что соответствует "колену", при этом флуктуации в числе N дают "хвост".

Сильное влияние ядерной геометрии отмечалось и ранее, при обсуждении первых ядро-ядерных экспериментов. Существенную роль играют даже такие тонкие эффекты как деформация ядер. Основываясь на геометрической картине, $E_{\perp}$ в центральных столкновениях сферических ядер будет расти приблизительно как $A^{1/3}$.

Сравнивая данные для ядер ^{208}Pb и ^{238}U , рис.2.4, можно видеть отклонения, связанные с большими квадрупольными деформациями ядра урана [87]. Высокие значения $E_{\perp}$ в этом случае отбирают реакции, когда сигарообразное ядро урана (соотношение осей 1:1.27) расположено параллельно пучку, что соответствует сферическому ядру с $A = 400$!

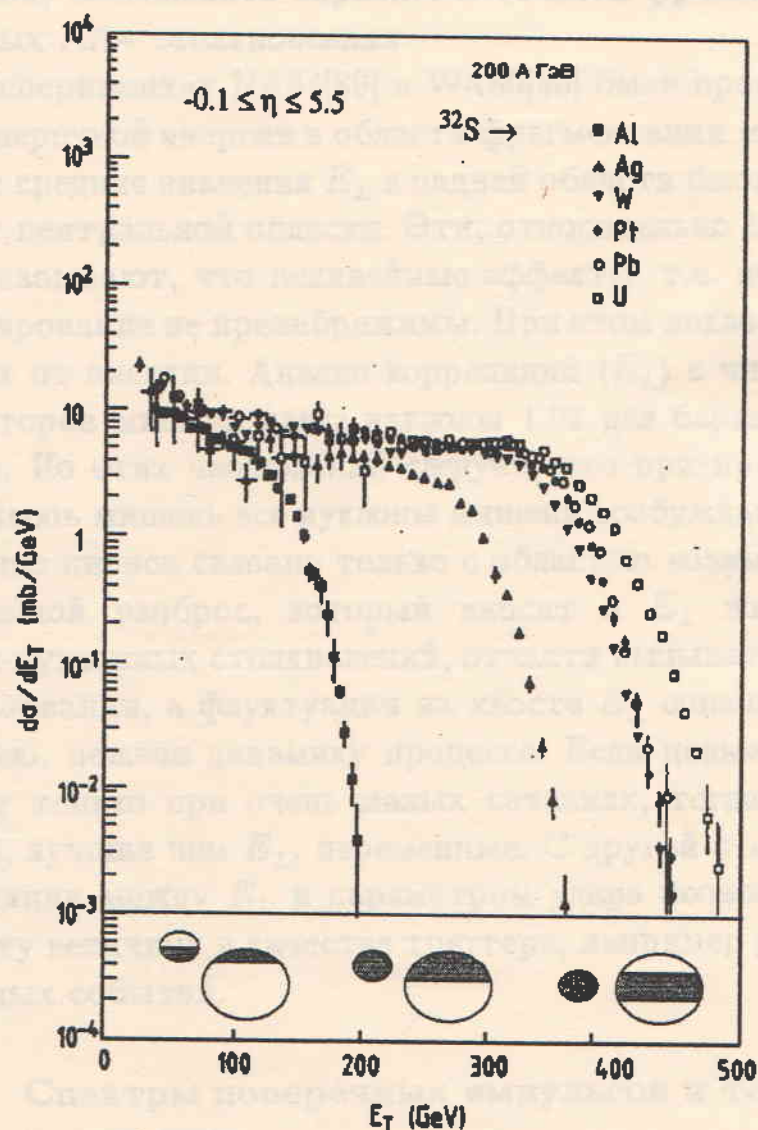


Рис. 2.4: Зависимость $d\sigma/dE_{\perp}$ от $E_{\perp}$ из эксперимента NA34 [87]. Показана геометрия столкновения для различных областей $E_{\perp}$.

В системах сильно асимметричных ядер область фрагментации мишени содержит как спектаторы, так и участники из мишени, которые будут занимать ту же область фазового пространства и поэтому интересно исследовать, как сильно участники взаимодействия связаны с окружающей материей. С другой стороны,

это также важно для дискриминации различных моделей. В модели FRITIOF не рассматриваются частицы вне области взаимодействия, напротив, в гидродинамических моделях ядра взаимодействуют как целое и поэтому не делается различия между частицами участниками и зритателями. Промежуточную позицию занимают струнные модели, в которые вводятся перерасеяния. Кроме того, было показано [88], что КГП может формироваться в сжатой, насыщенной барионами области фрагментации в центральных АА-столкновениях.

В экспериментах NA34[89] и WA80[90] были проведены измерения поперечной энергии в области фрагментации мишени. Наблюдаемые средние значения $E_{\perp}$ в задней области быстрот достигали 20% от центральной области. Эти, относительно большие, значения показывают, что нелинейные эффекты, т.е. перерасеяния и каскадирование не пренебрежимы. При этом показано, что они не зависят от энергии. Анализ корреляций $\langle E_{\perp} \rangle$ с числом нуклонов-зритателей мишени дают наклоны 1.02 для барионов и 0.62 для пионов. Из этих наблюдений следует, что при прохождении снаряда сквозь мишень все нуклоны мишени возбуждаются, тогда как рождение пионов связано только с областью взаимодействия.

Большой разброс, который вносит в $E_{\perp}$ изменение числа нуклон-нуклонных столкновений, отчасти вызывает сомнение в ее использовании, а флуктуации на хвосте $E_{\perp}$ означают больше геометрию, нежели динамику процесса. Если новые явления существуют только при очень малых сечениях, тогда нужно искать другие, лучшие чем $E_{\perp}$, переменные. С другой стороны, сильные корреляции между $E_{\perp}$ и параметром удара позволяют использовать эту величину в качестве триггера, например для отбора центральных событий.

2.4.2 Спектры поперечных импульсов и тепловое равновесие

С момента наблюдения жесткого рассеяния в ЦЕРНе в 1973 году [91] измерение инклюзивных $p_{\perp}$ -распределений стало мощным инструментом в изучении адронных реакций при высоких энергиях. Отклонение $p_{\perp}$ -спектров рожденных частиц от экспоненциального поведения подтверждает партонную структуру ад-

ронов. Подобное поведение поперечных импульсов было также найдено в экспериментах с космическими лучами при изучении АА-столкновений [92]. Данные подтверждают быстрое увеличение $\langle p_{\perp} \rangle$ от $\approx 0.3 - 0.4$ ГэВ/с, найденных на адронных коллайдерах до $\langle p_{\perp} \rangle > 1$ ГэВ/с, когда достигаемая плотность энергии превышает критические значения $2 - 3$ ГэВ/фм³. Согласно предположению Ван Хова [93] драматический рост $\langle p_{\perp} \rangle$ может быть сигналом фазового перехода адронной материи в КГП.

Спектры поперечных импульсов обычно представляются в виде инвариантных сечений

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \sim \frac{1}{p_{\perp}} \frac{d^2\sigma}{dp_{\perp} dy} \sim \frac{1}{m_{\perp}} \frac{d^2\sigma}{dm_{\perp} dy} \quad (2.8)$$

Обычно используют поперечную массу $m_{\perp} = \sqrt{p_{\perp}^2 + m^2}$, так как из экспериментальных данных следует, что сечение $\frac{1}{p_{\perp}} d\sigma/dp_{\perp}$ данного набора частиц лучше описывается экспонентой по $m_{\perp}$, чем по $p_{\perp}$, т.е. $f(p_{\perp}) \approx \exp(-m_{\perp}/T)$ [94]. Тогда как в центральной области средние $p_{\perp}$ частиц увеличиваются с их массой и поэтому отношение выходов частиц очень сильно меняется с $p_{\perp}$, форма спектра, и даже абсолютные сечения частиц различных масс подобны, когда строится зависимость от $m_{\perp}$ [95,96]. Это наблюдение приводит к $m_{\perp}$ -скейлингу. Многие теоретические рассуждения, применяемые для $m_{\perp}$ -скейлинга, предполагают локальное тепловое равновесие и поэтому связывают обратную величину наклона спектра T с температурой. Эта температура плавно растет с энергией от низкоэнергетических pp - и АА-столкновений к предельной "Хagedорновской" температуре $T \approx 150$ МэВ при энергиях ISR. Микроскопические Монте-Карловские расчеты для АА-взаимодействий при энергиях BEVALAC показали, что небольшое число столкновений (> 2) уже позволяет достигать термического распределения.

Для подгонки экспериментальных данных и проверки их термического характера применяют импульсное распределение термализованной системы при фиксированной скорости [97]

$$\frac{1}{p_{\perp}} \frac{dN}{dp_{\perp}} \sim \frac{m_{\perp}}{T} K_1 \left(\frac{p_{\perp}}{T} \right) \quad (2.9)$$

или

$$\frac{1}{p_{\perp}} \frac{dN}{p_{\perp}} \approx \frac{\sqrt{m_{\perp}}}{T} \exp\left(-\frac{p_{\perp}}{T}\right) \quad \text{для} \quad \frac{m_{\perp}}{T} \gg 1 \quad (2.10)$$

где K_1 – модифицированная функция Бесселя.

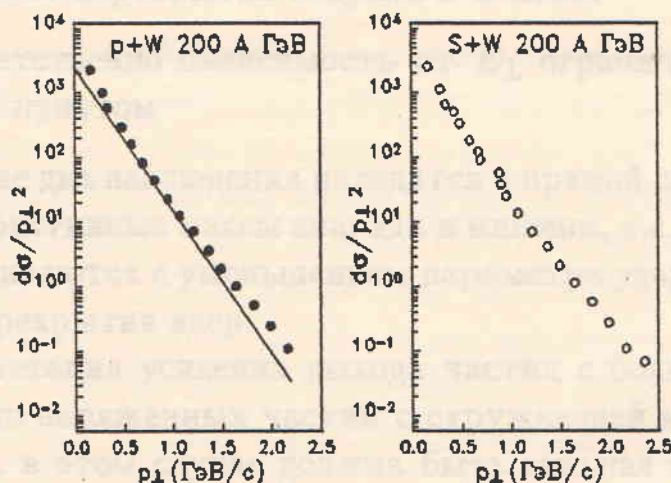


Рис. 2.5: Распределение по поперечным импульсам отрицательно заряженных частиц для центральных взаимодействий p и ^{32}S с ^{184}W . Для сравнения прямой линией показана параметризация pp -данных NA34 [98].

На рис.2.5, в качестве примера, представлены $p_{\perp}$ распределения для отрицательных частиц (в основном пионов) в $p+^{184}W$ и $^{32}S+^{184}W$ центральных столкновениях в эксперименте NA34[98]. Распределения не могут быть описаны одной экспонентой по $p_{\perp}$ или $m_{\perp}$, как это может быть сделано для pp -столкновений. Данные показывают сильное превышение при высоких ($p_{\perp} > 1$) ГэВ/с и низких ($p_{\perp} < 250$ МэВ/с) по сравнению с pp -данными при соответствующих $\sqrt{s}$ и y . Во всех экспериментах в ЦЕРНе был обнаружен избыток выхода частиц с большими $p_{\perp}$, что же касается превышения выхода частиц при низких $p_{\perp}$, данные в некоторой степени противоречивы.

Результаты анализа превышения при высоких $p_{\perp}$ показали, что

1. Имеется сильная зависимость как от массы мишени, так и от массы снаряда, с их ростом происходит усиление эффекта
2. Эффект существует в реакциях, где нет "холодной" спектральной материи, т.е. в центральных соударениях

3. Наблюдается слабая (если она вообще есть) зависимость от быстроты
4. Наблюдается слабая (или почти нет) зависимость от энергии
5. Зависимость от параметра удара ограничивается столкновениями без перекрытия снаряда и мишени
6. Соответственно зависимость от $E_{\perp}$ ограничивается предыдущим пунктом

Последние два наблюдения находятся в прямой связи с первыми, так как эффективные массы снаряда и мишени, т.е. числа участников, увеличиваются с уменьшением параметра удара, но только до полного перекрытия ядер.

Интерпретация усиления выхода частиц с большими $p_{\perp}$ перерассеяниями заряженных частиц с окружающей материей невозможна, т.к. в этом случае должна быть сильная зависимость от быстроты. Наблюдаемый эффект, по-видимому, можно объяснить множественным рассеянием лартонов в ядерной материи [99,100]. Количественные расчеты в рамках КХД были проделаны только для pA -столкновений [100]. Они удовлетворительно описывают данные, вплоть до некоторых тонких эффектов, связанных с рождением K^+ и K^- .

Поведение спектров в области малых $p_{\perp}$ сильно отличается от области больших $p_{\perp}$. Основные свойства превращения при малых поперечных импульсах следующие:

- Очень сильная зависимость от массы мишени
- Слабая зависимость от массы снаряда
- Очень сильная зависимость от быстроты
- Нет зависимости от параметра удара

Существует целый ряд объяснений этого эффекта (в основном качественных)

1. Резонансные распады, в основном Δ и N^* [101]
2. Перерассеяния и каскадирование рожденных частиц в ядре-мишени, увеличивающих вклад мягких пионов и резонансов [102]

3. Ограничения фазового пространства [103], означающие что легче образоваться частицам, если они имеют $p_{\perp}$ меньший, чем средний
4. Сверххолодные капли КГП [104]
5. Модификация пионных дисперсионных соотношений [58]

Предположений (1) и (2), которые в любом случае вносят свой вклад в избыток малых $p_{\perp}$, вполне достаточно для описания данных при AGS. Они же предсказывают наблюдаемые A_t - и A_p -зависимости спектров, но тогда числа нуклонов, доступных для каскада и образования Δ , должны быть одинаковы при AGS- и SPS-энергиях, а абсолютное число избыточных пионов значительно больше для ($y > 1.5$) при более высоких энергиях. Другие модели будут иметь, вероятно, большие трудности, так как этот эффект наблюдается уже и в pA -столкновениях при высоких энергиях.

Несмотря на большие плотности энергии и множественности частиц, достигаемые в ультрарелятивистских реакциях пока не обнаружено новых и сильных эффектов. К настоящему времени накоплено достаточное количество экспериментальных данных, в которых можно подробно изучать эффекты, связанные с изменением массы снаряда и мишени, быстроты и энергии. С другой стороны, имеется много моделей, интерпретирующих $p_{\perp}$ -спектры, многие из которых не противоречат экспериментальным данным. По всей вероятности, ни одна из них не в состоянии объяснить все подробности структур и систематических тенденций и поэтому трудно сделать вывод, есть ли новая физика в данных по поперечным импульсам. В любом случае, довольно большие эффекты, наблюдаемые в AA -столкновениях, указывают на отклонение от простой суперпозиции независимых нуклон-нуклонных столкновений. Их объяснение требует включения перераспределений в начальном и конечном состояниях реакций. Поэтому это означает, что должны образовываться плотные и сильно взаимодействующие системы, т.е. в AA -взаимодействиях осуществляются условия, которые необходимы для достижения теплового равновесия распадающей системы.

2.4.3 Объем и время жизни системы

Пространственно-временные характеристики источников, испускающих частицы, могут быть измерены посредством интерферометрии идентичных частиц. Тожественные частицы подчиняются правилам квантовой статистики; (анти)симметрия их волновых функций приводит к корреляциям в пространстве энергий-импульсов, которые, в свою очередь через Фурье-преобразование, связаны с пространственно-временным размером источника. Этот метод НВТ, введенный [105] для определения радиусов звезд в астрономии, используется сейчас для анализа пространственно-временных размеров источника испускания частиц. Интерпретация результатов усложняется такими эффектами как кулоновское отталкивание, нестатичность характеристик источника и распад резонансов. Возможные фазовые переходы в КГП на ранней стадии расширения могут модифицировать динамику расширения и т.о. корреляции пионов [55]. Однако несмотря на все трудности, полученные результаты кажутся вполне разумными и надежными.

В pp - и e^+e^- -реакциях поперечные радиусы $R_{\perp}$ получены порядка 1 fm , продольные радиусы получаются такими же. В ядерных реакциях при низких энергиях радиусы соответствуют точно предполагаемой области взаимодействия и поэтому связаны с геометрическим размером.

Сотрудничеством NA35 [106] измерены корреляционные функции отрицательных пионов в широком диапазоне быстрот. В $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ соударениях, в усредненном по быстройтам интервале $1 < y < 4$, полученные результаты $R_{\perp} = 4.1 \pm 0.4$, $R_{\parallel} = 3.1 \pm 0.3\text{ fm}$ близки к данным при низких энергиях [$R(^{16}\text{O}) \approx 3\text{ fm}$]. При средней быстройте $2 < y < 3$ они нашли $R_{\perp} = 8.1 \pm 1.6$, $R_{\parallel} = 5.6 \pm 1.0\text{ fm}$, т.е. в 3 раза больше размера снаряда, что указывает на источник очень большого объема $\sim 1000\text{ fm}^3$! Подобные результаты получены для $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$, $^{32}\text{S} + ^{108}\text{Ag}$, тогда как для $^{28}\text{Si} + ^{197}\text{Au}$, $^{28}\text{Si} + ^{27}\text{Al}$ [107] $R_{\perp} \approx R_{\parallel} \approx 3.5\text{ fm}$. Эти результаты можно легко понять [108], если предположить, что "замороженный" объем зависит от плотности частиц, что показано на рис.2.6; $R_{\perp}$ будет пропорционален либо $(dN/dy)^{1/2}$ (сплошная линия соответствует идеальному газу однородной плотности, умень-

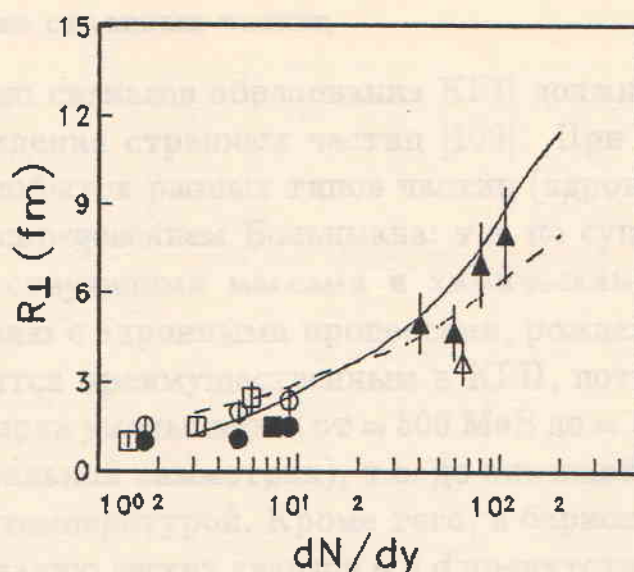


Рис. 2.6: Компиляция данных по поперечным радиусам источника рождения частиц для pp - и AA -взаимодействий. Кривые описаны в тексте.

растущей в процессе расширения), либо $(dN/dy)^{1/3}$ (пунктир соответствует идеальному газу однородной плотности, убывание которой прекращается при достижении критической температуры $T_c \approx 150$ МэВ).

В области представленных энергий данные сопоставимы в обеих формах. Однако, при множественностях достижимых на SPS для $^{207}\text{Pb} + ^{207}\text{Pb}$ можно, по-видимому, будет различить эти два описания. Эти результаты позволяют дать, по крайней мере, качественную картину расширения: пока в объеме формирования, задаваемым радиусом снаряда сохраняется низкая начальная плотность, адроны распространяются без взаимодействий, высокая начальная плотность столкновений тяжелых ионов приводит к вторичным частицам к перераспределению. Объем охлаждения становится независимым от объема формирования и зависит только от корня квадратного (кубического) плотности частиц.

Наблюдаемое сильное расширение области взаимодействия от 3 до 8 fm в области средних быстрот приводит к пределу по времени жизни системы $\tau \geq 5$ fm/c.

2.4.4 Сигналы кварк-глюонной плазмы

Рождение странных частиц

Одним из сигналов образования КГП должно быть большое сечение рождения странных частиц [109]. При "химическом" равновесии, избыток разных типов частиц (адронов/кварков) управляется распределением Больцмана: т.е. по существу температурой, соответствующими массами и химическим потенциалом μ . По сравнению с адронными процессами, рождение странных кварков становится преимущественным в КГП, потому что масса странного кварка уменьшается от ≈ 500 МэВ до ≈ 150 МэВ (восстановление киральной симметрии), т.е. до значений, сравнимых с критической температурой. Кроме того, в барион-избыточной области образованию легких кварков u и d препятствует большое число валентных кварков, уже имеющихся в сталкивающихся ядрах (принцип Паули), приводящих к большому химическому потенциалу в пользу рождения s и $\bar{s}$ кварков. Как следствие этого, может происходить " K^+ -дистилляция", причем благодаря изобилию кварков u по сравнению с $\bar{u}$ -кварками $K^+(u\bar{s})$ будут рождаться чаще, чем $K^-(\bar{u}s)$. Это приводит к обогащению плазмы странностью и к множественному рождению странных частиц [110]. Однако при этом не ясно, какая часть первичного распределения ароматов в плазме перейдет в фазу адронного газа. Кроме того, имеются аргументы [111,112], что равновесный адронный газ может тоже дать избыток странных частиц. Интерпретация рождения странных частиц, поэтому будет зависеть от нашего понимания сценариев адронизации и масштабов времени релаксации, необходимых для наступления равновесия.

Таблица 2.3: K/π отношения из эксперимента E-802

	$p + Be$	$p + Au$	$Si + Au$
K^+/π^+	$7.8 \pm 0.4\%$	$12.5 \pm 0.6\%$	$18.2 \pm 0.9\%$
K^-/π^-	$2.0 \pm 0.2\%$	$2.8 \pm 0.3\%$	$3.2 \pm 0.3\%$

Первые результаты по рождению странных частиц были получены в эксперименте E-802 [113]. В таблице 2.3 представлены

отношения K/π . Анализ данных показал, что эти отношения зависят от быстрот и в $^{28}\text{Si} + ^{197}\text{Au}$, например, $K^+/\pi^+ \approx 16\%$ при $y = 1.7$ и 25% при $y = 0.9$. Различие быстротных распределений K^+ , K^- и π^- мезонов, вероятно означает различие механизмов рождения: K^- рождаются более центрально, тогда как K^+ ведут себя подобно протонам и сдвигаются назад с увеличением массы мишени. Как было предсказано, " K^+ дистилляция" может возникать в очень плотной барионной материи [114] или при образовании КГП [109], однако постепенный рост сечения образования K^+ от pp к pA и AA соударениям, совместно с изменением в наклоне спектров поперечных импульсов, позволяет предположить, что эффекты перераспределения рожденных частиц могут быть ответственны за большие K/π отношения. Микроскопические неравновесные расчеты, включающие перераспределения (например реакции $\Delta\pi \rightarrow YK$, $p\pi \rightarrow YK \dots$) могут количественно воспроизвести наблюдаемые K/π -отношения и $p_\perp$ -спектры [115].

Аналогичные измерения были проведены в эксперименте NA34 [116] для $p + ^{184}\text{W}$ и $^{32}\text{S} + ^{184}\text{W}$ реакций. Результаты подобны данным E-802. В эксперименте NA35 [117] были измерены выходы нейтральных странных частиц ($K_s^0, \Lambda, \bar{\Lambda}$) в $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ и $^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$ реакциях. В $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ нет изменений в выходах K_s^0 и $\bar{\Lambda}$, нормированных к отрицательным частицам по сравнению с $p + ^{197}\text{Au}$, или с моделью FRITIOF, тогда как Λ рождаются в два раза чаще, чем на тяжелых мишенях, чем предсказывает FRITIOF.

Рождение антибарионов должно быть чувствительной пробой для образования странности в КГП, потому что их рождение зависит от плотности странности. В эксперименте WA85 было измерено рождение странных (анти)барионов в $^{32}\text{S} + ^{184}\text{W}$ реакциях [118]. Отношение Ξ^-/Λ сравнимо с результатами e^+e^- и pp взаимодействий, тогда как $\Xi^-/\bar{\Lambda}$ возрастает в 5 раз по сравнению с данными ISR. Этот эффект очень трудно объяснить, не прибегая к моделям образования КГП.

В заключение нужно отметить, что результаты по выходам странных частиц пока не могут дать однозначного подтверждения образованию КГП ¹ и во многих случаях могут быть объяснены перераспределениями рожденных частиц.

¹Как сообщили в частном порядке Дж. Рафелски, из последних расчетов следует, что отношение K/π , по крайней мере, должно составлять $\approx 70\%$

Тепловые фотоны

Изучение реальных или виртуальных фотонов (лептонных пар), вероятно, одна из лучших возможностей изучать тепловые свойства КГП [47]. Малое сечение взаимодействия с окружающей материей позволяет вылетать фотонам без взаимодействия с окружающей материей и делать выводы о температуре источника излучения. Наибольший вклад в образование фотонов в адронных столкновениях дают электромагнитные распады рожденных адронов, таких как $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0\gamma$ и др. Эти источники фотонов, хотя и интересны сами по себе, для исследования КГП являются фоном, который ослабляет сигнал одиночных тепловых фотонов. Обычно одиночные фотоны разделяются на имеющие большие и малые поперечные импульсы.

Фотоны с большими $p_\perp$ образуются от одиночных партон-партонных столкновений. Вклад от таких процессов рассчитывается в КХД [119,120]. Для фотонов с малыми $p_\perp$ пока тепловой режим четко не установлен, хотя они ожидаются как главный сигнал КГП [46,47]. Предсказания отношения сечений выходов прямых фотонов из плазмы к π^0 колеблются от 5% [121] до 40% [122], и в основном, отражают систематические неопределенности теоретических представлений о начальных условиях.

В эксперименте NA34 [98] были измерены инклюзивные $p_\perp$ спектры фотонов из реакций $p+^{184}W$, $^{16}O+^{184}W$, $^{32}S+^{184}W$, $^{32}S+^{207}Pb$ при 200 А ГэВ, а в WA80 [123] для реакций $p+^{12}C$, $p+^{197}Au$, $^{16}O+^{12}C$, $^{16}O+^{197}Au$. Результаты обоих экспериментов подобны: нет разницы в инклюзивных спектрах фотонов из разных реакций; отношение числа γ к π^0 не меняется с энергией; среднее значение $p_\perp$ увеличивается при переходе от периферических к центральным столкновениям. На основе этого можно заключить, что чувствительность проводимых экспериментов пока недостаточна для изучения одиночных тепловых фотонов.

Рождение дилептонов

J/Ψ формируется в жестких рассеяниях посредством слияния $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$, $g\bar{g} \rightarrow c\bar{c}$ или распада χ_c . В работе [49] было сделано предсказание, что рождение J/Ψ будет подавлено при образовании КГП. Авторы считают, что механизм, аналогичный Деба-

евской экранировке эффективен во время моттовского перехода "изолятор-проводник" в КХД. Сильные ядерные взаимодействия, которые обычно связывают вновь образованные чармированные кварки в пределах короткого, но ограниченного времени (времени формирования) в J/Ψ , будут в КГП экранироваться. Если радиус экранировки (Дебаевский радиус), который пропорционален плотности цветового заряда и поэтому плотности энергии, меньше, чем размер J/Ψ ($\approx 0.5 fm$), связанное состояние не сможет сформироваться. Чармированные кварки испаряются и позже появляются как два мезона с открытым чармом. Из-за ограниченного времени формирования, чармированные пары с большими $p_{\perp}$ (т.е. быстрые) покидают КГП не изменяясь, показывая на опыте характерную $p_{\perp}$ -зависимость картины подавления. Этот процесс характерен только для стадии деконфайнмента КГП и может поэтому квалифицироваться как сигнал образования КГП; однако нужно отметить, что J/Ψ не слабо взаимодействующая система и поэтому перерасеяния в конечном состоянии (поглощение) будут усложнять картину.

В реакциях тяжелых ионов впервые J/Ψ подавление наблюдалось в эксперименте NA38 [124] в $^{16}O + ^{238}U$ реакциях; позже этот эффект наблюдался на других пучках и мишенях [125]. На рис.2.7 показана инвариантная масса димюонов в $^{32}S + ^{238}U$ взаимодействиях для области больших и малых $E_{\perp}$. Два набора данных, нормированные на непрерывный Дрелл-Янгский спектр вне области резонансов, четко показывают подавление рождения J/Ψ в два раза для центральных событий по сравнению с периферическими. Число J/Ψ по отношению к непрерывному спектру уменьшается плавно в зависимости от плотности энергии ($E_{\perp}/A_T$). Анализ $p_{\perp}$ -спектров показал, что подавление наиболее эффективно при малых $p_{\perp}$.

Картина подавления J/Ψ и его величина точно предсказана в моделях КГП. С другой стороны, имеется ряд моделей, которые могут описать это эффект поглощением J/Ψ в адронном газе и первоначальными рассеяниями партонов [126,127,128]. В моделях поглощения определяется вероятность выживания J/Ψ $P = \exp(-N)$, где N — число столкновений в конечном состоянии. N зависит от ненаблюдаемых сечений (например $J/\Psi + \pi \rightarrow D\bar{D}X$), начальной плотности адронов, скорости расширения адронного газа

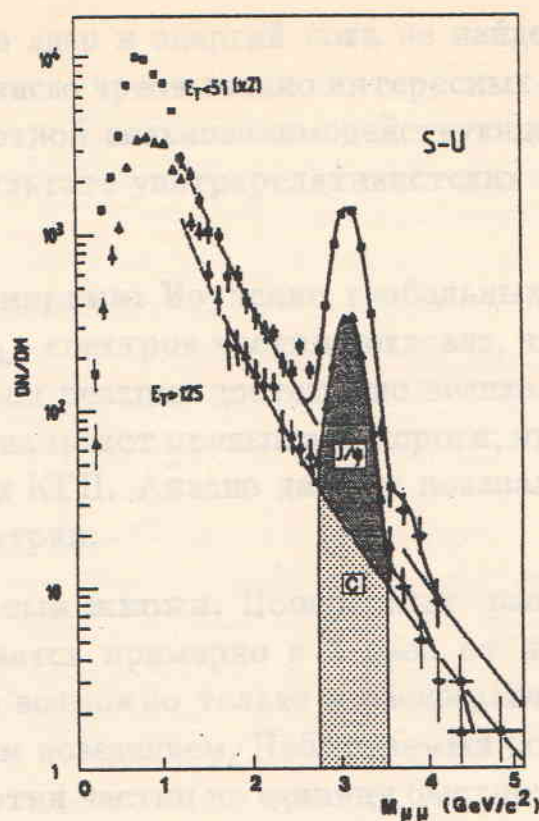


Рис. 2.7: Спектр масс димюонов из $^{32}\text{S} + ^{238}\text{U}$ столкновений для высоких и низких E_T . Кривые - фит экспериментальных данных

и времени, необходимого для образования $c\bar{c}$ связи. Основная проблема всех абсорбционных моделей в том, что они предполагают высокие начальные плотности адронов, для того чтобы существовало эффективное поглощение. Использование плотности $N_0 \approx 4$ адрона/ fm^3 приводит к концептуальным трудностям: поскольку при таких плотностях трудно ожидать, что пионы могут существовать в виде отдельных частиц.

2.4.5 Резюме

Огромное количество данных было получено за первые пять лет исследований ультрарелятивистских ядро-ядерных взаимодействий. На начальной фазе экспериментов, на основе первичных и быстро меняющихся результатов, существовало широкое поле для интерпретации данных, которые колебались от полностью пессимистических (тривиальная суперпозиция нуклон-нуклонных столкновений и геометрия) до предельно оптимистических (четкие сигналы КГП).

Хотя убедительных доказательств образования КГП для име-

ющихся пучков ядер и энергий пока не найдено, но все же получено большое число чрезвычайно интересных результатов при исследовании плотной сильновзаимодействующей материи, образующейся в результате ультрарелятивистских ядро-ядерных соударений:

Плотность энергии: Изучение глобальных характеристик события, $E_{\perp}$ - спектров частиц показало, что энергия, выделяемая в объем реакции достаточно велика (что внушает оптимизм) и она может превышать пороги, предсказанные для образования КГП. Анализ данных показал важную роль ядерной геометрии.

Размер и время жизни: Поперечный размер зоны реакции увеличивается примерно в 2 раза от первоначального размера; это возможно только в расширяющейся системе с коллективным поведением. Наблюдаемый большой объем, содержащий сотни частиц на единицу быстроты, значительно превышает стандартный из физики частиц и КХД, и поэтому для описания столкновений можно использовать макроскопические и статистические концепции.

Равновесие: Проблема равновесия и применимости КХД-термодинамики до сих пор остается неясной. Интерпретация спектров поперечных импульсов частиц, которые являются лучшей мерой температуры в термодинамическом равновесии, усложняется большим числом факторов: жесткими и полужесткими рассеяниями, мягкими перерассеяниями партонов в начальном состоянии, перерассеяниями адронов в конечном состоянии, распадом резонансов и другими факторами. Тем не менее, ядерные эффекты - избыток частиц с большими и малыми $p_{\perp}$ и их поведение в зависимости от быстроты, энергии, масс снаряда и мишени позволяют изучать различные коллективные параметры (температуру, давление и др.). Не менее важна интерпретация отношений выходов различных типов частиц, которые являются индикатором химического равновесия и динамической эволюции КГП. Конечно, количественная интерпретация данных будет зависеть от нашего понимания сценариев адронизации кварков и глюонов.

Сигналы КГП: Из большого числа экспериментальных характеристик, которые могут быть чувствительны к горячей стадии материи, были исследованы только две: рождение прямых фотонов и J/Ψ . Результаты по исследованию прямых фотонов не показывают их чувствительности к тепловому излучению при достигаемой сейчас точности ($> 15\%$). Подавление образования J/Ψ , с другой стороны, совпадает с предсказаниями, выполненными на основе КГП-моделей, хотя этот эффект можно объяснить и перерассеяниями.

Говоря о всех результатах в совокупности, можно заключить, что в ядро-ядерном столкновении формируется расширяющаяся и очень плотная система с коллективными свойствами, которая отличается по многим параметрам от образуемой в элементарных адрон-адронных реакциях.

Глава 3

Эксперименты EMU01 и AGS

Экспериментальный материал, рассматриваемый в данной работе, получен методом ядерных фотоэмульсий. В нашем эксперименте использованы два метода облучения эмульсии: горизонтальное и вертикальное. Облучения были проведены на ускорителях в Дубне [^{16}O ; $E = 3.7 \text{ A ГэВ}$], AGS (Брукхейвен, США) [^{16}O , ^{28}Si ; $E = 14.6 \text{ A ГэВ}$] и SPS (ЦЕРН, Швейцария) [^{16}O , ^{32}S ; $E = 60, 200 \text{ A ГэВ}$]. Использовались пучки с плотностью $\sim 5 \times 10^3$ ядер/см². Примесь посторонних ядер в пучках не превышала 2%.

3.1 Горизонтальное облучение

Во всех сеансах облучения для горизонтальной экспозиции использовались стопки ядерной фотоэмульсии БР-2, размером $20 \times 10 \times 0.06 \text{ см}^3$ (либо $10 \times 10 \times 0.06 \text{ см}^3$), собранные в камеры по 30 пластинок. Чувствительность эмульсии была 32 ± 2 зерна на 100 мк для частиц с минимальной ионизацией.

Все взаимодействия находились быстро-медленным просмотром вдоль трека [129] со скоростью, для быстрого просмотра, исключающей какую-либо дискриминацию в отборе событий. Медленный просмотр проводился для обнаружения событий с почти сохранившимся и не отклонившемся ядром снарядом. Эффективность двойного просмотра оказалась близкой к 1. Каждый трек просматривался от входа в пластину до расстояния $\sim 7 \text{ см}$, или до взаимодействия. Все события, найденные на расстояниях 2 - 5 см, были измерены. Измерения на расстояниях больше 5 см от входа не проводились из-за слишком большого фона.

В каждом событии все частицы разделялись на четыре группы

и определялась их множественность:

- Ливневые (или релятивистские, или s -) частицы - однозарядные вторичные со скоростью $\beta \geq 0.7$; они состоят, в основном, из частиц рожденных во взаимодействии и однозарядных фрагментов снаряда.
- "Серые" (или g -) частицы, соответствующие по ионизации протонам с импульсом $0.2 \leq p \leq 1$ ГэВ/с; они состоят из протонов, выбитых из ядра-мишени в процессе соударения; примесь π -мезонов с импульсом $60 \leq p \leq 170$ МэВ/с не значительна [130].
- "Черные" (или b -) частицы - в большинстве протоны с $p \leq 0.2$ ГэВ/с и более тяжелые фрагменты ядра-мишени; они имеют пробег до остановки в эмульсии меньше 3 мм.
- Фрагменты ядра снаряда - частицы с зарядом $Z \geq 2$. Они не включены в число b - и g -частиц, которым соответствуют по производимой ими ионизации. Фрагменты с $Z = 2$ идентифицируются визуально, их ионизация постоянна на большой длине и равна $g/g_0 \approx 4$. Для определения зарядов фрагментов с $Z \geq 3$ использовались измерения плотности δ -электронов на длине не менее 10 мм; калибровка проводилась на первичных следах.

Как отмечалось выше, среди s -частиц имеются фрагменты снаряда с $Z = 1$, которые невозможно выделить. В нашем эксперименте к этим фрагментам отнесены все s -частицы с углом вылета $\theta \leq \theta_C$, где $\sin(\theta_C) = 0.2/P_0$.

Поиск, отбор и измерения событий при всех энергиях и для всех зер выполнялся единым образом.

Угловые измерения

Для измерения углов вылета событие разбивается на две части и каждая измеряется своим способом.

Частицы широкого конуса: Широким конусом измеряются все b - и g -частицы и s -частицы с углом отклонения в плоскости эмульсии $\geq 5^\circ$. При этом делаются следующие измерения: углы

в плоскости эмульсии - α , длина трека - R , и глубина погружения трека на этой длине $\Delta z = z_R - z_0$, где z_R - абсолютное значение глубины на расстоянии R и z_0 - абсолютное значение глубины центра события. Для учета искажений, вносимых непараллельностью первичного трека относительно стола микроскопа, проводятся измерения первичного трека $\Delta z_1 = z_1 - z_0$, где z_1 - абсолютное значение глубины первичного трека на расстоянии x_0 . Тогда координаты измеряемого трека в системе координат микроскопа:

$$\begin{aligned}x_i &= R_i \cos \alpha_i \\y_i &= R_i \sin \alpha_i \\z_i &= \Delta z_i\end{aligned}\tag{3.1}$$

С поправкой на погружение первичного трека правильные координаты будут:

$$\begin{aligned}X_i &= \frac{x_0 x_i - z_i \Delta z_1}{\sqrt{x_0^2 + (\Delta z_1)^2}} \\Y_i &= y_i \\Z_i &= \frac{x_0 z_i - x_i \Delta z_1}{\sqrt{x_0^2 + (\Delta z_1)^2}}\end{aligned}\tag{3.2}$$

Теперь, зная координаты X_i, Y_i, Z_i , вычисляются пространственный θ , азимутальный φ , плоский β и погружения γ углы:

$$\begin{aligned}\tan \theta_i &= \frac{\sqrt{Y_i^2 + Z_i^2}}{X_i} \\ \tan \varphi_i &= \frac{Z_i}{Y_i} \\ \tan \beta_i &= \frac{Y_i}{X_i} \\ \tan \gamma_i &= \frac{Z_i}{X_i}\end{aligned}\tag{3.3}$$

Частицы узкого конуса: Узким конусом измерялись релятивистские частицы с углом отклонения в плоскости эмульсии $< 5^\circ$ и фрагменты снаряда. Для повышения точности измерения проводились методом базис-репер. В этом методе частицы измеряются относительно репера - трека с минимальным углом отклонения, который в свою очередь измерялся относительно базиса. В качестве базиса выбирался трек первичной частицы, проходящий рядом.

Для репера делаются измерения: первичный трек, $\Delta y_P = y_P - y_B^{(1)}$, $\Delta z_P = z_P - z_B^{(1)}$, где y_P, z_P - координаты первичного трека на расстоянии x_0 от центра события, $y_B^{(1)}, z_B^{(1)}$ - координаты базиса на том же расстоянии от центра; центр события, $\Delta y_C = y_C - y_B^{(2)}$, $\Delta z_C = z_C - z_B^{(2)}$, где y_C, z_C - координаты центра события, $y_B^{(2)}, z_B^{(2)}$ - координаты базиса; репер, $\Delta y_R = y_R - y_B^{(3)}$, $\Delta z_R = z_R - z_B^{(3)}$, где y_R, z_R - координаты репера и $y_B^{(3)}, z_B^{(3)}$ - координаты базиса на том же расстоянии x_0 от центра.

Координаты репера в системе координат базиса тогда:

$$\begin{aligned} y_1 &= \Delta y_C - \Delta y_P; & y_2 &= \Delta y_R - \Delta y_C \\ z_1 &= \Delta z_C - \Delta z_P; & z_2 &= \Delta z_R - \Delta z_C \end{aligned} \quad (3.4)$$

Для остальных треков проводятся измерения относительно репера: $y_i = y_t - y_R$, $z_i = z_t - z_R$, где y_t, z_t - координаты измеряемого трека и y_R, z_R - координаты репера на расстоянии x_i от центра звезды. Тогда после перехода из системы координат базиса в систему координат микроскопа координаты точки на треке будут:

$$\begin{aligned} X_i &= \frac{R_y \lambda x_i - R_{yz} \mu y_i - \lambda \nu z_i}{R_y R_{yz}} \\ Y_i &= \frac{R_y \mu x_i + R_{yz} \lambda y_i - \mu \nu z_i}{R_y R_{yz}} \\ Z_i &= \frac{\nu x_i + R_y z_i}{R_{yz}} \end{aligned} \quad (3.5)$$

где $R_y = \sqrt{\lambda^2 + \mu^2}$, $R_{yz} = \sqrt{\lambda^2 + \mu^2 + \nu^2}$.

Углы поворота системы координат определяются выражениями:

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{x_0^2 + y_1 y_2 + z_1 z_2}{\sqrt{x_0^2 + y_1^2 + z_1^2}} \\ \mu &= \frac{x_0(y_2 - y_1)}{\sqrt{x_0^2 + y_1^2}} \\ \nu &= \frac{x_0^2(z_2 - z_1) + y_1(y_1 z_2 - z_1 y_2)}{\sqrt{x_0^2 + y_1^2 + z_1^2} \sqrt{x_0^2 + y_1^2}} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Зная теперь координаты X_i, Y_i, Z_i , по формулам 3.3 можно вычислить необходимые углы.

Для определения точности и выбора базовой длины x_0 при измерении репера были проведены измерения нулевых углов. Анализ

показал, что оптимальная длина $x_0 = 4000$ мк при достигаемой точности $\Delta\theta \approx 0.1$ мрад для углов $\theta < 1$ мрад.

Измерение очень малых углов: Для проведения исследований по фрагментации снаряда необходима очень высокая точность угловых измерений, особенно при высоких энергиях. Такие частицы измерялись относительно базиса в нескольких точках. В качестве базиса, как и в предыдущем случае, выбирается первичный трек, лежащий в одном поле зрения с измеряемым событием. Этим методом проводятся следующие измерения:

1. Измеряются x_i, y_i, z_i координаты базиса в $2N$ точках с шагом x . Базис аппроксимируется полиномом ¹ независимо по y и z координатам

$$\begin{aligned} y_B &= a_0 + a_1 x_i + a_2 x_i^2 + a_3 x_i^3 \\ z_B &= b_0 + b_1 x_i + b_2 x_i^2 + b_3 x_i^3 \end{aligned} \quad (3.7)$$

2. Измеряются координаты y_i, z_i в N точках первичного и N точках измеряемого треков с шагом x .
3. Вычисляются разности между значениями функций y_B, z_B в точках x_i и координатами первичного и измеряемого треков

$$\begin{aligned} \Delta y_{iP} &= y_{iB} - y_{iP} & \Delta y_{iT} &= y_{iB} - y_{iT} \\ \Delta z_{iP} &= z_{iB} - z_{iP} & \Delta z_{iT} &= z_{iB} - z_{iT} \end{aligned} \quad (3.8)$$

4. Через $\Delta y_{iP}, \Delta z_{iP}, \Delta y_{iT}, \Delta z_{iT}$ методом максимального правдоподобия проводятся прямые, т.е. определяются уравнения прямых в пространстве:

$$\begin{aligned} \Delta y_{iP} &= Y_{0P} + Y_{1P} x_i & \Delta y_{iT} &= Y_{0T} + Y_{1T} x_i \\ \Delta z_{iP} &= Z_{0P} + Z_{1P} x_i & \Delta z_{iT} &= Z_{0T} + Z_{1T} x_i \end{aligned} \quad (3.9)$$

5. Зная параметры прямых можно определить направляющие косинусы первичного трека:

$$\cos \alpha_P = \frac{Y_{1P}}{\sqrt{Y_{1P}^2 + Z_{1P}^2}}$$

¹ Анализ результатов измерения показал наиболее оптимальные варианты: полином степени 3 и $N=10$

$$\cos \beta_P = \frac{Z_{1P}}{\sqrt{Y_{1P}^2 + Z_{1P}^2}} \quad (3.10)$$

$$\cos \gamma_P = \frac{1}{\sqrt{Y_{1P}^2 + Z_{1P}^2}}$$

Аналогично определяются направляющие косинусы измеряемого трека.

Искомый угол между первичным и вторичным треком тогда будет

$$\cos \theta = \cos \alpha_P \cos \alpha_T + \cos \beta_P \cos \beta_T + \cos \gamma_P \cos \gamma_T \quad (3.11)$$

Для контроля точности были измерены независимо дважды углы одной и той же частицы. Распределение по $\Delta\eta = |\eta_1 - \eta_2|$ хорошо аппроксимируется гауссовой функцией с $\sigma = 0.086$, при экспериментальном значении 0.085 ± 0.002 .

3.2 Вертикальное облучение

Для проведения исследований центральных взаимодействий в нашем эксперименте были облучены эмульсионные камеры. Каждая камера состояла из 7 пластин с общей длиной 10 см. С двух сторон полистироловой пластины (толщина 780 мк) была нанесена черная фотоэмульсия FUJI толщиной 250 мк. В эксперименте с пластины перед третьей пластиной была установлена золотая фольга толщиной 250 мк. Измерения событий проводились на специально созданной полуавтоматической измерительной установке [131,132]. Этой методикой была достигнута уникальная точность угловых измерений, $\Delta\eta \approx 0.013$ единиц быстроты для $1 < \eta < 7$. В отличие от горизонтального облучения, данная методика не обладает 4π -геометрией и не позволяет измерять углы вылета всех фрагментов снаряда и мишени. Геометрия наших камер ограничена область измерений углами $\theta < 30^\circ$. В каждой камере было экспонировано по четыре области (пятна), каждая площадью около 4 см^2 и ~ 20400 частиц в пучке.

Для ядро-ядерных - взаимодействий сечение рождения частиц можно определить [133]

$$\sigma_{AA}^{prod} = \pi R_0^2 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - b)^2, \quad (3.12)$$

где A_p, A_t — массовые числа ядер снаряда и мишени. При значениях $R_0 = 1.5 fm$ и $b = 1.3$ получается $\sigma_{Au} = 4.18$ барн. Средний свободный пробег, соответствующий этому сечению равен 4.05 см. Число взаимодействий в каждом пятне тогда будет $20400 \times 0.025 / 4.05 = 126$ событий. Вследствие большой множественности центральные события легко обнаруживаются. Под центральными понимаются события, имеющие во фрагментационном конусе ($\theta_c = 1$ мрад для 200 А ГэВ) не более двух частиц.

3.2.1 Поправки на конверсию пар

Из-за большой плотности мишени, для $^{32}S + ^{197}Au$ реакций необходимо учесть влияние γ -конверсии, дающей вклад в множественность рожденных частиц. Так как рожденный π^0 со скоростью β распадается на $\gamma\gamma$ пару на очень коротком расстоянии от точки рождения, вероятность P превратиться γ в e^+e^- пару будет $P = s/\lambda$, где s — расстояние, проходимое γ от точки рождения в золотой фольге, и λ — длина конверсии фотона. Конверсионная длина связана с радиационной длиной L_{rad} , $\lambda = 9/7 L_{rad}$ [134] и равна для золота 0.44 см ($L_{rad} = 0.34$ см). Тогда в среднем примесь треков от e^+e^- пар будет $2P/(1 + 2P)$. Для половинной толщины мишени $P = 0.029$, что приводит к 5% примеси.

Угол раскрытия e^+e^- пар мал и определяется уравнением Бете

$$\omega = 4\pi m_e c^2 / E_\gamma, \quad (3.13)$$

$m_e c^2$ — масса электрона (позитрона) 0.511 МэВ и E_γ — энергия γ -кванта. В случае $E_\gamma = 1$ ГэВ угол раскрытия около 2 мрад. Эти формулы имеют место, если энергия γ -кванта делится поровну. Корректировка может быть несколько завышена, так как не всегда можно разделить два e^+e^- трека.

Другая возможная поправка связана с рождением Далитц-пар $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$. Вероятность такого процесса $1.15 \pm 0.05\%$ приводит к примеси не более 1% множественности. Вследствие малости, поправки на Далитц-пары не производится.

3.3 Анализируемый материал

3.3.1 Переменные

Для множественности образовавшихся частиц, в соответствии с эмульсионной традицией, используются для обозначения множественности s -частиц n_s , g -частиц n_g , b -частиц n_b . Группу сильноионизирующих частиц будем обозначать как $N_h = n_b + n_g$. Для проведения отборов по степени центральности событий используется суммарный заряд сохранившихся фрагментов снаряда $Q = \sum Z_f$, Z_f — заряд фрагмента, $\langle N_{int} \rangle = A - \frac{A}{2}Q$, A, Z — массовое число и заряд ядра-снаряда. Для определения множественности однозарядных фрагментов снаряда используется угол фрагментационного конуса из табл.3.1.

Для проверки геометрических аспектов столкновения вводится величина Q_{ZD} , которая является мерой потока заряда в переднем направлении, по аналогии с E_{ZD} , которая является мерой энергетического потока в переднем направлении в электронных экспериментах:

$$Q_{ZD} = \sum Z_i + n(\eta \geq \eta_{ZD}). \quad (3.14)$$

Здесь Z_i — заряд i -го наблюдаемого фрагмента ($Z \geq 2$), и $n(\eta \geq \eta_{ZD})$ — число частиц с $\eta \geq \eta_{ZD}$, где $\eta_{ZD} = \eta_p + 0.36$,

$$\eta_p \simeq \ln(\langle p_{\perp}^{\pi} \rangle m_p / 2 \langle m_{\perp}^{\pi} \rangle p_0) \quad (3.15)$$

где $\langle p_{\perp}^{\pi} \rangle \simeq 0.34$ ГэВ/с, $\langle m_{\perp}^{\pi} \rangle \simeq 0.37$ ГэВ/с, $m_p = 0.94$ ГэВ, p_0 — начальный импульс. Значение 0.36 выбрано как компромисс между тем, что в выбранном конусе не слишком много рожденных пионов и не слишком много протонов-спектаторов вне его.

Обычно в эмульсионных экспериментах в качестве величины, характеризующей геометрию столкновения, используют N_h . В нашем эксперименте используется Q_{ZD} , так как при сравнении с моделями N_h использовать невозможно, а Q_{ZD} легко рассчитывается. Например, в модели FRITIOF известно число спектаторных протонов, но не известно, составной частью каких фрагментов они являются. В табл.3.1 представлены значения углов θ_{ZD} , соответствующие выбранным Q_{ZD} и доля центральных взаимодействий: $Q_{ZD} \leq 2$ для ^{16}O , $Q_{ZD} \leq 3$ для ^{28}Si , $Q_{ZD} \leq 4$ для ^{32}S . В модели FRITIOF соответствующие доли центральных событий 5.5% для $^{16}\text{O} + \text{Em}$

при 60 А ГэВ и 7.9% для 200 А ГэВ. Как можно видеть из таблицы, доля центральных событий на эксперименте, по-видимому, в пределах статистических ошибок не зависит от энергии. Кажущееся увеличение с энергией можно интерпретировать как сигнал уменьшения прозрачности с ростом энергии для центральных взаимодействий, но проверка этого эффекта требует большой статистики. В модели, однако, увеличение доли центральных существует (статистические ошибки $\sim 0.2\%$). Для модели это означает, что образовавшиеся струны, перекрывая все большую и большую область фазового пространства с ростом энергии, встречают трудности в натягивании струн в области фрагментации снаряда, образуя частицы слегка сдвинутые к большим углам. Это очень малый эффект и увидеть его практически невозможно. Кроме того, несколько большая доля центральных событий на эксперименте по сравнению с моделью, означает большую тормозную способность ядер, чем предсказывается при независимой фрагментации струн. Необходимо отметить, что тормозная способность определяется как недостаток частиц в переднем конусе и может не иметь такой же зависимости от энергии как другие величины, например, $E_{\perp}$ в центральной области.

На рис.3.1(А) представлено распределение по Q_{ZD} для кислород-мюльсия взаимодействий. Видно, что распределения не зависят от первичной энергии и являются отражением геометрии столкновения. Для проверки чувствительности выбора θ_{ZD} мы определили число протонов-участников снаряда W :

$$W = Z_p - \sum Z_i - n(\theta \leq \theta_C), \quad (3.16)$$

где Z_p - заряд первичного ядра, суммирование проводится по всем идентифицированным фрагментам и $n(\theta \leq \theta_C)$ - число ливневых частиц с углом меньшим чем θ_C . На рис.3.1(Б) показано распределение по W . Как можно видеть, здесь также нет зависимости от энергии и распределение по W отражает распределение по Q_{ZD} . На рис.3.1(В,Г) показано сравнение распределений по Q_{ZD} с моделью FRITIOF при тех же самых обрезаниях по θ_{ZD} . Из рисунков следует, что модель воспроизводит общую форму распределений. Наблюдаемое небольшое несоответствие при малых значениях Q_{ZD} , по-видимому, может быть связано, отчасти, с более сильной тормозной способностью ядер, т.е. частицам сложнее

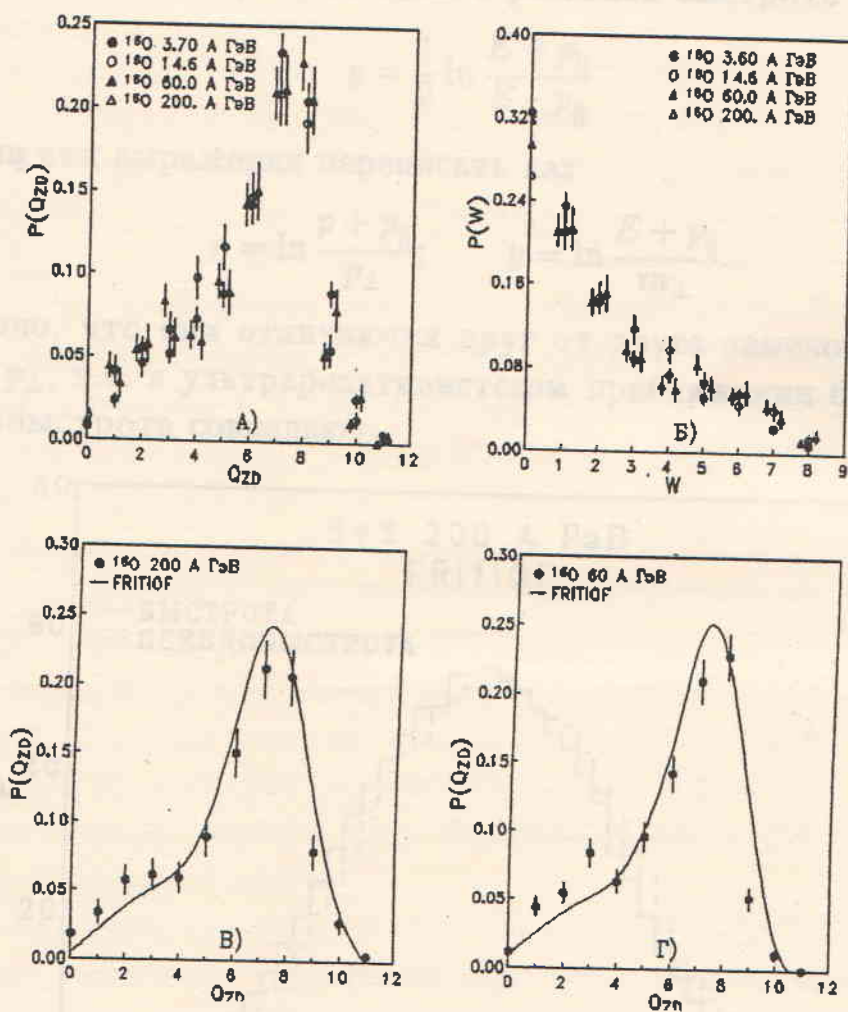


Рис. 3.1: Распределения А) по Q_{ZD} для кислород-эмульсия взаимодействий; Б) по W ; В) и Г) сравнение Q_{ZD} с моделью FRITIOF.

пройти сквозь ядро (например за счет повторных перерассеяний) чем предсказывается моделью.

Для исследования углового распределения рожденных частиц используется псевдобыстрота

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2) \quad (3.17)$$

которая является приближением к реальной быстроте

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} \quad (3.18)$$

Если эти выражения переписать как

$$\eta = \ln \frac{p + p_{\parallel}}{p_{\perp}}; \quad y = \ln \frac{E + p_{\parallel}}{m_{\perp}} \quad (3.19)$$

то видно, что они отличаются друг от друга заменой $E \rightarrow p$ и $m_{\perp} \rightarrow p_{\perp}$, т.е. в ультрарелятивистском приближении быстрота и псевдобыстрота совпадают.

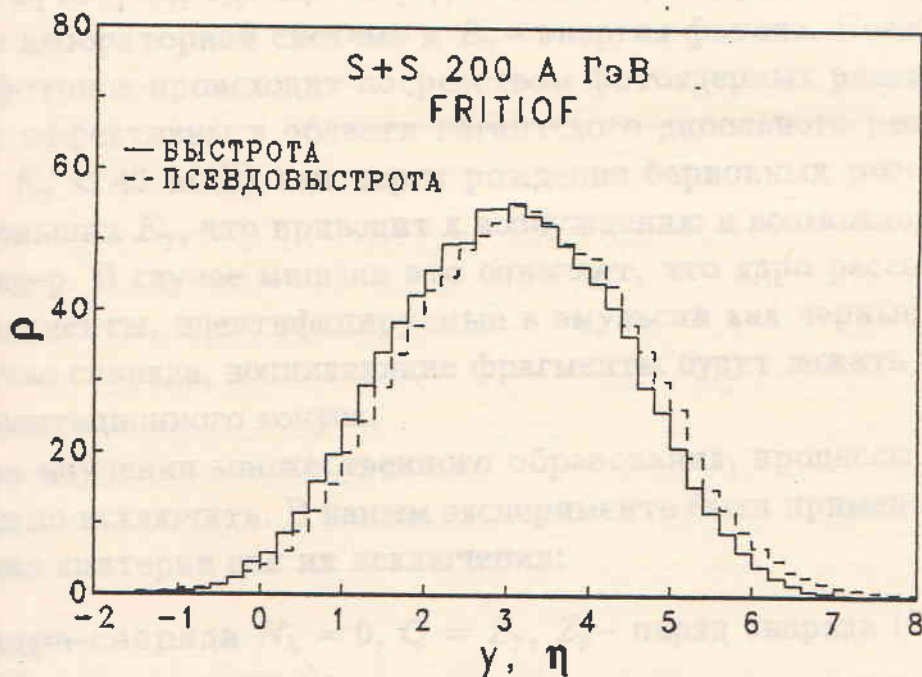


Рис. 3.2: Сравнение быстротных и псевдобыстротных распределений для событий разыгранных по модели FRITIOF

Чтобы проверить с какой точностью псевдобыстрота может служить приближением к реальной быстроте при наших энергиях, то модели FRITIOF были разыграны центральные $^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$ столкновения при 200 ГэВ. На рис.3.2 показаны распределения по y

и η только для π -мезонов в лабораторной системе координат. Из рисунка следует, что в наших экспериментах распределение по псевдобыстроте целиком сдвинуто вправо (к большим η, y) по сравнению с распределением по быстроте. Разность для средних значений составляет 0.24.

3.3.2 Электромагнитная диссоциация

В столкновениях релятивистских ядер в основном происходят электромагнитные процессы, имеющие сечение на порядок большее, чем сильное взаимодействие, например для канала $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{197}\text{Au} + n$ сечение составляет 60 барн $= 10\sigma_{inel}$ при энергии 100 А ГэВ [135]. Процессы электромагнитной диссоциации (ЭД) происходят в основном посредством обмена виртуальным фотоном и при параметрах удара, значительно превышающих область сильных взаимодействий. Согласно классической модели Вайцзекера-Вильямса [136], спектр фотонов dN/dE_γ пропорционален $Z_t^2 \ln \gamma / E_\gamma$, где Z_t — заряд мишени, γ — лоренц-фактор снаряда в лабораторной системе и E_γ — энергия фотона. Поглощение этих фотонов происходит посредством фотоядерных реакций, которые эффективны в области гигантского дипольного резонанса ($10 < E_\gamma < 40$ МэВ) или через рождение барионных резонансов при больших E_γ , что приводит к возбуждению и возможному развалу ядер. В случае мишени это означает, что ядро рассыпается на фрагменты, идентифицируемые в эмульсии как черные треки. В случае снаряда, возникающие фрагменты будут лежать внутри фрагментационного конуса.

При изучении множественного образования, процессы ЭД необходимо исключить. В нашем эксперименте были применены следующие критерии для их исключения:

ЭД ядра-снаряда $N_h = 0$, $Q = Z_p$, Z_p — заряд снаряда (8, 14 или 16 в нашем случае);

ЭД ядра-мишени $N_h \leq 8$, $n_g \leq 2$, $n_s = 0$, $n_f = 1$ (один фрагмент с зарядом первичного ядра);

Двойная ЭД ядер снаряда и мишени $N_h \leq 8$, $n_g \leq 2$, $Q = Z_p$.

3.3.3 Статистика эксперимента

В таблице 3.1 представлены общие сведения об используемом экспериментальном материале после удаления из ансамблей событий случаев электромагнитной диссоциации и упругих; углы, соответствующие дифракционному конусу η_{ZD} :

Таблица 3.1: Используемый экспериментальный материал

Ансамбль	E, A ГэВ	N всего	% централ.	θ_C , мрад	θ_{ZD} , мрад	Метод
$^{16}O + Em$	3.7	1743	8.6 ± 1.0	44.0	132.0	Горизон.
$^{16}O + Em$	14.6	631	9.8 ± 1.3	13.0	39.0	Горизон.
$^{16}O + Em$	60.0	534	10.2 ± 1.2	3.3	10.0	Горизон.
$^{16}O + Em$	200.0	503	11.1 ± 1.4	1.0	3.0	Горизон.
$^{28}Si + Em$	14.6	875	7.3 ± 1.2	13.0	39.0	Горизон.
$^{32}S + Em$	200.0	917	5.2 ± 1.2	1.0	3.0	Горизон.
$^{32}S + Au$	200.0	360	100	1.0	3.0	Вертик.

3.3.4 Разделение взаимодействий на различных компонентах эмульсии

Ядерная фотоэмульсия, обладая рядом несомненных достоинств, обладает одним существенным недостатком - сложным ядерным составом. Она состоит из ядер водорода, группы легких (^{12}C , ^{14}N , ^{16}O) и тяжелых (^{80}Br , ^{108}Ag) ядер. При анализе экспериментальных данных часто возникают задачи, связанные с изучением зависимостей различных характеристик взаимодействий от массового числа ядра-мишени. Для решения этой проблемы в hA -столкновениях была разработана статистическая процедура разделения взаимодействий на различных ядрах эмульсии [137]. Для AA -взаимодействий она не пригодна и нами была разработана другая методика, основанная на анализе N_h - и Q -распределений и расчете вероятностей разного числа внутри-ядерных столкновений нуклонов по модели Глаубера.

Полное сечение рождения частиц в ядро-ядерном соударении можно записать как

$$\sigma_{AB}^{prod} = \sum \sigma_{\nu}, \quad (3.20)$$

где σ_ν - сечение процесса с ν неупругими нуклон-нуклонными взаимодействиями, которое определяется из модели Глаубера [138,139] и равно

$$\sigma_\nu = \frac{(-\sigma)^\nu}{\nu!} \frac{d^\nu}{d\sigma^\nu} \int_{-\infty}^{\infty} d^2b \left[\prod_{i=1}^A \prod_{j=1}^B (1 - \sigma P_{ij}) \right] \left[\prod_{i=1}^A \frac{T_A(v_i)}{A} d^2v_i \right] \left[\prod_{j=1}^B \frac{T_B(\tau_j)}{B} d^2\tau_j \right], \quad (3.21)$$

здесь σP_{ij} - функция амплитуды упругого рассеяния, b - параметр удара, v, τ - координаты нуклонов в снаряде и мишени, T - функция толщины:

$$T_A(v_i) = \int_0^\infty A \rho_A(v_i, x) dx \quad (3.22)$$

При расчете для плотности ядерной материи использовалось распределение Саксона-Вудса

$$\rho(b, z) = \rho_0 \left\{ 1 + \exp \left[\left(\sqrt{b^2 + z^2} - c \right) / a \right] \right\}^{-1}, \quad c = 1.07 A^{1/3} fm, \quad a = 0.55 fm \quad (3.23)$$

В таблице 3.2 представлены расчеты σ^{prod} совместно с вероятностями взаимодействий с различными ядрами эмульсии для наших первичных ядер.

Таблица 3.2: Сечение рождения (σ , мбарн) и вероятности взаимодействия (P) разных снарядов с ядрами эмульсии БР-2

Снаряд		1H_1	$^{12}C_6$	$^{14}N_7$	$^{16}O_8$	$^{80}Br_{35}$	$^{108}Ag_{47}$
p	σ	32	230	256	282	897	1113
	P	0.03	0.11	0.03	0.10	0.33	0.40
^{16}O	σ	282	923	982	1037	2088	2404
	P	0.10	0.16	0.04	0.14	0.26	0.30
^{28}Si	σ	422	1181	1248	1310	2469	2811
	P	0.12	0.16	0.05	0.14	0.25	0.28
^{32}S	σ	464	1254	1323	1387	2575	2923
	P	0.13	0.17	0.05	0.14	0.24	0.27

Теперь, зная сечение ν столкновений или распределение по ν , можно установить связь с экспериментально измеряемой величиной Q . Ядро-снаряд состоит из A нуклонов, из которых Z протоны. Пусть с мишенью провзаимодействовало ν нуклонов ядра-

снаряда. Тогда вероятность, что из ν нуклонов во взаимодействии участвовало M протонов будет

$$P(A, Z, \nu, M) = \frac{C_Z^M C_{A-Z}^{\nu-M}}{C_A^\nu} \quad (3.24)$$

Используя это распределение, теперь легко рассчитать распределение по числу провзаимодействовавших протонов M , усреднить его и определить значение $\langle Q \rangle = Z - \langle M \rangle$, т.е. определить какому значению $\langle Q \rangle$ соответствует заданное ν .

К взаимодействиям на тяжелой компоненте эмульсии относятся все события с $N_h > 8$. В области $N_h \leq 8$ находятся взаимодействия на водороде, ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O и ^{80}Br , ^{108}Ag , и поэтому наша задача сводится к разделению событий только в этой области. К событиям на свободном водороде эмульсии относятся только события с $N_h \leq 1$ и полярным углом вылета h -частицы $\theta < \pi/2$. Для исследуемых в данной работе ядер-снарядов, их сечение взаимодействия с водородом эмульсии порядка 10%. Зная вклад в сечение Ar -взаимодействий и используя экспериментальные данные по распределениям фрагментов из экспериментов на пузырьковых камерах [140] можно определить их вклад во взаимодействиях в эмульсии в зависимости от Q .

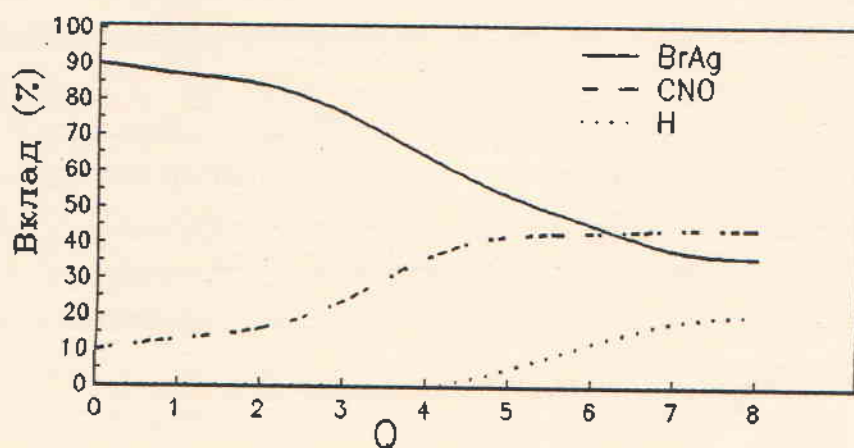


Рис. 3.3: Вклады разных компонент для $N_h \leq 8$. Кислород

Теперь используя расчетные значения ν или что эквивалентно Q , на каждом ядре мишени можно определить их процентный вклад в зависимости от Q . На рис.3.3 представлены вклады в сечение взаимодействия на различных компонентах эмульсии в об-

ласти $N_h \leq 8$ в зависимости от Q для $^{16}\text{O} + \text{Em}$ - взаимодействий. Исходя из этих вкладов теперь можно статистически разделить ансамбль на соответствующие подансамбли. Из этих данных следует, что практически все взаимодействия при $Q \leq 2$ происходят на тяжелых ядрах, что позволит нам в дальнейшем использовать границу $Q = 2$ для выделения взаимодействий только на тяжелых ядрах.

Процессы фрагментации

Для понимания явлений, происходящих при взаимодействии реактивных ядер, важно исследовать, что происходит с нуклонными конденсатами, которые в конечном состоянии реакции наблюдаются в виде фрагментов снаряда и мишени. Большие количества фрагментов, созданных в последние годы, могут служить лишь отрывочными характеристиками группы медленных частей с фрагментами снаряда. Трудности теоретического описания процессов фрагментации ядер, особенно тонких корреляционных данных между фрагментами, хорошо известны и обусловлены тем, что на процессы фрагментации ядер относятся многие механизмы, среди которых важную роль играют возбуждения остальных ядер в результате разрывов связей и их распада [14]. Большинство существующих феноменологических моделей требуют введения различных свободных параметров, значения которых фиксируются путем сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными.

Следует также отметить, что в дальнейшем обсуждении мы будем использовать различные критерии нейтральности ядерных видов и зарядов. Очевидно, что с физической точки зрения различия меры нейтральности таких соединений можно использовать активно, связанные с характеристиками тех продуктов фрагментации снаряда, так и продуктов фрагментации мишени. Если физическая симметрия картты и нейтральности этих мер должны быть равны, ценными; более того, они обычно связаны друг с другом. Тем не менее при анализе конкретных измерений на основе характеристик этих мер могут быть более или менее приемлемыми, чем другие, из-за своей наглядности и или более удобными для использования.

Глава 4

Процессы фрагментации

Для понимания явлений, происходящих при взаимодействиях релятивистских ядер, важно исследовать, что происходит с нуклонами-спектаторами, которые в конечном состоянии реакции наблюдаются в виде фрагментов снаряда и мишени. Большое количество моделей, созданных в последние годы, могут описать лишь отдельные характеристики групп медленных частиц и фрагментов снаряда. Трудности теоретического описания процессов фрагментации ядер, особенно тонких корреляционных данных между фрагментами, хорошо известны и обусловлены тем, что за процессы фрагментации ядер ответственны многие механизмы, среди которых важную роль играет и возбуждение остаточных ядер в результате развивающихся в них каскадов [141]. Большинство существующих феноменологических моделей требуют введения различных свободных параметров, значения которых фиксируются путем сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными.

Следует также отметить, что в дальнейшем обсуждении мы будем использовать различные критерии центральности ядроядерных соударений. Очевидно, что с физической точки зрения в качестве меры центральности таких соударений можно использовать величины, связанные с характеристиками как продуктов фрагментации снаряда, так и продуктов фрагментации мишени. Из-за физической симметрии картины взаимодействия эти меры должны быть равноценными; более того, они обычно связаны друг с другом. Тем не менее при анализе конкретных измеряемых на опыте характеристик одни из этих мер могут быть более предпочтительными, чем другие, из-за своей наглядности и мы будем их использовать.

4.1 Фрагментация мишени

Как отмечалось ранее, с процессами фрагментации мишени, в основном, связаны сильноионизирующие частицы n_g, n_b , свойства которых будут рассмотрены в этом разделе. Хотя за образование этих частиц ответственны многие процессы, мы будем иметь в виду, что основной вклад в образование g -частиц дают процессы прямого выбивания, в то время как рождение b -частиц в значительной мере определяется процессами испарения возбужденных остаточных ядер.

4.1.1 Множественности H -частиц

В таблице 4.1 представлены данные о множественностях сильноионизирующих частиц, полученные в наших экспериментах. Как видно из таблицы, средние множественности этих частиц очень слабо зависят от энергии и вида снаряда, изменяясь чуть больше, чем статистическая ошибка. В этой же таблице представлены данные по hA -взаимодействиям в эмульсии, полученные по такой же методике. Из этих данных можно заключить, что множественность b -частиц очень слабо уменьшается при переходе от pA - к AA -столкновениям, что может быть связано с изменением относительных вероятностей взаимодействий различных снарядов с различными компонентами эмульсии (см. таблицу 3.2).

Множественности g -частиц в AA -столкновениях примерно в 2 раза больше по сравнению с pA , так как число выбитых нуклонов (g -частиц) связано с числом внутриядерных столкновений.

На рис.4.1 показаны средние множественности сильноионизирующих частиц для кислород-эмульсия соударений в зависимости от меры центральности столкновения Q_{ZD} (см. определение в 3.3.1). Практически не наблюдается энергетической зависимости для этих типов частиц при очень сильной зависимости от Q_{ZD} . Изменение $\langle n_b \rangle$ с Q_{ZD} несколько меньше чем $\langle n_g \rangle$, показывая что черные частицы (возбуждение ядерной материи) слабее зависят от параметра удара. Кроме того, для b -частиц наблюдается режим насыщения при значениях Q_{ZD} соответствующих полному перекрытию двух ядер. Такой же эффект был ранее наблюден и в адрон-ядерных реакциях [144]. Уже при больших параметрах

Таблица 4.1: Данные по множественностям сильноионизирующих частиц

Снаряд	E, A ГэВ	Мишень	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_b \rangle$	$\langle N_h \rangle$	$\langle n_b \rangle / \langle n_g \rangle$
^{16}O	3.7	<i>Em</i>	6.5 ± 0.2	4.7 ± 0.1	11.2 ± 0.4	0.72 ± 0.03
		<i>CNO</i>	2.0 ± 0.1	2.0 ± 0.1	4.0 ± 0.3	1.00 ± 0.07
		<i>AgBr</i>	10.2 ± 0.3	7.2 ± 0.2	17.4 ± 0.7	0.71 ± 0.03
^{16}O	14.6	<i>Em</i>	5.2 ± 0.2	4.8 ± 0.2	10.0 ± 0.6	0.92 ± 0.05
		<i>CNO</i>	1.6 ± 0.1	2.0 ± 0.1	3.6 ± 0.3	1.25 ± 0.10
		<i>AgBr</i>	7.9 ± 0.3	7.0 ± 0.2	14.9 ± 0.7	0.89 ± 0.04
^{16}O	60.0	<i>Em</i>	5.7 ± 0.4	4.5 ± 0.2	10.2 ± 0.9	0.79 ± 0.07
		<i>CNO</i>	1.7 ± 0.1	1.8 ± 0.1	3.5 ± 0.3	1.06 ± 0.09
		<i>AgBr</i>	8.8 ± 0.3	6.6 ± 0.2	15.4 ± 0.7	0.75 ± 0.03
^{16}O	200.0	<i>Em</i>	4.3 ± 0.2	4.1 ± 0.1	8.4 ± 0.4	0.95 ± 0.05
		<i>CNO</i>	1.3 ± 0.1	1.6 ± 0.1	2.9 ± 0.3	1.23 ± 0.12
		<i>AgBr</i>	6.7 ± 0.4	6.1 ± 0.3	12.8 ± 1.0	0.91 ± 0.07
^{28}Si	14.6	<i>Em</i>	5.4 ± 0.3	4.6 ± 0.2	10.0 ± 0.7	0.85 ± 0.06
		<i>CNO</i>	1.5 ± 0.2	1.9 ± 0.2	3.4 ± 0.6	1.27 ± 0.22
		<i>AgBr</i>	8.0 ± 0.3	7.2 ± 0.3	15.2 ± 0.9	0.90 ± 0.05
^{32}S	200.0	<i>Em</i>	4.7 ± 0.3	3.9 ± 0.2	8.6 ± 0.7	0.83 ± 0.07
		<i>CNO</i>	1.3 ± 0.1	1.7 ± 0.1	3.0 ± 0.3	1.31 ± 0.13
		<i>AgBr</i>	8.2 ± 0.3	5.7 ± 0.2	13.9 ± 0.7	0.70 ± 0.04
p [142]	6.2	<i>Em</i>	3.1 ± 0.1	5.6 ± 0.1	8.7 ± 0.3	1.81 ± 0.07
p [142]	22.5	<i>Em</i>	2.9 ± 0.1	5.0 ± 0.2	7.9 ± 0.4	1.72 ± 0.09
p [143]	67.0	<i>Em</i>	2.7 ± 0.1	4.8 ± 0.1	7.5 ± 0.3	1.78 ± 0.08
p [143]	200.0	<i>Em</i>	2.6 ± 0.1	5.0 ± 0.1	7.6 ± 0.3	1.92 ± 0.08
p [144]	400.0	<i>Em</i>	2.8 ± 0.1	4.6 ± 0.1	7.4 ± 0.3	1.64 ± 0.07
p [144]	800.0	<i>Em</i>	2.9 ± 0.1	4.6 ± 0.1	7.5 ± 0.3	1.59 ± 0.06
π [145]	50.0	<i>Em</i>	2.4 ± 0.1	4.2 ± 0.1	6.6 ± 0.3	1.75 ± 0.06
π [145]	200.0	<i>Em</i>	2.4 ± 0.1	4.5 ± 0.1	6.9 ± 0.3	1.87 ± 0.09

пара ядро достаточно возбуждается и дальнейшее возбуждение будет оказывать ограниченное влияние на число испаряющихся частиц. Это также следует из анализа отношения $\langle n_b \rangle / \langle n_g \rangle$.

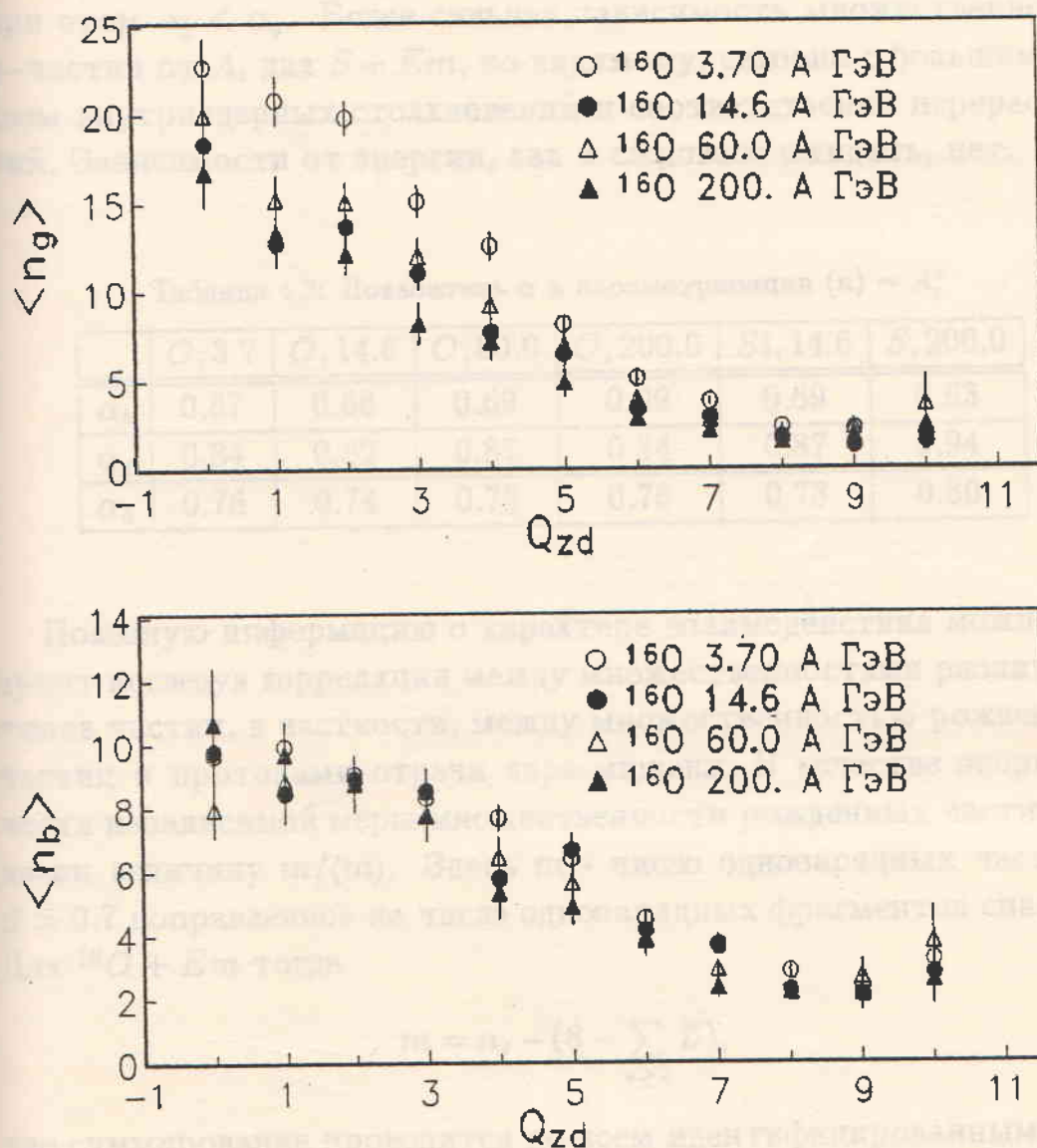


Рис. 4.1: Зависимость $\langle n_g \rangle$ и $\langle n_b \rangle$ от Q_{zd} для кислород-эмульсия взаимодействий.

Для исследования зависимостей средних множественностей от массового числа мишени использовалась параметризация $\langle n \rangle \sim A_i^\alpha$ и α вычислялось из выражения:

$$\frac{\langle n_i^{CNO} \rangle}{\langle n_i^{AgBr} \rangle} = \frac{\sum^{CNO} N_i \sigma_i A_i^\alpha / \sum^{CNO} N_i \sigma_i}{\sum^{AgBr} N_i \sigma_i A_i^\alpha / \sum^{AgBr} N_i \sigma_i}, \quad (4.1)$$

где N_i — числа ядер с массовым числом A_i и σ_i — сечение взаимодействия снаряда с данным ядром. В таблице 4.2 суммированы данные по всем исследуемым энергиям и снарядам. Эта зависимость оказывается близкой к полученной в hA -столкновениях $\alpha \sim 0.7$ [146], при этом $\alpha_b < \alpha_g$. Более сильная зависимость множественности g -частиц от A_i для $S + Em$, по-видимому, связана с большим числом внутриядерных столкновений и соответственно перерассеяний. Зависимости от энергии, как и следовало ожидать, нет.

Таблица 4.2: Показатель α в параметризации $\langle n \rangle \sim A_i^\alpha$

	$O, 3.7$	$O, 14.6$	$O, 60.0$	$O, 200.0$	$Si, 14.6$	$S, 200.0$
α_b	0.67	0.66	0.69	0.69	0.69	0.63
α_g	0.84	0.82	0.87	0.84	0.87	0.94
α_h	0.76	0.74	0.78	0.76	0.78	0.80

Полезную информацию о характере взаимодействия можно получить исследуя корреляции между множественностями различных типов частиц, в частности, между множественностью рожденных частиц и протонами отдачи ядра-мишени. В качестве энергетически независимой меры множественности рожденных частиц мы ввели величину $m/\langle m \rangle$. Здесь m — число однозарядных частиц с $\beta > 0.7$ поправленное на число однозарядных фрагментов снаряда. Для $^{16}O + Em$ тогда

$$m = n_s - (8 - \sum_{z \geq 2} Z), \quad (4.2)$$

где суммирование проводится по всем идентифицированным многозарядным фрагментам. На рис.4.2(А) показана величина $\langle n_g \rangle$ в зависимости от $m/\langle m \rangle$ для взаимодействий ядер кислорода при 200 А ГэВ. Данные при $m < 2\langle m \rangle$ следуют линейной зависимости. На рис.4.2(Б,В) показаны экспериментальные данные для 14.6 и 60 А ГэВ, а также для первичных ядер кремния и серы совместно с прямой, полученной фитирования данных при 200 А ГэВ. Для всех энергий наблюдается согласие данных с прямой при $m < 2\langle m \rangle$. Для больших значений $m/\langle m \rangle$ экспериментальные данные становятся нерегулярными, хотя в среднем все точки лежат выше прямой.

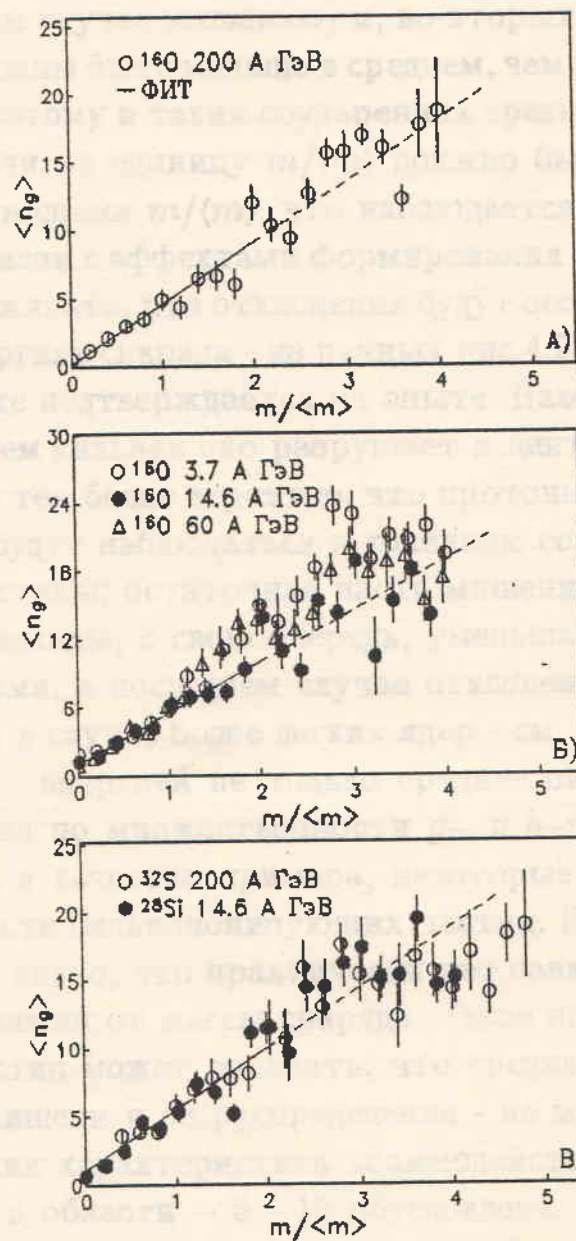


Рис. 4.2: Средняя множественность g -частиц в зависимости от $m/\langle m \rangle$. На всех рисунках прямая линия - фит в интервале $0 \leq m/\langle m \rangle \leq 2$.

Эти данные легко понять в простой геометрической картине ядро-ядерного соударения. Действительно, очевидно, что большие значения величины $m/\langle m \rangle$ соответствуют центральным ядро-ядерным соударениям; поэтому, во-первых, область рождения новых частиц должна быть геометрически определена большим ядром (в нашем случае мишенью) и, во-вторых, энергии рожденных частиц должны быть меньше в среднем, чем в периферическом соударении. Поэтому в таких соударениях среднее число выбитых протонов отдачи на единицу $m/\langle m \rangle$ должно быть больше, чем в соударениях с малыми $m/\langle m \rangle$, что наблюдается на эксперименте. Более того, в связи с эффектами формирования новых частиц (см. ниже) можно ожидать, что отклонения будут особенно значимыми при малых энергиях снаряда - из данных рис.4.2(Б) видно, что это ожидание также подтверждается на опыте. Наконец, чем тяжелее ядро-снаряд, тем сильнее оно разрушает в центральных соударениях мишень и тем более вероятно, что протоны-отдачи из "горячей" области будут наблюдаться в конечном состоянии как релятивистские частицы; остаточная часть мишени, в которой могут развиваться каскады, с свою очередь, уменьшается с ростом A_p . Другими словами, в последнем случае отклонения будут не столь большими, как в случае более легких ядер - см. Рис.4.2(В).

Устойчивы с энергией не только средние значения, но также и распределения по множественности g - и b -частиц. На рис.4.3 представлены, в качестве примера, некоторые распределения по множественности сильноионизирующих частиц. Из представленных данных также видно, что практически нет зависимости и формы этих распределений от массы снаряда. Такое поведение сильноионизирующих частиц может означать, что средняя энергия, передаваемая ядру-мишени и ее распределение - не меняющаяся с энергией соударения характеристика взаимодействия. Некоторая нерегулярность в области $\sim 5 - 10$ обусловлена, по-видимому, различным вкладом в сечение легкой и тяжелой компонент эмульсии.

Как было отмечено выше, модели, применяемые для описания ядро-ядерных взаимодействий и воспроизводящие многие характеристики рожденных частиц, практически исключают из рассмотрения области фрагментации. Во многих из них считается, что время формирования достаточно велико и эффектами перераспределения можно пренебречь. В модели MCSFM [69], основанной на

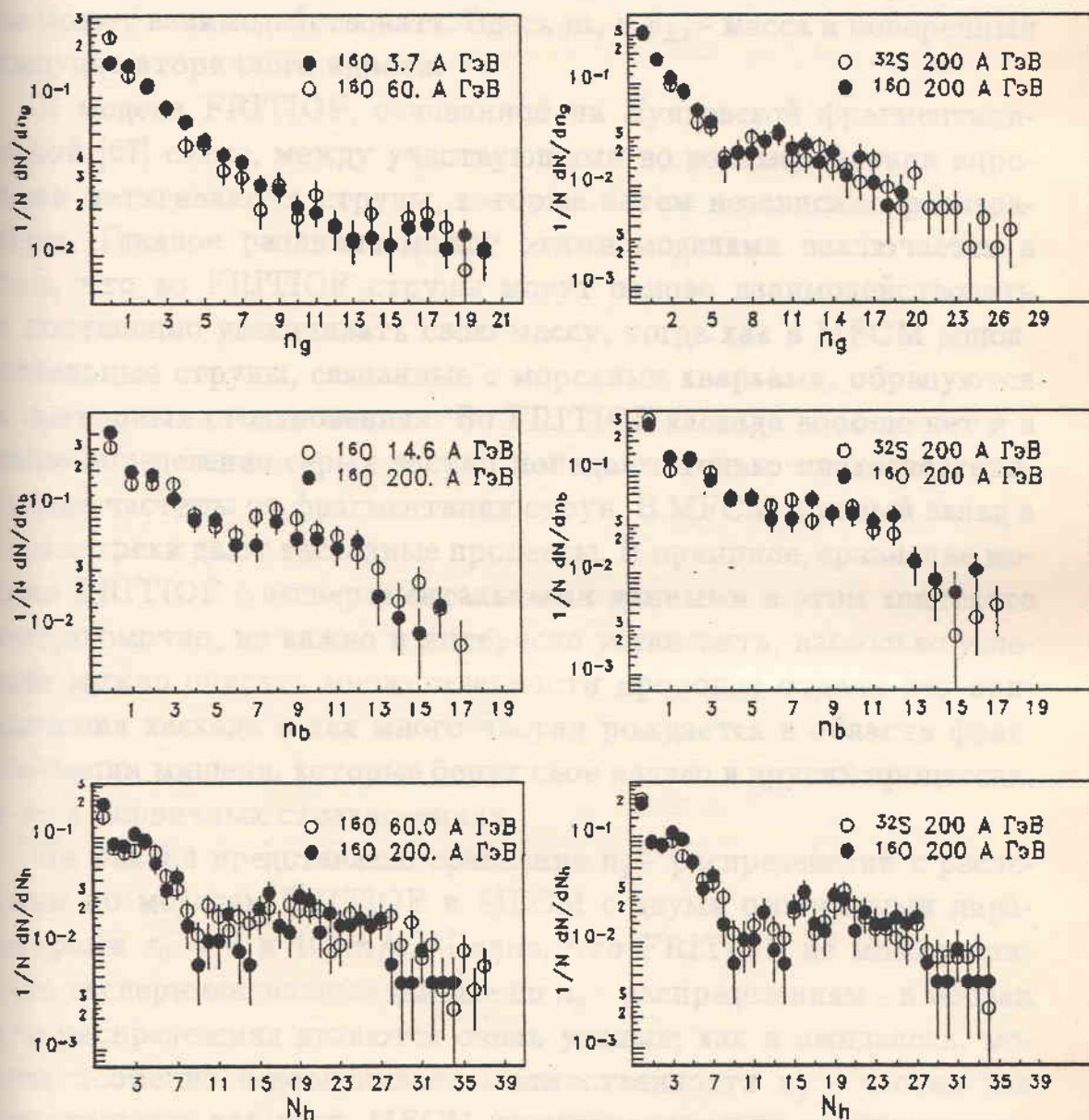


Рис. 4.3: Распределения по множественности сильноионизирующих частиц

идеях дуальной топологической унитаризации (см. разд.2.2) вводится феноменологический параметр τ_0 , который связан с временем формирования τ_s в системе покоя вторичных частиц

$$\tau_s = \tau_0 m_s^2 / (m_s^2 + p_{\perp s}^2), \quad (4.3)$$

для описания времени, за которое адрон еще не сформировался и не может взаимодействовать. Здесь m_s и $p_{\perp s}$ - масса и поперечный импульс вторичного адрона.

В модели FRITIOF, основанной на Лундовской фрагментационной [67] схеме, между участвующими во взаимодействии адронами натягиваются струны, которые затем независимо распадаются. Главное различие между этими моделями заключается в том, что во FRITIOF струны могут заново взаимодействовать и постепенно увеличивать свою массу, тогда как в MFCM дополнительные струны, связанные с морскими кварками, образуются в повторных столкновениях. Во FRITIOF каскада вообще нет и в наше определение серых частиц попадают только низкоэнергетические частицы от фрагментации струн. В MFCM главный вклад в серые треки дают каскадные процессы. В принципе, сравнение модели FRITIOF с экспериментальными данными в этом контексте неправомерно, но важно и интересно установить, насколько успешно можно описать множественности протонов отдачи без привлечения каскада и как много частиц рождается в области фрагментации мишени, которые берут свое начало в других процессах, а не в первичных столкновениях.

На рис.4.4 представлено сравнение n_g -распределений с расчетами по моделям FRITIOF и MFCM с двумя различными параметрами $\tau_0 = 5$ и $10 fm/c$. Видно, что FRITIOF не может описать экспериментальные данные по n_g -распределениям - в модели эти распределения являются очень узкими; как и ожидалось, модель особенно недооценивает множественности n_g -частиц для центральных событий. MFCM удовлетворительно воспроизводит данные при $\tau_0 = 5 fm/c$, тогда как при $\tau_0 = 10 fm/c$ данные она не воспроизводит и практически совпадает с FRITIOF. Если τ_0 увеличивается, рождение g -частиц уменьшается и число серых частиц становится даже меньше, чем в FRITIOF.

Состав g -частиц во FRITIOF и MFCM не одинаков; число барионов на одну серую частицу равно соответственно 0.69

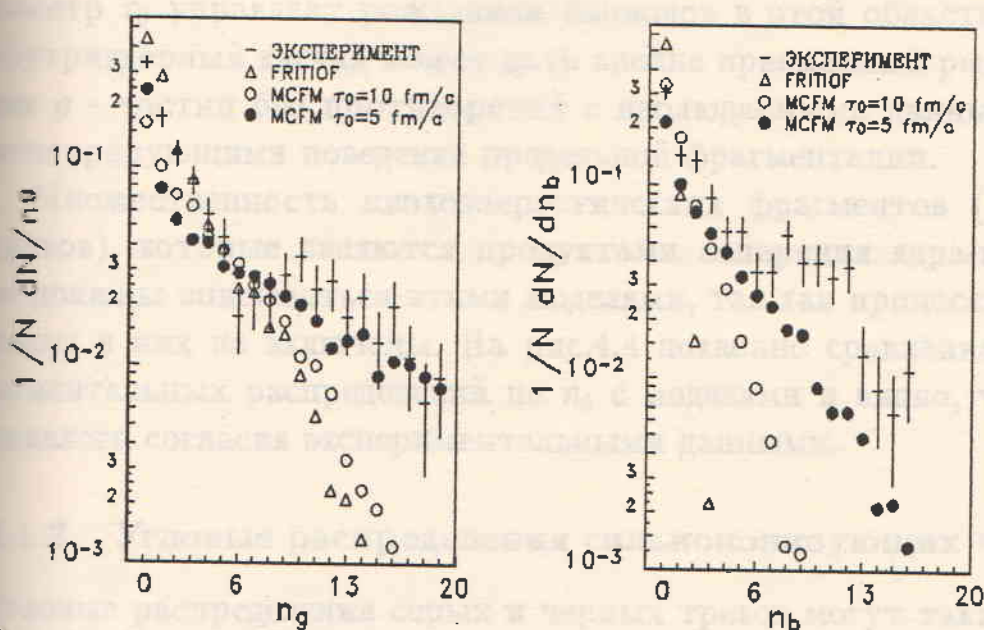


Рис. 4.4: Сравнение с моделями распределений по множественности сильно-взаимодействующих частиц для кислород-эмульсия взаимодействий при 200 А ГэВ

(FRITIOF), 0.71 (MFCM, $\tau_0 = 5 \text{ fm/c}$) и 0.52 (MCFM, $\tau_0 = 10 \text{ fm/c}$). Эти данные, вообще говоря, не очевидны. Из общих соображений скорее следовало бы ожидать, что FRITIOF и MCFM (при $\tau_0 = 10 \text{ fm/c}$) должны давать одинаковые результаты для области фрагментации мишени. Поскольку это не так для барионов, эти модели должны давать весьма различающиеся предсказания и для спектров мезонов в области фрагментации мишени и (из-за физической симметрии ядерного соударения) снаряда.

В любом случае видно, что в рамках MCFM введение каскадов, т.е. уменьшение параметра τ_0 , является важным для получения сколько-нибудь разумных значений множественности серых частиц. При этом важно отметить, что, как указана в нашей работе [210], эти внутриядерные каскады могут осуществляться только для рожденных частиц из области фрагментации мишени - в противном случае должен был бы наблюдаться рост $\langle n_g \rangle$ с энергией снаряда; этот вывод, полученный нами первоначально для адрон-ядерных соударений, остается справедливым и для соударений ядро-ядро.

В дальнейшем будет показано, что одночастичные плотности n -частиц в модели FRITIOF хорошо воспроизводят область фрагментации мишени. Это означает, что рождение мезонов во фраг-

ментационной области жестко влияет на весь каскад. Из анализа результатов расчетов по MCSM ясно, что в модели только параметр τ_0 управляет рождением барионов в этой области и что внутриядерный каскад может дать вполне приемлемый результат для g -частиц без противоречий с наблюдаемыми данными, демонстрирующими поведение предельной фрагментации.

Множественность низкоэнергетических фрагментов (черных треков), которые являются продуктами испарения ядра-мишени не должны описываться этими моделями, так как процессы испарения в них не включены. На рис.4.4 показано сравнение экспериментальных распределений по n_b с моделями и видно, что нет никакого согласия экспериментальными данными.

4.1.2 Угловые распределения сильноионизирующих частиц

Угловые распределения серых и черных треков могут также дать информацию о механизмах образования частиц в ядро-ядерных соударениях и осуществить проверку моделей. На рис.4.5 представлены угловые распределения b - и g -частиц для различных наборов данных. Из рисунков видно, что в пределах ошибок опыта эти распределения практически не зависят от начальных условий рассматриваемых реакции. Кривые на рисунках одинаковы для всех наборов данных и получены фитированием суммарного ансамбля функциями

$$\frac{1}{n_b} \frac{dn_b}{d\cos\theta_b} = \begin{cases} 0.057 + 0.020 \cos\theta; & \text{для } \cos\theta < -0.5 \\ 0.050 + 0.006 \cos\theta; & \text{для } \cos\theta \geq -0.5 \end{cases} \quad (4.4)$$

для b -частиц и

$$\frac{1}{n_g} \frac{dn_g}{d\cos\theta_g} = 0.04 \exp(0.92 \cos\theta) \quad (4.5)$$

для g -частиц.

Данные для отдельных типов соударения слегка отличаются от формы суммарного распределения, но никакого систематического поведения с энергией, центральностью соударения и типом снаряда для рассматриваемых нами ядер не обнаружено. Для протонных реакций угловые распределения серых частиц параметризуются в виде $\exp(0.96 \cos\theta)$ [147], т.е. так же как и в АА-столкновениях в пределах статистических ошибок. Такое поведение может наблюдаться при простой суперпозиции отдельных

внутриядерных нуклон-нуклонных соударений, когда каждый нуклон - участник вносит в среднем одинаковый вклад в рождение серых частиц независимо друг от друга [148].

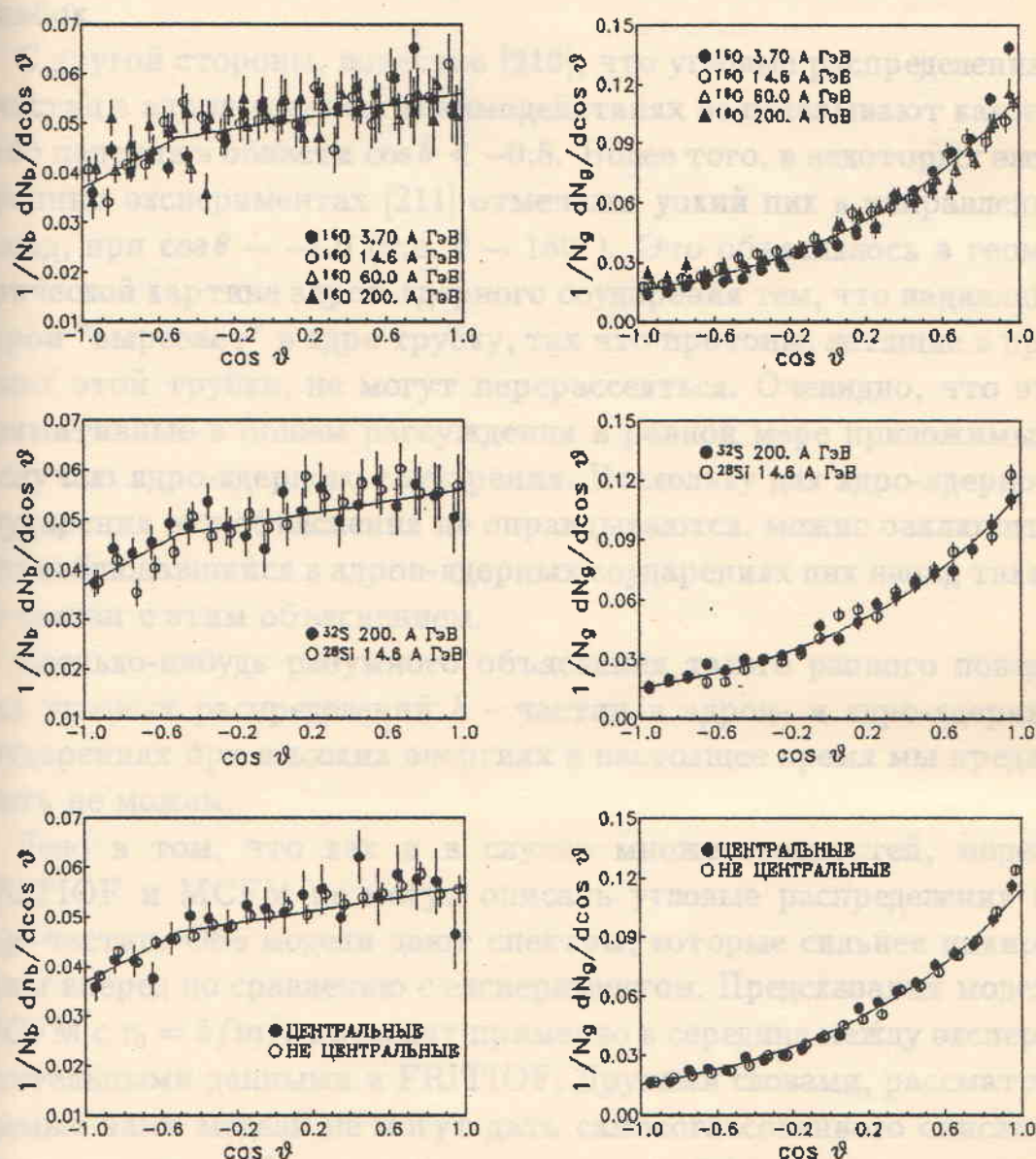


Рис. 4.5: Угловые распределения сильноионизирующих частиц. Кривые на рисунках - фит суммарных распределений

Наблюдаемая форма угловых распределений b -частиц получается, если предположить, что их источник движется с очень малой скоростью порядка $0.01c$. Ивлom при больших углах $\theta > 120^\circ$ в такой картине возникает, если движущийся источник имеет некоторую поперечную компоненту скорости. Достаточно хорошее согласие получается, если ее поперечная скорость составляет $0.1c$,

то такая высокая скорость, по-видимому, физически нереальна. Кроме того, поперечное движение должно приводить к сильным взаимным корреляциям. Однако изучение φ -распределений показывает отсутствие таковых в пределах экспериментальных ошибок.

С другой стороны, известно [210], что угловые распределения b -частиц в адрон-ядерных взаимодействиях не показывают какого-либо падения в области $\cos \theta < -0.5$. Более того, в некоторых электронных экспериментах [211] отмечался узкий пик в направлении назад, при $\cos \theta \rightarrow -1.0$ (т.е. $\theta \rightarrow 180^\circ$). Это объяснялось в геометрической картине адрон-ядерного соударения тем, что падающий адрон "вырезает" в ядре трубку, так что протоны, летящие в пределах этой трубки, не могут перерассеяться. Очевидно, что эти примитивные в общем рассуждения в равной мере приложимы и к случаю ядро-ядерного соударения. Поскольку для ядро-ядерного соударения эти объяснения не оправдываются, можно заключить, что наблюдавшийся в адрон-ядерных соударениях пик назад также не связан с этим объяснением.

Сколько-нибудь разумного объяснения такого разного поведения угловых распределений b -частиц в адрон- и ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях в настоящее время мы предложить не можем.

Дело в том, что как и в случае множественностей, модели FRITIOF и MCFSM не могут описать угловые распределения b - и g -частиц. Обе модели дают спектры, которые сильнее пикированы вперед по сравнению с экспериментом. Предсказания модели MCFSM с $\tau_0 = 5 fm/c$ проходят примерно в середине между экспериментальными данными и FRITIOF. Другими словами, рассматриваемые нами модели не могут дать самосогласованного описания множественностей и угловых распределений b -частиц.

Более того, представленные данные свидетельствуют о порочности такого подхода к теоретическому описанию множественного рождения на ядрах, когда характеристики вновь рожденных частиц анализируются в отрыве от характеристик продуктов фрагментации. Действительно, зачастую тот факт, что модель воспроизводит, скажем, инклюзивные характеристики рожденных частиц, еще не говорят о справедливости предполагаемых в ней механизмов рождения, т.е. вне анализа остаются характеристики

продуктов фрагментации ядер, которые вовсе не обязательно совпадут с предсказаниями модели. С другой стороны, всякие попытки получить сколько-нибудь разумные данные для фрагментации могут привести к нарушению согласия расчетных результатов с опытными данными для рожденных частиц и наоборот.

В заключение этого раздела можно еще раз отметить важность изучения области фрагментации мишени для определения времени формирования адронной материи и влияния каскада на рождение частиц. Многие характеристики серых и черных частиц не могут быть описаны имеющимися моделями, а наблюдаемая стабильность их многих характеристик имеет принципиальное значение для дискриминации моделей фрагментации ядер.

4.2 Фрагментация снаряда

Рассмотрим данные по фрагментации ядра-снаряда в исследуемых нами взаимодействиях. В принципе, процессы, проходящие при фрагментации мишени ничем не должны отличаться от фрагментации снаряда, но так как мы работаем в лабораторной системе координат спектаторы снаряда имеют релятивистские скорости и становятся доступными для идентификации по заряду.

На рис.4.6(А) представлены относительные вероятности наблюдения различных фрагментов снаряда, полученные для взаимодействий ядер кислорода с эмульсией. В группу событий без фрагментов, которые являются полным развалом ядра-снаряда, не включены события с $Z = 1$. По всем данным не наблюдается зависимости вероятностей различных каналов фрагментации от начальной энергии. Прямые линии представляют собой усредненные по энергиям значения вероятностей. Аналогичный результат был получен независимо также и в другом эксперименте на эмульсии FUJI [149]. Отношения вероятностей различных, указанных на Рис.4.6(А) каналов фрагментации ядер оказываются независимыми и от массового числа первичного ядра. По нашим наблюдениям примерно в 20% случаев рождение тяжелого фрагмента с $Z \geq 3$ сопровождается образованием α -частицы.

На рис.4.6(Б) показана зависимость среднего числа сильноионизирующих частиц от суммарного заряда наблюдаемых фрагментов (без $Z = 1$). Эти результаты подтверждают (см.4.1.1), что

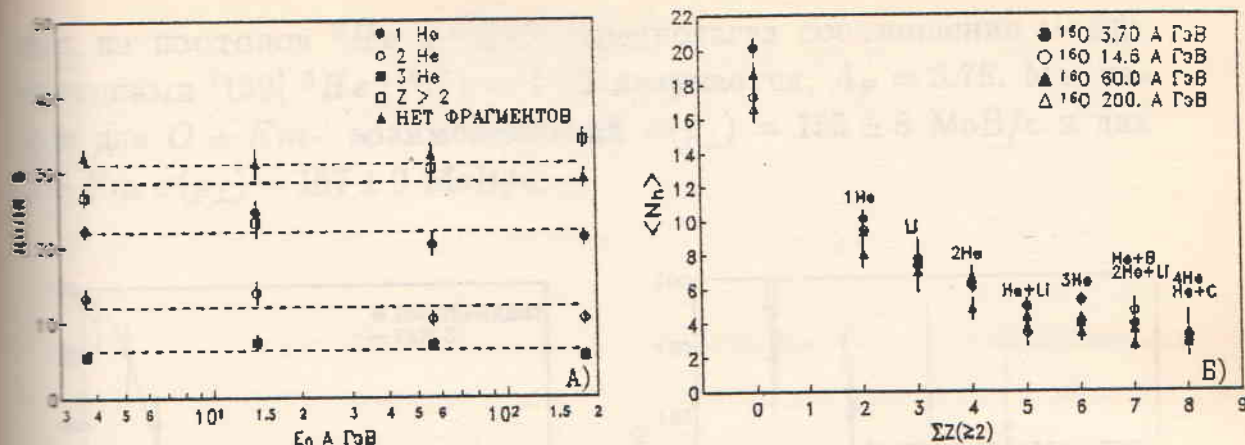


Рис. 4.6: А). Доля (%) событий с различной множественностью фрагментов. Б). Зависимость $\langle N_f \rangle$ от суммарного заряда фрагментов ($Z = 1$ не включены).

имеется сильная корреляция между степенями возбуждения ядра снаряда и мишени. При этом данные показывают энергетическую независимость таких корреляций. Возбуждение ядра-мишени зависит только от суммарного заряда фрагментов ядра-снаряда независимо от распределения зарядов, которые дают вклад в сумму, что указывает, что основной причиной наблюдаемых корреляций является геометрия ядро-ядерного взаимодействия.

Распределение по поперечным импульсам вторичных частиц, в частности, фрагментов релятивистских ядер, является источником важной информации о механизмах их образования [150]. Будучи лоренц-инвариантной величиной, $p_{\perp}$ фрагментов можно рассматривать как внутреннюю характеристику ядра в его системе покоя.

На рис.4.7(А) представлено, как пример, распределение по углам вылета α -частиц для $S + Et$ взаимодействий при 200 A GeV. Угловое распределение имеет гауссову форму, причем дисперсия этих распределений в пределах ошибок опыта не зависит ни от энергии, ни от массы первичного ядра для рассматриваемых соударений. Размах углового распределения $\sigma(\theta)$ связан с распределением поперечных импульсов фрагментов [151]:

$$\sin[\sigma(\theta)] = \frac{\sigma(p_{\perp})}{P_B A_F}, \quad (4.6)$$

где P_B —импульс пучка и A_F —средняя масса ядер гелия, состоя-

из изотопов ^3He и ^4He . Предполагая соотношение между изотопами [152] $^3\text{He} : ^4\text{He} = 1 : 3$ получается, $A_F = 3.75$. Мы нашли для $O + Et$ - взаимодействий $\sigma(p_\perp) = 155 \pm 8$ МэВ/с и для $S + Et$ $\sigma(p_\perp) = 167 \pm 9$ МэВ/с.

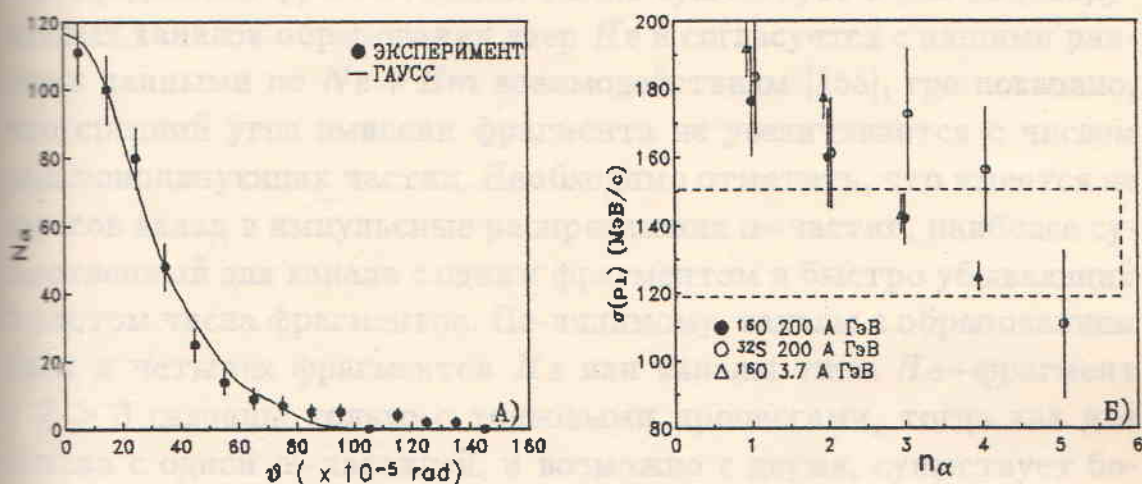


Рис. 4.7: А). Угловое распределение α -фрагментов от снаряда для $S + Et$. Б). Зависимость $\sigma(p_\perp)$ α -фрагментов от их множественности. Прямоугольная область соответствует независимому испусканию при тепловом равновесии ^{16}O .

В статистической модели фрагментации [153] зависимость $\sigma^2(p_\perp)$ от массы фрагментирующего ядра A и массы фрагмента A_F определяется выражением

$$\sigma^2(p_\perp) = \sigma_0^2 \frac{A_F(A - A_F)}{A - 1}, \quad (4.7)$$

причем $\sigma_0^2 = P_{fm}^2/5$, P_{fm} — максимальный фермиевский импульс нуклона в ядре. Если перед дезинтеграцией возбужденное ядро-остаток находится в тепловом равновесии с температурой T_0 , тогда $\sigma(p_\perp)$ связано с температурой соотношением

$$E_0 = kT = \frac{\sigma^2(p_\perp)A}{m_N A_F(A - A_F)} \quad (4.8)$$

Из полученных нами данных тогда получается $E_0 = 8.9 \pm 0.9$ МэВ ($O + Et$) и 9.1 ± 1.0 МэВ ($S + Et$). Эти величины хорошо соответствуют средней энергии связи нуклонов в ядре ≈ 8 МэВ. Импульс Ферми из соотношения (4.7) равен ≈ 200 МэВ и совпадает с данными из электронных экспериментов [154].

На рис.4.7(Б) представлена зависимость $\sigma(p_{\perp})$ от множественности α -частиц для кислород- и сера-эмульсия взаимодействий. Из рисунка можно заключить, что все экспериментальные данные находятся в хорошем согласии между собой, при этом не показывая зависимости от энергии. Эта энергетическая независимость, или предельная фрагментация, также существует и для индивидуальных каналов образования ядер He и согласуется с нашими ранними данными по $Ne + Em$ взаимодействиям [155], где показано, что средний угол эмиссии фрагмента не увеличивается с числом сильноионизирующих частиц. Необходимо отметить, что имеется не гауссов вклад в импульсные распределения α -частиц, наиболее существенный для канала с одним фрагментом и быстро убывающий с ростом числа фрагментов. По-видимому, каналы с образованием трех и четырех фрагментов He или каналы типа $He + \text{фрагмент}$ с $Z \geq 3$ связаны только с тепловыми процессами, тогда как для канала с одной α -частицей, и возможно с двумя, существует более быстрый процесс фрагментации. Эта возможность связана с тем обстоятельством, что каналы фрагментации с множественным рождением ядер гелия могут осуществляться, в основном, в периферических соударениях ядер. Там, в процесс фрагментации ядер кислорода с образованием четырех ядер гелия основной вклад может давать крайне периферические реакции дифракционной или электромагнитной диссоциации. В то же время процессы фрагментации с образованием одиночных ядер гелия более характерны для центральных, по сравнению с предыдущим случаем, ядро-ядерных соударений и именно для таких реакций и может наблюдаться не гауссовский вклад в импульсные спектры α -фрагментов.

Глава 5

Характеристики рожденных частиц

В данном разделе будут рассмотрены общие свойства характеристик релятивистских заряженных частиц, рожденных в неупругих ядро-ядерных столкновениях. Исследование свойств этих частиц дает понимание динамики множественного рождения и позволяет оценить достигаемую плотность энергии, величина которой критична для образования кварк-глюонной плазмы. Все модели множественного рождения, используемые для АА-столкновений, в первую очередь пытаются описать свойства рожденных частиц. В настоящей работе для сравнения с экспериментальными данными будет использоваться модель FRITIOF. Для каждого набора экспериментальных данных было сгенерировано для сравнения с моделью не менее 10000 событий в соответствии с композицией используемой эмульсии. При энергиях меньше 60 А ГэВ расчеты не проводились, так как присущие модели FRITIOF ограничения не позволяют делать однозначные выводы о динамике процесса соударения.

5.1 Угловые распределения

Исследование свойств псевдобыстротных распределений является наиболее доступным способом изучения процессов множественного образования частиц в экспериментах с ядерной фотоэмульсией. Ключевой параметр в возможном образовании кварк-глюонной плазмы это плотность заряженных частиц. Анализ данных по η позволяет планировать новые эксперименты и провести дискриминацию между различными моделями.

11.1 Общие свойства η -распределений

На рис.5.1 представлены распределения по псевдобыстроте $\rho = \frac{\eta}{\sqrt{s}}$ для кислород-эмульсия взаимодействий в системе покоя мишени (А) и системе покоя снаряда (Б). Система покоя снаряда получена сдвигом всех псевдобыстрот на величину η_p (3.15).

На рис.5.1(А) ясно видно существование предельной фрагментации в области фрагментации мишени, где распределения при всех энергиях совпадают при $\eta \leq 1$. Подобное поведение наблюдается на рис.5.1(Б), но теперь в области фрагментации снаряда для $\eta - \eta_p \geq -1$. Необходимо отметить, что для низких энергий 3.7 и 14.6 А ГэВ в форме распределений наблюдается небольшой хвост с большими η , связанный с протонами от квазиупругого рассеяния.

На рис.5.1 (В),(Г) показаны η -распределения для центральных событий $Q_{ZD} \leq 2$. Можно видеть, что здесь также наблюдается предельное поведение, хотя форма распределений изменяется.

На рис.5.2 представлено сравнение псевдобыстротных распределений с моделью FRITIOF для всех событий. Модель хорошо воспроизводит экспериментальные данные за исключением области $\eta > \eta_p$, куда вносят большой вклад спектаторы от снаряда. В модель продукты фрагментации первичного ядра не включены. Для центральных взаимодействий также наблюдается хорошее согласие с моделью, рис.5.3 (А),(Б),(В).

На рис.5.3(Г) показано η -распределение для периферических взаимодействий в $^{16}\text{O} + \text{Em}$ при 200 А ГэВ. Здесь четко видно, что имеются частицы с большими значениями η . В периферических столкновениях часть снаряда не взаимодействует с мишенью и продолжая двигаться расщепляется, давая эти частицы. Импульсное распределение протонов-спектаторов определяется Ферми-движением нуклонов снаряда. Распределение тогда будет группироваться вокруг $\eta \simeq \ln p_0 + 3$ [156], где p_0 — начальный импульс. Помимо спектаторов-протонов, в область больших η вносят вклад протоны от квазиупругого рассеяния [157]. На этом рисунке изображены вклады от этих процессов. Кривая, рассчитанная по модели, нормирована на область $\eta = 2 - 6$ и не описывает большие η , так как в нее не включены эти процессы. Для центральных событий вклад спектаторов протонов и квазиупругого рассеяния полностью отсутствуют.

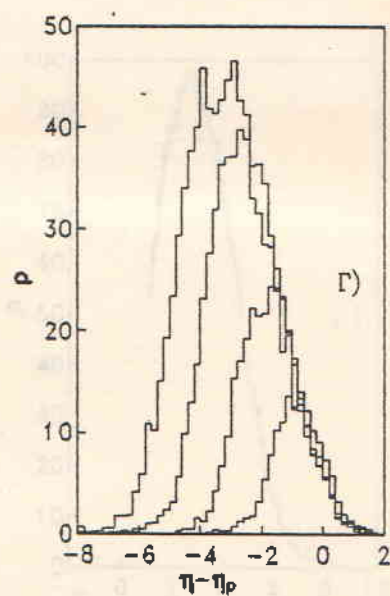
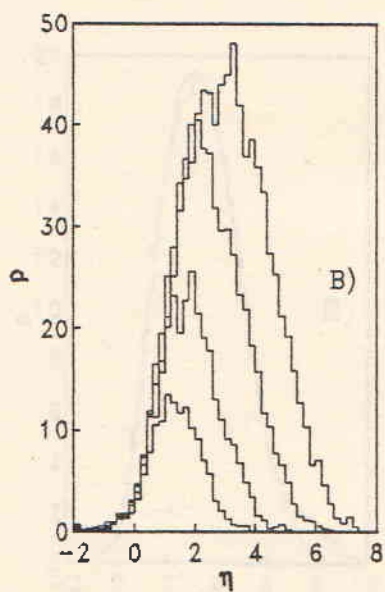
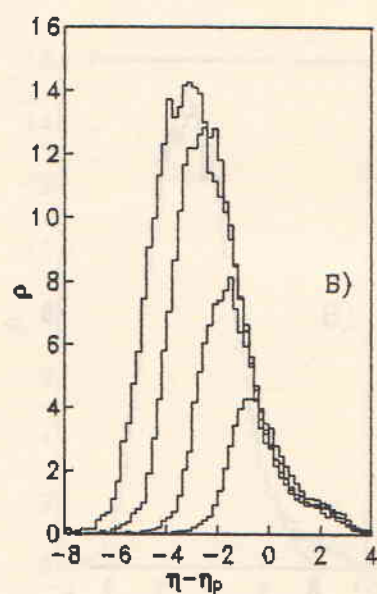
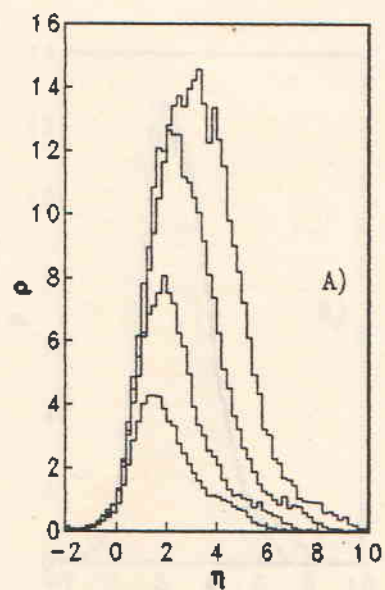


Рис. 5.1: Распределения по псевдобыстроте для взаимодействий кислорода с эмульсией:

(А) и (В), в системе покоя мишени.

(Б) и (Г), в системе покоя снаряда.

(А) и (Б), для всех событий.

(В) и (Г), для центральных взаимодействий, $Q_{2D} \leq 2$.

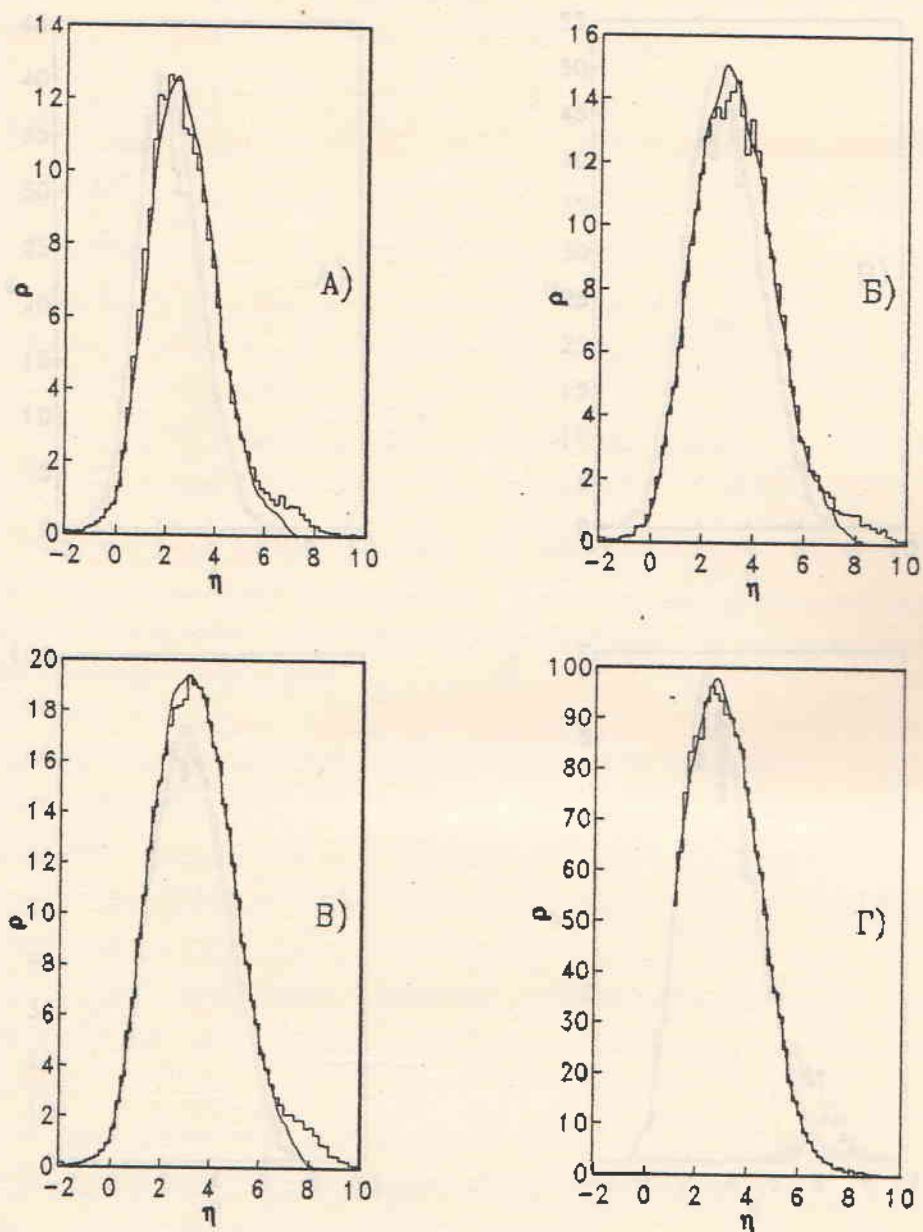


Рис. 5.2: Сравнение с моделью FRITIOF η -распределений; (А) $^{16}\text{O} + \text{Em } 60\text{A}$ ГэВ, (Б) $^{16}\text{O} + \text{Em } 200\text{A}$ ГэВ, (В) $^{32}\text{S} + \text{Em } 200\text{A}$ ГэВ, (Г) $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au } 200\text{A}$ ГэВ.

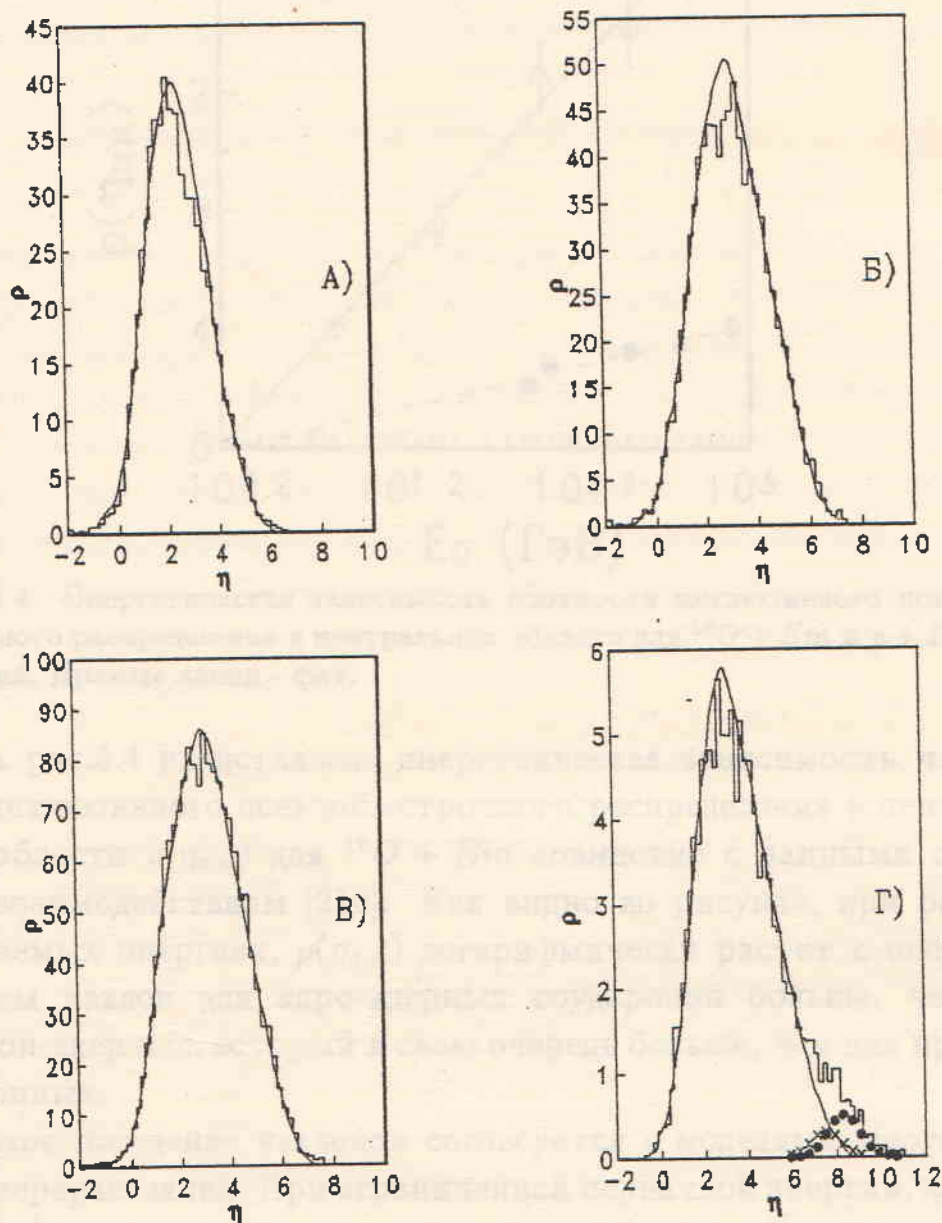


Рис. 5.3: Сравнение с моделью FRITIOF η -распределений;
 (А),(Б),(В) - центральные события.
 (А) $^{16}\text{O} + \text{Em } 60\text{A GeV}$, (Б) $^{16}\text{O} + \text{Em } 200\text{A GeV}$, (В) $^{32}\text{S} + \text{Em } 200\text{A GeV}$.
 (Г) Периферические взаимодействия для $^{16}\text{O} + \text{Em } 200\text{A GeV}$,
 ● — протоны-спектаторы, × — квазиупругие.

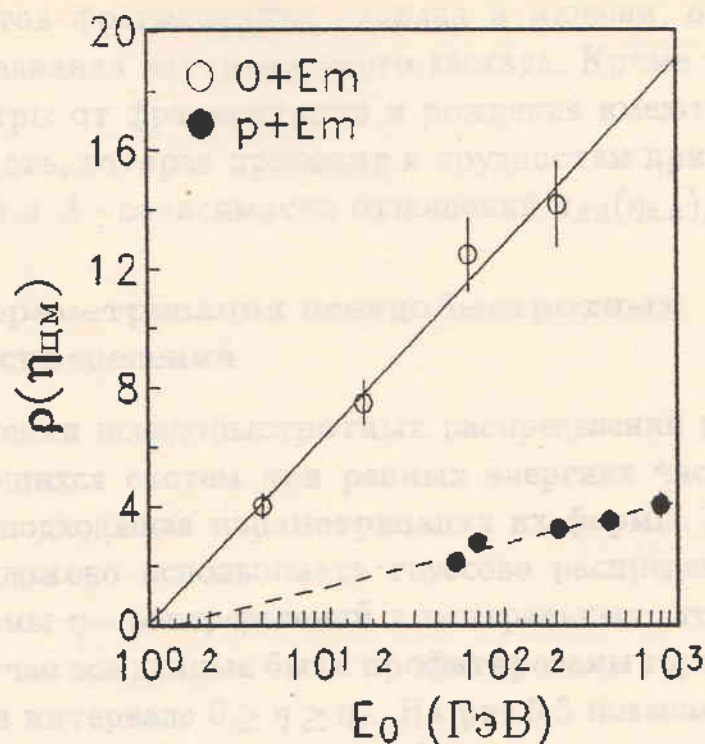


Рис. 5.4: Энергетическая зависимость плотности инклюзивного псевдобыстротного распределения в центральной области для $^{16}O + Em$ и $p + Em$ соударений. Прямые линии - фит.

На рис.5.4 представлена энергетическая зависимость плотности инклюзивного псевдобыстротного распределения в центральной области $\rho(\eta_{cm})$ для $^{16}O + Em$ совместно с данными по $p + Em$ взаимодействиям [210]. Как видно из рисунка, при рассматриваемых энергиях, $\rho(\eta_{cm})$ логарифмически растет с энергией, причем наклон для ядро-ядерных соударений больше, чем для протон-ядерных, который в свою очередь больше, чем для протон-нуклонных.

Такое поведение наклонов согласуется с моделями многократных перерассеяний. При ограниченной первичной энергии, деление энергии в перерассеяниях влияет на величину $\rho_{AA}(\eta_{cm})$ из-за энергетической зависимости $\rho_{pN}(\eta_{cm})$ во внутриядерных pN - соударениях. В этом случае отношение $\rho_{AA}(\eta_{cm})/\rho_{pN}(\eta_{cm})$ будет расти с энергией стремясь к асимптотическому пределу, определяемому средним числом внутриядерных столкновений.

Надо отметить, что при анализе этих отношений необходимо иметь в виду, что в нашем диапазоне исследуемых энергий достаточно сложно выделить истинно центральную область, свободную

от продуктов фрагментации снаряда и мишени, особенно из-за большого влияния внутриядерного каскада. Кроме того инклюзивные спектры от фрагментации и рождения имеют различную A -зависимость, которая приводит к трудностям при анализе энергетической и A -зависимости отношений $\rho_{AA}(\eta_{ц.м})/\rho_{pN}(\eta_{ц.м})$.

5.1.2 Параметризация псевдобыстротных распределений

При сравнении псевдобыстротных распределений для различных сталкивающихся систем при разных энергиях часто бывает необходима подходящая параметризация их формы. В работе [158] было предложено использовать гауссово распределение для описания формы η -распределений в центральных столкновениях. В нашем случае все данные были профитированы гауссовым распределением в интервале $0 \leq \eta \leq \eta_p$. На рис.5.5 показаны эти распределения для центральных событий всех используемых ансамблей совместно с функцией Гаусса. Как видно из рисунков, распределения хорошо описываются выражением

$$\rho(\eta) = \rho_{max} \exp \left[-(\eta - \eta_0)^2 / 2\sigma^2 \right] \quad (5.1)$$

с тремя параметрами: η_0 — положение пика, ρ_{max} — высота распределения и σ — его ширина. На рис.5.6 показана зависимость ширины распределения от величины Q_{ZD}/Z_0 , характеризующей меру центральности соударения. Как видно из рисунка, при фиксированной энергии σ не зависит от типа снаряда, но возрастает приблизительно на (10 – 20)% при переходе от центральных к периферическим событиям. Этот рост может быть связан с ослаблением действия законов сохранения энергии в перерассеяниях и усилением влияния протонов снаряда, которое возрастает в периферических реакциях. Зависимость σ от величины Q_{ZD}/Z_0 хорошо ложится на прямую

$$\sigma = s_1 + s_2 Q_{ZD}/Z_0 \quad (5.2)$$

с параметрами s_1 и s_2 определенными в таблице 5.1

Малые изменения параметра s_2 от энергии означают, что тормозная способность ядра примерно одинакова при всех рассматриваемых энергиях. Изменение $\sigma(s_1)$ с энергией связано с изменением размеров доступной области фазового пространства и

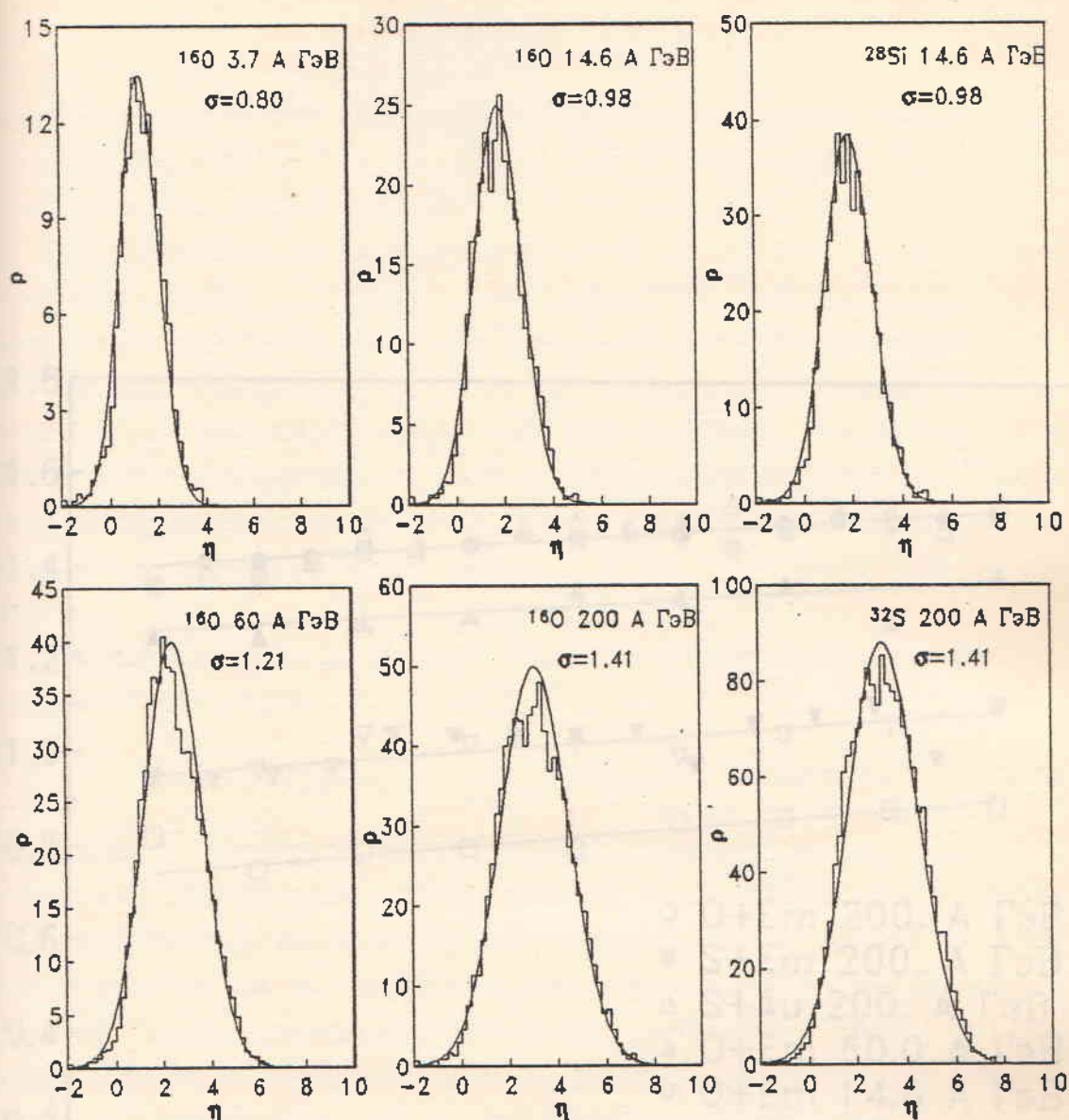


Рис. 5.5: Аппроксимация функцией Гаусса η -распределений для центральных взаимодействий.

Таблица 5.1:

E_0	s_1	s_2
3.7	0.74 ± 0.03	0.17 ± 0.04
14.6	0.95 ± 0.02	0.15 ± 0.04
60.	1.26 ± 0.03	0.12 ± 0.05
200.	1.40 ± 0.01	0.13 ± 0.02

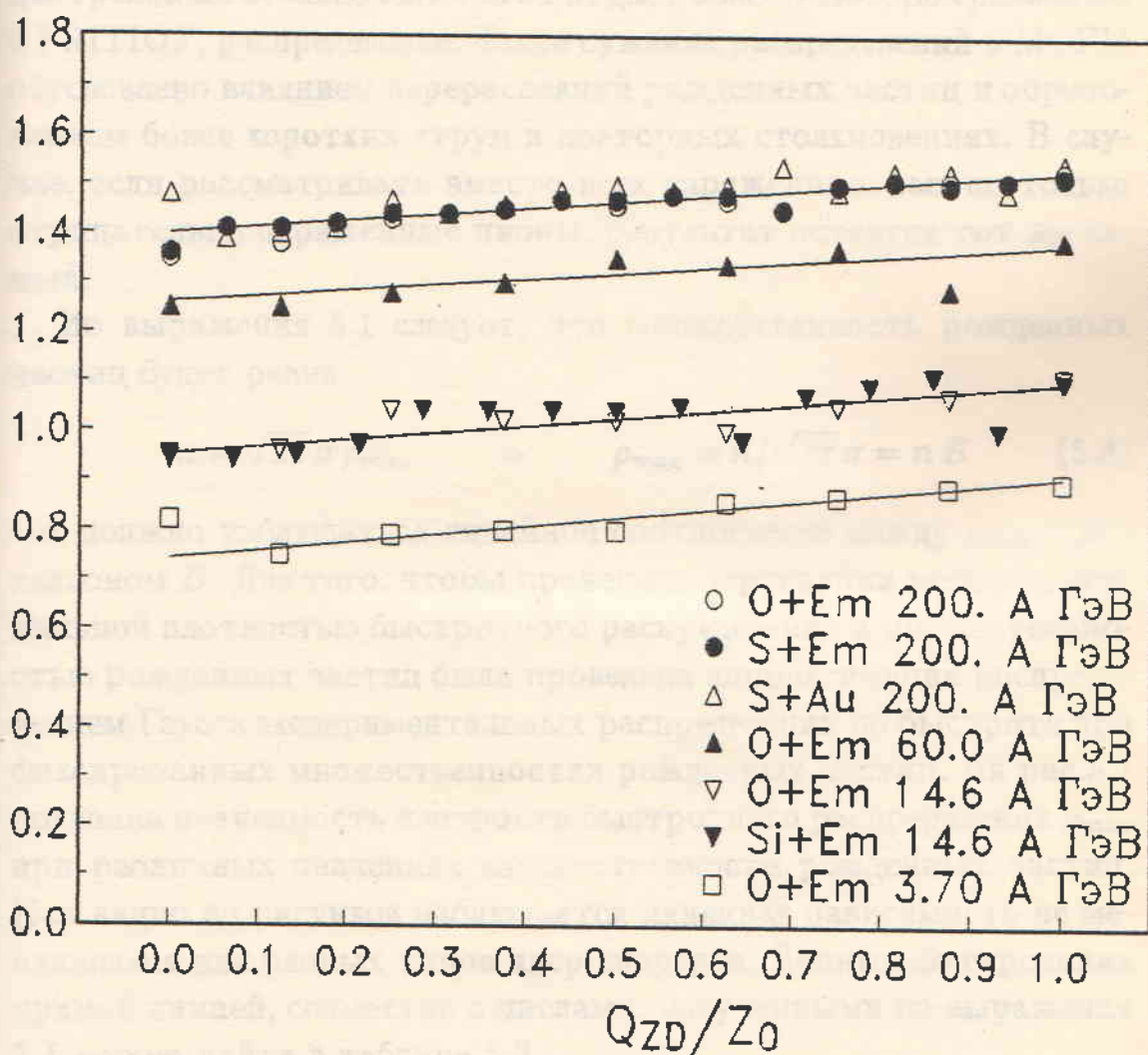


Рис. 5.6: Зависимость дисперсии σ функции Гаусса η -распределений от центральности взаимодействия Q_{ZD}/Z_0 .

тогда s_1 можно параметризовать

$$s_1 = \alpha + \beta \ln E \quad (5.3)$$

с $\alpha = 0.51 \pm 0.05$ и $\beta = 0.17 \pm 0.01$. Подобные значения получаются и в модели FRITIOF: $s_1 = 1.41$, $s_2 = 0.10$ и в модели MCSM: $s_1 = 1.31$, $s_2 = 0.20$ при 200 А ГэВ.

Для периферических взаимодействий, где $\sigma = s_1 + s_2$, обе модели согласуются друг с другом и с экспериментальными данными. Для центральных столкновений MCSM дает более узкое, по сравнению с FRITIOF, распределение. Такое сужение распределений в MCSM обусловлено влиянием перерассеяний рожденных частиц и образованием более коротких струн в повторных столкновениях. В случае, если рассматривать вместо всех заряженных частиц только отрицательно заряженные пионы, результат остается тот же самый.

Из выражения 5.1 следует, что множественность рожденных частиц будет равна

$$n = \sqrt{2\pi} \sigma \rho_{max} \Rightarrow \rho_{max} = n / \sqrt{2\pi} \sigma = n B \quad (5.4)$$

т.е. должно наблюдаться линейное соотношение между ρ_{max} и n с наклоном B . Для того, чтобы проверить корреляции между максимальной плотностью быстротного распределения и множественностью рожденных частиц была проведена аппроксимация распределением Гаусса экспериментальных распределений по быстроте при фиксированных множественностях рожденных частиц. На рис.5.7 показана зависимость плотности быстротного распределения ρ_{max} при различных значениях множественности рожденных частиц. Как видно из рисунков наблюдается линейная зависимость не меняющаяся для разных типов ядер-снарядов. Данные фитирования прямой линией, совместно с числами, полученными из выражения 5.4 можно найти в таблице 5.2

На рис.5.8 показана энергетическая зависимость параметра B из выражения 5.4 как функция $1/Y_0$, где Y_0 - быстрота ядра-снаряда. Здесь также наблюдается линейная зависимость

$$B = \alpha + \beta (1/Y_0) \quad (5.5)$$

с параметрами $\alpha = 0.10 \pm 0.02$, $\beta = 1.14 \pm 0.07$.

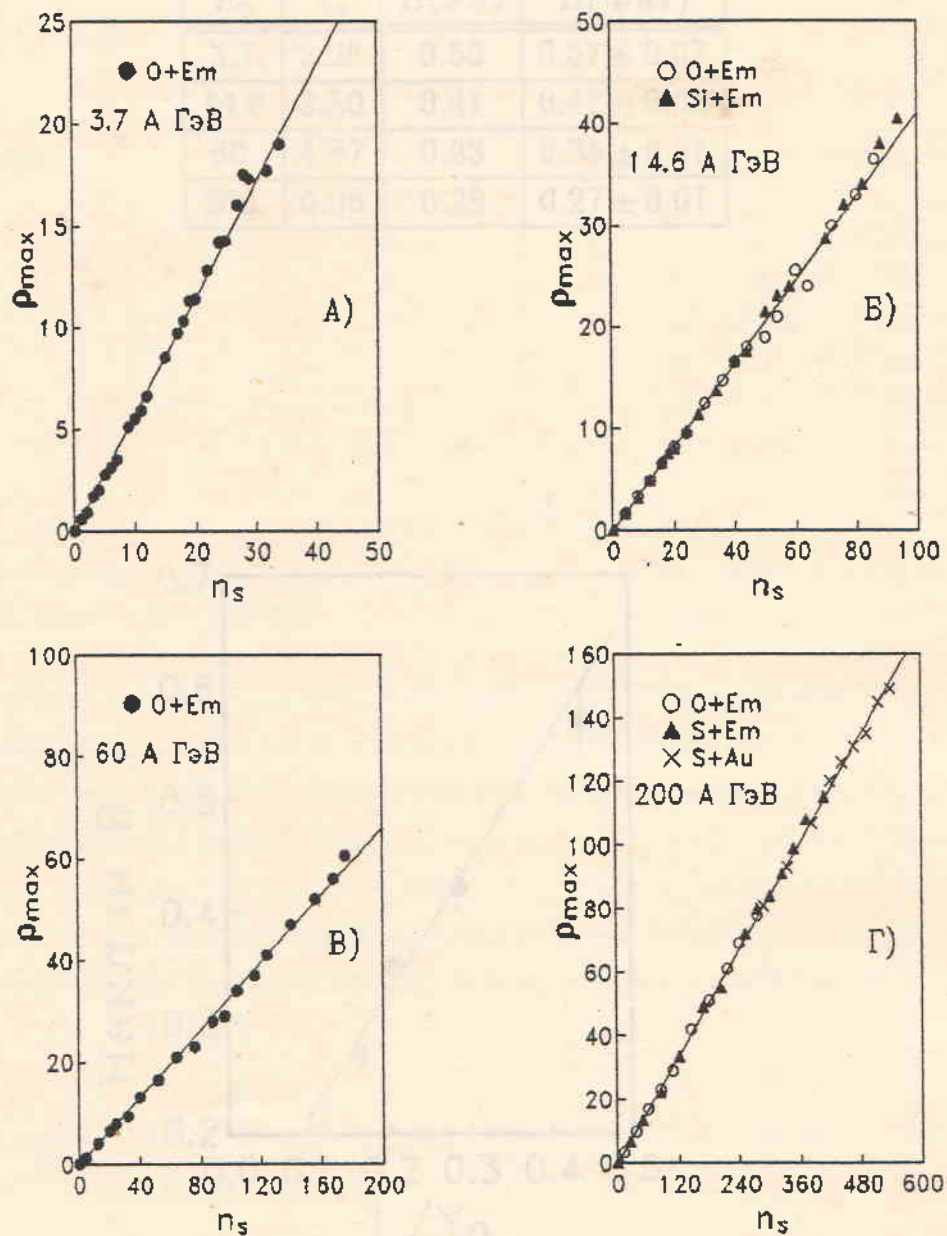


Рис. 5.7: Максимальная плотность ρ в зависимости от множественности рожденных частиц. Прямые линии - фит данных.

Таблица 5.2:

E_0	Y_0	$B(5.4)$	$B(\text{Фит})$
3.7	2.28	0.50	0.57 ± 0.03
14.6	3.50	0.41	0.42 ± 0.02
60.	4.87	0.33	0.35 ± 0.01
200.	6.06	0.28	0.27 ± 0.01

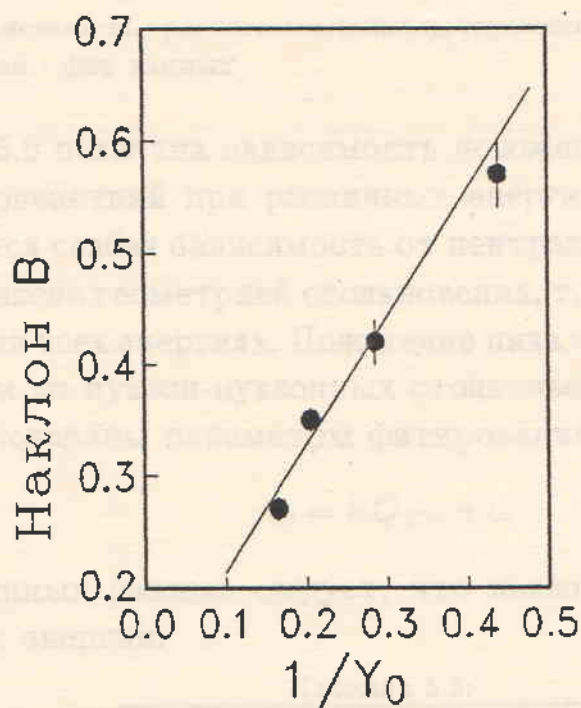


Рис. 5.8: Зависимость параметра наклона из выражения 5.4 от обратной скорости снаряда. Прямая линия - фит данных

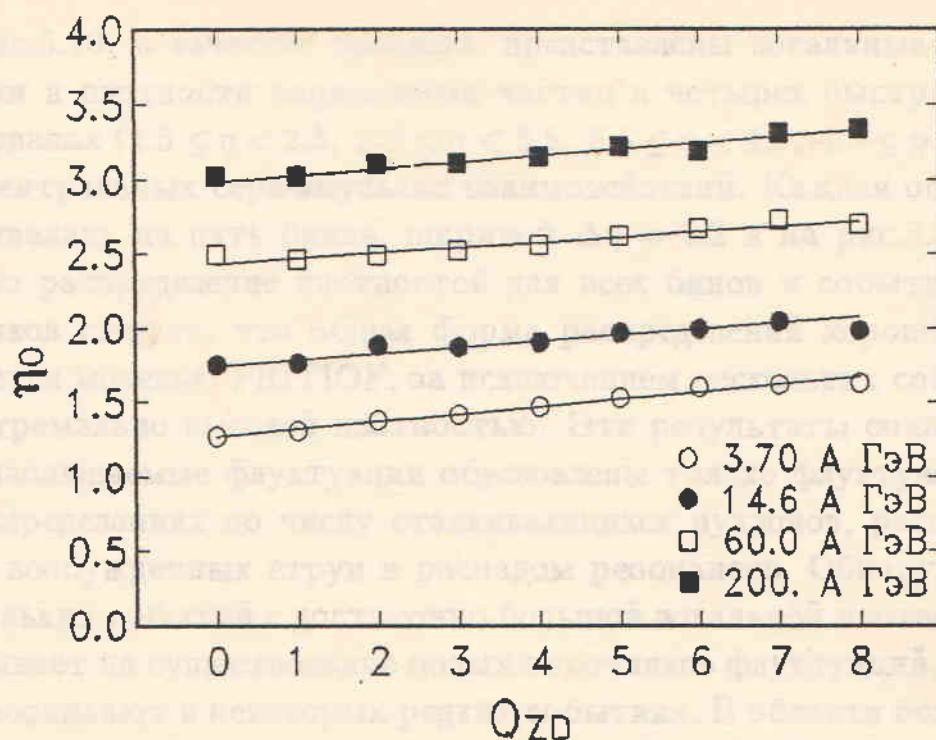


Рис. 5.9: Зависимость среднего значения η_0 гауссового распределения от Q_{ZD} . Прямые линии - фит данных

На рис.5.9 показана зависимость положения пика η_0 для $^{16}O + Et$ -взаимодействий при различных энергиях как функция Q_{ZD} . Наблюдается слабая зависимость от центральности ($\sim 10\%$), которая обусловлена геометрией столкновения, т.к. такая же тенденция имеется при всех энергиях. Положение пика η_0 близко к значениям, ожидаемым из нуклон-нуклонных столкновений ($\eta_0 \sim \eta_p/2$). В таблице 5.3 показаны параметры фитирования линейной функцией

$$\eta_0 = k Q_{ZD} + \omega \quad (5.6)$$

Из полученных данных следует, что наклон k , по-видимому, не зависит от энергии.

Таблица 5.3:

E_0	k	ω
3.7	0.050 ± 0.011	1.27 ± 0.05
14.6	0.042 ± 0.012	1.74 ± 0.06
60.	0.036 ± 0.015	2.43 ± 0.07
200.	0.044 ± 0.016	2.98 ± 0.08

5.1.3 Локальные флуктуации плотности

На рис.5.10, в качестве примера, представлены локальные флуктуации в плотности заряженных частиц в четырех быстрой интервалах ($1.5 \leq \eta < 2.5$, $2.5 \leq \eta < 3.5$, $3.5 \leq \eta < 4.5$, $4.5 \leq \eta < 5.5$) для центральных сера-эмульсия взаимодействий. Каждая область разбивалась на пять бинов, шириной $\Delta\eta = 0.2$ и на рис.5.10 показано распределение плотностей для всех бинов и событий. Из рисунков следует, что общая форма распределений хорошо описывается моделью FRITIOF, за исключением нескольких событий с экстремально высокой плотностью. Эти результаты означают, что наблюдаемые флуктуации обусловлены только флуктуациями в распределениях по числу сталкивающихся нуклонов, расщеплением возбужденных струн и распадом резонансов. Обнаружение нескольких событий с достаточно большой локальной плотностью указывает на существование новых источников флуктуаций, которые возникают в некоторых редких событиях. В области больших псевдобыстрых ($4.5 \leq \eta < 5.5$) флуктуации несколько меньше, чем при низких η . Частицы в этой области, в основном, ассоциируются со снарядом и почти все нуклоны снаряда будут участниками, число которых не так сильно флуктуирует, как участники от мишени.

Для определения достигаемой плотности энергии мы использовали выражение Бьеркена [62]

$$\varepsilon = \frac{3}{2} \rho \frac{\langle m_{\perp} \rangle}{\tau_0 \pi R^2} \quad (5.7)$$

с параметрами: $\langle m_{\perp} \rangle = 0.38$ ГэВ, $\tau_0 = 1$ фм/с и $R = 3.0$ фм (^{16}O), $R = 3.8$ фм (^{32}S). Множитель $3/2$ по сравнению с выражением (2.5) введен для учета рождения нейтральных частиц. Наблюдаемые максимальные плотности псевдобыстрых соответствуют плотностям энергии: $\rho_{^{16}\text{O}+Em} = 140, \varepsilon \approx 3.0$ ГэВ/фм³; $\rho_{^{32}\text{S}+Em} = 190, \varepsilon \approx 2.4$ ГэВ/фм³; $\rho_{^{32}\text{S}+^{197}\text{Au}} = 240, \varepsilon \approx 3.0$ ГэВ/фм³. Доля событий с экстремально большими плотностями энергии возрастает при переходе от ^{16}O к ^{32}S . На рис.5.11 показано двумерное распределение для $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ -столкновений в координатах $\varepsilon - n_s$. Здесь же нанесена усредненная кривая, полученная в модели FRITIOF. За исключением нескольких редких случаев очень высокой плотности, которые являются наиболее вероятными кан-

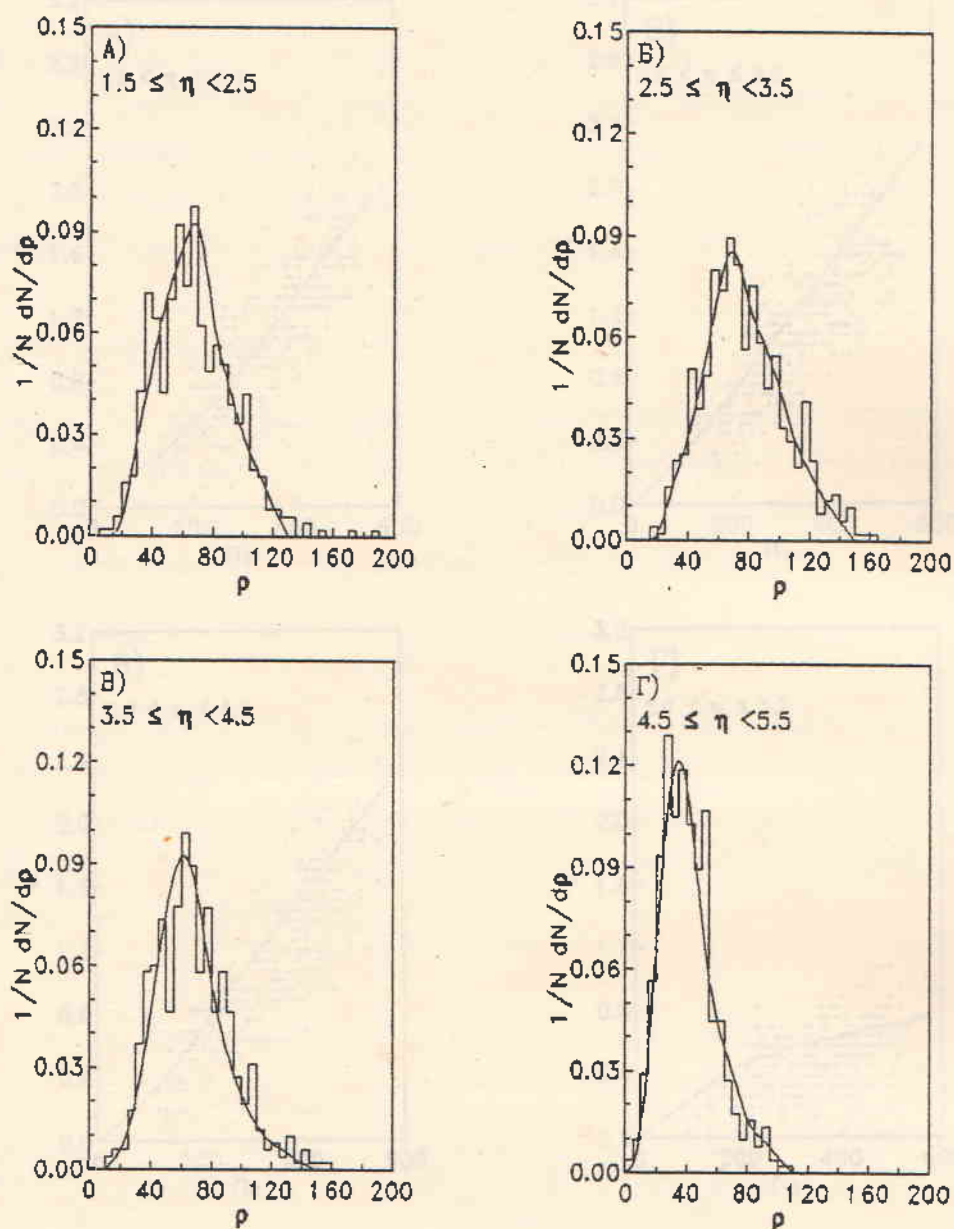


Рис. 5.10: Распределение по плотности псевдобыстрот для центральных $^{32}\text{S} + \text{Et}$ -взаимодействий в бинах шириной $\Delta\eta = 0.2$ в различных быструтных интервалах. Кривые - модель FRITIOF.

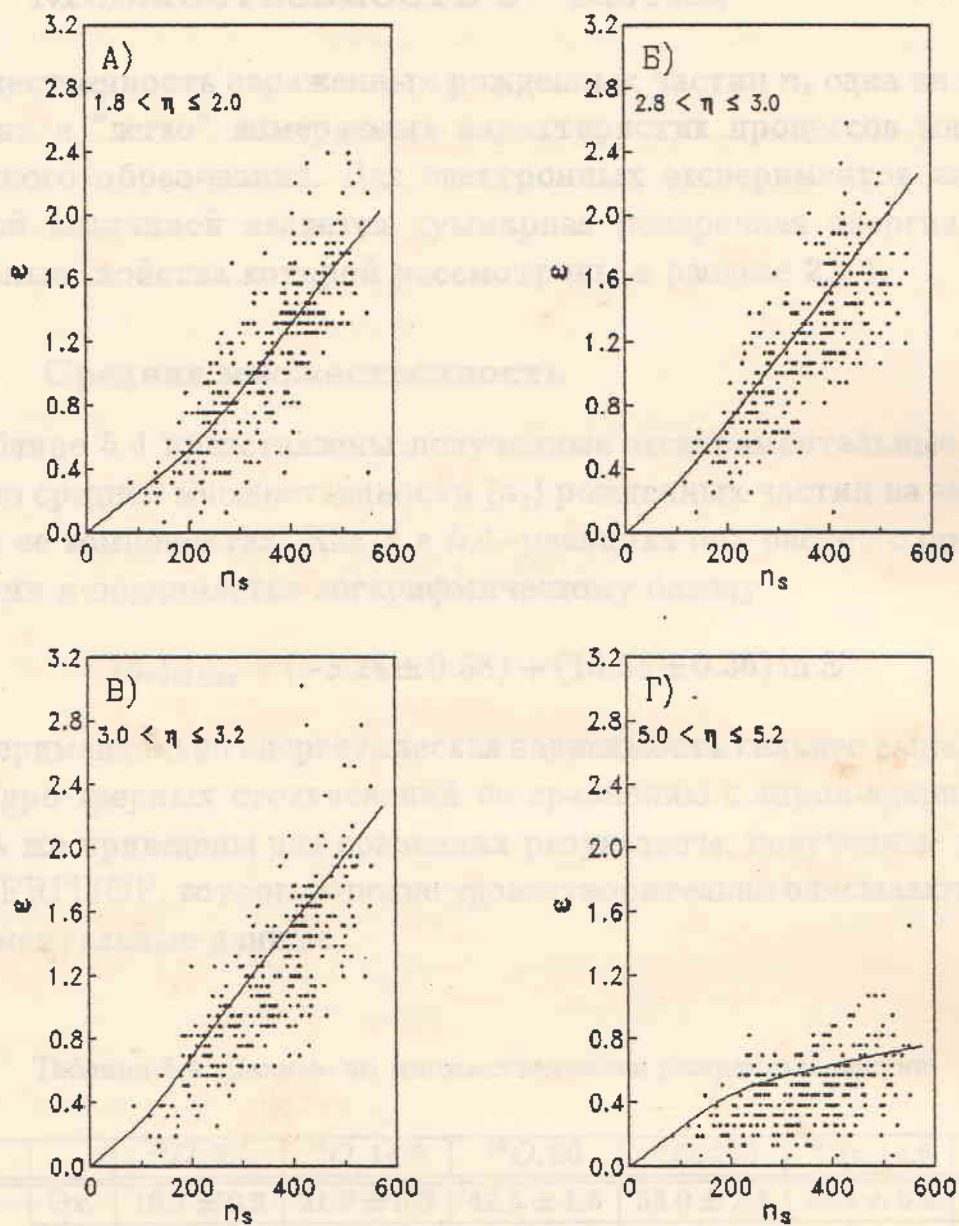


Рис. 5.11: Плотности энергии, как функция множественности для $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ -взаимодействий в индивидуальных событиях для четырех псевдобыстротных интервалов. Кривая - усредненные значения, полученные в модели FRITIOF.

данными для образования кварк-глюонной плазмы, корреляции воспроизводится моделью.

5.2 Множественность s -частиц

Множественность заряженных рожденных частиц n_s , одна из важнейших и "легко" измеряемых характеристик процессов множественного образования. Для электронных экспериментов аналогичной величиной является суммарная поперечная энергия $E_{\perp}$, основные свойства которой рассмотрены в разделе 2.4.1.

5.2.1 Средняя множественность

В таблице 5.4 представлены полученные экспериментальные данные по средней множественности $\langle n_s \rangle$ рожденных частиц на эмульсии и ее компонентах. Как и в hA -реакциях она растет с ростом энергии и подчиняется логарифмическому закону

$$\langle n_s \rangle_{OEm} = (-3.24 \pm 0.58) + (10.55 \pm 0.36) \ln E \quad (5.8)$$

Экспериментально энергетическая зависимость сильнее выражена для ядро-ядерных столкновений по сравнению с адрон-ядерными. Здесь же приведены для сравнения результаты, полученные в модели FRITIOF, которые вполне удовлетворительно описывают экспериментальные данные.

Таблица 5.4: Данные по множественности рожденных частиц

		$^{16}O, 3.7$	$^{16}O, 14.6$	$^{16}O, 60$	$^{16}O, 200$	$^{28}Si, 14.6$	$^{32}S, 200$
E_m	Эк.	10.7 ± 0.2	21.9 ± 0.8	42.5 ± 1.5	58.0 ± 2.8	26.4 ± 0.9	80.3 ± 3.3
	FR.			39.4	58.2		82.2
CNO	Эк.	6.7 ± 0.4	10.8 ± 1.2	20.9 ± 1.9	31.9 ± 3.9	13.1 ± 1.7	28.9 ± 2.7
	FR.			18.7	32.5		31.4
$AgBr$	Эк.	14.4 ± 0.7	28.8 ± 0.8	59.4 ± 3.9	81.3 ± 7.6	34.8 ± 0.8	130.9 ± 9.3
	FR.			60.3	82.7		133.8
α		0.47	0.51	0.54	0.49		0.80

Надо отметить, что отношение дисперсии n_s -распределений к средней множественности для всех событий при энергиях больше

14.6 А ГэВ в пределах ошибок одинаково, и приблизительно равно 1, что отражает асимптотические скейлинговые свойства множественности. При нашей нижней энергии это отношение на 20% меньше, что связано с увеличением вкладов процессов фрагментации с уменьшением энергии. Для центральных событий независимость от энергии наблюдается во всем исследуемом диапазоне и это отношение равно приблизительно 0.3.

Зависимость от массы мишени в параметризации $\langle n_s \rangle \sim A^\alpha$ также представлена в таблице 5.4 и она существенно сильнее, чем в hA -взаимодействиях ($\alpha \sim 0.1$) [146]. При этом α растет с ростом массы снаряда. Близкие значения средних множественностей на легких ядрах для кислорода и серы при одинаковых энергиях легко понять, если принять во внимание, что на легких ядрах числа внутриядерных столкновений примерно одинаковы для кислорода и серы.

При изучении средних множественностей в hA -столкновениях была обнаружена линейная зависимость между $\langle n_s \rangle_{pA}$ и $\langle n_{ch} \rangle_{pp}$ при соответствующих энергиях. Для протон - эмульсионных данных эту зависимость можно записать в виде [159]

$$\langle n_s \rangle_{pEm} = 2.34 \langle n_{ch} \rangle_{pp} - 4.12 \quad (5.9)$$

которая работает в области энергий 1 - 800 ГэВ. Тот факт, что прямая не проходит через начало координат, объясняет, почему отношения множественностей [144] показывает энергетическую зависимость. Очевидное преимущество такого разделения множественности на два члена в том, что энергетическая зависимость тогда связывается только с $\langle n_{ch} \rangle_{pp}$. Кроме того, динамические свойства механизмов рождения будут тогда отделены от энергетически независимой части. С другой стороны, большое значение второго члена, связанное с поглощением рожденных частиц, делает не существенными поправки в $\langle n_s \rangle$ для ядро-ядерных столкновений, например, включение нескольких спектаторных протонов, свойства которых не зависят от энергии, как в нашем случае для определения Q_{ZD} .

На рис.5.12 показана зависимость $\langle n_s \rangle_{OEm}$ от $\langle n_{ch} \rangle_{pp}$ и линейный фит выражением

$$\langle n_s \rangle_{OEm} = 10.1 \langle n_{ch} \rangle_{pp} - 16.6 \quad (5.10)$$

Можно видеть, что зависимость средней множественности от энергии в реакциях ионов подобна наблюдаемой в pEt -взаимодействиях. Наклон больше, что является отражением увеличения количества материи (числа внутриядерных соударений) принимающей участие во взаимодействии. Для центральных взаимодействий, исследуемых в электронных экспериментах, получен подобный же результат [160].

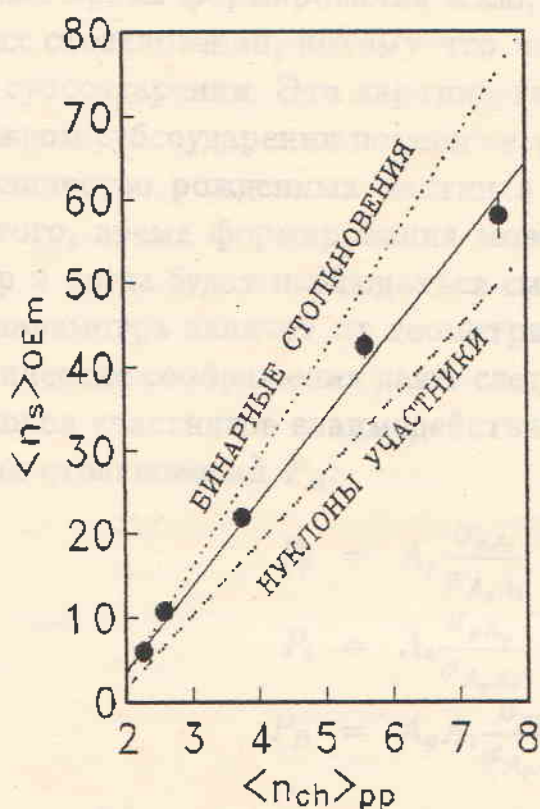


Рис. 5.12: Зависимость $\langle n_s \rangle_{OEt}$ при разных энергиях, как функция множественности pp -столкновений. Прямой показан лучший фит. Линии из точек описаны в тексте.

Имеется два альтернативных приближения, используемых для глобального описания рождения частиц. Одно основано на учете числа участвующих во взаимодействии нуклонов, другое на числе бинарных столкновений между нуклонами из двух ядер. Оба приближения непосредственно связаны с концепцией времени формирования адронной материи. Числа участвующих нуклонов определяются теми нуклонами каждого ядра, которые взаимодействуют неупруго с нуклонами другого ядра. Число бинарных столкновений определяется как число неупругих субсоударений между ну-

клонами в каждом ядре.

Если время формирования достаточно велико для того, чтобы адрон не успел сформироваться между последовательными столкновениями, тогда определяется число участников, так как нуклоны будут формироваться независимо после прохождения двух ядер друг сквозь друга. Такая картина, конечно модифицируется, так как фрагментация отдельных нуклонов может влиять на число столкновений, которые испытывают нуклоны.

Если же время формирования мало, тогда определяется число бинарных столкновений, потому что частицы будут рождаться в каждом субсоударении. Эта картина также модифицируется, так как в каждом субсоударении потери энергии лидером будут уменьшать количество рожденных частиц в дальнейших соударениях. Кроме того, время формирования может иметь стохастический характер и тогда будет наблюдаться смесь обоих вариантов.

Оба параметра зависят от геометрии столкновения. Простые геометрические соображения дают следующие выражения для чисел нуклонов участников взаимодействия снаряда P_p , мишени P_t и бинарных столкновений P_B :

$$\begin{aligned} P_p &= A_p \frac{\sigma_{pA_t}}{\sigma_{A_p A_t}} \\ P_t &= A_t \frac{\sigma_{pA_p}}{\sigma_{A_p A_t}} \\ P_B &= A_p A_t \frac{\sigma_{pp}}{\sigma_{A_p A_t}}, \end{aligned} \quad (5.11)$$

где A_p и A_t — массовые числа ядер снаряда и мишени; $\sigma_{pA_p}, \sigma_{pA_t}$ — сечение неупругого взаимодействия протона с ядром-снарядом (мишенью); $\sigma_{A_p A_t}$ — сечение рождения для взаимодействия ядра A_p с ядром A_t и $\sigma_{pp} = 32.3 \text{ mb}$ — сечение неупругого pp -столкновения. Используя данные таблицы 3.2 для сечений, получается в среднем 13.46 столкновений участников и 14.67 бинарных реакций для $^{16}\text{O} + Et$ — взаимодействий по сравнению с соответствующими значениями 3.66 и 2.66 для $p + Et$, что в 3.68 раз меньше для случая выбитых нуклонов и 5.52 для бинарных реакций. Умножая выражение 5.9 на эти числа получаем для приближения выбитых нуклонов

$$\langle n_s \rangle_{OEt} = 8.61 \langle n_{ch} \rangle_{pp} - 15.6 \quad (5.12)$$

$$\langle n_s \rangle_{OEm} = 12.92 \langle n_{ch} \rangle_{pp} - 22.74 \quad (5.13)$$

для бинарных столкновений. Прямые, соответствующие этим выражениям представлены на рис.5.12. Необходимо отметить, что тогда рассматривается множественность в определенной области фазового пространства, эти выражения необходимо модифицировать, так как, например, участники от мишени будут давать вклад, отличный от вклада участников снаряда.

Как было показано в предыдущей главе, модель MCSFM, основанная на схеме дуальной топологической унитаризации с временем формирования $5 fm/c$ вполне удовлетворительно воспроизводит данные по серым частицам. В нашем рассмотрении эта модель соответствует случаю бинарных столкновений, так как в ней струны образуются между нуклонами сталкивающихся ядер. Модель FRITIOF соответствует случаю участников взаимодействия. В ней нуклоны участники сами образуют струны, которые позже независимо фрагментируют. Обе модели вполне удовлетворительно описывают средние характеристики. "Средние предсказания" этих моделей можно параметризовать тогда как α участников + $(1-\alpha)$ "бинарных". Эти два различных приближения можно рассматривать как два предельных случая. Комбинируя выражения (5.10), (5.12) и (5.13) можно грубо оценить вклад этих предельных вариантов. Мы получили для $^{16}O + Em$ - взаимодействий $\alpha \approx 2/3$. Конечно этот параметр будет зависеть как от снаряда, так и от мишени.

На основе такого рассмотрения можно оценить среднюю множественность s - частиц в $^{32}S + Em$ - столкновениях. Она получается ≈ 83 частицы, при экспериментальном значении 80.3 ± 3.3 , для числа участников 68.5 и числа бинарных реакций 114.6.

5.2.2 Скейлинговые свойства распределений по множественности

На рис.5.13 представлены распределения по множественности пивневых частиц для исследуемых в данной работе ансамблей. Как видно из рисунков, эти распределения подобны $E_{\perp}$ -распределениям (рис.2.3) и их форма обусловлена геометрией столкновения. Модель FRITIOF, представленная на рисунках, удо-

заметительно воспроизводит экспериментальные данные вплоть до самых больших значений n_s .

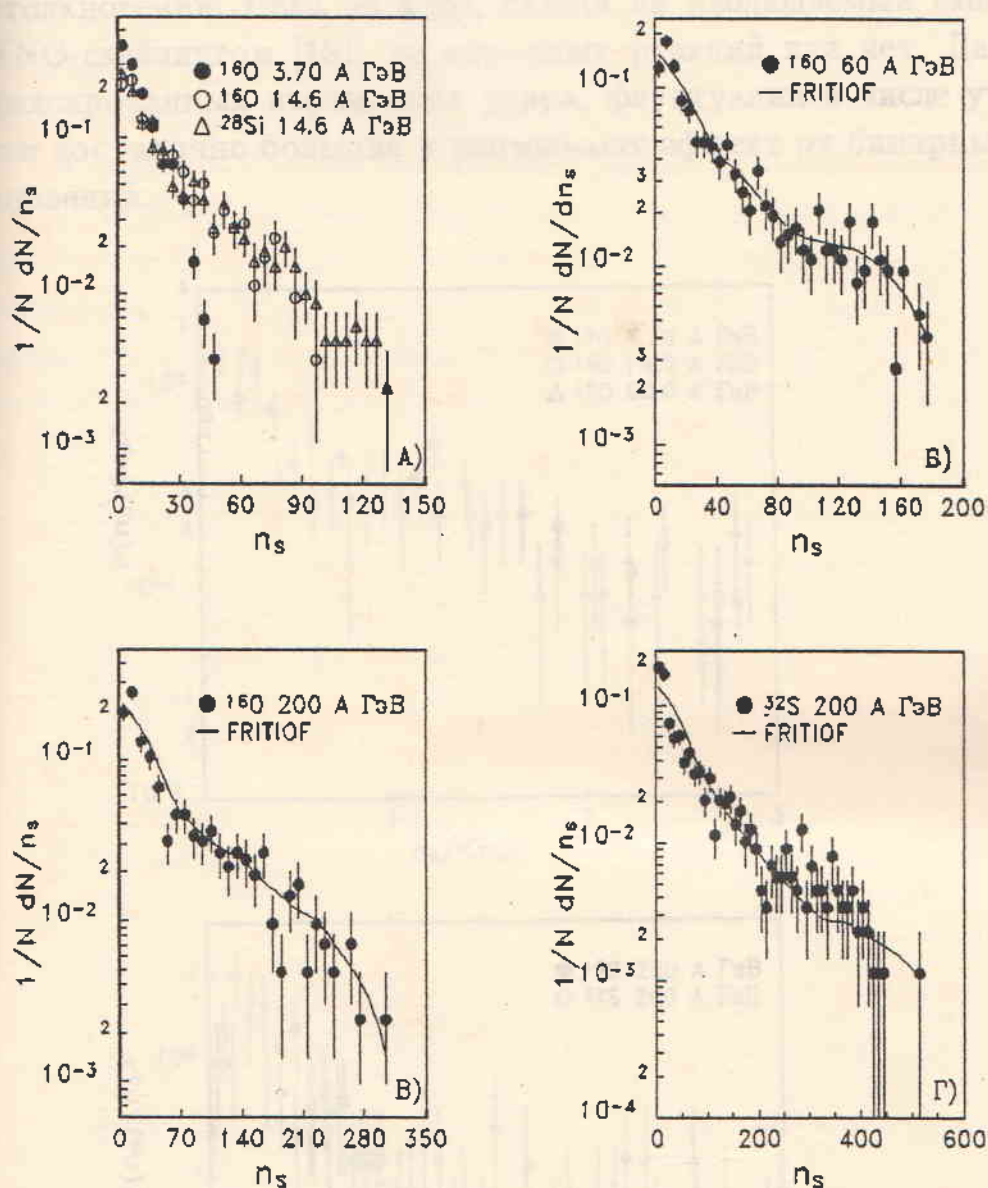


Рис. 5.13: Распределения по множественности для исследуемых ансамблей.

Интересен вопрос о скейлинговых свойствах распределений по множественности. На рис.5.14 показано распределение по множественности в скейлинговых переменных $P(n_s)/\langle n_s \rangle$ от $n_s/\langle n_s \rangle$ для кислорода и серы. Из рисунков видно, что все данные подчиняются одному закону. Такое скейлинговое поведение определяется ядерной геометрией, которая не зависит от энергии, и отражает распределение по числу сталкивающихся нуклонов обоих ядер.

Эти распределения лучше соответствуют распределениям по числу участников столкновения, чем распределения по множественности, возникающие от отдельных бинарных нуклон-нуклонных столкновений. Пока не ясно, связан ли наблюдаемый скейлинг с KNO-скейлингом [161] из адронных реакций или нет. Даже при фиксированных параметрах удара, флуктуации в числе участников достаточно большие и размывают эффект от бинарных столкновений.

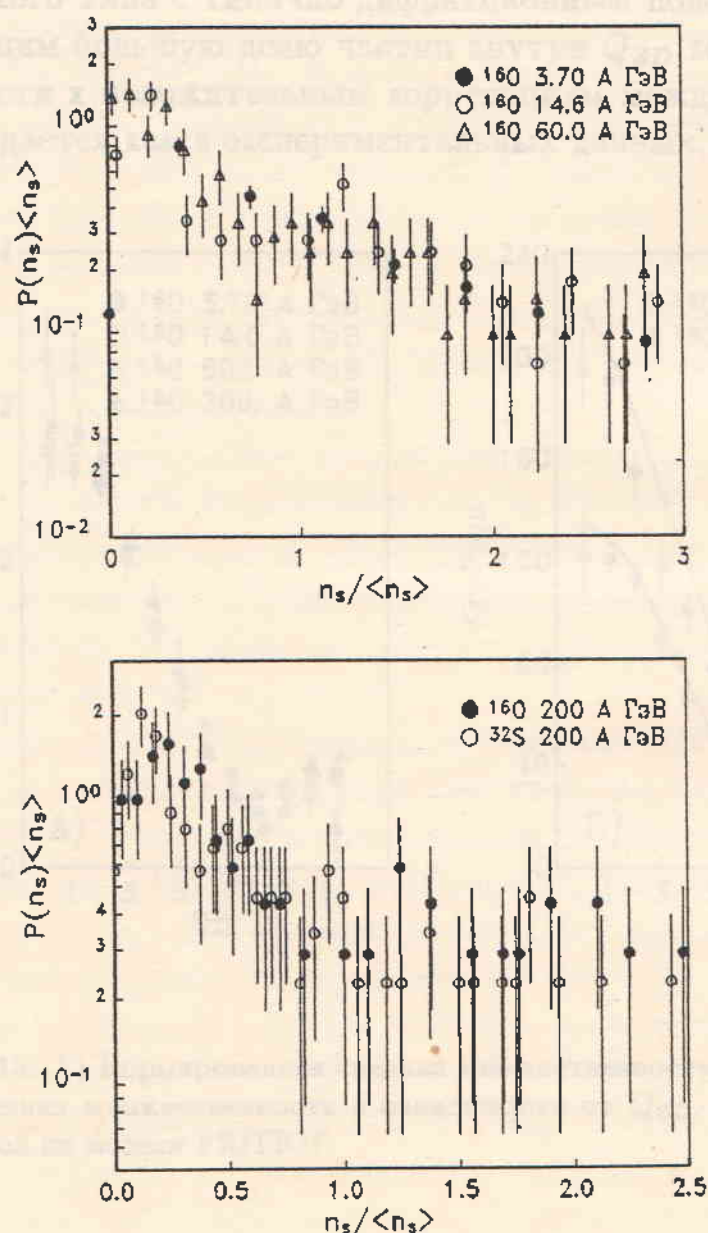


Рис. 5.14: Распределения по множественности в KNO переменных.

Зависимость "нормированной" величины $\langle n_s \rangle_{Q_{ZD}} / \langle n_s \rangle$ как функции Q_{ZD} для $^{16}\text{O} + \text{Em}$ взаимодействий показана на рис.5.15(А). Падение этой величины с ростом Q_{ZD} не является неожиданно, но что более важно, данные при всех энергиях ложатся на одну кривую. На рис.5.15(Б) представлено сравнение $\langle n_s \rangle_{Q_{ZD}}$ как функции Q_{ZD} с расчетами по модели FRITIOF. Модель воспроизводит общую форму спектра, но имеются отклонения, которые обусловлены разницей между экспериментальными и модельными Q_{ZD} -распределениями. События с $Q_{ZD} > 8$ в основном периферического типа с типично дифракционным поведением и поэтому имеющим большую долю частиц внутри Q_{ZD} конуса. Это должно привести к положительным корреляциям между Q_{ZD} и n_s , что и наблюдается как в экспериментальных данных, так и в модели.

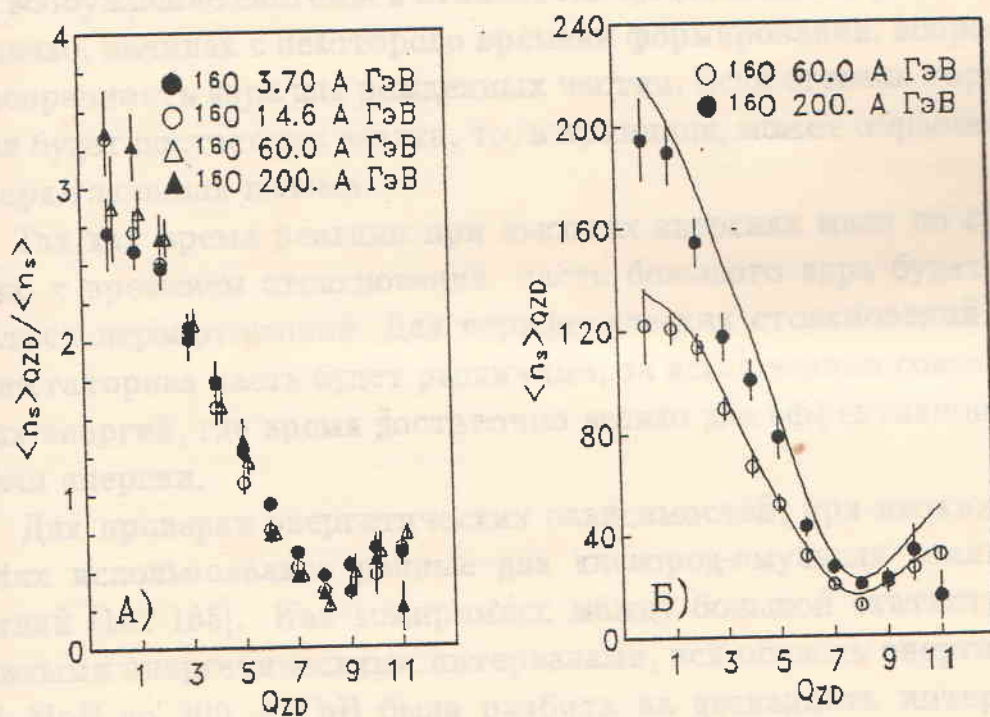


Рис. 5.15: А) Нормированная средняя множественность как функция Q_{ZD} . Б) Средняя множественность в зависимости от Q_{ZD} . Кривые - результат расчетов по модели FRITIOF.

5.3 Полные множественности

Широкий диапазон энергий, используемый в данной работе, позволяет, с привлечением данных при низких энергиях, рассмотреть явления, простирающиеся от физики структуры ядра до физики частиц, связанной с ядром.

Как уже ранее обсуждалось, параметр удара играет существенную роль в динамической эволюции столкновения ядер и тем самым в эмиссии частиц. При параметрах удара, стремящихся к нулю, при низких энергиях ядра будут сливаться. С ростом энергии, при достижении нескольких десятков МэВ на нуклон процессы слияния переходят в процессы мультифрагментации. При дальнейшем увеличении энергии, все большая ее часть тратится на возбуждение системы и становится существенным развал ядер. Однако, начиная с некоторого времени формирования, возрастает прозрачность ядра для рожденных частиц. Если степень торможения будет достаточно велика, то, в принципе, может образоваться кварк-глюонная плазма.

Так как время реакции при высоких энергиях мало по сравнению с временем столкновения, часть большого ядра будет оставаться неразрушенной. Для периферических столкновений такая спектаторная часть будет различима, за исключением совсем низких энергий, где время достаточно велико для эффективной передачи энергии.

Для проверки энергетических зависимостей, при низких энергиях использовались данные для кислород-эмульсия взаимодействий [162-165]. Как компромисс между большой статистикой и малыми энергетическими интервалами, вся область энергий от 5 А МэВ до 200 А ГэВ была разбита на двенадцать интервалов, которые представлены в таблице 5.5.

Классификация сортов частиц проводилась стандартными эмульсионными методами (см.3.1), за исключением однозарядных фрагментов снаряда. При самых низких энергиях (в основном первый интервал) - они попадают в b -частицы, при средних энергиях (второй-шестой интервалы) - в g -частицы, и для высоких (с седьмого интервала) - в z -частицы.

На рис.5.16(А) показана энергетическая зависимость средней полной множественности частиц, которая хорошо воспроизво-

Таблица 5.5: Данные по максимальным множественностям заряженных частиц для кислород-эмульсия взаимодействий.

Интервал энергий, А МэВ	$\langle E \rangle$ А МэВ	$N_t(max)$	$n_b(max)$	$n_o(max)$	$n_s(max)$
5 – 15	11.3	9	9	0	0
16 – 35	25.4	11	11	0	0
36 – 75	57	18	15	3	0
76 – 128	90.8	24	19	9	0
129 – 179	165	32	18	10	0
180 – 220	195	33	19	12	0
450 – 470	460	40	20	18	2
2020 – 2080	2050	65	22	31	26
	3700	88	20	45	49
	14600	125	20	35	97
	60000	211	19	45	176
	200000	333	23	31	303

дится степенным законом во всем интервале энергий. Примерно такая же картина наблюдается и для множественностей соответствующих 10%, 1%, 0.1% сечения. Для больших множественностей (1%, 0.1%) один степенной закон работает только в области $E > 200$ МэВ. Детальный анализ [166] показал, что переход от процессов слияния ядер к мультифрагментации и началу пионного рождения приводит к излому в $\langle N_t \rangle - E$ соотношении. Для сравнения на этом же рисунке представлены данные по протонным реакциям, поведение которых имеет аналогичный характер.

При высоких энергиях b -частицы образуются только от дезинтеграции мишени, за исключением малого вклада от низкоэнергетических пионов ($E_\pi < 45$ МэВ). Максимально возможное тогда n_b приблизительно равно заряду мишени (47 для Ag), но из рис.5.16(Б) можно видеть, что максимальное значение n_b около $Z_t/2$ на уровне 10^{-3} . Маловероятно, что периферические события дают сюда вклад из-за сильной корреляции между N_t и n_b . Кроме того, возможно, что n_b связано только с неперекрывающейся частью ядра мишени ($Z \approx 30$ для малых параметров удара). Насыщение максимума n_b достигается при энергиях $\sim 0.1A$ ГэВ. Ниже этой энергии n_b убывает с уменьшением энергии для всех трех уровней, что согласуется с тем фактом, что в этой области полные энергии возбуждения не больше энергии связи.

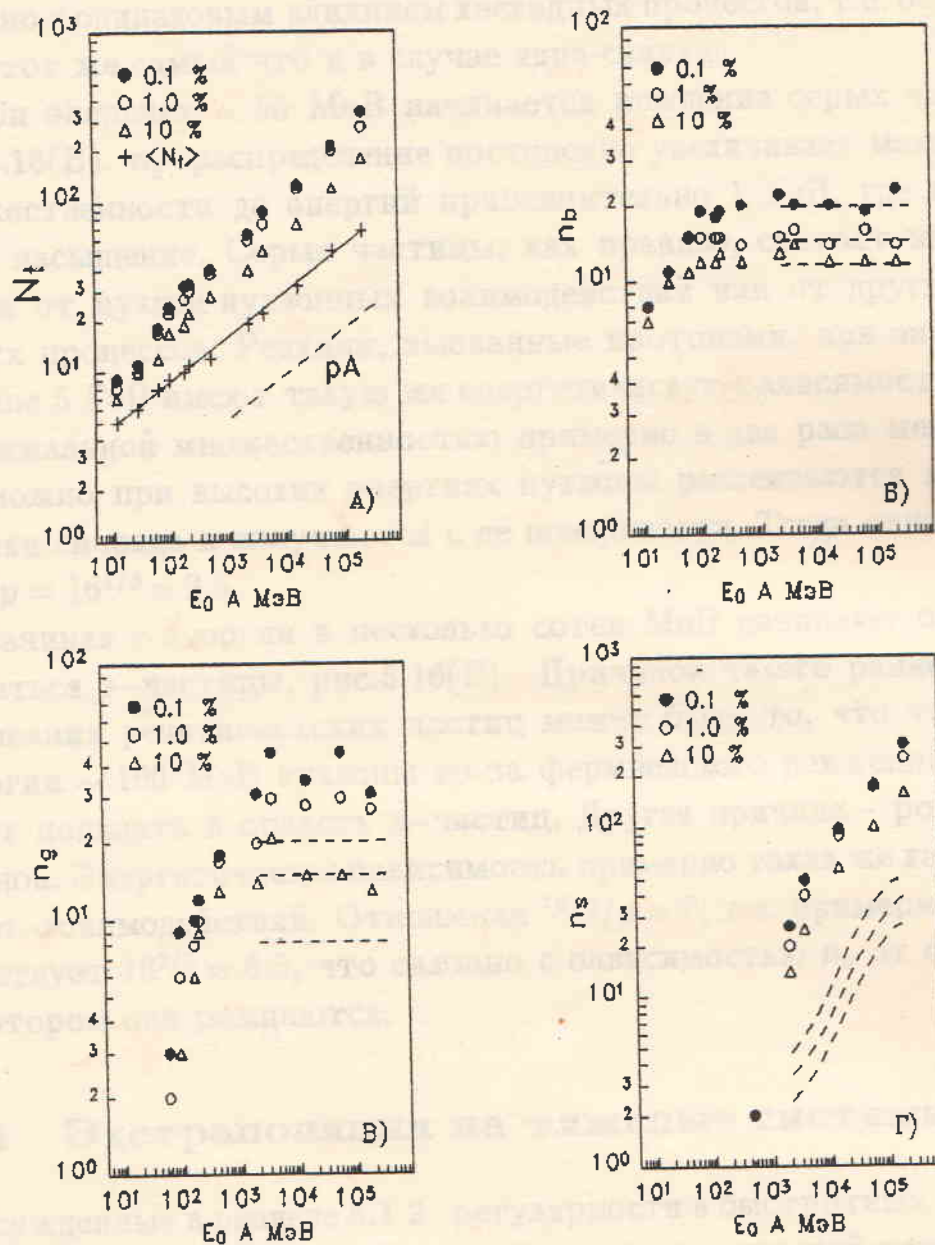


Рис. 5.16: Зависимость от энергии множественности различных типов частиц для 0.1%, 1%, 10% уровней сечения. Пунктир на всех рисунках - данные pEt -взаимодействий. Прямая на рисунке (A) - фит степенным законом.

Большие значения n_b при энергиях от 0.1 до 1 А ГэВ могут образовываться двумя путями, либо от предравновесного источника, вклад которого растет с уменьшением энергии, либо от эмиссии из мишени, которая не зависит от энергии. При энергии свыше 5 ГэВ наши данные совпадают с протонными, что, по-видимому, связано с одинаковым влиянием каскадных процессов, т.е. остаток ядра тот же самый что и в случае ядра-снаряда.

При энергиях ~ 50 МэВ начинается рождение серых частиц, рис.5.16(В). n_g - распределение постепенно увеличивает максимум множественности до энергий приблизительно 1 ГэВ, где наступает насыщение. Серые частицы, как правило, состоят из протонов от нуклон-нуклонных взаимодействий или от других быстрых процессов. Реакции, вызванные протонами, при энергиях больше 5 ГэВ имеют такую же энергетическую зависимость, но с максимальной множественностью примерно в два раза меньшей. Возможно при высоких энергиях нуклоны рассеиваются внутри трубки снаряда и излучаются с ее поверхности. Тогда отношение $^{16}O/p = 16^{1/3} \approx 2.5$.

Начиная с энергии в несколько сотен МэВ начинают образовываться z -частицы, рис.5.16(Г). Причиной такого раннего образования релятивистских частиц может быть то, что уже при энергиях ~ 100 МэВ нуклоны из-за фермиевского движения начинают попадать в область z -частиц. Другая причина - рождение пионов. Энергетическая зависимость примерно такая же как и для pEm -взаимодействий. Отношение $^{16}O/p \approx 7$, т.е. примерно соответствует $16^{2/3} \approx 6.3$, что связано с зависимостью n_s от объема, в котором они рождаются.

5.4 Экстраполяция на тяжелые системы

Обсужденные в разделе 5.1.2. регулярности в быстротных распределениях и исследованные свойства множественностей рожденных частиц позволили нам "предсказать" основные характеристики распределений по псевдобыстроте для тяжелых систем, эксперименты с которыми начались в 1992 году. Разумеется, смысл такого "предсказания" заключается лишь в том, чтобы разумным образом планировать постановку новых экспериментов.

Для того, чтобы получить такие предсказания необходимо:

- Определить полную множественность рожденных частиц.
- Определить σ и η_0 η - распределения.

На рис.5.17 представлено отношение $\langle n_s \rangle / P$ в зависимости от центральности столкновения для различных ансамблей при 200 А ГэВ, где P – число участвующих нуклонов. В данном случае P взято из модели FRITIOF, хотя, в принципе, его можно определить из геометрических предположений. Для того, чтобы получить $P - Q_{ZD}$ корреляции в FRITIOF предполагалось, что все заряженные спектаторы снаряда и все рожденные однозарядные частицы, попадающие внутрь фрагментационного конуса, определяемого θ_{ZD} , дают вклад в Q_{ZD} .

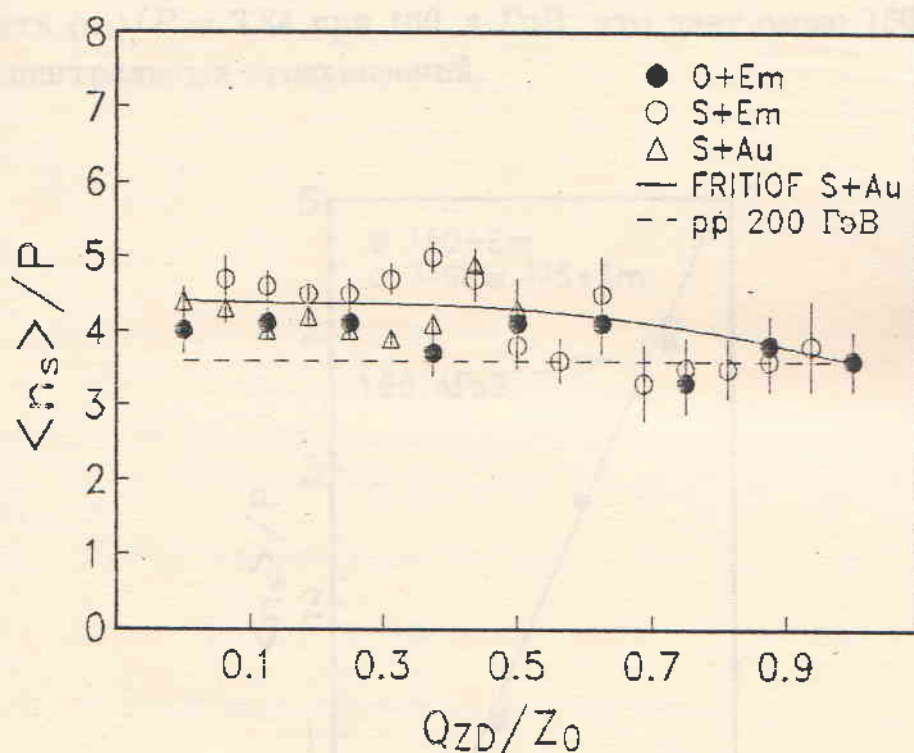


Рис. 5.17: Отношение $\langle n_s \rangle$ к числу участников P в зависимости от центральности при 200 А ГэВ. Кривая - расчет по модели FRITIOF для $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ -взаимодействий. Пунктир соответствует pp - реакциям.

Из данных можно видеть, что отношение не зависит от взаимодействующей системы и слабо уменьшается с уменьшением центральности. Значения для периферических столкновений соответствуют значениям для pp - столкновений при 200 ГэВ, поправленным на число медленных протонов, $(\langle n_{ch} \rangle - 0.5)/2$ с $\langle n_{ch} \rangle_{pp} = 7.68$ [167]. В центральных столкновениях отдельные нуклоны могут

участвовать в последовательных столкновениях и тем самым усиливать возбуждение струн. На этом же рисунке показан расчет по модели FRITIOF, результаты которого совпадают с экспериментальными данными.

На рис.5.18 показана зависимость от множественности n_{ch} в pp -столкновениях (энергетическая зависимость) отношения средней множественности рожденных частиц к числу участников. Аналогично с рис.5.12 здесь также линейная зависимость, не зависящая от типа сталкивающихся систем:

$$\langle n_s \rangle / P = 0.734 \langle n_{ch} \rangle_{pp} - 1.44 \quad (5.14)$$

Предполагая для $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ -столкновений $P = 416$, можно определить $\langle n_s \rangle / P = 3.84$ при 160 А ГэВ, что дает около 1600 частиц для центральных столкновений.

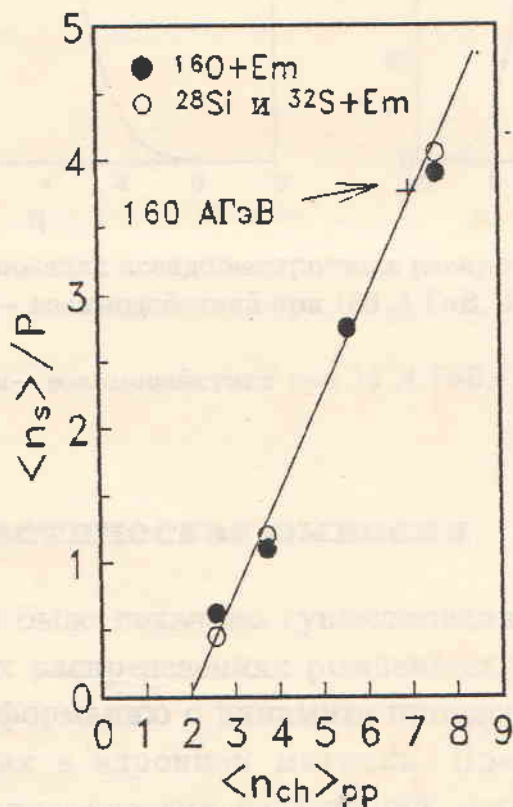


Рис. 5.18: Зависимость $\langle n_s \rangle / P$ от множественности в pp -столкновениях при соответствующей энергии. Прямая линия - фит данных

Дисперсия псевдобыстротного распределения, интерполируя данные таблиц 5.1 и 5.2, будет $\sigma \simeq 1.38$. Положение пика при 160 А ГэВ рассчитывается из выражения $\eta_0 \simeq Y_0/2 + 0.25 \simeq 3.17$.

Феноменологическое предсказание для $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ показано на рис.5.19(А). Максимум плотности около 340, что соответствует плотности энергии более $2 \text{ ГэВ}/fm^3$. Для сравнения на этом же рисунке показан расчет по модели FRITIOF, которая дает приблизительно на 15% меньшее значение максимальной плотности. На рис.5.19(Б) показан феноменологический расчет для $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ - столкновений при 12 А ГэВ , $P = 394$.

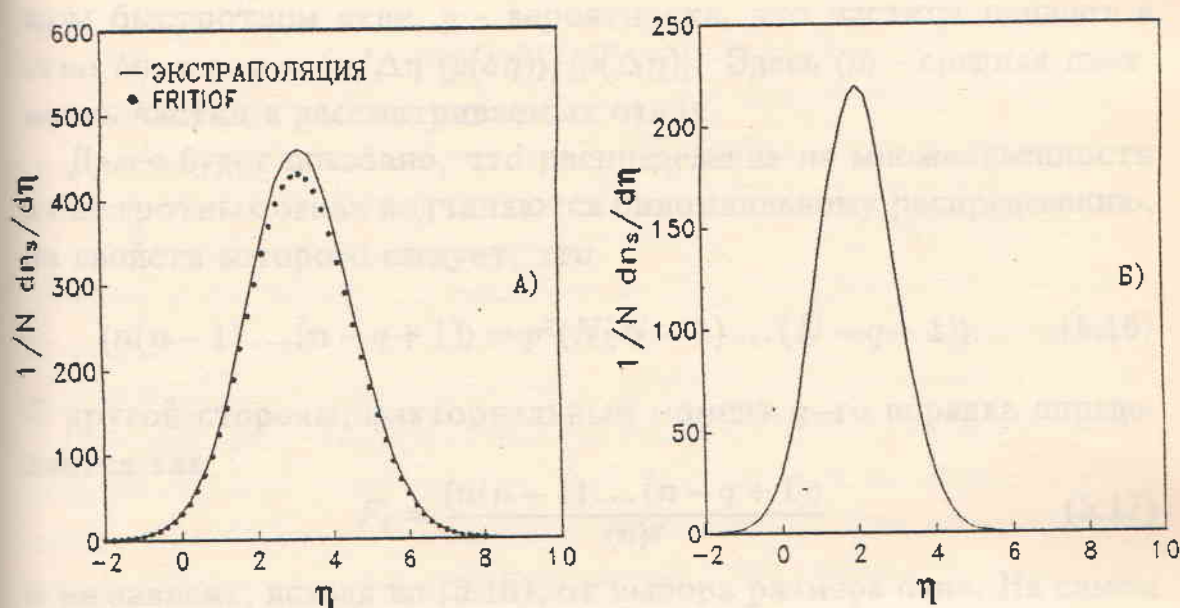


Рис. 5.19: Экстраполяция псевдобыстротных распределений для:
(А), $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ - взаимодействий при 160 А ГэВ . Кривая расчет по модели FRITIOF.
(Б), $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ - взаимодействий при 12 А ГэВ .

5.5 Стохастическая эмиссия

В разделе 5.1.3 было показано существование флуктуаций в псевдобыстротных распределениях рожденных частиц. Их изучение может дать информацию о динамике процесса, в частности о фазовых переходах в адронной материи. Предложен ряд методов изучения нестатистических флуктуаций, которые подробно будут рассмотрены в следующей главе. Для того, чтобы установить общие свойства нестатистических флуктуаций, весьма важно попробовать интерпретировать данные с чисто статистической точки зрения.

Стохастическая эмиссия частиц означает, что вероятность найти n частиц в быстротном окне шириной $\delta\eta$ в событии будет

$$P(n) = \sum_N P(N)P(n|N) = \sum_N P(N) \binom{N}{n} p^n (1-p)^{N-n}, \quad (5.15)$$

где $P(N)$ - вероятность иметь N частиц в большом быстротном окне шириной $\Delta\eta$ ($\Delta\eta > \delta\eta$), $P(n|N)$ - условная вероятность иметь n частиц в малом быстротном окне $\delta\eta$ из N частиц в большом быстротном окне, p - вероятность, что частица попадет в окно $\delta\eta$, т.е. $p = \delta\eta/\Delta\eta \langle \rho(\delta\eta) \rangle / \langle \rho(\Delta\eta) \rangle$. Здесь $\langle \rho \rangle$ - средняя плотность частиц в рассматриваемых окнах.

Далее будет показано, что распределения по множественности в быстротных окнах подчиняются биномиальному распределению, из свойств которого следует, что

$$\langle n(n-1) \dots (n-q+1) \rangle = p^q \langle N(N-1) \dots (N-q+1) \rangle. \quad (5.16)$$

С другой стороны, факториальный момент q -го порядка определяется как

$$F_q = \frac{\langle n(n-1) \dots (n-q+1) \rangle}{\langle n \rangle^q} \quad (5.17)$$

и не зависит, исходя из (5.16), от выбора размера окна. На самом деле это имеет место только в случае независимости плотности распределения частиц от полной множественности.

Центральный момент распределения q -го порядка определяется как

$$\mu_q = \langle (n - \langle n \rangle)^q \rangle \quad (5.18)$$

и тогда для $q = 2$

$$\mu_2 = \langle n \rangle^2 (F_2 - 1 + \frac{1}{\langle n \rangle}), \quad (5.19)$$

или

$$\sigma_2 = \mu_2^{1/2} = \langle n \rangle \sqrt{F_2 - 1} \sqrt{1 + \frac{1}{\langle n \rangle (F_2 - 1)}}. \quad (5.20)$$

Для больших значений $\langle n \rangle$ и в случае $F_2 - 1 \gg 0$, выражение (5.20) преобразуется

$$\sigma_2 \simeq \langle n \rangle \sqrt{F_2 - 1} + \frac{1}{2\sqrt{F_2 - 1}} \quad (5.21)$$

Тогда из выражения (5.21) следует линейное соотношение между σ_2 и $\langle n \rangle$ для различных окон по $\delta\eta$.

По аналогии с $q = 2$ можно записать для $q = 3$

$$\sigma_3 = \mu_3^{1/3} = \langle n \rangle \sqrt[3]{F_3 - 3F_2 + 2} \sqrt[3]{1 + \frac{3(F_2 - 1)}{\langle n \rangle (F_3 - 3F_2 + 2)} + \frac{1}{\langle n \rangle^2 (F_3 - 3F_2 + 2)}} \quad (5.22)$$

Для больших $\langle n \rangle$ и при условии $F_3 - 3F_2 + 2 \gg 0$ выражение (5.22) можно переписать в виде

$$\sigma_3 \simeq \langle n \rangle \sqrt[3]{F_3 - 3F_2 + 2} + \frac{F_2 - 1}{(F_3 - 3F_2 + 2)^{2/3}} \quad (5.23)$$

т.е. тоже имеется линейная зависимость между σ_3 и $\langle n \rangle$.

В нашем случае было выбрано большое окно с центром при $\eta_0 = \eta_2/2$. Минимальный размер окна был выбран $|\eta - \eta_0| = 0.1$, что соответствует нашему экспериментальному разрешению.

На рис.5.20 показана зависимость σ_2 от $\langle n_s \rangle$ для различных реакций и значений центральности. Из рисунков видно, что все данные подчиняются линейной зависимости, за исключением данных при больших размерах окна. Когда окно становится достаточно большим, включающем частицы из областей фрагментации, линейность нарушается, т.е. появляются анти-корреляции между частицами, рожденными в центральной области и фрагментации. Эти анти-корреляции являются следствием действия законов сохранения энергии-импульса; энергия, которой не хватает в центральной области будет в фрагментационной. Для всех энергий данные проявляют одинаковые свойства, хотя наклон прямой сильно зависит от центральности. Для той же самой системы наблюдается слабая зависимость от энергии. Для различных снарядов также имеется некоторое различие в наклоне.

В таблице 5.6 представлены значения F для различных наборов данных, определенных в окне $|\eta - \eta_0| = 1.0$. Для центральных событий F_2 мало, или другими словами, дисперсия мала по сравнению с $\langle n_s \rangle$, т.е. ширина распределения уменьшается, в то время как среднее значение увеличивается. Такое поведение при различных отборах по центральности для одинаковой системы может означать, что природа взаимодействия носит статистический характер. Прямая на рисунках для кислорода соответствует энергии 200 А ГэВ. Согласие между данными и уравнением 5.21 свидетельствует о законности предположений о стохастическом механизме эмиссии частиц.

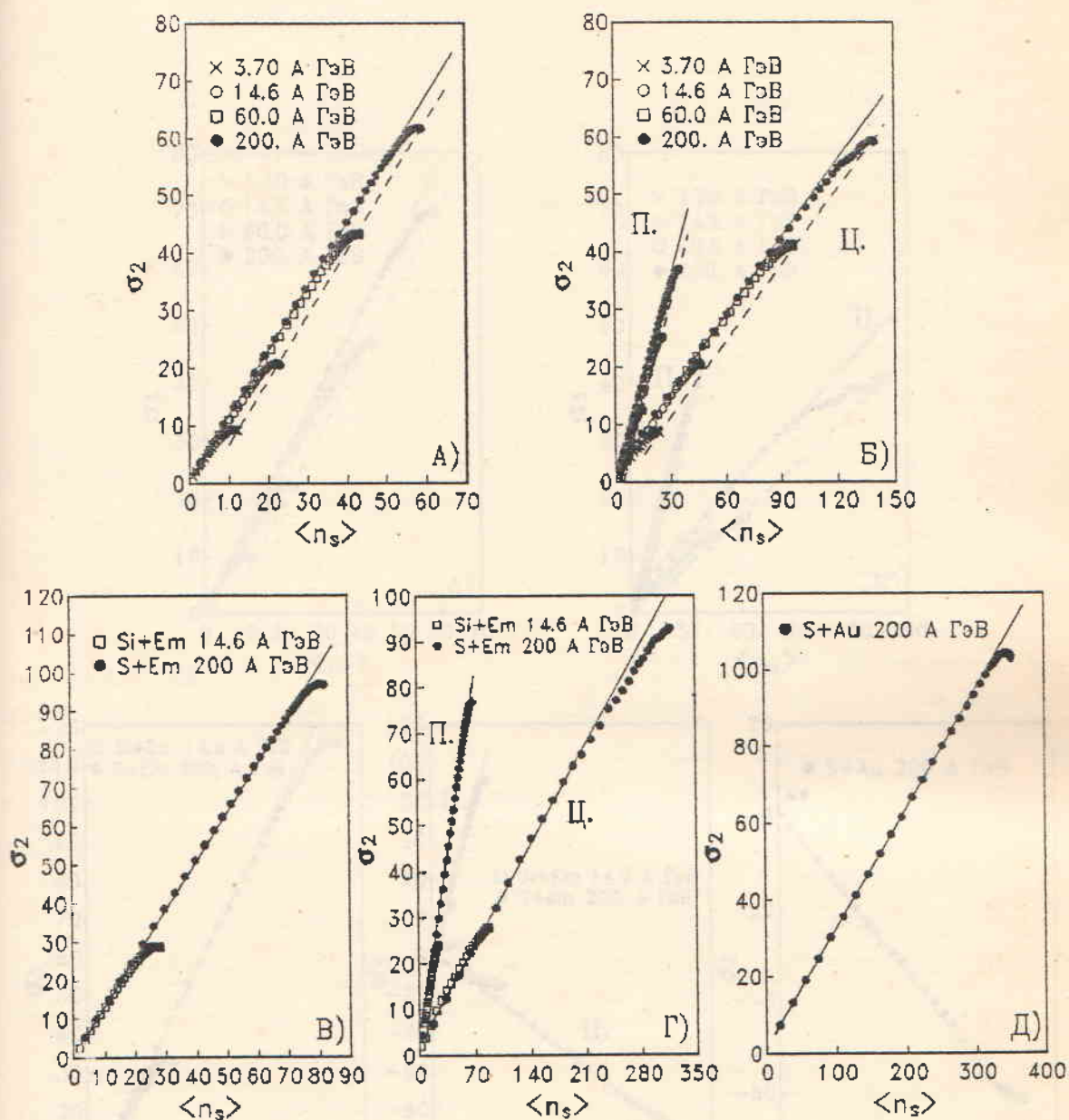


Рис. 5.20: Зависимость дисперсии второго порядка от средней множественности для различных псевдобыстрых окон:

(А), $^{16}\text{O} + \text{Em}$ - взаимодействия. Все события.

(Б), $^{16}\text{O} + \text{Em}$ - взаимодействия. Центральные (Ц) и периферические (П) события.

(В), $^{28}\text{Si} + \text{Em}$ и $^{32}\text{S} + \text{Em}$ - взаимодействия. Все события.

(Г), $^{28}\text{Si} + \text{Em}$ и $^{32}\text{S} + \text{Em}$ - взаимодействия. Центральные (Ц) и периферические (П) события.

(Д), $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ - взаимодействия.

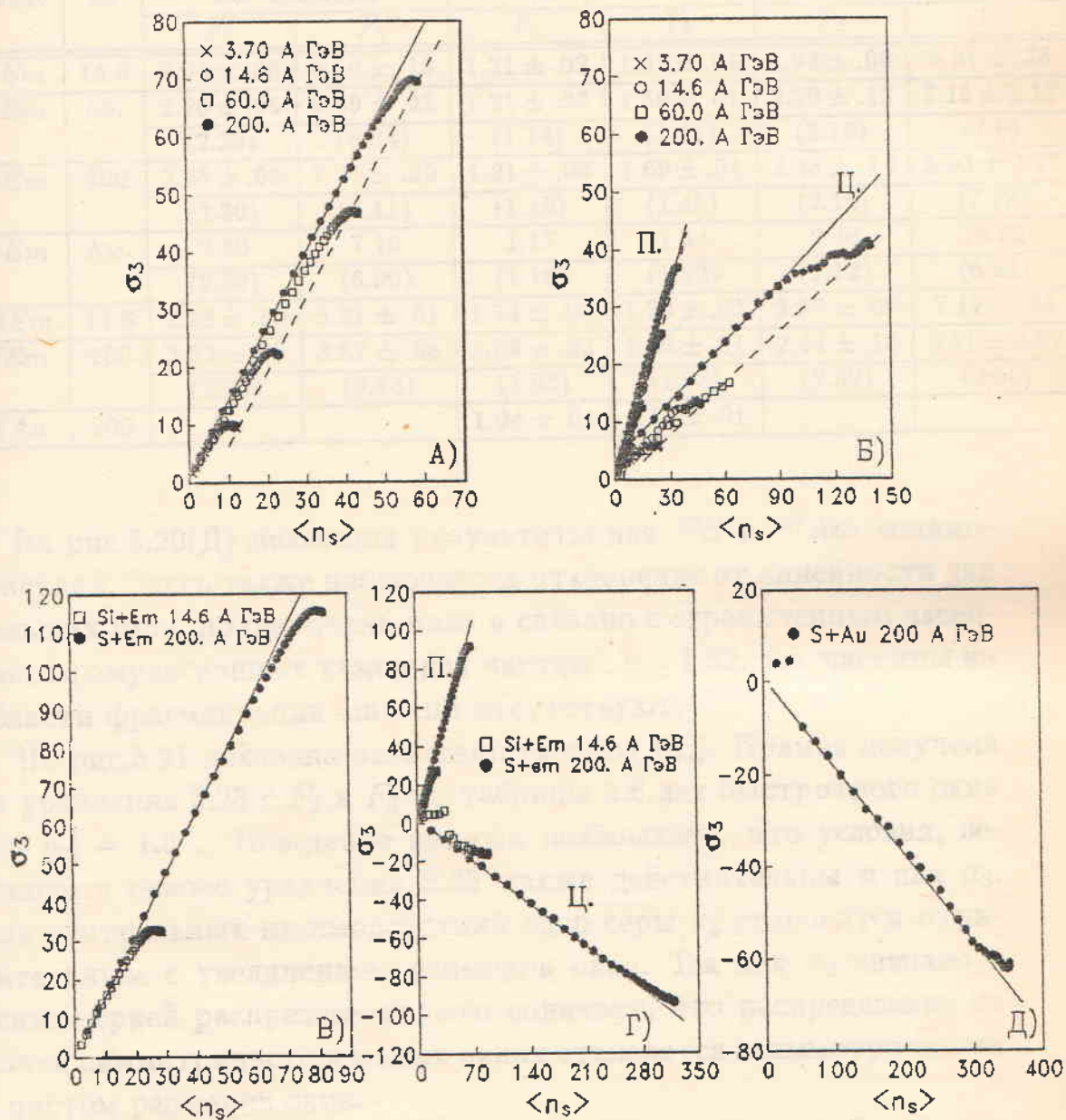


Рис. 5.21: То же, что и рис.5.20 для дисперсии третьего порядка.

Таблица 5.6: Значения F , определенные для окна $|\eta - \eta_0| = 1.0$. Данные в скобках - расчет по FRITIOF. Значения, обозначенные как Ам. - асимптотические, описаны в тексте.

Сист.	E_0	Все события		Центральные		Периферические	
		F_2	F_3	F_2	F_3	F_2	F_3
OEm	14.6	$2.04 \pm .06$	$5.56 \pm .15$	$1.21 \pm .02$	$1.67 \pm .01$	$1.93 \pm .08$	$5.31 \pm .36$
OEm	60.	$2.20 \pm .08$	$6.49 \pm .35$	$1.21 \pm .03$	$1.66 \pm .01$	$2.20 \pm .13$	7.15 ± 1.17
		(2.25)	(6.84)	(1.14)	(1.41)	(2.16)	(7.0)
OEm	200	$2.28 \pm .08$	$7.08 \pm .39$	$1.21 \pm .03$	$1.69 \pm .01$	$2.35 \pm .14$	8.93 ± 2.27
		(2.30)	(7.11)	(1.15)	(1.45)	(2.18)	(7.19)
OEm	Ам.	2.30	7.16	1.17	1.54	2.46	10.32
		(2.29)	(6.99)	(1.16)	(1.69)	(2.12)	(6.94)
$SiEm$	14.6	$2.42 \pm .10$	$8.31 \pm .61$	$1.14 \pm .04$	$1.39 \pm .03$	$2.25 \pm .09$	$7.17 \pm .55$
SEm	200	$2.53 \pm .09$	$8.87 \pm .58$	$1.09 \pm .03$	$1.26 \pm .01$	$2.44 \pm .10$	8.51 ± 0.69
		(2.65)	(9.74)	(1.03)	(1.08)	(2.59)	(9.55)
SAu	200			$1.04 \pm .01$	$1.13 \pm .01$		

На рис.5.20(Д) показаны результаты для $^{32}S + ^{197}Au$ - взаимодействий. Здесь также наблюдается отклонение от линейности для больших окон, но оно очень мало и связано с ограниченным аксептансом эмульсионных камер для частиц с $\eta \leq 1.32$, т.е. частицы из области фрагментации мишени отсутствуют.

На рис.5.21 показана зависимость σ_3 от $\langle n_s \rangle$. Прямая получена из уравнения 5.23 с F_2 и F_3 из таблицы 5.6 для быстротного окна $|\eta - \eta_0| = 1.0$. Поведение данных показывает, что условия, лежащие в основе уравнения 5.23 также действительны и для σ_3 . Для центральных взаимодействий ядер серы σ_3 становится отрицательным с увеличением размеров окна. Так как σ_3 связано с асимметрией распределения, это означает, что распределение из почти симметричного в малых окнах становятся асимметричными с ростом размеров окна.

Если построить зависимость σ от $\langle n \rangle$ для выбранной системы при разных энергиях по всему быстротному интервалу наблюдается линейное соотношение, называемое зависимостью Врублевского [168]. На рис.5.20 и 5.21 пунктиром показана прямая, соответствующая полному быстротному интервалу. Это значит, что наблюдается скейлинг для множественности с энергией, т.к. ядерная геометрия не зависит от энергии. Все это имеет смысл только

в асимптотике, где, как было показано выше, вклад областей фрагментации не зависит от энергии. Наклон пунктирных линий тогда определяется асимптотическими значениями $\sigma/\langle n \rangle$ и следовательно асимптотическими значениями F

$$F_2(\text{асимптотическое}) = s_2^2 + 1 \quad (5.24)$$

и

$$F_3(\text{асимптотическое}) = s_3^3 + 3s_2^2 + 1 \quad (5.25)$$

где s_2 и s_3 есть наклоны для второго и третьего моментов из уравнений 5.21 и 5.23. Асимптотические значения, полученные таким образом, даны в таблице 5.6. Для всех событий без отбора и периферических взаимодействий асимптотические значения имеют общую тенденцию с энергией, с ее увеличением увеличиваются их значения, тогда как для центральных случаев F_2 и F_3 несколько ниже энергетически независимого значения, полученного отдельно для разных энергий. Асимптотический режим, по-видимому, достигается раньше для центральных событий, чем для периферических, т.к. фрагментационная область более важна для периферических событий.

На рис.5.22 представлены расчеты по модели FRITIOF. Расчеты показывают результаты, подобные экспериментальным, хотя есть и различия. Отклонения от линейности для больших окон в модели выражено значительно меньше, чем на рис.5.20 и 5.21 для эксперимента, что, по-видимому, связано с недоучетом вклада спектаторов в FRITIOF. Кроме того, условия центральности в FRITIOF жестче, чем в реальных событиях, причем зависимость для σ_3 поворачивается в отрицательную область при 60 А ГэВ. Неустойчивое поведение σ_3 является также следствием определения σ_3 , которое имеет пик около нуля. Кривая из уравнения 5.23 прекрасно следует данным. Значения F из FRITIOF представлены в табл.5.6. Для всех событий без отбора расчет по модели в хорошем согласии с данными, тогда как для центральных случаев по-видимому имеется некоторое разногласие.

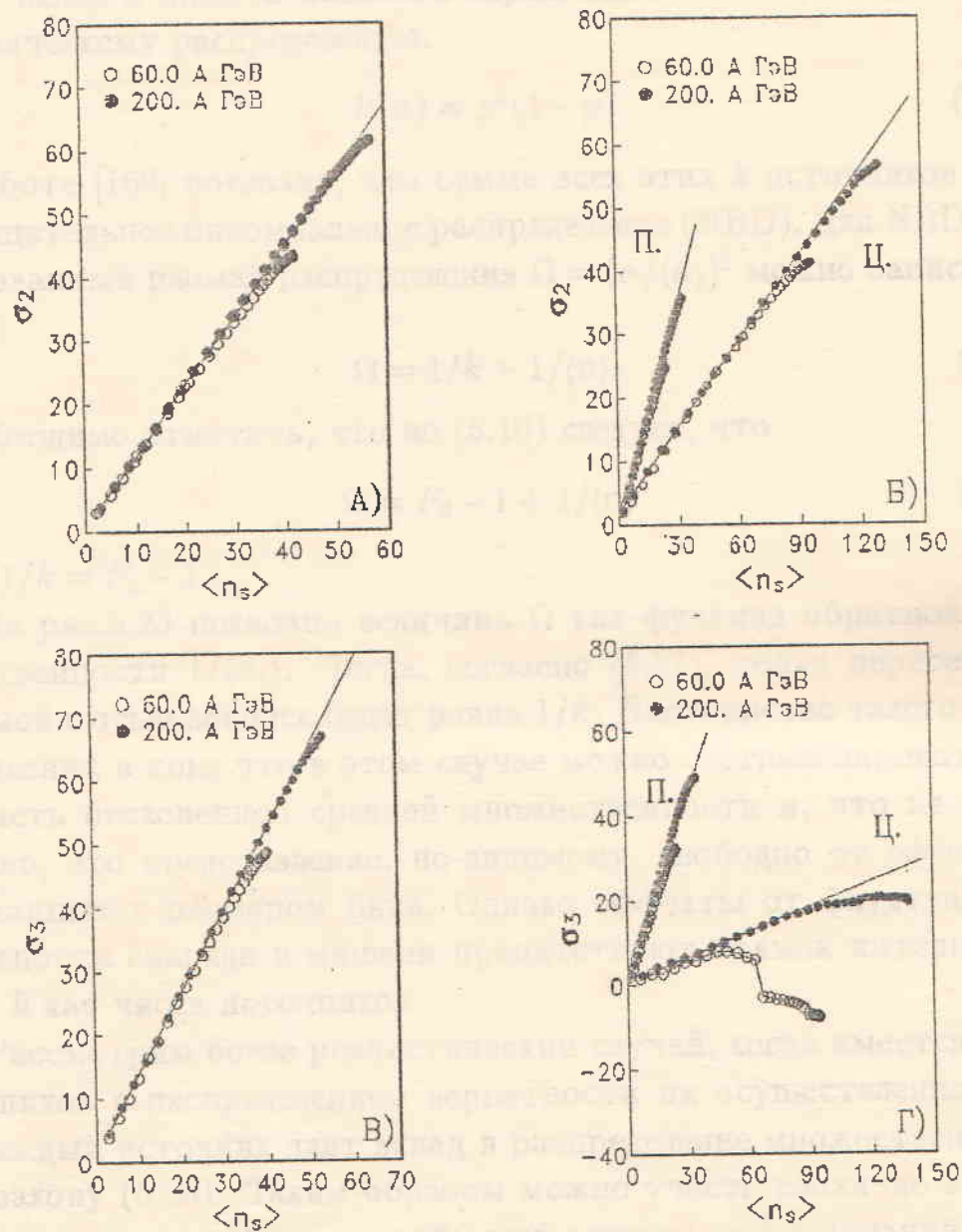


Рис. 5.22: Дисперсия второго и третьего порядка в модели FRITIOF.

5.6 Определение числа источников рождения частиц и параметризация распределений по множественности

Предположим, что мы имеем k источников рождения, которые все дают вклад в множественность заряженных частиц согласно геометрическому распределению:

$$P(n) = p^n(1-p) \quad (5.26)$$

В работе [169] показано, что сумма всех этих k источников дает отрицательное биномиальное распределение (NBD). Для NBD нормированный размах распределения $\Omega = (\sigma/\langle n \rangle)^2$ можно записать в виде:

$$\Omega = 1/k + 1/\langle n \rangle. \quad (5.27)$$

Необходимо отметить, что из (5.16) следует, что

$$\Omega = F_2 - 1 + 1/\langle n \rangle \quad (5.28)$$

т.е. $1/k = F_2 - 1$.

На рис.5.23 показано величина Ω как функция обратной множественности $1/\langle n_s \rangle$. Тогда, согласно (5.27), точка пересечения прямой с осью абсцисс будет равна $1/k$. Достоинство такого представления в том, что в этом случае можно экстраполироваться в область бесконечной средней множественности и, что не менее важно, это представление, по-видимому, свободно от эффектов, связанных с размером бина. Однако эффекты от флуктуаций в плотности снаряда и мишени препятствуют прямой интерпретации k как числа источников.

Рассмотрим более реалистический случай, когда имеется ν источников с распределением вероятности их осуществления $P(\nu)$ и каждый источник дает вклад в распределение множественности по закону (5.26). Таким образом можно учесть различие в числе источников от события к событию вследствие флуктуации плотности и параметра удара. Пусть $\langle m \rangle$ - средняя множественность одного источника. Тогда

$$\begin{aligned} \langle n \rangle &= \sum P(\nu) \nu \langle m \rangle = \langle \nu \rangle \langle m \rangle \\ \langle n \rangle^2 &= \sum P(\nu) (\nu^2 \langle m \rangle^2 + \nu \langle m \rangle^2 + \nu \langle m \rangle) \\ &= \langle \nu^2 \rangle \langle m \rangle^2 + \langle \nu \rangle \langle m \rangle^2 + \langle \nu \rangle \langle m \rangle \end{aligned} \quad (5.29)$$

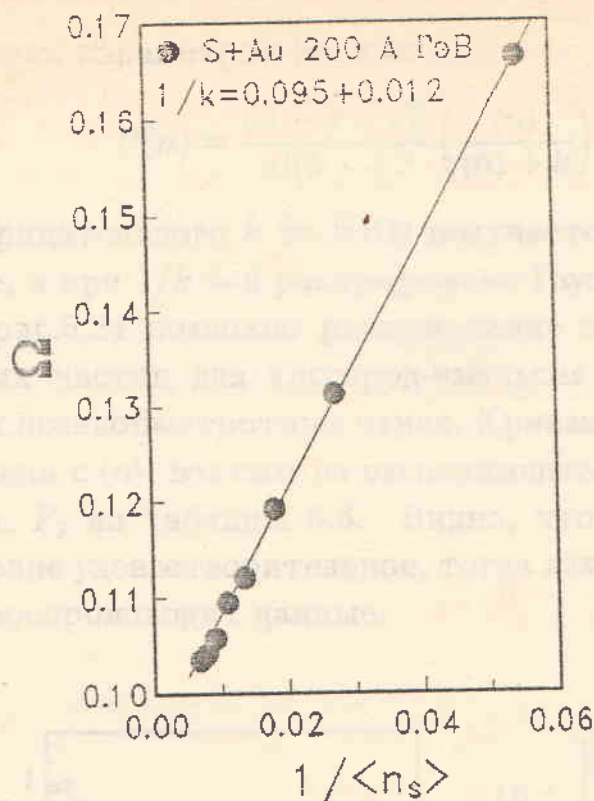


Рис. 5.23: Нормированный размах распределения Ω в зависимости от обратной средней множественности $\langle n_s \rangle$ для $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ - столкновений. Прямая линия - фит данных

Из этих уравнений получается

$$\lim_{1/\langle n \rangle \rightarrow 0} \Omega(n) = \Omega(\nu) + 1/\langle \nu \rangle = 1/k \quad (5.30)$$

На рис.5.23 показан фит экспериментальных данных. Отсюда получается $1/k = 0.095 \pm 0.012$. Для того, чтобы определить число источников мы использовали значение $\Omega(\nu)$ из модели FRITIOF, равное 0.0515. Величина $\Omega(\nu)$ не чувствительна к специфическим предположениям модели. Число источников, используя эти данные, получается 23 ± 8 . Этот результат оказался много меньше, чем ожидался из стандартного геометрического рассмотрения спектаторов-участников и дать ему прямую интерпретацию затруднительно.

В течении последних лет, когда стало ясно, что точный KNO-скейлинг нарушается в pp - соударениях, большое внимание было уделено возможности описания распределений по множественности с помощью NBD [169]. В нормальном виде NBD является фун-

кцией двух параметров $\langle n \rangle$ и k :

$$P(n) = \frac{(n+k-1)!}{n!(k-1)!} \left(\frac{\langle n \rangle}{\langle n \rangle + k} \right)^n \left(\frac{k}{\langle n \rangle + k} \right) \quad (5.31)$$

Для отрицательного k из NBD получается биномиальное распределение, а при $1/k \rightarrow 0$ распределение Гаусса.

На рис.5.24 показано распределение по множественности рожденных частиц для кислород-эмульсия взаимодействий в различных псевдобыстрых окнах. Кривая соответствующая NBD, вычислена с $\langle n \rangle$, взятым из эксперимента и с k , рассчитанным по (5.28) с F_2 из таблицы 5.6. Видно, что для малых окон описание вполне удовлетворительное, тогда как для большого окна NBD плохо воспроизводит данные.

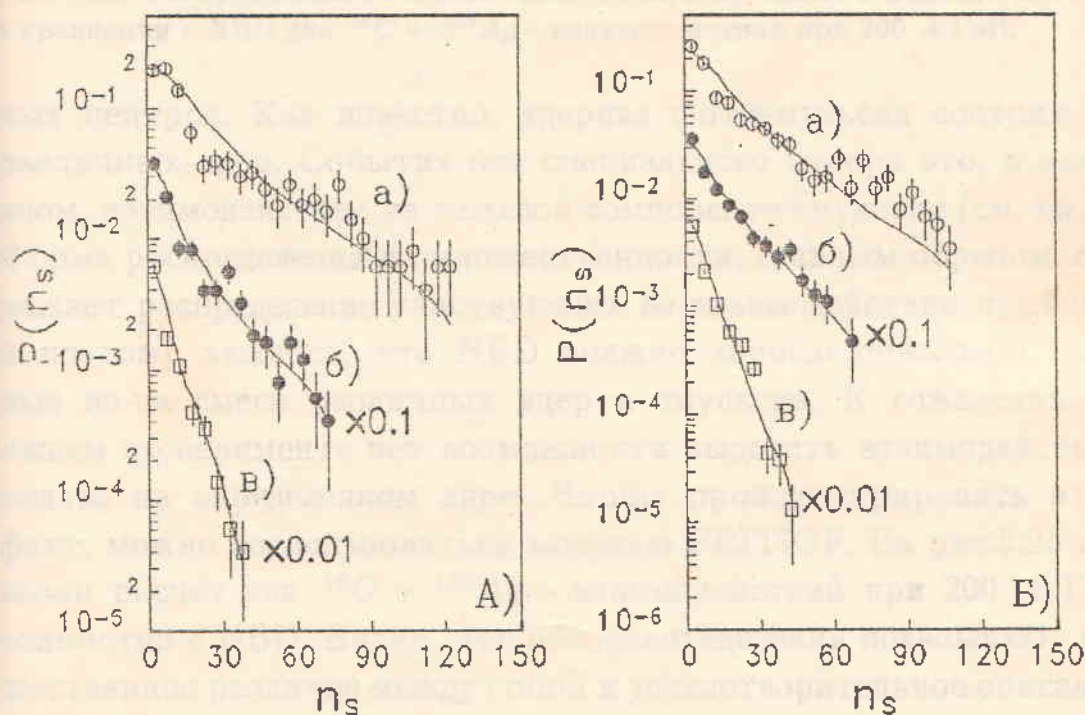


Рис. 5.24: А) Распределения по множественности для различных псевдобыстрых окон для $^{16}\text{O} + \text{Em}$ - взаимодействий при 200 А ГэВ.

а) $|\eta - \eta_p| \leq 1.0$, б) $|\eta - \eta_p| \leq 0.5$, в) $|\eta - \eta_p| \leq 0.2$.

Б) Распределения по множественности для различных псевдобыстрых окон для $^{16}\text{O} + \text{Em}$ - взаимодействий при разных энергиях.

а) 60 А ГэВ, б) 14.6 А ГэВ, в) 3.7 А ГэВ.

Кривые на всех рисунках - фит NBD.

В работе [170] обоснование применения NBD к элементарным процессам основано на возможности образования частиц из раз-

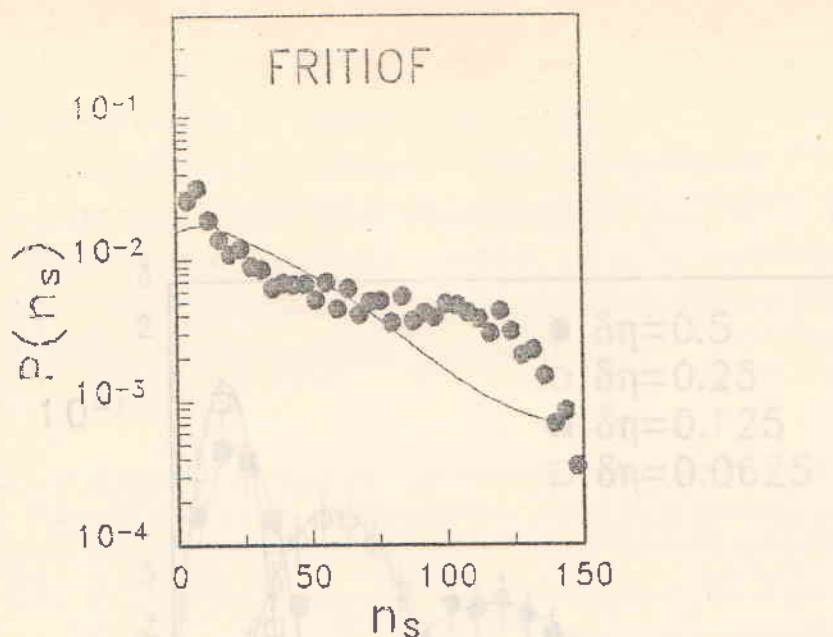


Рис. 5.25: Распределение по множественности, полученное в модели FRITIOF в сравнении с NBD для $^{16}\text{O} + ^{108}\text{Ag}$ - взаимодействий при 200 А ГэВ.

ных центров. Как известно, ядерная фотоэмульсия состоит из различных ядер. События без специального отбора это, в основном, взаимодействия на тяжелой компоненте эмульсии (см. Гл.3). Форма распределения по множественности, главным образом, отражает распределение участвующих во взаимодействии нуклонов и поэтому кажется, что NBD должно хорошо описывать данные из-за смеси различных ядер в эмульсии. К сожалению, в нашем эксперименте нет возможности выделить взаимодействия только на определенном ядре. Чтобы проиллюстрировать этот факт, можно воспользоваться моделью FRITIOF. На рис.5.25 показан расчет для $^{16}\text{O} + ^{108}\text{Ag}$ - взаимодействий при 200 А ГэВ совместно с NBD. Видно, что оба распределения показывают существенное различие между собой и удовлетворительное описание на рис.5.24 является следствием смеси различных мишеней.

Можно попытаться избавиться от тривиальных геометрических эффектов используя отбор только центральных событий. В работе [171] показано, что в этом случае распределение по множественности будет подчиняться нормальному закону. На рис.5.26 показано распределение по множественности в различных быстройных окнах для $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ - взаимодействий. Видно, что гауссиан хорошо аппроксимирует экспериментальные данные для достаточно больших окон. Этот результат означает, что даже при таком отборе имеются большие вариации в ядерной геометрии и

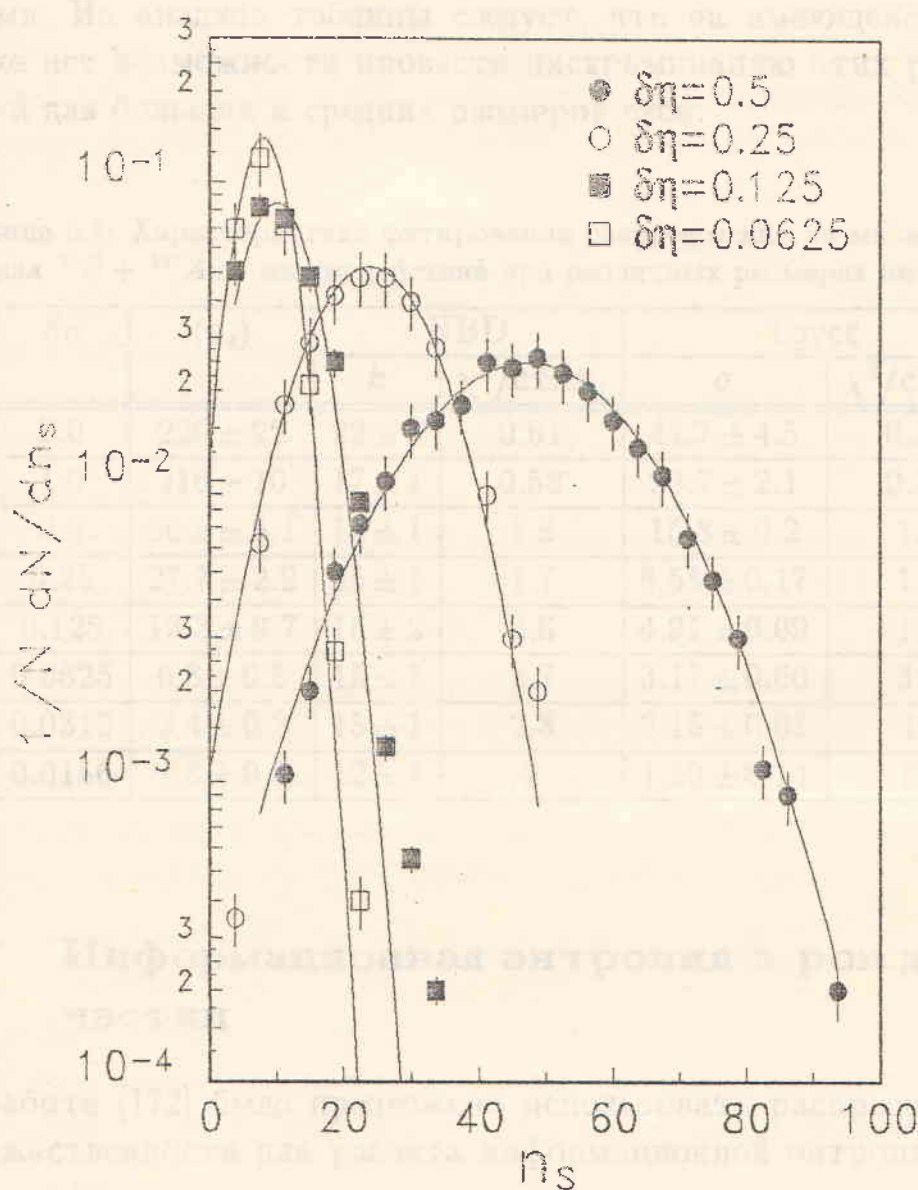


Рис. 5.26: Распределение по множественности для окон различных размеров, с центром при $\eta_{NN} = 3.1$ для $^{16}\text{O} + ^{108}\text{Ag}$ - взаимодействий при 200 А ГэВ. Кривые - фит распределением Гаусса.

эти вариации "убивают" NBD, которое есть сумма геометрических распределений от фиксированного числа источников. В таблице 5.7 сравниваются результаты фитирования $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ - данных отрицательным биномиальным и Гауссовым распределениями. Из анализа таблицы следует, что на имеющейся статистике нет возможности провести дискриминацию этих распределений для больших и средних размеров окон.

Таблица 5.7: Характеристики фитирования распределений по множественности для $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ - взаимодействий при различных размерах бина.

$\delta\eta$	$\langle n_s \rangle$	NBD		Гаусс	
		k	$\chi^2/\text{ст.св.}$	σ	$\chi^2/\text{ст.св.}$
2.0	220 ± 22	22 ± 2	0.61	44.7 ± 4.5	0.55
1.0	116 ± 10	17 ± 1	0.58	29.7 ± 2.1	0.52
0.5	56.5 ± 5.1	14 ± 1	1.8	15.8 ± 0.2	1.4
0.25	27.7 ± 2.2	15 ± 1	1.7	8.58 ± 0.17	1.1
0.125	13.3 ± 0.7	16 ± 2	2.6	4.91 ± 0.09	1.8
0.0625	6.8 ± 0.5	15 ± 1	2.7	3.17 ± 0.06	3.4
0.0313	3.4 ± 0.2	15 ± 1	2.8	2.15 ± 0.01	10
0.0156	1.6 ± 0.1	12 ± 1	2	1.50 ± 0.14	62

5.7 Информационная энтропия в рождении частиц

В работе [172] было предложено использовать распределение по множественности для расчета информационной энтропии, определяемой как

$$S = - \sum_{n=1}^N P(n) \ln P(n), \quad \sum_{n=1}^N P(n) = 1, \quad (5.32)$$

которая является мерой неопределенности в испытаниях с N возможными состояниями. Здесь $P(n)$ - инклюзивное распределение по множественности, нормированное на единицу и N - максимальная множественность. Энтропия может меняться от 0, если вероятности всех множественностей, кроме одной, равны нулю¹, до

¹ В случае $P(n) = 0$, считается, что $P(n) \ln P(n) = 0$.

значении $S_{max} = \ln(N)$, когда все вероятности одинаковы и равны $1/N$.

Здесь N определяется как

$$N = (\sqrt{s} - 2m_N)/m_\pi. \quad (5.33)$$

Для того, чтобы можно было бы сравнивать различные энергии и комбинации снарядов и мишеней, вводится относительная энтропия, определяемая как [173]

$$R = S/S_{max} \quad (5.34)$$

На рис.5.27(А) показана относительная энтропия, вычисленная по всему фазовому пространству, для $^{16}\text{O} + Et$ - взаимодействий при всех энергиях. Прямая соответствует модели FRITIOF. Из данных следует, что R не зависит от энергии и воспроизводится моделью FRITIOF.

На рис.5.27(Б) представлена зависимость R от нормированного размера псевдобыстротного окна $\xi = \eta_w/\eta_{max}$ для $^{16}\text{O} + Et$ и $^{32}\text{S} + Et$ - реакций при 200 А ГэВ. Кривые соответствуют модели FRITIOF, которая совпадает с экспериментальными значениями.

Как было показано ранее, распределение по множественности удовлетворяет скейлинговому распределению $f(x) = P(n)\langle n \rangle$, где $x = n/\langle n \rangle$ во всем диапазоне исследуемых энергий. Тогда максимальную множественность можно записать в виде

$$N_{max} = \langle n \rangle K \quad (5.35)$$

для данной энергии. При этом K будет слабо меняться с энергией.

Предполагая, что скейлинг в асимптотике существует, можно, исходя из (5.32) и (5.34), рассчитать информационную энтропию

$$\begin{aligned} R_{max} &= - \sum P(n) \ln P(n) / \ln(N_{max}) \\ &\simeq - \int f(x) \ln(f(x)/\langle n \rangle) dx / \ln(N_{max}) \\ &= (\ln\langle n \rangle - \int f(x) \ln f(x) dx) / (\ln\langle n \rangle + \ln K) \\ &= (\ln\langle n \rangle + \ln \Psi) / (\ln\langle n \rangle + \ln K), \end{aligned} \quad (5.36)$$

где

$$\ln \Psi = - \int f(x) \ln f(x) dx \quad (5.37)$$

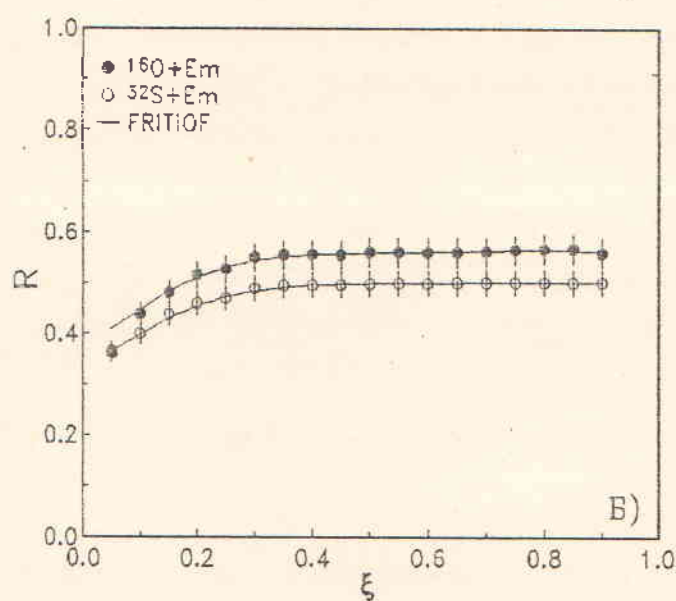
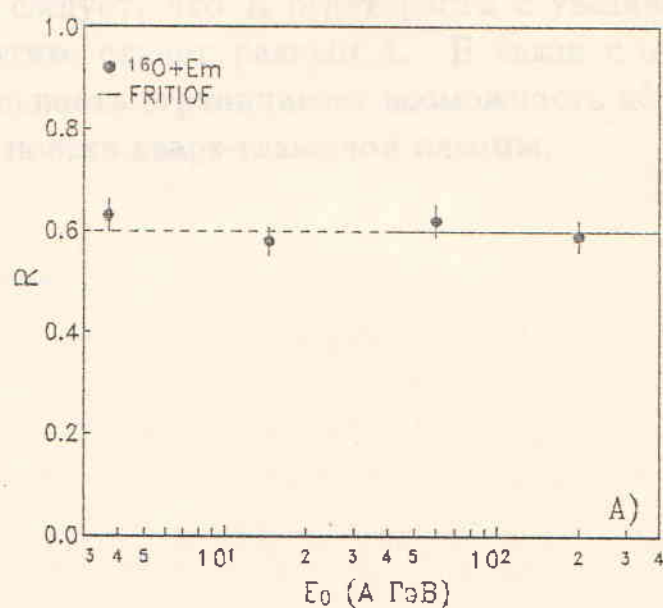


Рис. 5.27: А) Относительная энтропия для всех событий в кислород-эмульсия взаимодействиях.

Б) Зависимость относительной энтропии от нормированного размера псевдобыстротного окна $\xi = \eta_w / \eta_{\text{max}}$ для взаимодействий кислорода и серы с эмульсией при 200 А ГэВ.

Так как скейлинг экспериментально (хотя бы приближительно) существует, можно ожидать, что Ψ имеет более слабую энергетическую зависимость, чем $\langle n \rangle$ и K слабо меняется с энергией. Из экспериментальных данных видно, что $R < 1$ и тогда $\ln \Psi < \ln K$. Отсюда следует, что R будет расти с увеличением энергии и в асимптотике станет равным 1. В связи с этим, ее слабая чувствительность ограничивает возможность использования энтропии для поиска кварк-глюонной плазмы.

Анализ нестатистических флуктуаций

В предыдущей главе было показано, что в негидродинамических распадах частиц, рожденных в ультрарелятивистских столкновениях, наблюдаются некоторые структуры, которые не являются следствием статистических флуктуаций. Такие флуктуации могут быть следствием фазового перехода в кварк-глюонной плазме [51, 52, 175]. Ранее в экспериментах с ультракороткими пучками [175] наблюдались события с очень высокой мультимитностью в малых быстротных интервалах (т.н. "срабатывания"), в которых выделялись группы с аномально высокой мультимитностью в малых быстротных интервалах. В данной главе будут рассмотрены некоторые нестатистические флуктуации, обнаруженные в наших экспериментах.

3.1 Метод факториальных моментов

В 1981 году Шварц и Нестакс [44] предложили, что анализ мультимитности может быть применен к мультимитности в спектрах частиц. Понятие мультимитности было введено в связи с исследованиями турбулентных течений жидкостей и газов [176] и характеризует случайное возмущение в статистических флуктуациях. Для описания возмущения турбулентности в динамических системах было предложено использовать [54, 177, 178] следующие выражения для факториальных моментов:

$$\langle n(n-1) \rangle = \langle n \rangle^2 + \langle n \rangle \quad (3.1)$$

Глава 6

Анализ нестатистических флуктуаций

В предыдущей главе было показано, что в псевдобыстротных распределениях частиц, рожденных в ультрарелятивистских ядроядерных столкновениях, наблюдаются некоторые структуры, которые не являются обычными статистическими флуктуациями. Такие флуктуации могут быть сигналом фазового перехода в кварк-глюонной плазме [52,53,175]. Ранее в экспериментах с космическими лучами [175] наблюдались события с очень узкими группами частиц в малых быстротных интервалах (т.н. "спайки"), т.е. события, в которых выделялись группы с аномально большими плотностями вдоль быстротной оси. В данной главе будут проанализированы данные по нестатистическим флуктуациям, обнаруженным в нашем эксперименте.

6.1 Метод факториальных моментов

В 1986 году Биалаш и Песчанский [54] предположили, что анализ перемежаемости может быть применен к изучению нерегулярностей в спектрах частиц. Понятие перемежаемости было введено в связи с исследованиями турбулентных потоков жидкости в гидродинамике [176] и характеризует случайное появление больших нестатистических флуктуаций. Для определения поведения перемежаемости в физических системах было предложено проверить [54,177,178] степенное поведение нормированных факториальных моментов

$$F_q(\delta y) \propto (1/\delta y)^{\phi_q}, \quad (6.1)$$

где $F_q(\delta y)$ - нормированный факториальный момент порядка q при разрешении δy . Величина показателя ϕ_q характеризует силу перемежаемости. Если существуют нестатистические флуктуации, тогда в системе координат $\ln F_q - \ln \delta y$ должна наблюдаться линейная зависимость. В случае существования только "нормальных" корреляций, например распадов резонансов, ожидается насыщение зависимости F_q от $1/\delta y$, как только δy достигает "нормальной" корреляционной длины ($\delta y \leq 1$). Независимость F_q от δy будет также наблюдаться и в случае гладкого распределения по y .

В настоящее время выполнено огромное количество работ по изучению перемежаемости от e^+e^- до АА - взаимодействий, экспериментальная и теоретическая ситуация суммирована в обзорах [179,180]. В результате исследований было выяснено, что:

1. Значения факториальных моментов F_q увеличиваются с уменьшением разрешения для всех типов соударений.
2. Такой рост не воспроизводится стандартными Монте-Карловскими моделями; это может означать, что обычные резонансы ($\rho, \omega, \eta, \Delta$) не являются источником эффектов перемежаемости.
3. Эффект ослабляется с увеличением сложности системы (от e^+e^- к АА, или от малых множественностей к большим). Такое поведение находится в противоречии с предположениями, что главный источник перемежаемости - это формирование горячей кварк-глюонной плазмы. Также невозможно объяснить наблюдаемую перемежаемость образованием кластеров.
4. Эффект перемежаемости сильнее для событий с малыми $p_\perp$, чем для всех событий и струй. Таким образом, струи не могут быть источником появления эффектов перемежаемости.
5. При исследовании частиц одинаковых зарядов и комбинаций положительных и отрицательных зарядов не обнаружено заметной разницы в эффекте, т.е. Бозе-Эйнштейновские корреляции не влияют на эффекты перемежаемости.

6.1.1 Одномерный анализ

Анализ перемежаемости начинается с расчета факториальных моментов q -го порядка. Псевдобыстротное окно шириной $\Delta\eta$ разбивается на M бинов, шириной $\delta\eta = \Delta\eta/M$. Для одного события, содержащего N частиц в окне шириной $\Delta\eta$, q -ый нормированный факториальный момент определяется как

$$F_q = M^{q-1} \sum_{m=1}^M \frac{k_m(k_m-1)\dots(k_m-q+1)}{N(N-1)\dots(N-q+1)}, \quad (6.2)$$

где k_m - число частиц в m -ом бине. Поведение F_q в зависимости от $\delta\eta$ (или M) определяет корреляционную длину флуктуаций.

Уравнение (6.2) применяется к одному событию, но на практике необходимо провести усреднение по ансамблю. Это уравнение можно обобщить, включая события разной множественности двумя методами. Простейший способ - это усреднение по всем событиям. В такой процедуре пренебрегается влиянием различных множественностей на факториальные моменты, так как делается замена $N(N-1)\dots(N-q+1)$ на $\langle N \rangle^q$. Такое приближение называется горизонтальным анализом (H). Факториальный момент q -го порядка тогда определяется как

$$\langle F_q \rangle_H = \frac{1}{N_{ev}} \sum_{i=1}^{N_{ev}} M^{q-1} \sum_{m=1}^M \frac{k_{m,i}(k_{m,i}-1)\dots(k_{m,i}-q+1)}{\langle N \rangle^q}, \quad (6.3)$$

где N_{ev} - число событий, используемых для анализа, $k_{m,i}$ - число частиц в бине m события i , и $\langle N \rangle$ - средняя множественность в псевдобыстротном окне $\Delta\eta$. При таком усреднении было наблюдеено степенное поведение моментов вплоть до $\delta\eta = 0.1$ [181].

Влияние формы псевдобыстротного распределения можно минимизировать, деля $\langle F_q \rangle_H$ на фактор [182]

$$R_F(q, M) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M M^q \frac{\langle k_m \rangle^q}{\langle N \rangle^q} \quad (6.4)$$

Для плоского распределения $R_F(q, M) = 1$.

При горизонтальном усреднении все бины предполагаются однородными, и поэтому изменения факториальных моментов могут быть обусловлены η -зависимостью средней множественности в бине. Псевдобыстротное распределение на самом деле не равномерное. Для учета изменений в форме распределений применяется

другое приближение, называемое вертикальным (V), в котором

$$\langle F_q \rangle_V = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \frac{1}{N_{ev}} \sum_{i=1}^{N_{ev}} \frac{k_{m,i}(k_{m,i}-1) \dots (k_{m,i}-q+1)}{\langle k_m \rangle^q}, \quad (6.5)$$

где

$$\langle k_m \rangle = \frac{1}{N_{ev}} \sum_{i=1}^{N_{ev}} k_{m,i} \quad (6.6)$$

есть среднее число частиц в бине m по всему ансамблю событий. В этом случае факториальные моменты, взвешенные на среднюю множественность для каждого бина, лучше учитывают зависимость множественности от η , т.е. форму η -распределений.

На рис.6.1 представлены факториальные моменты для $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ -взаимодействий, рассчитанные горизонтальным и вертикальным методами. Из полученных данных следует, что зависимость $\langle F_q \rangle$ как функции $\delta\eta$ не противоречит степенной зависимости (6.1) для $\delta\eta > 0.1$. Для большого числа разбиений M ($\delta\eta < 0.1$) моменты практически не зависят от $\delta\eta$. Ошибки, указанные на рисунках, представляют собой стандартные отклонения F_q по всем событиям и бинам. Изменения от точки к точке малы по сравнению с ошибками, так как точки представляют собой последовательное разбиение тех же самых данных и поэтому сильно коррелированы между собой.

Расчет по модели FRITIOF показывает зависимость от размера бина только для $\langle F_q \rangle_H$. Для $\langle F_q \rangle_V$ зависимости от $\delta\eta$ нет. Такое поведение факториальных моментов $\langle F_q \rangle_H$ в модели обусловлено, в основном, формой псевдобыстротного распределения. В FRITIOF включены обычные короткодействующие корреляции, и поэтому рост экспериментальных значений моментов $\langle F_q \rangle_V$ при больших $\delta\eta$ не может быть объяснен, например, распадом резонансов. Наблюдаемый рост моментов, возможно, обусловлен конверсией γ -квантов в мишени из золота, но добавка в модель e^+e^- -пар от конверсии оставляет данные FRITIOF по $\langle F_q \rangle_V$ без изменения. Абсолютные значения моментов на эксперименте и в модели отличаются, вследствие небольшого различия в распределениях по множественности в пределах быстротного окна $\Delta\eta$.

На рис.6.1(Б) показано сравнение данных по вертикальному и горизонтальному усреднению, поправленное на выражение (6.4). Эту процедуру корректировки необходимо использовать с некоторой осторожностью, так как при ее вычислении предполагается,

что аргумент внешнего суммирования в выражении (4.3) не зависит от месторасположения бина, что имеет место только для относительно малых бинов в центральной области, в значительные вариации могут появиться в областях фрагментации спарда и ядра. В дальнейшем, в основном, будет использоваться вертикальные данные, так как они в целом лучше согласуются с горизонтальными.

На рис. 6.1 (А) видно, что $\ln(F_q)$ возрастает с увеличением размера бина, в котором суммируются события. При этом для $q=6$ $\ln(F_q)$ возрастает быстрее, чем для $q=4$ и $q=2$. В области $\ln(\delta\eta) > 2$, $\ln(F_q)$ практически не зависит от $\ln(\delta\eta)$. В области $\ln(\delta\eta) < 2$, $\ln(F_q)$ зависит от $\ln(\delta\eta)$ по-разному. В области $\ln(\delta\eta) < 2$, $\ln(F_q)$ зависит от $\ln(\delta\eta)$ по-разному.

Как известно, $\ln(\delta\eta)$ означает размерность, но можно считать, что для событий с ограниченной множественностью $\ln(\delta\eta)$ может нарушаться при существующем $\ln(\delta\eta)$.

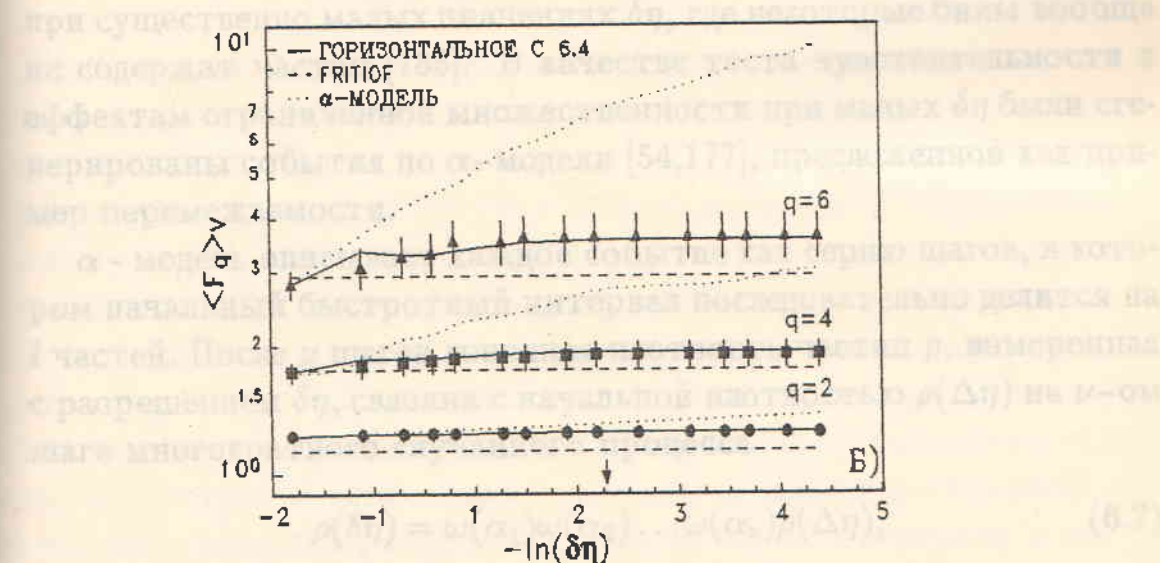


Рис. 6.1: А) Факториальные моменты для $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ - взаимодействий полученные горизонтальным методом в окне $1.32 < \eta < 5.0$. Кривые - расчет по модели FRITIOF. Б) Факториальные моменты, полученные вертикальным методом для того же самого ансамбля. Стрелкой указано $\delta\eta = 0.1$.

что аргумент внешнего суммирования в выражении (6.5) не зависит от месторасположения бина, что имеет место только для относительно малых бинов в центральной области, и значительные вариации могут появиться в областях фрагментации снаряда и мишени. В дальнейшем, в основном, везде будет использоваться вертикальный анализ, хотя, как видно из рисунка горизонтальные данные находятся в хорошем согласии с вертикальными.

Из рис.6.1(Б) видно, что $\ln\langle F_q \rangle_V$ возрастает с уменьшением размера бина, и наклон становится приблизительно равным нулю при $\delta\eta \sim 0.1$. Необходимо отметить, что в других экспериментах на фиксированных мишенях, типичное разрешение по быстроте ~ 0.1 и область $\delta\eta < 0.1$ не проверялась. Когда мы ограничиваемся значениями $\delta\eta > 0.1$, наши данные совпадают с результатами других экспериментов, т.е. данные подчиняются линейной зависимости [181,183,184].

Как известно, линейная зависимость $\ln\langle F_q \rangle$ от $\ln\delta\eta$ означает перемежаемость, но можно ожидать, что для событий с ограниченной множественностью линейное поведение может нарушаться при существенно малых значениях $\delta\eta$, где некоторые бины вообще не содержат частиц [185]. В качестве теста чувствительности к эффектам ограниченной множественности при малых $\delta\eta$ были сгенерированы события по α -модели [54,177], предложенной как пример перемежаемости.

α - модель описывает каждое событие как серию шагов, в котором начальный быстройный интервал последовательно делится на l частей. После ν шагов конечная плотность частиц ρ , измеренная с разрешением $\delta\eta$, связана с начальной плотностью $\rho(\Delta\eta)$ на ν -ом шаге многократного случайного процесса

$$\rho(\delta\eta) = \omega(\alpha_1)\omega(\alpha_2)\dots\omega(\alpha_\nu)\rho(\Delta\eta), \quad (6.7)$$

где $\omega(\alpha_1), \omega(\alpha_2), \dots, \omega(\alpha_\nu)$ независимые (и положительные) случайные величины, описывающие эффект при ступенчатом изменении масштаба. При каждом делении в распределение по множественности в бине вводятся флуктуации по распределению Пуассона. На рис.6.1(Б) показаны нормированные факториальные моменты, рассчитанные из таких сгенерированных событий, с распределением по множественности, соответствующим нашему экспериментальному и параметрами модели $a = 0.27, \beta = 0.1, \nu = 10$,

те β дает вероятность на одну итерацию флуктуации с относительной величиной a и ν - число последовательных шагов. Моменты для событий, полученные по α -модели, имеют степенное поведение вплоть до мельчайшего масштаба, показывая, что наш анализ чувствителен к перемежаемости вплоть до $\delta\eta = 0.02$ даже при том, что в некоторые бины не попадают частицы. Однако, для экспериментальных данных, моменты становятся постоянными для $\delta\eta < 0.1$, т.е. меняют свое поведение, по сравнению с $\delta\eta > 0.1$.

На рис.6.2 показаны факториальные моменты для центральной области псевдобыстрот в исследуемых ансамблях для всех событий без отбора. Четко наблюдается, что средние факториальные моменты увеличиваются с уменьшением размера бина, за исключением $^{16}O + Em$ - взаимодействий при 3.7 А ГэВ, где ограниченная множественность не позволяет сделать однозначных выводов. Индекс перемежаемости тогда можно определить, фитируя данные, в нашем случае в области $0.1 \leq \delta\eta \leq 2$, линейным соотношением

$$\ln\langle F_q \rangle = \phi_q(-\ln \delta\eta) + c_q \quad (6.8)$$

При этом необходимо иметь в виду несколько важных замечаний. Для данного момента точки сильно коррелированы, так как в анализе используются те же самые события, хотя и с различным разбиением в каждой точке. Это сильно затрудняет определение ошибок для индекса перемежаемости ϕ_q , т.е. наклона линии. Кроме того, моменты различного порядка тоже сильно коррелированы. Для того, чтобы определить ошибки в наклоне, мы использовали простейшую Монте-Карловскую схему (модель независимого испускания, МНИ), основанную на предположении о стохастической эмиссии частиц. В этой модели частицы рождаются случайно с экспериментальными распределениями по множественности и быстроте. По Монте-Карло генерировалось на порядок большее число событий, чем имеется в соответствующем экспериментальном ансамбле. Сгенерированные события подвергались той же самой процедуре обработки, что и реально наблюдаемые. Такая процедура была повторена N_{MC} раз, определено $\phi_{q,j}, j = 1, 2, \dots, N_{MC}$ и вычислено стандартное отклонение

$$\sigma(\phi_q) = \sqrt{\langle \phi_q^2 \rangle - \langle \phi_q \rangle^2} \quad (6.9)$$

Если теперь предположить, что $\phi_{q,j}$ имеет Гауссово распреде-

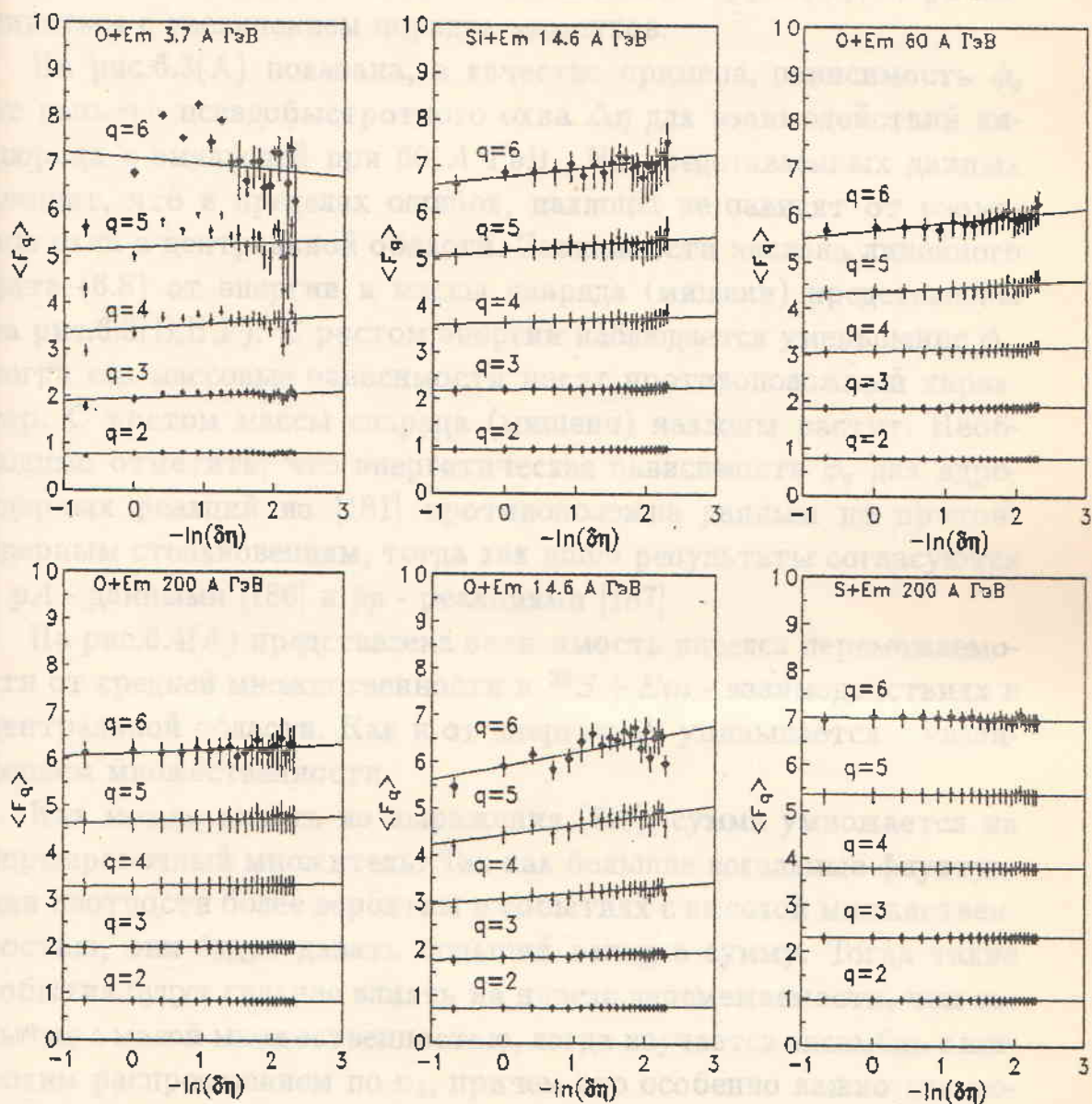


Рис. 6.2: Зависимость средних факториальных моментов от размеров бина в центральной области псевдобыстротного распределения для различных ансамблей.

ление, неопределенность в ошибке тогда будет приблизительно $(2N_{MC})^{-1/2}$. При $N_{MC} = 100$, неопределенность в ошибке не превосходит 7%. Кроме того необходимо отметить, что вследствие существования нестатистических флуктуаций, эта процедура может несколько недооценивать ошибки и этот эффект будет увеличиваться с увеличением порядка моментов.

На рис.6.3(А) показана, в качестве примера, зависимость ϕ_q от размера псевдобыстротного окна $\Delta\eta$ для взаимодействий кислорода с эмульсией при 60 А ГэВ. Из представленных данных следует, что в пределах ошибок, наклоны не зависят от размеров окна в центральной области. Зависимости наклона линейного фита (6.8) от энергии и массы снаряда (мишени) представлены на рис.6.3(Б,В,Г). С ростом энергии наблюдается уменьшение ϕ_q , тогда как массовые зависимости носят противоположный характер. С ростом массы снаряда (мишени) наклоны растут. Необходимо отметить, что энергетическая зависимость ϕ_q для ядерно-ядерных реакций из [181] противоположна данным по протон-ядерным столкновениям, тогда как наши результаты согласуются с pA - данными [186] и $\bar{p}p$ - реакциями [187].

На рис.6.4(А) представлена зависимость индекса перемежаемости от средней множественности в $^{32}S + Em$ - взаимодействиях в центральной области. Как и от энергии, ϕ_q уменьшается с увеличением множественности.

Как можно видеть из выражения (6.3), сумма умножается на нормировочный множитель. Так как большие локальные флуктуации плотности более вероятны в событиях с высокой множественностью, они будут давать больший вклад в сумму. Тогда такие события будут сильнее влиять на индекс перемежаемости, чем события с малой множественностью, когда изучается ансамбль с широким распределением по n , причем это особенно важно для моментов высокого порядка. На рис.6.4(Б) показана зависимость индексов перемежаемости ϕ_3 и ϕ_6 от значения ограничивающей множественности $n > n_{cut}$ для кислород-эмульсия взаимодействий при 200 А ГэВ для 791 события (сюда добавлены события, измеренные в эмульсионных камерах). Для малых значений n_{cut} ясно наблюдается, что значения ϕ_q , по существу не зависят от ограничения по множественности, тогда как абсолютные значения факториальных моментов уменьшаются из-за уменьшения нормировоч-

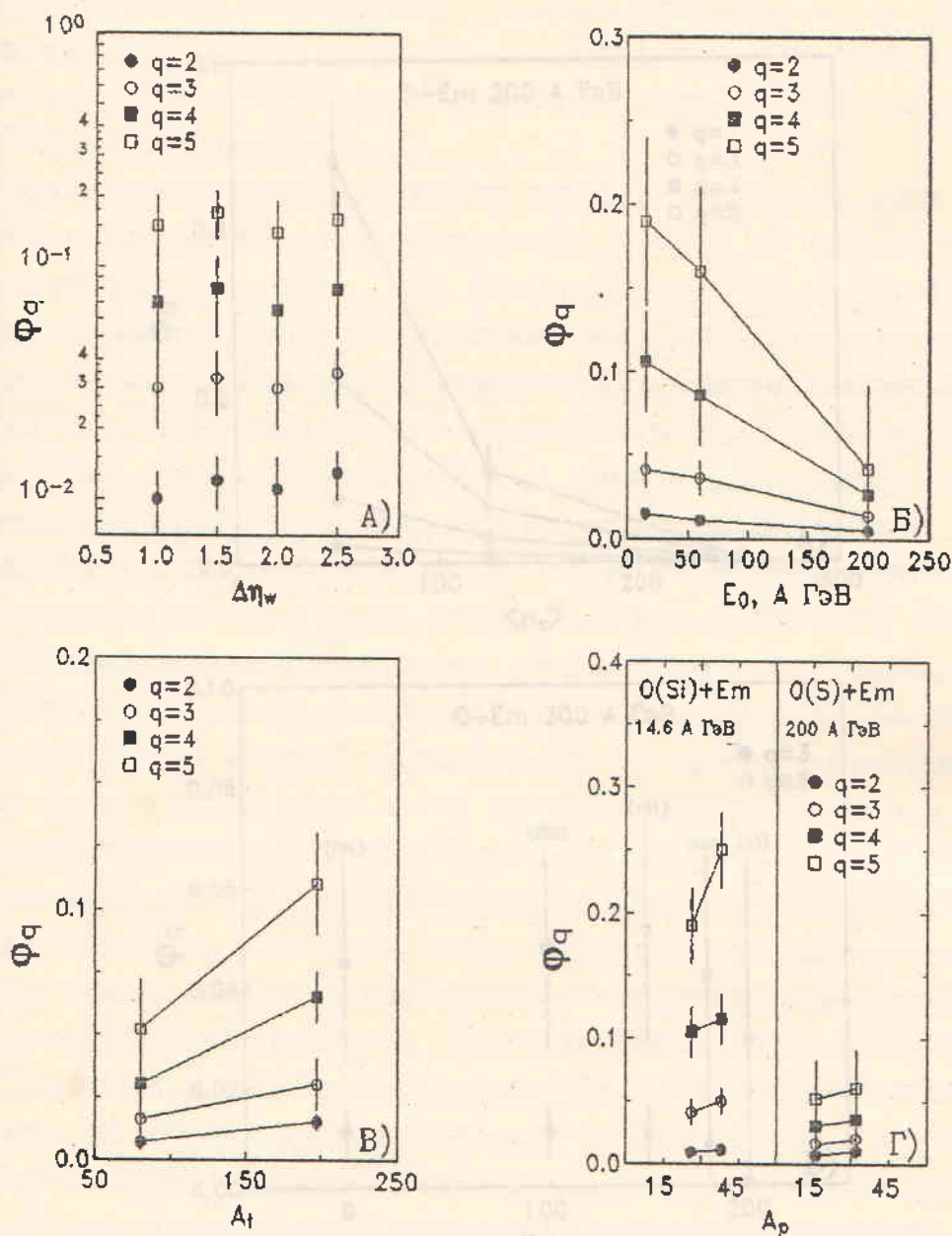


Рис. 6.3: Индекс перемежаемости ϕ_q для центральной области $|\eta_0 - \eta| = 1.0$
 А) Зависимость от размера псевдобытротного окна для $^{16}O + Em$ - взаимодействий при 60 A GeV.
 Б) Зависимость от энергии для кислород-эмульсия взаимодействий.
 В) Зависимость от массы мишени для взаимодействий серы.
 Г) Зависимость от массы снаряда.

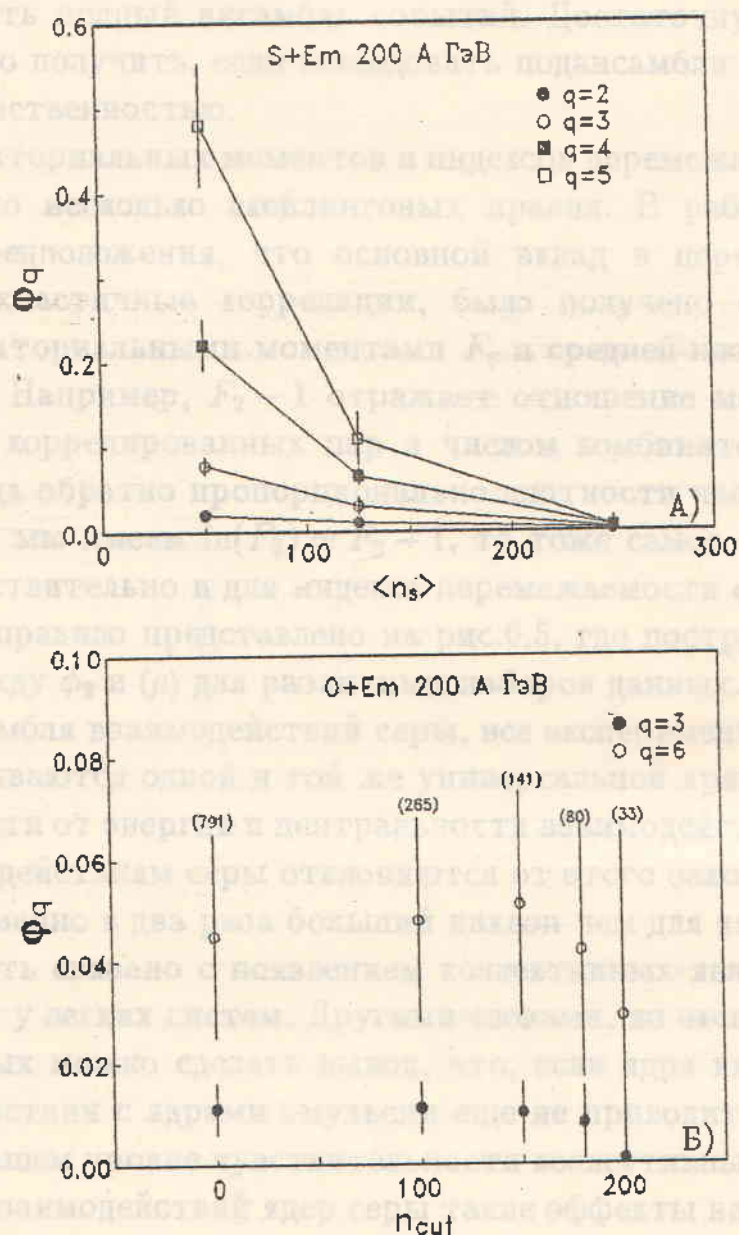


Рис. 6.4: Индекс перемежаемости ϕ_q для центральной области $|\eta_0 - \eta| = 1.0$
 А) Зависимость от средней множественности для $^{32}S + Em$ - взаимодействий при 200 А ГэВ.
 Б) Зависимость от ограничивающей множественности n_{cut} для кислород-эмульсия взаимодействий при 200 А ГэВ. В скобках указано число событий.

ного множителя. Заметные изменения наблюдаются только, если остается менее чем 20% событий. Из этих результатов можно заключить, что в ядро-ядерных экспериментах, где множественность меняется в достаточно широких пределах, нет необходимости изучать полный ансамбль событий. Достаточную информацию можно получить, если исследовать подансамбли с ограниченной множественностью.

Для факториальных моментов и индексов перемежаемости было предложено несколько скейлинговых правил. В работе [188] на основе предположения, что основной вклад в перемежаемости дают двухчастичные корреляции, было получено соотношение между факториальными моментами F_q и средней плотностью частиц $\langle \rho \rangle$. Например, $F_2 - 1$ отражает отношение между числом реальных коррелированных пар и числом комбинаторных пар и будет тогда обратно пропорционально плотности частиц. Так как для $F_2 \approx 1$ мы имеем $\ln(F_2) \simeq F_2 - 1$, то то же самое соотношение будет действительно и для индекса перемежаемости ϕ_2 . Это скейлинговое правило представлено на рис.6.5, где построена зависимость между ϕ_2 и $\langle \rho \rangle$ для различных наборов данных. За исключением ансамбля взаимодействий серы, все экспериментальные данные описываются одной и той же универсальной кривой $\langle \rho \rangle^{-1}$ вне зависимости от энергии и центральности взаимодействия. Данные по взаимодействиям серы отклоняются от этого закона и показывают примерно в два раза больший наклон чем для кислорода что может быть связано с появлением коллективных явлений, отсутствующих у легких систем. Другими словами, из экспериментальных данных можно сделать вывод, что, если ядра кислорода при взаимодействии с ядрами эмульсии еще не приводит к наблюдаемым на нашем уровне чувствительности коллективным эффектам, в случае взаимодействий ядер серы такие эффекты начинают себя проявлять. Это чрезвычайно важно, т.к. позволяет сделать вывод, что мы находимся на пороге нового класса явлений, связанных с коллективным поведением самой системы вновь рожденных частиц в ядро-ядерных соударениях.

Если $\langle \rho \rangle^{-1}$ - кривую, полученную для кислородных, реакций экстраполировать в область адронных реакций [186], то она согласуется с индексом перемежаемости для такого типа взаимодействий.

На этом же рисунке показана точка для Kp - и πp - взаимо-

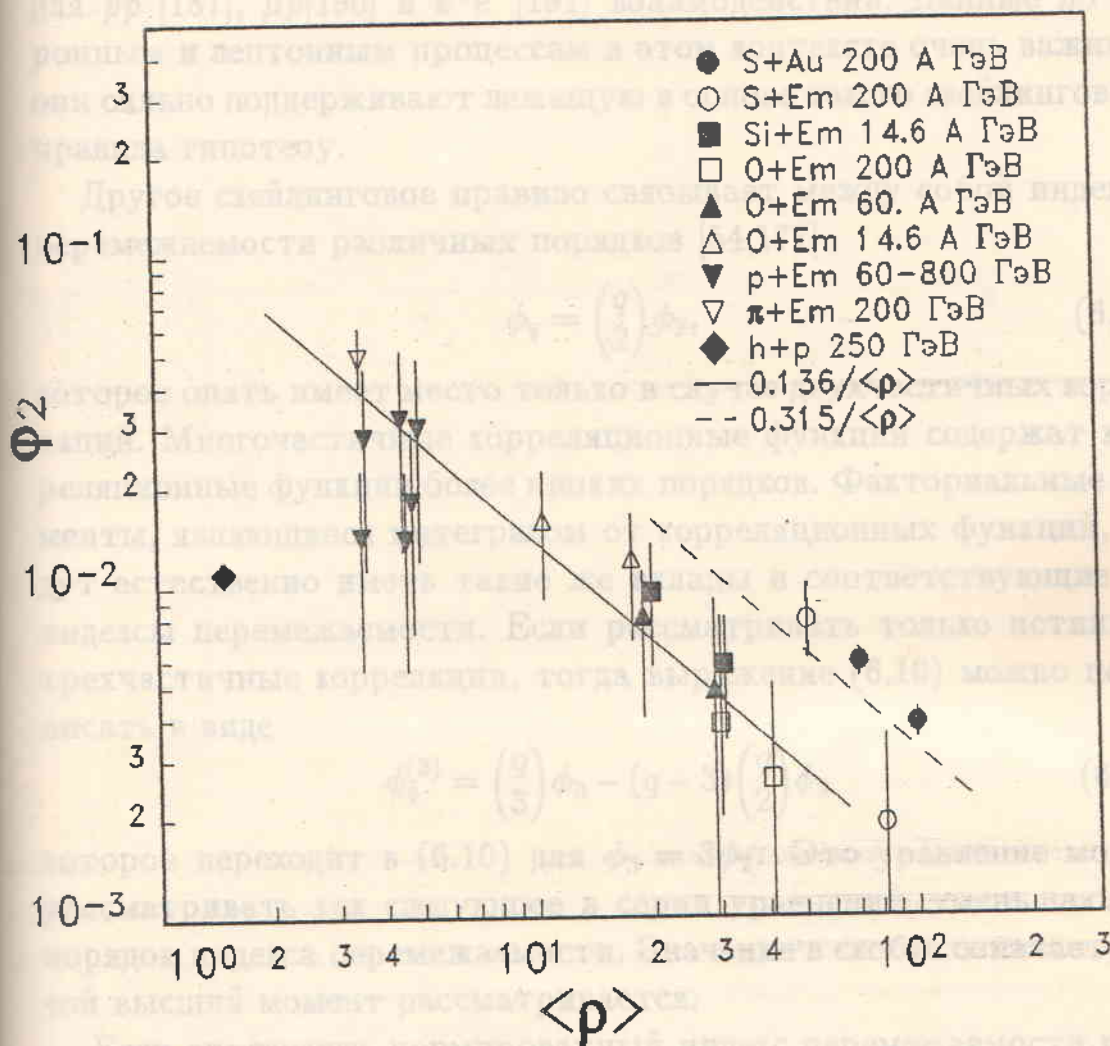


Рис. 6.5: Индекс перемежаемости второго порядка ϕ_2 в зависимости от средней плотности частиц для различных систем, энергий и центральности.

действий при 250 ГэВ [183,189]. Экспериментальная процедура получения этой точки отличается от использованной нами и прямое сравнение с нашими данными не совсем корректно. Однако, можно видеть, что при нормировке на ту же самую плотность частиц, эффект в элементарных процессах не превосходит эффекта в ядерных. Это также соответствует измерениям, проведенным для $\bar{p}p$ [187], μp [190] и e^+e^- [191] взаимодействий. Данные по адронным и лептонным процессам в этом контексте очень важны и они сильно поддерживают лежащую в основе такого скейлингового правила гипотезу.

Другое скейлинговое правило связывает между собой индексы перемежаемости различных порядков [54,177]

$$\phi_q = \binom{q}{2} \phi_2, \quad (6.10)$$

которое опять имеет место только в случае двухчастичных корреляций. Многочастичные корреляционные функции содержат корреляционные функции более низких порядков. Факториальные моменты, являющиеся интегралом от корреляционных функций, будут естественно иметь такие же вклады и соответствующие им индексы перемежаемости. Если рассматривать только истинные трехчастичные корреляции, тогда выражение (6.10) можно переписать в виде

$$\phi_q^{(3)} = \binom{q}{3} \phi_3 - (q-3) \binom{q}{2} \phi_2 \quad (6.11)$$

которое переходит в (6.10) для $\phi_3 = 3\phi_2$. Это уравнение можно рассматривать как следующее в серии уравнений, уменьшающих порядок индекса перемежаемости. Значение в скобке означает, какой высший момент рассматривается.

Если определить нормированный индекс перемежаемости как

$$\zeta_q = \phi_q / \binom{q}{2}, \quad (6.12)$$

то уравнение (6.11) переписывается в виде

$$\zeta_q^{(3)} = (q-2)\zeta_3 - (q-3)\zeta_2, \quad (6.13)$$

или в общем виде [54]

$$\zeta_q^{(r)} = \sum_{i=2}^r (-1)^{(r-i)} \binom{q-2}{i-2} \binom{q-i-1}{r-i} \zeta_i, \quad 2 \leq r < q \quad (6.14)$$

т.е. получено выражение, связывающее между собой ζ_q и q .

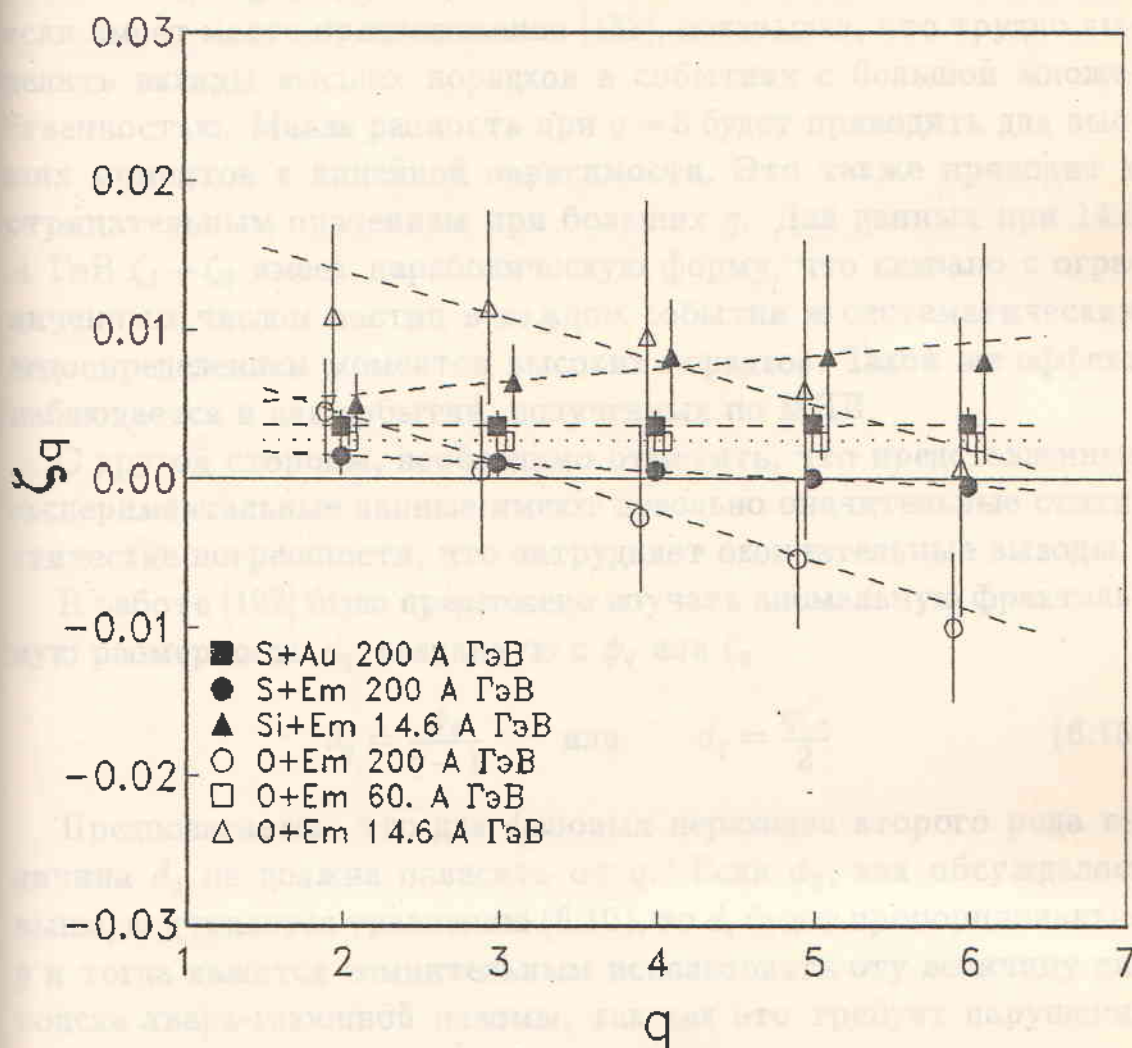


Рис. 6.6: Нормированный индекс перемежаемости ζ_q в зависимости от порядка q для различных центральных взаимодействий. Линиями показаны фиты.

На рис.6.6 показана зависимость ζ_q от q для различных наборов центральных взаимодействий ядер. Как видно из рисунка, наблюдается линейная зависимость. Такое поведение означает, что при анализе данных существенны корреляции только второго и третьего порядков или, другими словами, значения ζ_q для $q \geq 4$ можно определить из значений ζ_2 и ζ_3 . Однако, если посмотреть разность $\zeta_q - \zeta_{q-1}$ для различных наборов данных и сравнить ее с расчетом по МНИ, можно видеть, что эта разность в пределах статистических ошибок не противоречит нулевым значениям,

т.е. некоррелированной стохастической эмиссии. На самом деле разность $\zeta_q - \zeta_{q-1}$ будет приблизительно иметь $\langle \rho \rangle^{1-q}$ - поведение, если имеет место предположение [188], показывая, что трудно выделить вклады высших порядков в событиях с большой множественностью. Малая разность при $q = 3$ будет приводить для высших моментов к линейной зависимости. Это также приводит к отрицательным значениям при больших q . Для данных при 14.6 А ГэВ $\zeta_4 - \zeta_3$ имеет параболическую форму, что связано с ограниченным числом частиц в каждом событии и систематическим недоопределением моментов высоких порядков. Такой же эффект наблюдается и для событий, полученных по МНИ.

С другой стороны, необходимо отметить, что представленные экспериментальные данные имеют довольно значительные статистические погрешности, что затрудняет окончательные выводы.

В работе [192] было предложено изучать аномальную фрактальную размерность d_q , связанную с ϕ_q или ζ_q

$$d_q = \frac{\phi_q}{q-1} \quad \text{или} \quad d_q = \frac{q\zeta_q}{2} \quad (6.15)$$

Предполагается, что для фазовых переходов второго рода величина d_q не должна зависеть от q . Если ϕ_q , как обсуждалось выше, подчиняется уравнению (6.10), то d_q будет пропорционально q и тогда кажется сомнительным использовать эту величину для поиска кварк-глюонной плазмы, так как это требует нарушения ур.(6.10).

Одной из причин наблюдаемых эффектов перемежаемости могут электрон - позитронные пары, образованные либо распадом Далида либо от конверсии γ - квантов. Влияние таких пар можно проверить на событиях, полученных в модели FRITIOF, куда они были добавлены. Модель воспроизводит все скейлинговые правила, обсужденные выше. Комбинированный эффект от пар можно параметризовать как

$$\phi_{q,\text{pair}} \simeq k \binom{q}{2} \frac{p}{\langle \rho \rangle}, \quad (6.16)$$

где p - процент γ -квантов, образующих электроны, которые измеряются вместе с адронами и $k = 0.033$ - параметр, зависящий от выбора псевдобыстротного окна и $\delta\eta$ -области. Влияние Далиц-пар оказалось пренебрежимо малым. Для всех ансамблей p доста-

точно мало, чтобы оказать существенное влияние на перемежаемости и результаты учета пар не превосходят статистических ошибок, например, для $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ $p = 3\%$, и их учет уменьшает наклоны на 20% - 30%.

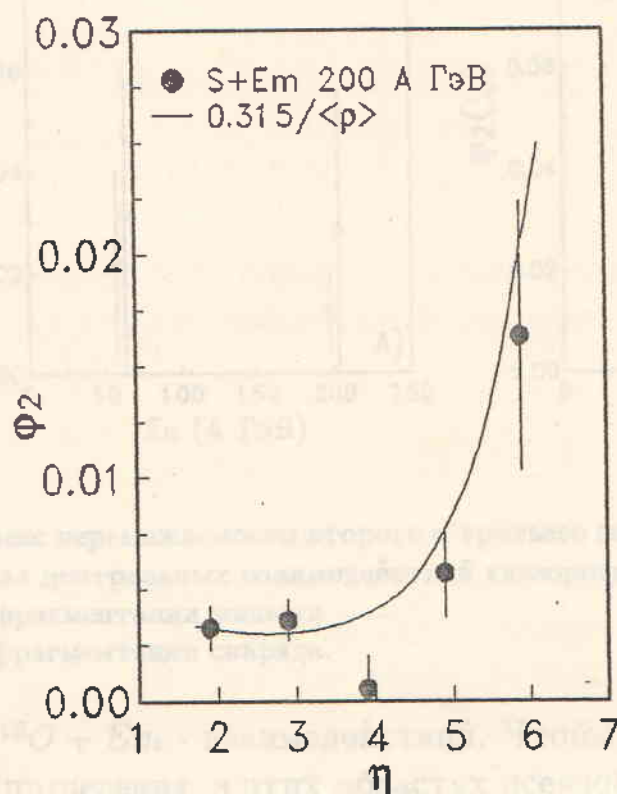


Рис. 6.7: Индекс перемежаемости второго порядка в зависимости от центра рассматриваемого окна $\Delta\eta$.

На рис.6.7 показано влияние положения окна $\Delta\eta$ на индекс перемежаемости второго порядка. Из рисунка следует, что η - зависимость подчиняется $1/\langle\rho\rangle$ - скейлингу, хотя конечно требуется большая статистика для дальнейших исследований. Кривая на рисунке представляет собой обратное значение плотности быстрой распределений. Параметр 0.315 соответствует данным представленным на рис.6.4. Полученные результаты означают, что наиболее важную роль в эффекте перемежаемости играет только плотность псевдобыстротного распределения.

В предыдущей главе было показано, что в ядро-ядерных взаимодействиях наблюдается явление предельной фрагментации в областях фрагментации снаряда и мишени. На рис.6.8 представлена энергетическая зависимость индекса перемежаемости для цен-

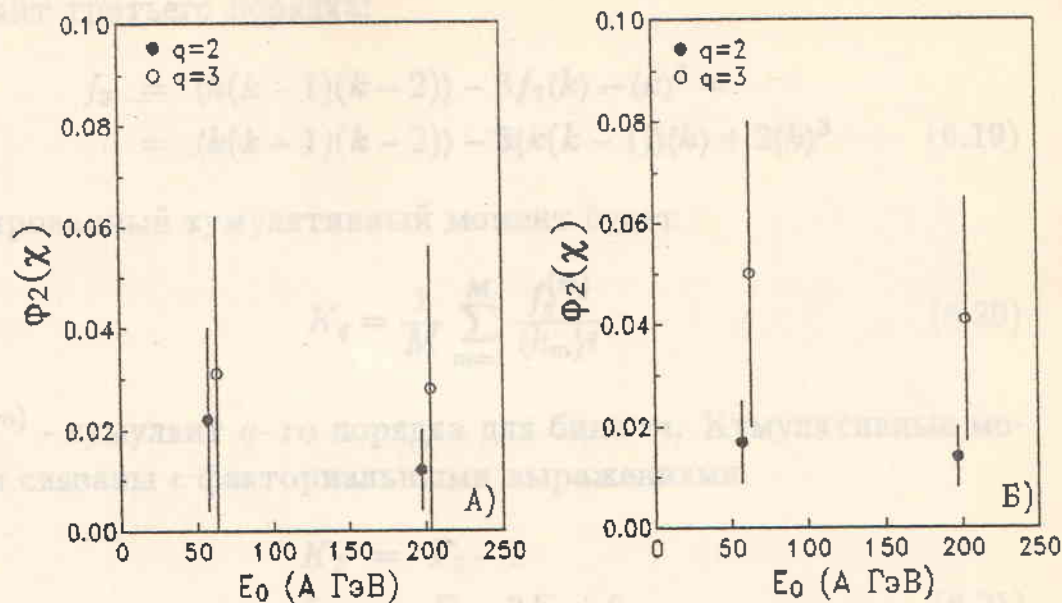


Рис. 6.8: Индекс перемежаемости второго и третьего порядков в зависимости от энергии для центральных взаимодействий кислорода.

А) Область фрагментации мишени.

Б) Область фрагментации снаряда.

тральных $^{16}\text{O} + Et$ - взаимодействий. Чтобы избежать влияния формы распределения, в этих областях псевдобыстрота преобразуется в новую переменную χ , определяемую как [193,194]

$$\chi(\eta) = \frac{\int_{\eta_1}^{\eta} \rho(\eta') d\eta'}{\int_{\eta_1}^{\eta_2} \rho(\eta') d\eta'}, \quad (6.17)$$

которая равномерно распределена в интервале от 0 до 1. Как видно из рисунка, результаты при представленных энергиях одинаковы, поддерживая идею о предельной фрагментации.

Как следует из вышеизложенного, моменты высоких порядков не независимы от моментов более низких порядков. Для того, чтобы избавиться от влияния низших моментов на факториальные моменты высоких порядков было предложено использовать кумулятивные моменты [195]. Факториальный кумулянт второго порядка для данного бина будет

$$f_2 = \langle k(k-1) \rangle - \langle k \rangle^2, \quad (6.18)$$

где k - число частиц в бине. Уравнение (6.18) получается вычитанием вклада первого порядка $f_1 = \langle k \rangle$ из факториального момента

второго порядка $\langle k(k-1) \rangle$. Подобным образом можно получить кумулянт третьего порядка:

$$\begin{aligned} f_3 &= \langle k(k-1)(k-2) \rangle - 3f_2\langle k \rangle - \langle k \rangle^3 = \\ &= \langle k(k-1)(k-2) \rangle - 3\langle k(k-1) \rangle \langle k \rangle + 2\langle k \rangle^3 \end{aligned} \quad (6.19)$$

Нормированный кумулятивный момент будет

$$K_q = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \frac{f_q^{(m)}}{\langle k_m \rangle^q}, \quad (6.20)$$

где $f_q^{(m)}$ - кумулянт q -го порядка для бина m . Кумулятивные моменты связаны с факториальными выражениями

$$\begin{aligned} K_2 &= F_2 - 1 \\ K_3 &= F_3 - 3F_2 + 2 \end{aligned} \quad (6.21)$$

Такая структура кумулятивных моментов дает возможность прямо исследовать корреляции порядка q . Кроме того, их важное свойство в том, что для частиц, подчиняющихся распределению Пуассона, кумулянты всех порядков будут равны нулю. Таким образом, они удаляют вклад от Пуассоновских флуктуаций и их отклонение от нуля означает существование нестатистических флуктуаций этого порядка.

На рис.6.9 представлены кумулятивные моменты второго и третьего порядков для взаимодействий серы при 200 А ГэВ. Вычисления проводились в окне $\Delta\eta = 2$ с центром, соответствующем системе центра масс нуклон - нуклонного столкновения. Данные представлены, в отличие от факториальных моментов, в линейном масштабе, так как кумулятивные моменты могут иметь отрицательные значения. Во всех случаях, кроме моментов третьего порядка для $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ - взаимодействий, они отличаются от нуля. Существенное отличие от нулевых значений отражает хорошо известный факт, что распределения по множественности не подчиняются распределению Пуассона. Для получения полезной информации необходимо изучать зависимость кумулятивных моментов от размера бина.

В таблице 6.1 представлены результаты фитирования наклонов (кумулятивных индексов) для наших ансамблей $\pi_q = -d K_q / d \ln(\delta\eta)$ в интервале $0.1 < \delta\eta < 2$. Значимые значения для кумулятивных

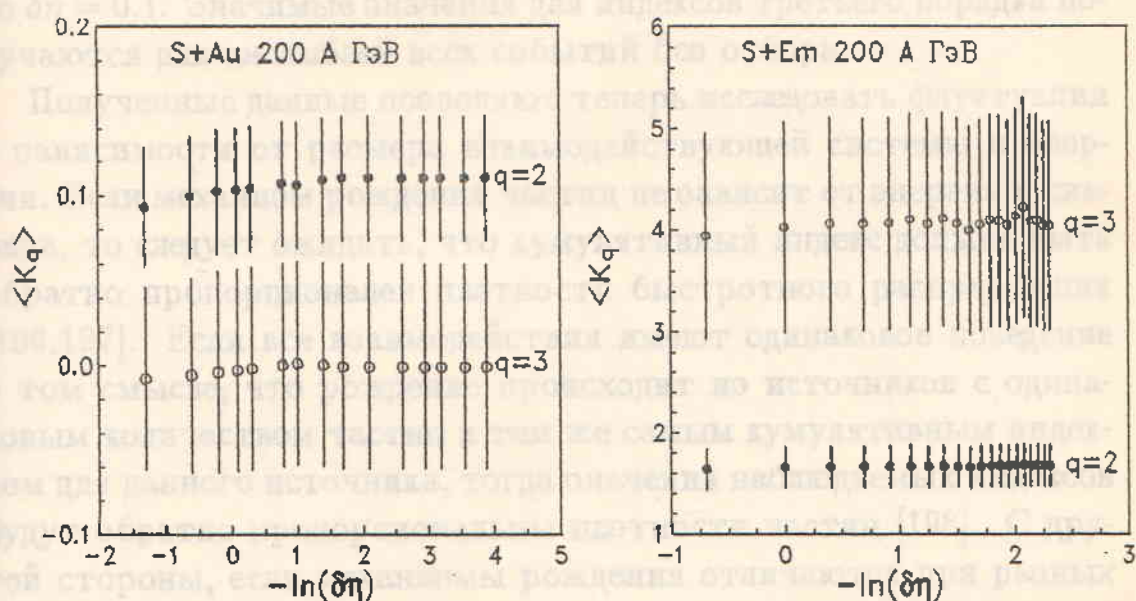


Рис. 6.9: Кумулятивные моменты второго и третьего порядков для взаимодействий сереы.

Таблица 6.1:

Система	E_0	Отбор	π_2	π_3
$^{16}\text{O} + \text{Em}$	14.6	Все	0.0247 ± 0.0102	0.0852 ± 0.0690
		Центр.	0.0165 ± 0.0103	-0.0059 ± 0.0167
$^{16}\text{O} + \text{Em}$	60.0	Все	0.0191 ± 0.0064	0.0643 ± 0.0449
		Центр.	0.0066 ± 0.0040	-0.0138 ± 0.0059
$^{16}\text{O} + \text{Em}$	200.	Все	0.0071 ± 0.0045	0.0352 ± 0.0298
		Центр.	0.0028 ± 0.0022	0.0031 ± 0.0031
$^{32}\text{S} + \text{Em}$	200.	Все	0.0059 ± 0.0022	0.0129 ± 0.0120
		Центр.	0.0005 ± 0.0010	-0.0020 ± 0.0008
$^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$	200.	Все	0.0031 ± 0.0010	0.0011 ± 0.0010

индексов второго порядка получаются только для всех событий кислорода при 14.6 и 60 А ГэВ и серы. Постоянные значения наклонов означают, что флуктуации существуют и измеримы вплоть до $\delta\eta = 0.1$. Значимые значения для индексов третьего порядка получаются для ансамблей всех событий без отбора.

Полученные данные позволяют теперь исследовать флуктуации в зависимости от размера взаимодействующей системы и энергии. Если механизм рождения частиц не зависит от энергии и снаряда, то следует ожидать, что кумулятивный индекс должен быть обратно пропорционален плотности быстротного распределения [196,197]. Если все взаимодействия имеют одинаковое поведение в том смысле, что рождение происходит из источников с одинаковым количеством частиц и тем же самым кумулятивным индексом для данного источника, тогда значения наблюдаемых индексов будут обратно пропорциональны плотности частиц [198]. С другой стороны, если механизмы рождения отличаются при разных энергиях и массах снаряда, следует ожидать изменения поведения кумулятивного индекса.

На рис.6.10(А) представлен кумулятивный момент второго порядка в зависимости от плотности псевдобыстротного распределения. Четко наблюдается универсальная зависимость от плотности псевдобыстротного распределения. Кривая на рисунке фитирована в форме $a/\langle\rho\rangle$, с $a = 0.173 \pm 0.023$, и находится в согласии с данными по взаимодействиям протонов с эмульсией, показывая, что механизмы образования частиц для снаряда адрона и ядра одинаковы.

Кумулятивный индекс для центральных событий несколько выше, $a = 0.198 \pm 0.033$. Для центральных $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ и $^{32}\text{S} + \text{Em}$ - взаимодействий $a = 0.219 \pm 0.055$. Это различие, по-видимому, означает, что для тяжелых систем добавляются дополнительные механизмы образования частиц. Однако различие лежит в пределах одного стандартного отклонения и конечно для получения однозначных выводов необходимо увеличить статистику и массу снаряда.

На рис.6.10(Б) показан кумулятивный индекс третьего порядка. Если нет отклонений в механизме рождения, то π_3 должен быть обратно пропорционален $\langle\rho\rangle^2$ [198]. Данные не противоречат такому поведению. Фитирование функцией $b/\langle\rho\rangle^2$ дало $b = 1.8 \pm 1.3$.

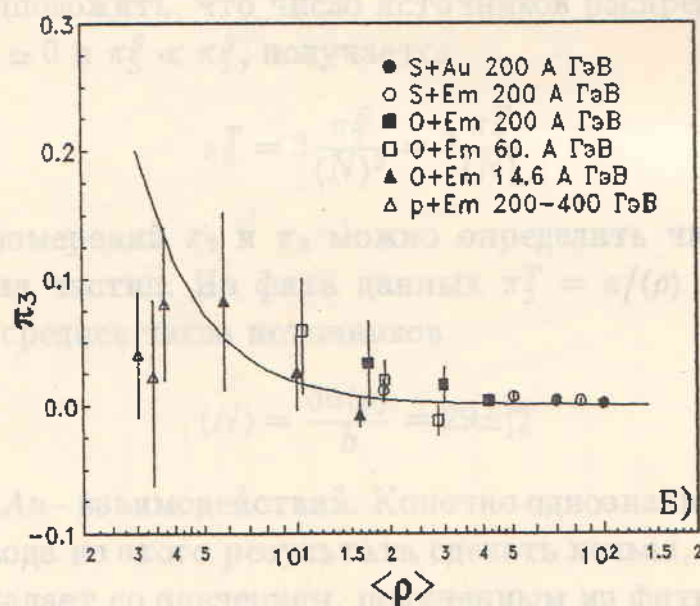
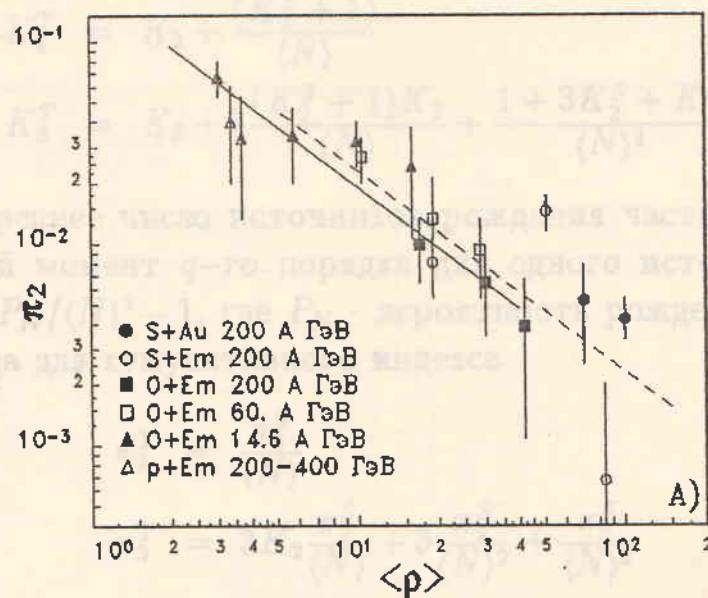


Рис. 6.10: Кумулятивные индексы второго и третьего порядков для различных наборов данных. Кривые описаны в тексте. Пунктир на (А) соответствует центральным событиям.

При предположении, что все частицы рождаются из одинаковых и независимых источников можно связать кумулятивный момент от одного источника со средним числом источников. Согласно [198] можно записать следующее соотношение для кумулятивных моментов:

$$\begin{aligned} K_2^T &= K_2 + \frac{(K_2^S + 1)}{\langle N \rangle} \\ K_3^T &= K_3 + 3 \frac{(K_2^S + 1)K_2}{\langle N \rangle} + \frac{1 + 3K_2^S + K_3^S}{\langle N \rangle^2}, \end{aligned} \quad (6.22)$$

где $\langle N \rangle$ - среднее число источников рождения частиц и K_q^S - кумулятивный момент q -го порядка для одного источника. $K_2 = \sum N(N-1)P_N / \langle N \rangle^2 - 1$, где P_N - вероятность рождения N источников. Тогда для кумулятивного индекса

$$\begin{aligned} \pi_2^T &= \frac{\pi_2^S}{\langle N \rangle} \\ \pi_3^T &= 3K_2 \frac{\pi_2^S}{\langle N \rangle} + 3 \frac{\pi_2^S}{\langle N \rangle^2} + \frac{\pi_3^S}{\langle N \rangle^2} \end{aligned} \quad (6.23)$$

Если предположить, что число источников распределено по Пуассону и $K_2 \simeq 0$ и $\pi_3^S \ll \pi_2^S$, получается

$$\pi_3^T = 3 \frac{\pi_2^S}{\langle N \rangle^2} = 3 \frac{\pi_2^T}{\langle N \rangle} \quad (6.24)$$

Теперь из измерений π_2 и π_3 можно определить число источников рождения частиц. Из фита данных $\pi_2^T = a/\langle \rho \rangle$ и $\pi_3^T = b/\langle \rho \rangle^2$ получается среднее число источников

$$\langle N \rangle = \frac{3a\langle \rho \rangle}{b} = 29 \pm_{14}^{84} \quad (6.25)$$

для $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ - взаимодействий. Конечно однозначного статистического вывода из этого результата сделать нельзя, но он поразительно совпадает со значением, полученным из фитирования распределений по множественности отрицательным биномиальным распределением $\langle N \rangle = 23 \pm 8$ (см. раздел 5.6).

6.1.2 Двумерный анализ

Дополнительную информацию о нестатистических флуктуациях можно получить исследуя перемежаемость в двух измерениях. В

работах [199,200] было предположено, что "истинные" перемежаемости могут появляться при больших размерностях. В нашем случае в качестве второй переменной выбран азимутальный угол φ . Факториальные моменты вычисляются по тем же самым формулам, но теперь в выражениях (6.3) и (6.5) M обозначает число $\delta\eta\delta\varphi$ бинов.

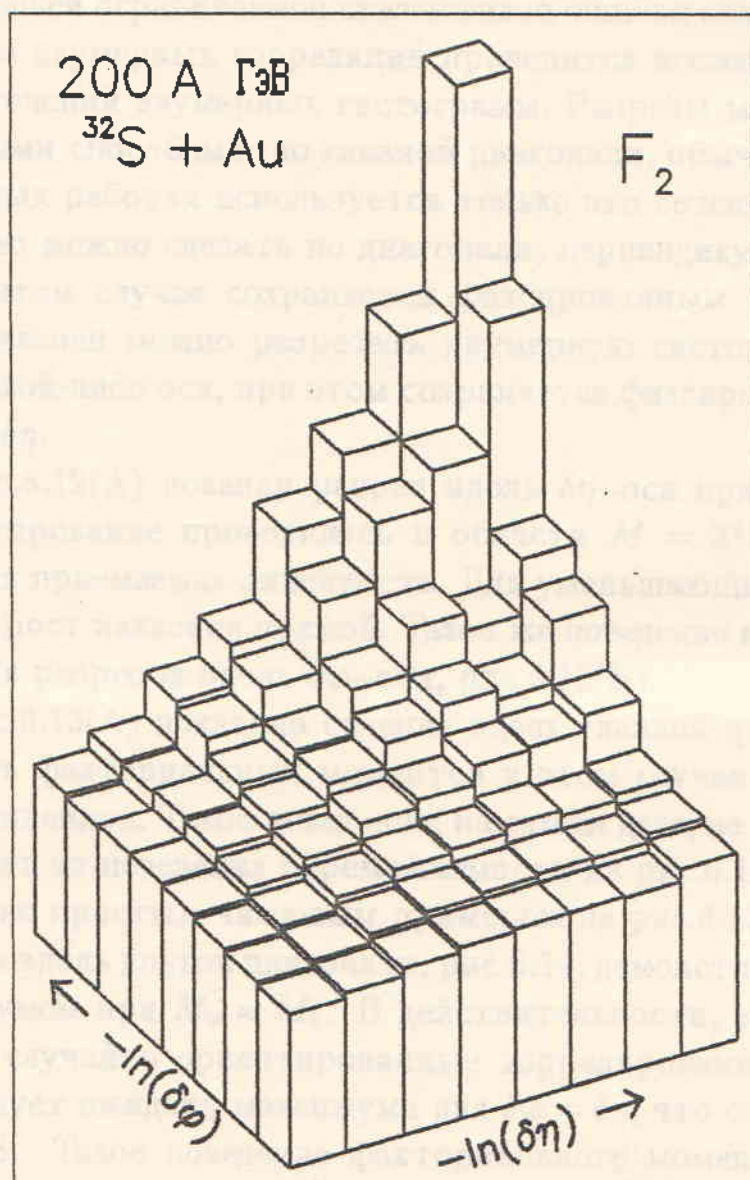


Рис. 6.11: Факториальный момент F_2 для $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ - взаимодействий в двух измерениях.

Типичный результат двумерной процедуры представлен на рис.6.11 для $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ - взаимодействий при 200 А ГэВ. Область

по $\delta\eta$ меняется от 0.016 до 2, с центром, соответствующем системе центра масс нуклон-нуклонного столкновения и $\delta\varphi$ меняется от 0.016π до 2π . В обоих направлениях один шаг соответствует увеличению в 2 раза количества бинов. В этом случае последнему каналу гистограммы соответствует ~ 16000 бинов. Коррекция (6.4) вдоль η -направления, как и в одномерном случае, мала и практически не влияет на результат. F_q более высоких порядков подобны F_2 , но с нашей ограниченной статистикой ошибки слишком велики.

Анализ двумерных корреляций проводится исследованием различных сечений двумерных гистограмм. Разрезы можно сделать различными способами: по главной диагонали, обычно в экспериментальных работах используется только это сечение [201]. Другой разрез можно сделать по диагонали, перпендикулярной к главной, в этом случае сохраняется фиксированным полное число бинов. Наконец можно разрезать двумерную гистограмму параллельно какой-либо оси, при этом сохраняется фиксированным либо $\delta\varphi$, либо $\delta\eta$.

На рис.6.12(А) показан разрез вдоль $\delta\eta$ -оси при постоянных $\delta\varphi$. Фитирование проводилось в области $M = 2^2 - 2^7$, где наблюдается приемлемая линейность. Для уменьшающихся $\delta\varphi$ виден быстрый рост наклонов прямой. Такое же поведение можно наблюдать и для разрезов вдоль $\delta\varphi$ -оси, рис.6.12(Б).

На рис.6.13(А) показано сечение вдоль главной диагонали. Зависимость факториальных моментов в этом случае значительно сильнее линейной. Такое поведение, на самом деле, не удивительно, оно следует из поведения перемежаемости на рис.6.12 и проиллюстрировано простым числовым примером на рис.6.13(Б).

Разрез вдоль другой диагонали, рис.6.14, демонстрирует спектр с максимумом при $M_\varphi \approx M_\eta$. В действительности, в случае, если имеются случайно ориентированные коррелированные пары частиц, следует ожидать максимума для $\delta\varphi = \delta\eta$, что соответствует $\ln M_\varphi \simeq 3$. Такое поведение факториального момента означает, что при двумерном анализе мы можем фиксировать рождение пар частиц.

На рис.6.15(А,Б) представлены наклоны, полученные фитированием данных из рис.6.12. Как следует из рисунка, данные ложатся на прямую линию, которая получена при предположении, что каждое новое разбиение удваивает наклон. Такая ситуация

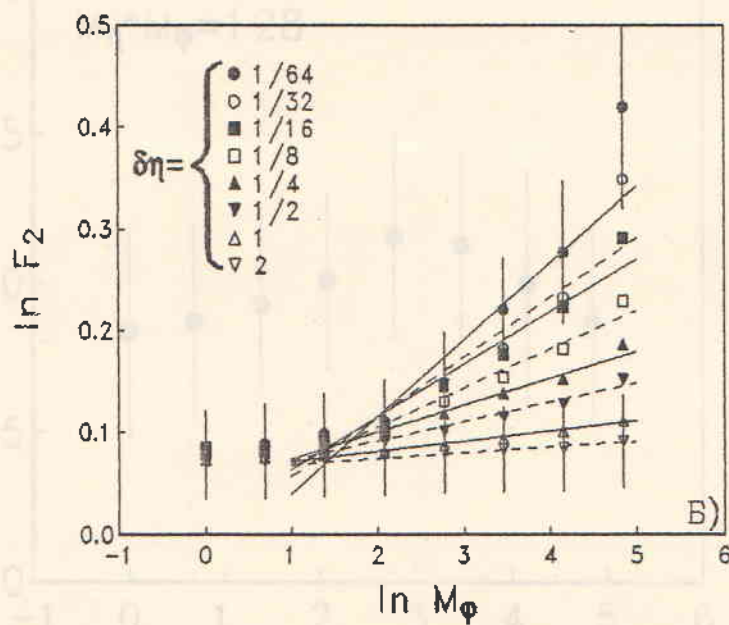
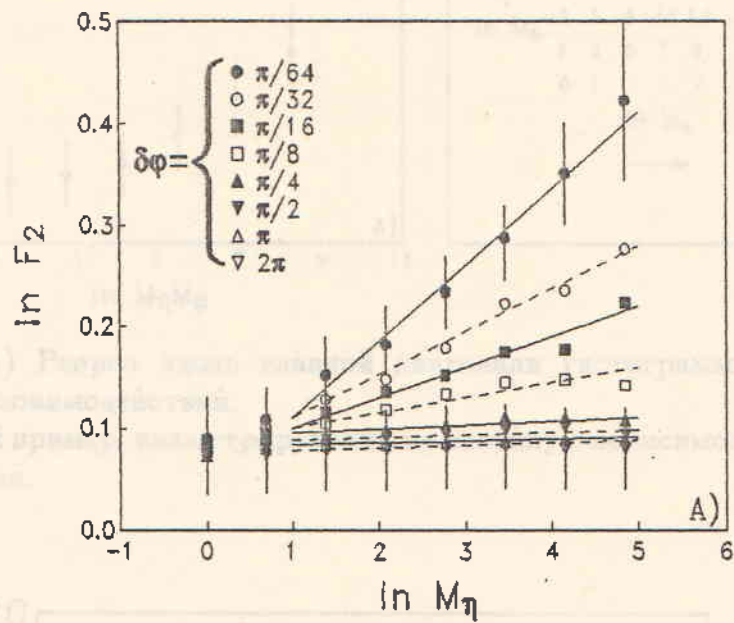


Рис. 6.12: Разрез вдоль осей двумерной гистограммы по F_2 для $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ - взаимодействий.

А) Вдоль $\delta\eta$ оси. Б) Вдоль $\delta\varphi$ оси.

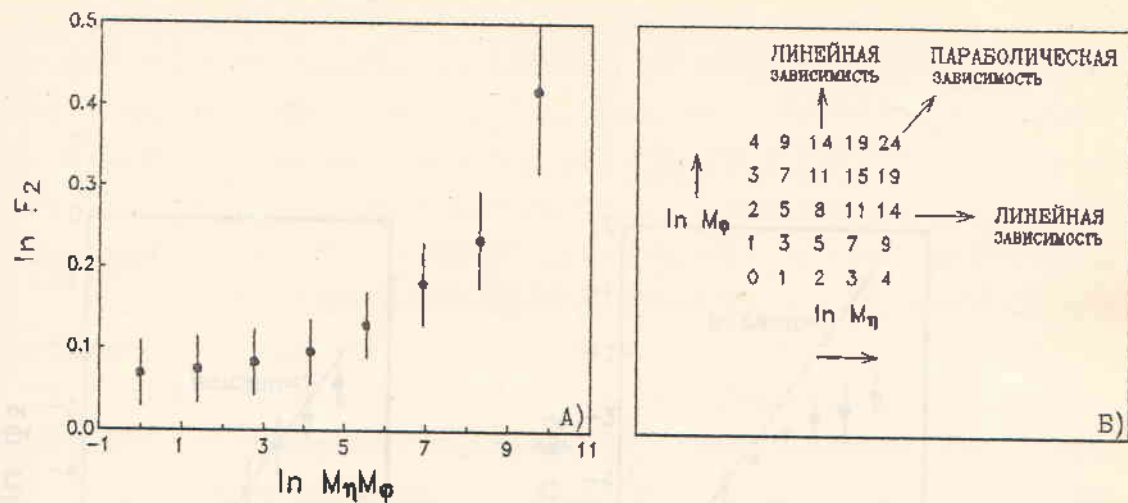


Рис. 6.13: А) Разрез вдоль главной диагонали гистограммы по F_2 для $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ - взаимодействий.

Б) Численный пример, иллюстрирующий не линейную зависимость вдоль главной диагонали.

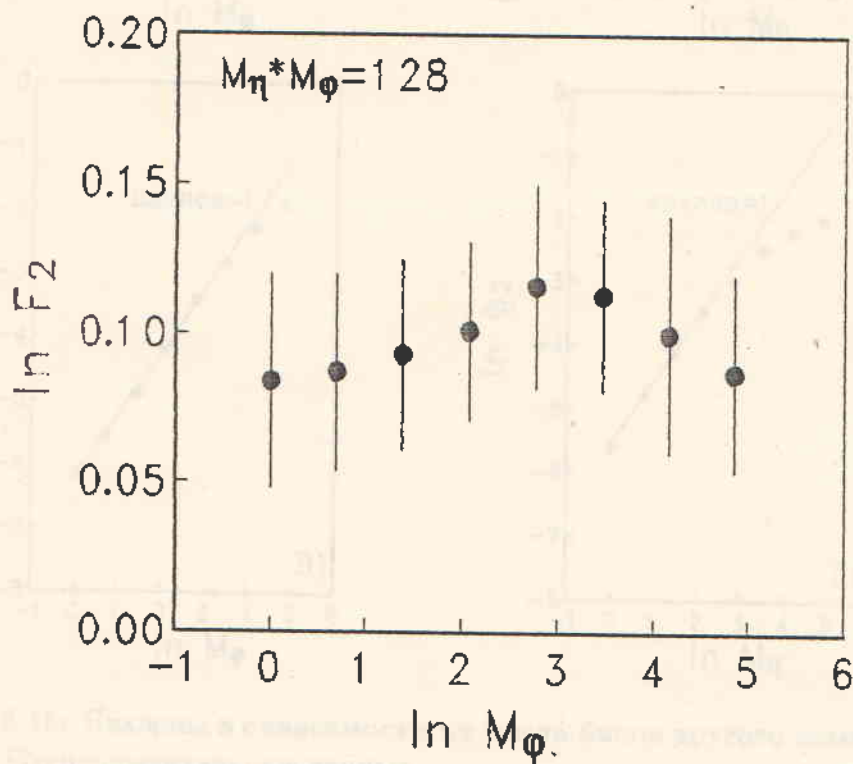


Рис. 6.14: Разрез вдоль диагонали, перпендикулярной к главной, гистограммы по F_2 для $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ - взаимодействий.

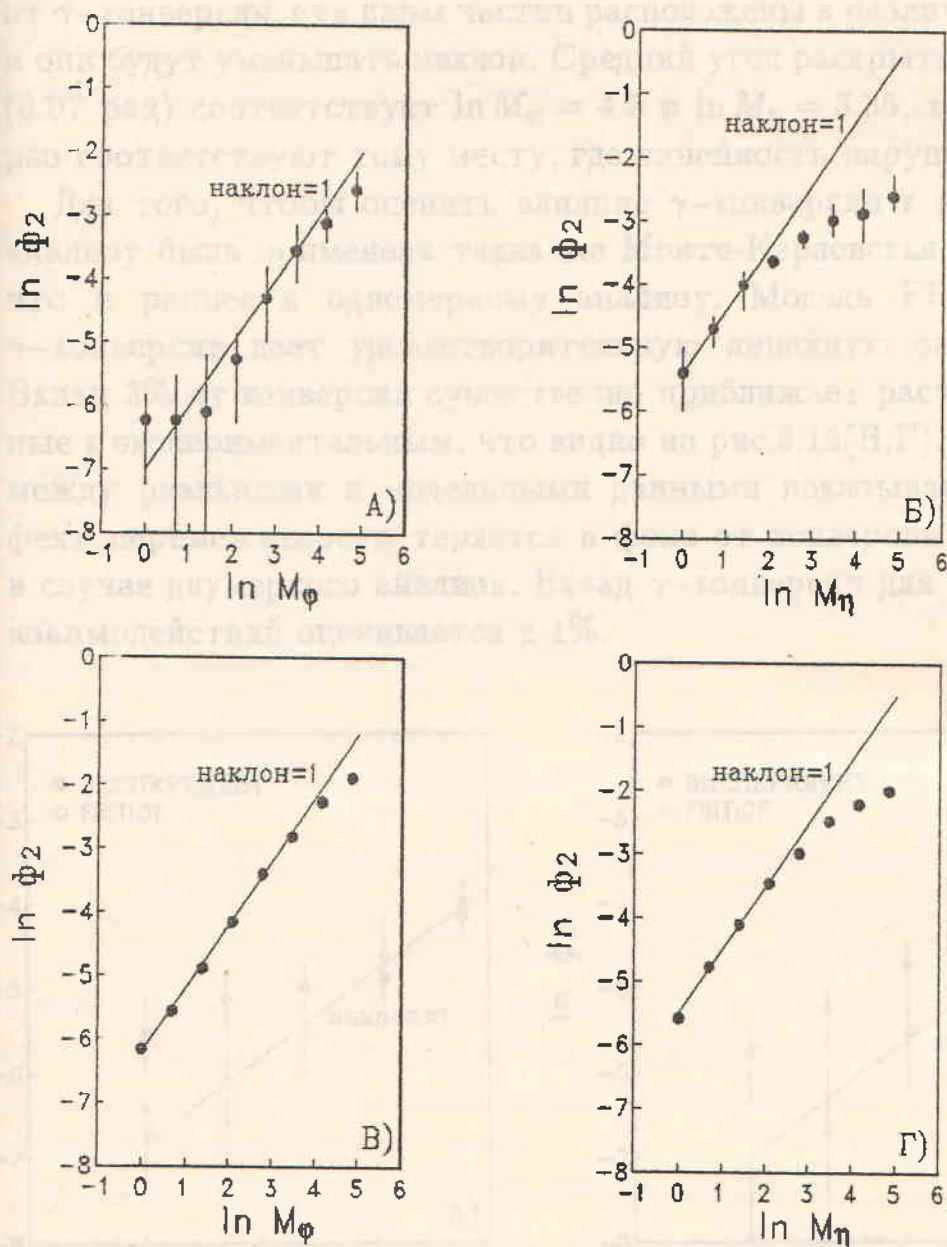


Рис. 6.15: Наклоны в зависимости от числа бинов другого измерения.

А,Б) Экспериментальные данные.

В,Г) Модель FRITIOF.

возникает, если при каждом разделении события оно состоит как будто бы из новых некоррелированных подсобытий. В случае достаточно больших разбиений, однако, линейность нарушается. Такая картина будет наблюдаться, когда ширина бина становится меньше, чем обычная ширина электрон-позитронной пары от γ -конверсии, эти пары частиц расположены в различных бинах и они будут уменьшать наклон. Средний угол раскрытия e^+e^- -пар (0.07 рад) соответствует $\ln M_\phi = 4.5$ и $\ln M_\eta = 3.35$, которые как раз соответствуют тому месту, где линейность нарушается.

Для того, чтобы оценить влияние γ -конверсии к двумерному анализу была применена такая же Монте-Карловская процедура, что и ранее к одномерному анализу. Модель FRITIOF без γ -конверсии дает удовлетворительную линейную зависимость. Вклад 3% от конверсии существенно приближает расчетные данные к экспериментальным, что видно из рис.6.15(В,Г). Сравнение между реальными и модельными данными показывает, что эффект перемежаемости теряется в фоне от конверсии γ -квантов в случае двумерного анализа. Вклад γ -конверсии для $^{16}O + Em$ -взаимодействий оценивается в 1%.

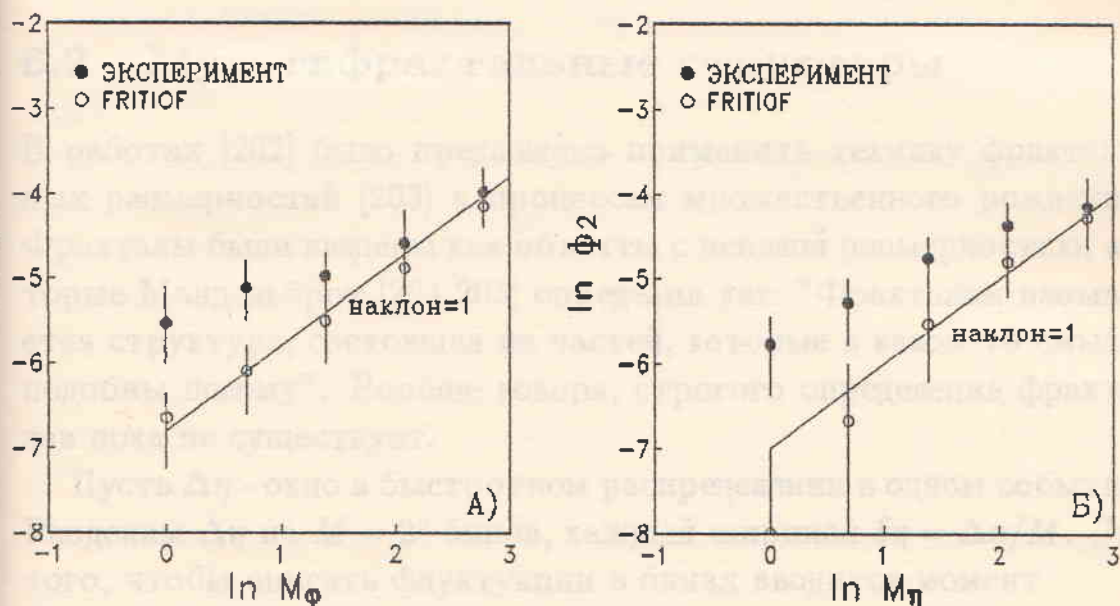


Рис. 6.16: Сравнение наклонов для экспериментальных и модельных данных в ограниченной области M .

Весьма важно определить область, начиная с которой конверсия γ -квантов начинает подавлять сигнал перемежаемости. Для

этого мы провели повторный анализ для M от 2^0 до 2^4 . На рис.6.16 показаны результаты для $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ - взаимодействий. Данные FRITIOF следуют прямой линии, а реальные события слабее этой зависимости. При больших $\ln M$ экспериментальные и модельные данные совпадают. Представленные результаты четко показывают, что в случае использования одной размерности, экспериментальный эффект больше, чем ожидается от γ -конверсии. Как только ограничения применяются к обоим измерениям, чистый эффект пропадает. Аналогичный результат получается и для взаимодействий кислорода.

Исходя из проведенного анализа мы можем заключить, что на двумерный анализ данных сильное влияние оказывает γ -конверсия. Таким образом двумерная процедура может служить фильтром для электрон-позитронных пар. Это означает, что корреляции, которые дают основной вклад при одномерном анализе не те же самые, что дают вклад в двумерные моменты. Основная масса событий, ответственных за одномерные эффекты будут тогда "кольцевого" типа, т.е. сильные корреляции по η распределены во всей области изменения φ от 0 до 2π .

6.2 Мультифрактальные структуры

В работах [202] было предложено применить технику фрактальных размерностей [203] к процессам множественного рождения. Фракталы были введены как объекты с нецелой размерностью, которые Мандельброт [204,205] определил как: "Фракталом называется структура, состоящая из частей, которые в каком-то смысле подобны целому". Вообще говоря, строгого определения фракталов пока не существует.

Пусть $\Delta\eta$ - окно в быстротном распределении в одном событии. Разделим $\Delta\eta$ на $M = 2^\nu$ бинов, каждый шириной $\delta\eta = \Delta\eta/M$. Для того, чтобы описать флуктуации в бинах вводится момент

$$G_q = \sum_{i=1}^M p_i^q, \quad \text{где } p_i = k_i/n, \quad \sum_{i=1}^M p_i = 1, \quad (6.26)$$

k_i - число частиц в бине i и n - число частиц в рассматриваемом окне $\Delta\eta$. Суммирование в данном случае проводится только по не пустым бинам, и поэтому q может принимать любые реальные

значения. Если флуктуации в бинах имеют самоподобную (мультифрактальную) картину, то должно наблюдаться скейлинговое поведение [203,206]

$$G_q \propto \delta\eta^{\tau_q} \text{ для } \delta\eta \rightarrow 0. \quad (6.27)$$

Мера флуктуаций определяется мультифрактальной спектральной функцией $f(\alpha)$, которая вычисляется из показателя τ_q с помощью преобразования Лежандра, используя показатель Липшица-Гельдера [207]

$$\alpha_q = \frac{d\tau_q}{dq}, \quad (6.28)$$

$$f(\alpha_q) = q\alpha_q - \tau_q. \quad (6.29)$$

В случае отсутствия флуктуаций $f(\alpha) = \alpha = 1$ для всех q . Если же флуктуации имеются, тогда $f(\alpha)$ - выпуклая функция. τ_q связано с различными размерностями пространства

$$D_q = \frac{\tau_q}{q-1}. \quad (6.30)$$

Для $q = 0$ мы имеем $D_0 = f(\alpha_0)$ - фрактальную размерность. $D_1 = f(\alpha_1) = \alpha_1$ - информационная размерность и $D_2 = 2\alpha_2 - f(\alpha_2)$ - корреляционная размерность. Если все размерности различны ($D_0 > D_1 > D_2 \dots$) то мы наблюдаем мультифрактальную структуру.

В случае ансамбля событий, как и для факториальных моментов, необходимо провести вертикальное усреднение и тогда рабочие формулы переписываются в виде:

$$\langle \ln G_q \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \ln \sum_{i=1}^M p_{ji}^q, \quad (6.31)$$

$$\langle \tau_q \rangle = \frac{\Delta \langle \ln G_q \rangle}{\Delta \ln \delta\eta} = - \frac{\Delta \langle \ln G_q \rangle}{\ln 2 \Delta \nu}, \quad (6.32)$$

$$\langle \alpha_q \rangle = \frac{d \langle \tau_q \rangle}{dq}, \quad (6.33)$$

$$\langle f(\alpha_q) \rangle = q \langle \alpha_q \rangle - \langle \tau_q \rangle. \quad (6.34)$$

При проведении мультифрактального анализа, как правило, требуется дать ответ на следующие вопросы:

- Обладают ли мультифрактальными свойствами экспериментальные данные?

- Если наблюдается самоподобное поведение, то какова его природа, и как оно зависит от свойств сталкивающихся систем?
- Могут ли модели воспроизвести наблюдаемые флуктуации?

Как и в предыдущем разделе, для сравнения с экспериментальными данными использовалась модель FRITIOF. Для учета влияния статистических флуктуаций на форму спектральной функции мы применяли модель независимого испускания частиц (см. раздел 6.1.1). Сравнение с этой моделью важно, так как согласно [208] $f(\alpha)$ должна быть чувствительна к образованию кварк-глюонной плазмы.

На рис.6.17 показана зависимость $\langle \ln G_q \rangle$ от ν для различных ансамблей, исследуемых в настоящей работе. Для того, чтобы исключить влияние областей фрагментации снаряда и мишени было выбрано окно $\Delta\eta = 1$ с центром, соответствующим с.д.м. NN -столкновения. Как можно видеть из рисунков, моменты G_q демонстрируют приблизительную линейность и практически не зависят от первичной энергии. Линейность лучше выполняется для центральных событий, чем для всех событий. Такая зависимость $\langle G_q \rangle$ от ν поддерживает идею о самоподобном поведении ядро-ядерных столкновений, т.е. множественное рождение частиц в ядро-ядерных соударениях (особенно центральных), по видимому, обладает мультифрактальными свойствами.

На рис.6.18 представлена мультифрактальная спектральная функция $f(\alpha)$. Здесь же для сравнения нанесены расчеты по модели FRITIOF и МНИ. При всех рассматриваемых энергиях во всех ансамблях спектральная функция демонстрирует существование флуктуаций и имеет классическую выпуклую форму. Значение α , при котором достигается максимум, увеличивается с энергией и массой снаряда для инклюзивных ансамблей. При этом $f(\alpha)$ всегда меньше единицы. МНИ и FRITIOF не описывают всех деталей $f(\alpha)$, хотя конечно ясно, что статистические флуктуации дают существенный вклад и сильно влияют на форму $f(\alpha)$. МНИ недооценивает $f(\alpha)$ при 60 А ГэВ и переоценивает при 200 А ГэВ для $q < 0$ (правая часть рисунков). Надо отметить, что спектральная функция $f(\alpha)$ сильно зависит от размеров окна $\Delta\eta$, т.е. от множественности частиц в окне, рис.6.19(А). α_0 сдвигается к большим значениям, максимальное значение и ширина $f(\alpha)$ увеличиваются.

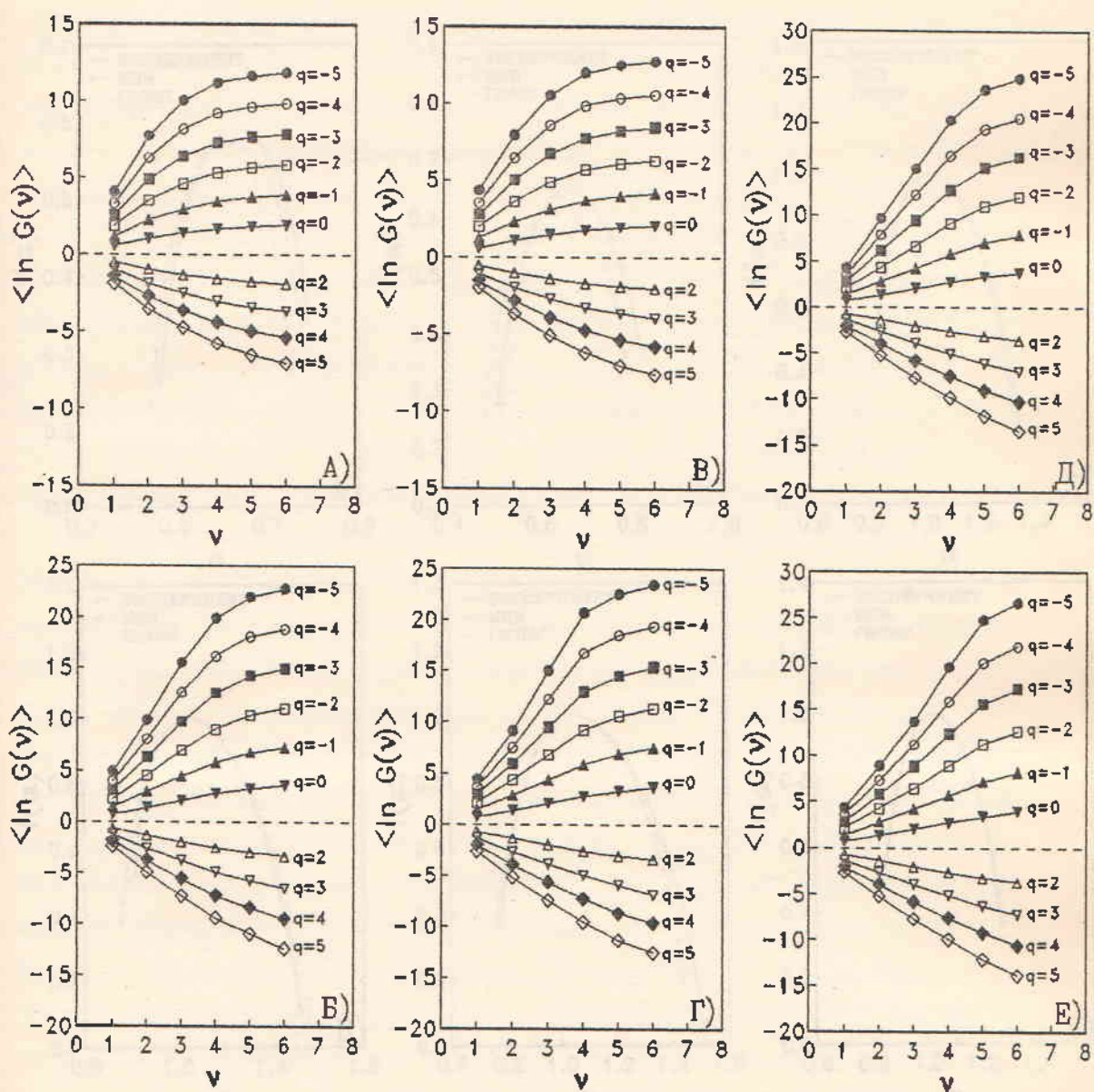


Рис. 6.17: Зависимость $\langle \ln G_q \rangle$ от ν .

А) $^{16}\text{O} + \text{Et } 60 \text{ А ГэВ}$, все события. Б) $^{16}\text{O} + \text{Et } 60 \text{ А ГэВ}$, центральные события.

В) $^{16}\text{O} + \text{Et } 200 \text{ А ГэВ}$, все события. Г) $^{16}\text{O} + \text{Et } 200 \text{ А ГэВ}$, центральные события.

Д) $^{32}\text{S} + \text{Et } 200 \text{ А ГэВ}$, центральные события. Е) $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au } 200 \text{ А ГэВ}$, центральные события.

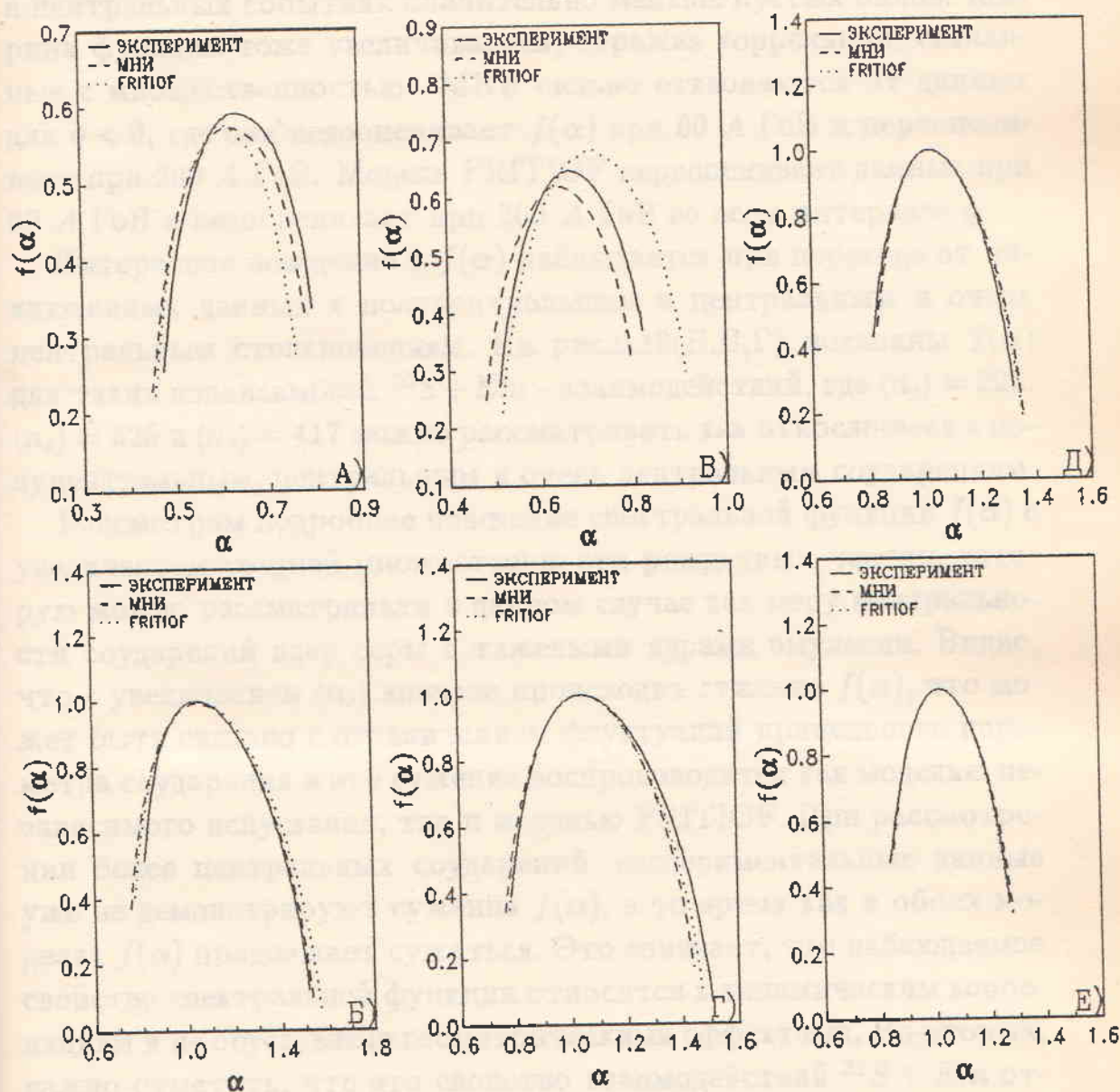


Рис. 6.18: Спектральная функция $f(\alpha)$.

А) $^{16}\text{O} + \text{Em } 60 \text{ A ГэВ}$, все события. Б) $^{16}\text{O} + \text{Em } 60 \text{ A ГэВ}$, центральные события.

В) $^{16}\text{O} + \text{Em } 200 \text{ A ГэВ}$, все события. Г) $^{16}\text{O} + \text{Em } 200 \text{ A ГэВ}$, центральные события.

Д) $^{32}\text{S} + \text{Em } 200 \text{ A ГэВ}$, центральные события. Е) $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au } 200 \text{ A ГэВ}$, центральные события.

Для центральных событий α_0 становится равным 1 и $f(\alpha)$ достигает максимального значения $f(\alpha_0) = 1$. Такое изменение по сравнению с инклюзивными данными, происходит из-за того, что в центральных событиях значительно меньше пустых бинов. Ширина функции тоже увеличивается, отражая корреляции, связанные с множественностью. МНИ сильно отклоняются от данных для $q < 0$, где она недооценивает $f(\alpha)$ при 60 А ГэВ и переоценивает при 200 А ГэВ. Модель FRITIOF переоценивает данные при 60 А ГэВ и недооценивает при 200 А ГэВ во всем интервале q .

Интересное поведение в $f(\alpha)$ наблюдается при переходе от инклюзивных данных к полуцентральному и центральному и очень центральному столкновениям. На рис.6.19(Б,В,Г) показаны $f(\alpha)$ для таких подансамблей $^{32}\text{S} + \text{Em}$ - взаимодействий, где $\langle n_s \rangle = 226$, $\langle n_s \rangle = 325$ и $\langle n_s \rangle = 417$ можно рассматривать как относящиеся к полуцентральному, центральному и очень центральному соударениям.

Рассмотрим подробнее поведение спектральной функции $f(\alpha)$ с увеличением средней множественности рожденных частиц, которую можно рассматривать в данном случае как меру центральности соударений ядер серы с тяжелыми ядрами эмульсии. Видно, что с увеличением $\langle n_s \rangle$ вначале происходит сужение $f(\alpha)$, что может быть связано с ограничением флуктуаций прицельного параметра соударения и это сужение воспроизводится как моделью независимого испускания, так и моделью FRITIOF. При рассмотрении более центральных соударений, экспериментальные данные уже не демонстрируют сужения $f(\alpha)$, в то время как в обеих моделях $f(\alpha)$ продолжает сужаться. Это означает, что наблюдаемое свойство спектральной функции относится к динамическим корреляциям и не обусловлено геометрическими эффектами. Во-вторых, важно отметить, что это свойство взаимодействий $^{32}\text{S} + \text{Em}$ отличается их от $^{16}\text{O} + \text{Em}$ соударений при той же энергии; для последних $f(\alpha)$ в согласии с моделями не перестает сужаться вплоть до самых максимальных $\langle n_s \rangle$. Наконец необходимо вспомнить, что соответствии с [209], наличие фазового перехода (по меньшей мере теплового) должно приводить к уширению $f(\alpha)$ для очень центральных соударений. Другими словами, наличие фазового перехода может компенсировать сужение спектральной функции, которое должно иметь место из-за тривиальных геометрических при-

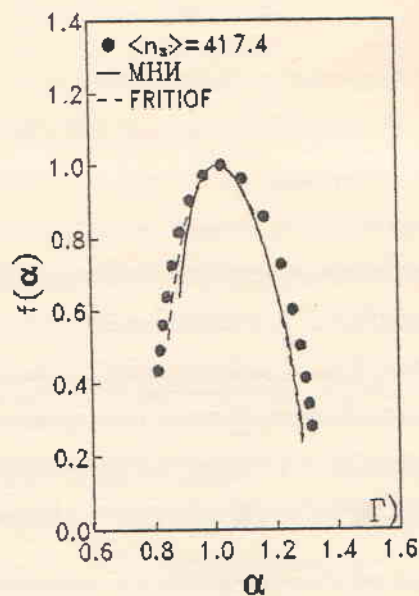
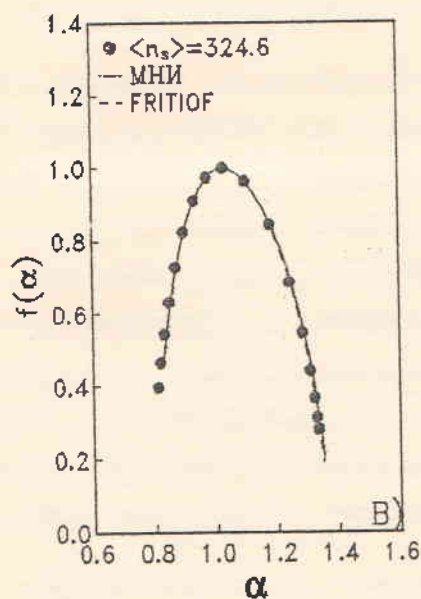
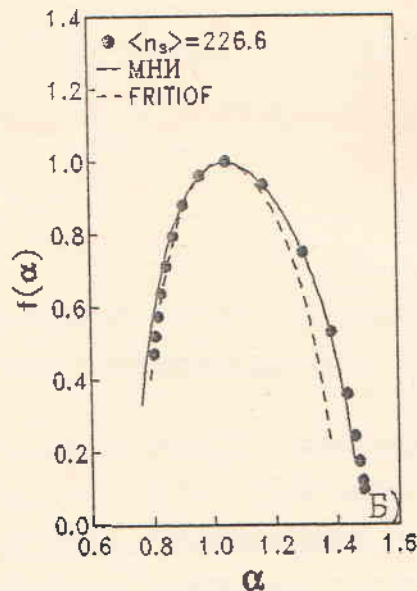
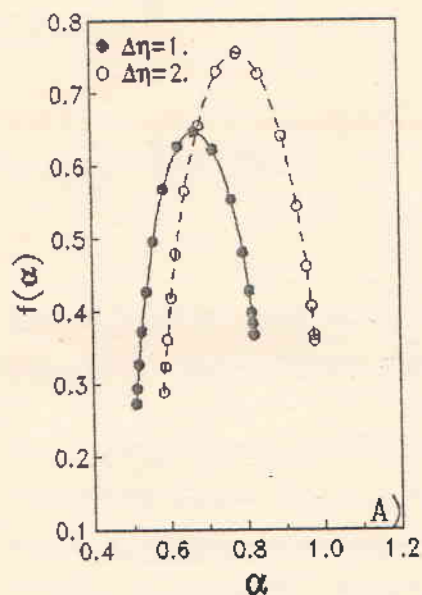


Рис. 6.19: А) Спектральная функция $f(\alpha)$ для окон разных размеров в инклюзивных $^{16}\text{O} + \text{Em}$ - взаимодействиях. Линии проведены на глаз
Б, В, Г) Спектральная функция $f(\alpha)$ при различных множественностях для $^{32}\text{S} + \text{Em}$ - взаимодействиях.

чин при переходе к центральным соударениям, что, по-видимому, и наблюдается при рассматриваемых энергиях для $^{32}\text{S} + Et$ соударений и не наблюдается для $^{16}\text{O} + Et$ взаимодействий.

Глава 7

Заключение

Краткое и общее изложение основных результатов проведенного исследования может быть представлено в следующем виде.

1. Проведено комплексное исследование по ядро-ядерным столкновениям за период 1965 — 1992 годы. Выделены основные экспериментальные результаты, полученные электронными методами. Указаны основные сигналы проявления ядра-ядерной динамики в ядро-ядерных реакциях.

2. Выявлено систематическое и универсальное поведение множественного образования чистых и смешанных реактивных ядер с ядрами-протекторами по всем характеристикам, доступным методу ядерных фотокамер в широком диапазоне энергий от 4,4 МэВ до 200 МэВ. Матрица статистического экспериментального материала составляет более 0,5 тысяч экспериментальных данных, полученных с помощью ядерных фотокамер (34, 144, 36 и 100) в 1965, 1968, 1970, 1972, 1974, 1976, 1978, 1980, 1982, 1984, 1986, 1988, 1990, 1992 годах. В результате изучения для ядро-ядерных столкновений в широком диапазоне энергий, масс и зарядов ядер-протекторов и ядер-мишеней.

3. Разработаны статистические методы обработки экспериментальных данных, позволяющие выявить и описать основные закономерности.

4. При экспериментальном исследовании ядро-ядерных столкновений выявлено, что:

- Множественность образования чистых и смешанных реактивных ядер зависит от энергии, массы и заряда ядер-протекторов и ядер-мишеней, а также от угла рассеяния.
- Кроме того, углы рассеяния зависят от массы и заряда ядер-протекторов и ядер-мишеней.

Глава 7

Заключение

Краткое и общее изложение основных результатов проведенного исследования может быть представлено в следующем виде.

1. Проанализировано состояние исследований по ядро-ядерным столкновениям за период 1985 - 1992 годы. Выделены основные экспериментальные результаты, полученные электронными методами. Указаны основные сигналы проявления кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных реакциях.
2. Выполнено систематическое и единообразное исследование множественного образования частиц в соударениях релятивистских ядер с ядрами практически по всем характеристикам, доступным методу ядерных фотоэмульсий в широком диапазоне энергий от 4 А ГэВ до 200 А ГэВ. Полная статистика экспериментального материала составила более 5.5 тысяч неупругих событий; использовались первичные ядра кислорода (3.7, 14.6, 60 и 200) А ГэВ, кремния 14.6 А ГэВ и серы 200 А ГэВ. В качестве мишени для ядер серы было использовано, помимо эмульсии, золото.
3. Разработан статистический метод разделения взаимодействий ядер на легкой и тяжелой компонентах эмульсии.
4. При экспериментальном исследовании процессов фрагментации показано, что:
 - Множественность и угловые распределения g - частиц, показывая зависимость от параметра удара, не зависят от первичной энергии, начиная приблизительно с 1 А ГэВ. Кроме того, угловые распределения не зависят от массы

снаряда и мишени и подчиняются универсальной зависимости, полученной для hA - столкновений.

- Для b - частиц не наблюдается зависимости от энергии и массы снаряда ни множественности, ни угловых распределений примерно со 100 A МэВ.
- Основные характеристики сильноионизирующих частиц не воспроизводятся струнными моделями. Включение каскадных механизмов улучшает описание экспериментальных данных.
- Угловые и, соответственно, импульсные распределения α - фрагментов от фрагментации снаряда имеют гауссово распределение, с шириной, определяемой фермиевским движением нуклонов. Степень возбуждения ядер снаряда и мишени сильно коррелирована и этот эффект не зависит от энергии пучка.
- Определена A_t - зависимость множественностей сильноионизирующих частиц.

5. При экспериментальном исследовании рожденных частиц:

- Наблюдена предельная фрагментация как в области фрагментации мишени, так и в области фрагментации снаряда. Модель FRITIOF удовлетворительно описывает угловые распределения.
- Предложена феноменологическая параметризация псевдобыстрых распределений в зависимости от энергии и центральности столкновения. На этой основе сделаны предсказания псевдобыстрых распределений для столкновений тяжелых ядер (^{197}Au и ^{207}Pb).
- Определена максимальная плотность энергии в AA - столкновениях. Она достигает, в отдельных событиях, критического значения для образования кварк-глюонной плазмы $\approx 3 \text{ ГэВ}/fm^3$.
- Получено, что средняя множественность рожденных частиц логарифмически растет с энергией, а зависимость от массы мишени значительно сильнее, чем в hA - взаимодействиях. Распределения по множественности отра-

жают геометрию ядро-ядерного столкновения и демонстрируют независимость от энергии в KNO - переменных. Модель FRITIOF воспроизводит эти распределения.

- Наблюдается степенная зависимость средней полной множественности в широком диапазоне энергий от 5 А МэВ до 200 А ГэВ и показано, что множественность рожденных частиц пропорциональна объему области взаимодействия, а множественность протонов отдачи пропорциональна площади поверхности области взаимодействия.

6. Проанализированы распределения по множественности в быструх окнах и при этом:

- Показано, что предположение о стохастической эмиссии не противоречит экспериментальным данным для всех исследуемых наборов. Энергетическая зависимость для данной системы в качественном согласии с концепцией асимптотического скейлинга. Сравнение с моделью FRITIOF показало, что стохастическая эмиссия наблюдается и при фрагментации струн.
- Отрицательное биномиальное распределение может описать распределения по множественности в псевдобыстрых окнах. Определено число источников рождения частиц.

7. Проведено детальное исследование флуктуаций быструх распределений. При этом показано, что:

- Факториальные моменты подчиняются степенному закону в зависимости от размеров бина для $0.1 < \delta\eta < 2$. Если же $\delta\eta < 0.1$, то такой зависимости не наблюдается.
- В ограниченной области $0.1 < \delta\eta < 2$, для данной системы, при заданной энергии, индекс перемежаемости постоянен. С увеличением энергии или множественности ϕ_q уменьшается и увеличивается с ростом массы снаряда и мишени.
- Для данной системы ϕ_2 пропорционален обратному значению средней плотности псевдобыстрых распределений и подчиняется скейлинговым правилам. Вся суще-

ственная информация о перемежаемости содержится в моментах второго порядка.

- Электрон-позитронные пары от γ - конверсии не оказывают существенного влияния на наклоны в случае одномерного анализа.
- В случае двумерного анализа влияние γ - конверсии существенно. Двумерная процедура может работать как фильтр для электронных пар. Корреляции, которые дают вклад в одномерный анализ не те же самые, что дают вклад в двумерные.
- Ядро-ядерные столкновения обладают мультифрактальными свойствами. Мультифрактальность позволяет фиксировать динамические корреляции, которые не могут быть объяснены геометрическими эффектами.

Большая часть полученных и представляемых в диссертации результатов являются новыми и были получены впервые.

Результаты работы представлялись на XVII - XXII Международных симпозиумах по многочастичной динамике, Европейских конференциях по физике высоких энергий в 1988 - 1992 годах, на 20 - 22 Международных конференциях по космическим лучам, на Международных симпозиумах по ядерным столкновениям при высоких энергиях и кварк-глюонной плазме в 1989 и 1991 годах, на конференциях "Кварковая материя" в 1988 - 1992 годах, на ряде Международных конференций, симпозиумах и семинарах по корреляциям и перемежаемости в 1988 - 1992 годах. Они опубликованы в 33 различных международных журналах [1-33].

В заключение мне хочется выразить мою глубокую благодарность моему другу и учителю, профессору К.Г.Гуламову за то внимание, которое он уделяет мне все годы нашей совместной работы. Мне хочется поблагодарить сотрудников лаборатории высоких энергий ФТИ Л.П.Чернову, Н.С.Лукичеву, Л.Н.Свечникову, С.И.Жохову, Н.Садыханова, С.Н.Шпилева, А.Н.Коньшева и А.Ю.Машкова, а также сотрудников лаборатории релятивистской ядерной физики ИЯФ Н.В.Петрова и Т.П.Трофимову.

Мне приятно поблагодарить научного руководителя Международного сотрудничества, профессора И.Оттерлунда, а также

коллеги по многолетней совместной работе М.И.Третьякову, М.М.Чернявского и Г.И.Орлову.

Я искренне признателен друзьям и коллегам из ФТИ А.А.Юлдашеву, В.М.Чудакову, С.Лутпуллаеву, К.Олимову, В.Д.Липину, Р.Руми, А.В.Мейке, Г.Е.Юдину и А.С.Русиновской.

Я благодарен В.В.Ужинскому, С.Шмакову, К.К.Гудиме, В.Д.Тонееву, А.В.Тарасову, Р.Холынскому за обсуждение некоторых аспектов множественного рождения, ватронутых в диссертации.

И наконец, я безмерно благодарен моей семье за терпение и внимание, которое уделяется мне.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Preliminary results from collisions between 200 A GeV ^{16}O and emulsion nuclei, Preprint LUIP 8704, Lund, Sweden, 1987.
2. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Multiplicities and rapidity densities in 200 A GeV ^{16}O interactions with emulsion nuclei", Phys. Lett. **B201** (1988) 397-402.
3. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "A search for non-statistical particle density fluctuations in $^{16}\text{O} + \text{Ag}(\text{Br})$ and $^{32}\text{S} + \text{Au}$ interactions at 200 GeV, Nucl.Phys. **A498** (1989) 541-546.
4. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Limiting fragmentation in oxygen induced emulsion interactions at 14.6, 60 and 200 GeV/nucleon", Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 2801-2804.
5. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Scaling properties of charged particle multiplicity distributions in oxygen induced emulsion interactions at 14.6, 60 and 200 A GeV", Phys. Lett. **B223** (1989) 262-266.
6. Ф.Г.Кадыров, Н.С.Лукичева, В.Ш.Навотный, Т.П.Трофимова, Л.П.Чернова "Угловые измерения в ЕМУ01", Препринт Р-7-408, ИЯФ, Ташкент, 1989.
7. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Pseudorapidity densities and fluctuations in central ^{32}S interactions at 200 A GeV", Preprint UWSEA PUB 89-18, Seattle, USA, 1989.
8. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Production of helium ($Z=2$) projectile fragments on ^{16}O - emulsion interactions from $E/A = 2$ to 200 GeV", Phys. Rev. **C40** (1989) 66-72.
9. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Substructural dependence of multiparticle production in relativistic heavy-ion interactions", Preprint LUIP 8904, Lund, Sweden, 1989.

10. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Rapidity densities and their fluctuations in central 200 A GeV ^{32}S interactions with *Au* and *Ag, Br* nuclei", Phys. Lett. **B227** (1989) 285-290.
11. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "A study of recoil protons in ultra-relativistic nucleus-nucleus collisions", Phys. Lett. **B230** (1989) 175-180.
12. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Charged particle spectra in oxygen induced reactions at 14.6 and 60 GeV/nucleon", High Energy Physics and Nuclear Physics **13** (1989) 865-869.
13. А.Жуманов, В.Ш.Навотный, Н.В.Петров, В.В.Ужинский, С.Ю.Шмаков "Выделение взаимодействий ядер на легких (*C, N, O*) и тяжелых (*Br, Ag*) ядрах фотоэмульсии", Препринт Р-7-409, ИЯФ, Ташкент, 1989.
14. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Target nucleus fragmentation in $^{16}\text{O} + (\text{Ag}, \text{Br})$ interactions at 200 A GeV", Phys. Lett. **B234** (1990) 180-184.
15. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "On the multiplicity fluctuations in relativistic heavy-ion collisions", Phys. Lett. **B242** (1990) 512-516.
16. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Scaled factorial moment analysis of 200 A GeV Sulphur+Gold interaction", Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 412-415.
17. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "On the energy and mass dependence of the multiplicity in relativistic heavy-ion interactions", Mod. Phys. Lett. **A5** (1990) 169-174.
18. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Recent results from EMU01", Preprint LUIP 9004, Lund, Sweden, 1990.
19. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Rapidity fluctuations, cluster partitions and intermittency in relativistic heavy ion collisions", Nucl. Phys. **A525** (1991) 551-560.
20. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Slow, target associated particles produced in ultrarelativistic heavy-ion interactions", Phys. Lett. **B262** (1991) 369-374.

21. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "On the systematic behavior of the intermittency indices in nuclear interactions", Phys. Lett. **B263** (1991) 539-543.
22. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Multiplicities in ^{16}O - induced violent heavy ion collisions from 5 A to 2×10^5 A MeV", Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 1201-1205.
23. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Energy, target, projectile and multiplicity dependency of intermittency behavior in high energy $\text{O}(\text{Si}, \text{S})$ -emulsion interactions", Z. Phys. **C49** (1991) 395-399.
24. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Multiparticle production, density fluctuations and breakup of dense nuclear matter in central $\text{Pb} + \text{Ag}$ and $\text{Pb} + \text{Pb}$ interactions at 60 and 160 A GeV", Preprint CERN/SPSLC 91-14, Geneve, Switzerland, 1991.
25. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Stochastic emission of particle in ultra-relativistic heavy-ion collisions", Mod. Phys. Lett. **A6** (1991) 469-478.
26. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Extrapolations based on EMU01 data from oxygen,silicon and sulphur induced violent interactions at medium and high energies", Preprint LUIP 9105, Lund, Sweden, 1991.
27. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "The systematical investigation of intermittency in high energy heavy ion collisions", High Energy Physics and Nuclear Physics **15** (1991) 131-139.
28. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Review of recent results on particle production from EMU01", Nucl. Phys. **A544** (1992) 153-158.
29. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "On the intermittency in heavy-ion collision and the importance of γ -conversion in a multi-dimensional intermittency analysis", Nucl.Phys. **B388** (1992) 3-30.
30. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,... "Local particle densities and global multiplicities in central heavy ion interactions at 3.7, 14.6, 60 and 200 A GeV", Z. Phys. **C56** (1992) 509-520.

31. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,..."Rapidity density distributions in ^{16}O , ^{28}Si , ^{32}S , ^{197}Au and ^{208}Pb induced heavy ion interactions at 4 - 200 A GeV", Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 745-748.
32. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,..."Studies of angular distribution of helium projectile fragments in interactions of 200 A GeV ^{32}S ions with emulsion nuclei", Mod. Phys. Lett. **A8** (1993) 21-27.
33. M.I.Adamovich,...,V.S.Navotny,..."A systematic investigation of scaled factorial cumulant moments for nucleus-nucleus interactions", Phys. Rev. **D47** (1993) 3726-3732.
34. А.М. Балдин "Экспериментальные исследования кумулятивного мезонообразования", Я.Ф. **20** (1974) 1201-1213.
35. L.Kluberg et.al. "Atomic-number dependence of large transverse-momentum hadron production by protons", Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 670-673.
36. J.J. Aubert et.al."The ratio of the nucleon structure functions $F_2(N)$ for iron and deuterium", Phys. Lett. **B123** (1983) 275-279
37. H.A. Gustafsson "Collective flow observed in relativistic nuclear collisions", Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 1590-1593.
38. S.Nagamyia et al. "Production of pions and light fragments at large angles in high-energy nucleus collisions", Phys. Rev. **C24** (1981) 971-1009.
39. H.Satz "High energy nuclear collisions: probing the states of matter in QGP", Preprint CERN-TH 6216/91, Geneve, Switzerland, 1991.
40. N.F.Mott "Metal-insulator transition", Rev. Mod. Phys. **40** (1968) 677-682.
41. S.Gottlieb et.al."Chiral-symmetry breaking in lattice QCD with two and four fermion flavours", Phys. Rev. **D35** (1987) 3972-3980.

42. R.Gavai et.al."Flavor degrees of freedom and the transition temperature in QCD", Phys. Lett. **B241** (1990) 567-573.
43. В.В.Ужинский, Ч.Цэрэн "Ядро-ядерное взаимодействие в приближении Глаубера" Препринт ОИЯИ Р2-12079, Дубна, 1979.
44. K.Kajantje, J.Kapusta "Behavior of gluons at high temperature", Ann. Phys. **160** (1985) 477-513.
45. P. Danielewicz, M. Gyulassy "Dissipative phenomena in quark-gluon plasmas", Phys. Rev. **D31** (1985) 53-62.
46. R.C. Hwa, K. Kajantje "Diagnosing quark matter by measuring the total entropy and the photon or dilepton emission rates", Phys. Rev. **D32** (1985) 1109-1118.
47. K. Kajantje, H.I. Miettinen "Temperature measurement of quark-gluon plasma formed in high energy nucleus-nucleus collisions", Z. Phys. **C9** (1981) 341-345.
48. L.D. Mc Lerran, T.Toimela "Photon and dilepton emission from the quark-gluon plasma. Some general considerations", Phys. Rev. **D31** (1985) 545-563.
49. T.Matssui, H.Satz " J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation", Phys. Lett. **B178** (1986) 416-422.
50. M.Gyulassy, M.Plumer "Jet quenching in dense matter", Phys. Lett. **B243** (1990) 432-438.
51. P.Koch, B.Müller, J.Rafelski "Strangeness production and evolution in quark-gluon plasma", Z. Phys. **A324** (1986) 453-463.
52. L.Van Hove "Two problems concerning hot hadronic matter and high energy collisions (equilibrium formation, plasma deflagration)", Z. Phys. **C21** (1984) 93-98.
53. M.Gyulassy "Deflagration and detonations as a mechanism of hadron bubble growth in supercooled quark-gluon plasmas", Nucl. Phys. **B237** (1984) 477-501.

54. A.Bialas, R.Pechanski "Moments of rapidity distribution as a measure of short-range fluctuations in high energy collisions", Nucl. Phys. **B273** (1986) 703-718.
55. S.Pratt "Pion inerferometry of quark-gluon plasma", Phys. Rev. **D33** (1986) 1314-1327.
56. G.Bertch, M.Gony, M.Tohyama "Pion interferometry in ultrarelativistic heavy-ion collisions", Phys. Rev. **C37** (1988) 1896-1899.
57. S.Pratt "Pion interferometry for exploding sources", Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1219-1221.
58. E.V.Shuryak "Physics of hot hadronic matter and quark-gluon plasma", Nucl. Phys. **A525** (1991) 3-22.
59. R.Furnstahl, T.Hatsuda, S.H.Lee "Applications of QCD sum rules at finite temperature", Phys. Rev. **D42** (1990) 1744-1756.
60. B.Lorstadt "Note on Bose-Einstein correlations of three pions in symmetric heavy-ion interactions at 650 MeV", Z. Phys. **A334** (1989) 355-356.
61. D.H.Boal, C.Gelbke, B.Jennings "Intensity interferometry in subatomic physics", Rev. Mod. Phys. **62** (1990) 553-602.
62. J.D.Bjorken "Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region", Phys. Rev. **D27** (1983) 140-151.
63. Л.Д.Ландау "О множественном образовании частиц при столкновениях быстрых частиц", Изв. АН СССР, серия физ. **17** (1953) 51-86.
64. B.Anderson, G.Gustafson, B.Nilsson-Almqvist "A model for low- p_T hadronic reactions with generalizations to hadron-nucleus and nucleus-nucleus collisions", Nucl. Phys. **B281** (1987) 289-309.
65. A.Capella et.al. "A unified approach for hadronic and nuclear collisions. The dual parton model", Z. Phys. **C38** (1988) 177-185.
66. B.Nilsson-Almsquist, E.Stenlund "Interaction between hadrons and nuclei: the Lund Monte Carlo - FRITIOF VERSION 1.6", Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 387-397.

67. T.Pansart "A Monte Carlo for nucleon-nucleus and nucleus-nucleus collisions at very high energies", Nucl. Phys. **A461** (1987) 521-530.
68. K.Werner "Baryon productions in the central region of ultrarelativistic heavy-ion collisions", Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 2460-2463.
69. J.Ranft "Hadronic interactions in the energy region of future hadron colliders, dual topological unitarization of hard and soft hadronic cross section", Ann. Phys. **45** (1988) 551-563.
70. H.Sorge, H.Stöcker, W.Greiner "Relativistic quantum molecular dynamics approach to nuclear collisions at ultrarelativistic energies", Nucl. Phys. **A498** (1989) 567-576.
71. A.Shor, R.Longacre "Effects of secondary interactions in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions using the HIJET event generator", Phys. Lett. **B218** (1989) 100-104.
72. X.Wang, M.Guylassy "HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in pp , pA and AA collisions", Phys. Rev. **D44** (1991) 3501-3516.
73. B.Andersson et.al "Parton fragmentation and string dynamics", Phys. Rep. **97** (1983) 31-145.
74. R.D.Field, R.P.Feinman "A parametrization of the properties of quark jets", Nucl. Phys. **B136** (1978) 1-76.
75. C.Pajares "Classical models confronted to data" in the Proc. XIX Int. Symp. on Multiparticle Dynamics, ed. by D.Schiff, J. Tran Than Van, World Scientific, Singapore, 1988, p.587-602.
76. H.Gordon et.al. NA-34 Collaboration, Preprint CERN - SPSC/84-43, Geneve, Switzerland, 1984.
77. A.Karaburbounis et.al. NA-35 Collaboration, Preprint CERN -SPSC/85 - 36/M407, Geneve,Switzerland, 1985.
78. C.R.Gruhn "The role of tracking in future relativistic heavy ion experiments", Nucl. Phys. **A461** (1987) 391-402.

79. C.Baglin et.al. NA-38 Collaboration, Preprint CERN - SPSC/85 - 20/P211, Geneve, Switzerland, 1985.
80. R.Albrecht et.al. "Search for narrow states coupling to τ pairs in relative Υ decays", Phys. Lett. **B154** (1985) 452-457.
81. A.Apostolakis et.al. WA-85 Collaboration, Preprint CERN-SPSC/84-76, Geneve, Switzerland, 1984.
82. T.Abbot et.al. "A single arm spectrometer detector system for high-energy heavy ion experiments", Nucl. Instrum. and Methods **A290** (1990) 41-60.
83. W.A.Love et.al. "Silicon ion interactions measured in the E-810 TPC at the AGS", Nucl. Phys. **A525** (1991) 601-604.
84. J.Barrette et.al. "Energy flow and stopping in relativistic heavy-ion collisions at $E_{lab}/A = 14.6$ GeV", Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 1219-1222.
85. T.Akesson et.al. "The transverse-energy distribution of ^{32}S -nucleus collisions at 200 GeV per nucleon", Phys. Lett. **B214** (1988) 295-300.
86. A.D.Jackson, H.Boggild "A model of transverse energy production in high energy nucleus-nucleus collisions", Nucl. Phys. **A470** (1987) 669-682.
87. T.Akesson et.al."A search for multiplicity fluctuations in high energy nucleus-nucleus collisions", Phys. Lett. **B252** (1990) 303-310.
88. R.Anishetty et.al. "Central collisions between heavy nuclei at extremely high energies. The fragmentation region", Phys. Rev. **D22** (1980) 2793-2804.
89. T.Akesson et.al. "The transverse energy distribution in ^{16}O -nucleus collisions at 60 and 200 GeV per nucleon", Z. Phys. **C38** (1988) 383-395.
90. R.Albrecht et.al. "Transverse energy production in the target fragmentation region in ^{16}O -nucleus reactions at 60 and 200 A GeV", Z. Phys. **C45** (1990) 529-537.

91. B.Alper et.al. "Production of high transverse momentum particles in pp -collisions in the central region at the CERN ISR", Phys. Lett. **B44** (1973) 521-526.
92. T.H.Burnett et.al. "Average transverse momentum and energy density in high-energy nucleus-nucleus collisions", Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 3249-3252.
93. L.Van Hove "Multiplicity dependence of p_T spectrum as a possible signal for a phase transition in hadronic collisions", Phys. Lett. **B118** (1982) 138-140.
94. K.Guettler et.al. "Inclusive production of low-momentum charged pions at $x = 0$ at the CERN intersecting storage rings", Phys. Lett. **B64** (1976) 111-116.
95. J.Bartke et.al. "Simplicity of 'transverse energy' spectra of hadrons", Nucl. Phys. **B120** (1977) 14-22.
96. N.S.Craigie "Lepton and photon production in hadron collisions", Phys. Rep. **47** (1978) 1-108.
97. R.Hagedorn "Multiplicities, p_T -distributions and the expected hadron $\rightarrow$ quark-gluon phase transition", Riv. Nuovo Cimento **6** (1983) 1-50.
98. T.Akesson et.al. "Inclusive photon production in pA and AA collisions at 200 GeV/n", Z. Phys. **C46** (1990) 369-375.
99. A.Krzywicki et.al. "Does a nucleus act like a gluon filter?", Phys. Lett. **B85** (1979) 407-412.
100. M.Lev, B.Petersson "Nuclear effects at large transverse momentum in a QCD parton model", Z. Phys. **C21** (1983) 155-161.
101. J.Stachel "Systematic of global observables in relativistic heavy ion collisions", Nucl. Phys. **A525** (1991) 23-28.
102. H.Sorge et.al. "Baryon stopping, flow and equilibration in ultrarelativistic heavy ion collisions", Nucl. Phys. **A425** (1991) 95-103.
103. J.A.Casado et.al. "Small p_T particle production in the dual parton model", Z. Phys. **C46** (1990) 129-131.

104. L. Van Hove "Prospects for production and detection of a quark-gluon plasma", Nucl. Phys. **A461** (1987) 3-9.
105. R. Hanbury-Brown, R. Q. Twiss "New type of the interferometer for use to radioastronomy", Phil. Mag. **45** (1954) 633-641.
106. A. Bamberger et.al. "Probing the space-time geometry of ultrarelativistic heavy-ion collisions", Phys. Lett. **B203** (1988) 320-326.
107. R. J. Morse et.al. "Bose-Einstein correlations in 14.6 A GeV/c $^{28}\text{Si} + \text{A}$ collisions", Nucl. Phys. **A525** (1991) 531-536.
108. R. Stock et.al. "Particle production in high energy nucleus-nucleus collisions", Phys. Rep. **125** (1987) 135-259.
109. J. Rafelski, B. Müller "Strangeness production in the quark-gluon plasma", Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1066-1069.
110. C. Greiner, P. Koch, H. Stöcker "Separation of strangeness from antistrangeness in the phase transition from quark to hadron matter: possible formation of strange quark matter in heavy-ion collisions", Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1825-1828.
111. K. S. Lee, M. S. Rhoades-Brown, U. Heinz "Quark-gluon plasma versus hadron gas. What one can learn from hadron abundance", Phys. Rev. **C37** (1988) 1452-1462.
112. B. L. Friman "Strangeness in ultrarelativistic heavy-ion collisions", Nucl. Phys. **A498** (1989) 161-172.
113. T. Albott et.al. "Kaon and pion production in central $\text{Si} + \text{Au}$ collisions at 14.6 A GeV/c", Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 847-850.
114. W. Greiner et.al. "Strangeness and heavy ion reactions", Nucl. Phys. **A479** (1988) 295-310.
115. R. Mattiello et.al. " K/π ratios in relativistic nuclear collisions. A signature for the quark-gluon plasma?", Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 1459-1462.
116. H. Van Hecke et.al. "Direct photon production at the CERN ISR", Nucl. Phys. **B327** (1990) 541-557.

117. A.Bamberger "Neutral strange particles production in $S + S$ and $p + S$ collisions at 200 GeV per nucleon", Z. Phys. **C48** (1990) 191-212.
118. S.Abatzis et.al. "Production of multistrange baryons and antibaryons in sulphur-tungsten interactions 200 GeV/c per nucleon", Phys. Lett. **B259** (1991) 508-510.
119. F.Halzen, D.M.Scott "Testing quantum chromodynamics in the hadroproduction of real and virtual photons", Phys. Rev. Lett. **40** (1978) 1117-1120.
120. A.P.Contogouris et.al. "Scale-violation effects in large- p_T direct photon production", Phys. Rev. **D19** (1979) 2607-2611.
121. M.Neubert et.al. "Photon production in ultrarelativistic heavy-ion collisions at 200 GeV/n", Z. Phys. **C42** (1989) 231-242.
122. F.Halzen, H.C.Liu "Experimental signatures of phase transition to quark matter in high energy collisions of nuclei", Phys. Rev. **D25** (1982) 1842-1846.
123. R.Albrecht et.al. "Multiplicity and pseudorapidity distributions of charged particles from ^{32}S induced heavy ion interactions at 200 A GeV", Preprint GSI 27, Darmstadt, Germany, 1991.
124. P.Sondepegger et.al. "A study of π and K production in 200 GeV/A proton-uranium and oxygen-uranium", Z. Phys. **C38** (1988) 129-145.
125. C.Baglin et.al. "The production of J/ψ in 200 GeV/nucleon oxygen-uranium interactions", Phys. Lett. **B220** (1989) 471-478.
126. J.Ftacnic et.al. "An alternative mechanism of J/ψ suppression in heavy ion collisions", Phys. Lett. **B207** (1988) 194-198.
127. S.Gavin et.al. "Hadronic J/ψ suppression in ultrarelativistic nuclear collisions", Phys. Lett. **B207** (1988) 257-262.
128. J.B.Blaizot, J.N.Ollitrault "On the fate of a J/ψ produced in a nucleus-nucleus collision", Phys. Rev. **D39** (1989) 232-249.

129. Б.П.Банник, М.И.Подгорецкий "Метод ускоренного просмотра фотоэмульсий по следу", ПТЭ 3 (1960) 36-37.
130. С.Пауэлл, П.Феллер, Д.Перкинс "Исследование элементарных частиц фотографическим методом", ИИЛ, Москва, 1962.
131. S.Garpman et.al "A computer based coordinate measuring station for nuclear emulsion chamber", Nucl. Instr. and Meth. **A269** (1988) 134-141.
132. S.Persson "Measurement and three dimensional reconstruction of particle truces in emulsion chambers", Comp. Phys. Comm. **55** (1989) 103-108.
133. E.Andersen et.al. "A measurement of cross section for ^{32}S interactions with Al , Fe , Cu , Ag and Pb at 200 GeV/c per nucleon", Phys. Lett. **B220** (1989) 328-332.
134. Перкинс "Введение в физику высоких энергий", 'Мир', Москва, 1975.
135. J.C.Hill et.al. "Electromagnetic dissociation for high Z -projectiles at ultrarelativistic energies", Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 999-1001.
136. Дж. Джексон "Классическая электродинамика", 'Мир', Москва, 1965.
137. К.Г.Гуламов, В.Ш.Навотный, Н.С.Скрипник, Л.П.Чернова, Г.М.Чернов "Множественное рождение частиц в протон-ядерных соударениях при высоких энергиях", В сб. 'Множественные процессы при высоких энергиях', ФАН, Ташкент, 1976, стр. 78-119.
138. O.Kofoed-Hansen "On the Glauber series interpretation of scattering data", Nuovo Cim. **A60** (1969) 621-632.
139. А.М.Задорожный, В.В.Ужинский, С.Ю.Шмаков "Стохастический метод вычисления характеристик ядро-ядерного рассеяния в эйкональном подходе", Я.Ф. **39** (1984) 1155-1157.
140. А.С.Ботвина и др. "Множественность заряженных частиц во взаимодействиях ядер кислорода с водородом при импульсе 3.1 А ГэВ/с", Препринт ФТИ 146-91-ФВЭ, Ташкент, 1991.

141. S.A.Azimov, ..., V.S.Navotny, ... "Multiplicity and angular distributions of charged particles in interactions of ^{56}Fe in emulsion at 2.5 A GeV/c", Nucl. Phys. A470 (1987) 653-668.
142. H.Winzeler "Proton-nucleus collisions in the multi - GeV region", Nucl. Phys. 69 (1965) 661-694.
143. Э.В.Анзон, ..., В.Ш.Навотный, ... "Взаимодействия 200 ГэВ протонов с ядрами эмульсии. Множественность заряженных частиц", Я.Ф. 22 (1975) 736-748.
144. A.Abdujamilov, ..., V.S.Navotny, ... "Multiplicity in proton-nucleus interaction at 800 GeV", Z. Phys. C40 (1988) 223-229.
145. Э.В.Анзон, ..., В.Ш.Навотный, ... "Пион-ядерные взаимодействия в эмульсии при 200 ГэВ/с. Множественность заряженных частиц", Я.Ф. 27 (1978) 184-195.
146. С.А.Азимов, К.Г.Гуламов, В.Ш.Навотный, В.И.Петров, Л.П.Чернова "Неупругие соударения π^- -мезонов с ядрами фотоэмульсии при $E_0=50$ и 200 ГэВ и сравнительный анализ π^-A и pA взаимодействий при ускорительных энергиях", В сб. 'Взаимодействия частиц с ядрами при высоких энергиях', ФАН, Ташкент, 1981, стр.3-73.
147. I.Otterlund et.al. "Nuclear interactions of 400 GeV protons in emulsion", Nucl. Phys. B142 (1978) 445-462.
148. B.Andersson et.al. "A Monte Carlo simulation of distributions of recoiling protons in high-energy hadron-nucleus reactions", Nucl. Phys. B191 (1981) 173-180.
149. N.Ardito et.al. "Interactions of 60 and 200 A GeV ^{16}O ions in nuclear emulsion", Europhys. Lett. 6 (1988) 131-137.
150. О.В.Левицкая, Ф.Г.Лепехин, Б.Б.Симонов "Основные закономерности в распределениях поперечных импульсов фрагментов релятивистских ядер в ядерной фотоэмульсии", Препринт ЛИЯФ 1550, Ленинград, 1989.
151. M.M.Aggarwal et.al. "Angular distributions of relativistic alpha particles in heavy-ion collisions", Phys. Rev. C27 (1983) 640-649.

152. H.H.Heckman et.al. "Range-energy relation for Au ions, $E/A \leq 150$ Mev", Phys. Rev. **C17** (1988) 1735-1740.
153. A.S.Goldhaber "Statistical models of fragmentation processes", Phys. Lett. **B53** (1974) 306-308.
154. C.J.Moniz et.al. "Nucleon Fermi moments from quasielastic electron scattering", Phys. Rev. Lett. **26** (1971) 445-448.
155. Н.П.Андреева, ..., В.Ш.Навотный, ..."Поперечные импульсы альфа - фрагментов из взаимодействий неона-22 с ядрами фотоэмюльсии при импульсе 4.1 ГэВ/с", Письма в ЖЭТФ **47** (1988) 20-24.
156. I.Otterlund et.al "Selected results from light ion experiments at the CERN ISR", Nucl. Phys. **A461** (1987) 113-144.
157. W.Ball et.al. "Momentum distributions of nuclear fragments in $He+He$ collisions at $E_{cm} = 125$ GeV", Nucl. Phys. **B254** (1985) 475-486.
158. Von Gersdorff et.al. "Single particle and multiparticle analysis of nucleus-nucleus collisions at 14.6, 60 and 200 GeV/nucleon", Phys. Rev. **C32** (1989) 1385-1396.
159. B.Andersson, I.Otterlund, E.Stenlund "General properties of hadron-nucleus reaction multiplicities", Phys. Lett. **B84** (1979) 469-472.
160. L.M.Barbier et.al. "Central collisions of 14.6, 60 and 200 GeV/nucleon ^{16}O nuclei in nuclear emulsion", Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 405-407.
161. Z.Koba, H.B.Nielsen, P.Olesen "Scaling of multiplicity distribution in high energy hadron collision", Nucl. Phys. **B40** (1972) 317-334.
162. B.Jakobsson et.al., Nuov. GANIL **13** (1985) 8-11.
163. R.Kullberg et.al. "Search for shock-wave phenomena in central $^{16}O - AgBr$ interactions at 0.2 and 2.0 GeV/nucleon", Nucl. Phys. **A276** (1977) 523-532.

164. B.Jakobsson, R.Kullberg "Interactions of 2 GeV/nucleon ^{16}O with light and heavy emulsion nuclei", *Phys. Scr.* **13** (1976) 327-338.
165. B.Judek , Report of National Research Council HE 3-9, Ottawa, Canada,1978.
166. B.Jakobsson et.al. "Maximum breakup of symmetric and asymmetric heavy ion reactions between 5 A and 2100 A MeV", *Phys. Scr.* **38** (1988) 132-135.
167. E.Albini et.al. "Mean charge hadron multiplicities in high-energy collisions", *Nuovo. Cim.* **32A** (1976) 101-124.
168. A.Wroblewski "Multiplicity distributions in proton-proton collisions", *Acta Phys. Pol.* **B4** (1973) 857-884.
169. A.Giovanini, L.Van Hove "Negative binomial multiplicity distributions in high energy hadron collisions", *Z. Phys.* **C30** (1986) 391-400.
170. A.Giovanini "QCD jets as Markov branching processes", *Nucl. Phys.* **B161** (1979) 429-448.
171. R.Albrecht et.al. "Global and local fluctuations in multiplicity and transverse energy for central ultra-relativistic heavy-ion interactions", *Z. Phys.* **C45** (1989) 31-37.
172. V.Simak, M.Sumbera, I.Zborovsky "Entropy in multiparticle production and ultimate multiplicity scaling", *Phys. Lett.* **B206** (1988) 159-162.
173. X.Cai et.al., Preprint HZPP 90-3, Wuhan, China,1990.
174. L.Van Hove "Hadronization model for quark-gluon plasma in ultra-relativistic collisions", *Z. Phys.* **C27** (1985) 135-144.
175. T.Burnett et.al. "Extremely high multiplicities in high-energy nucleus-nucleus collisions", *Phys. Rev.* **50** (1983) 2062-2065.
176. B.Mandelbrot "Intermittent turbulence in self-similar cascades. Divergence of high moments and dimension of the carrier", *J. Fluid. Mech.* **62** (1974) 331-357.

177. A.Bialas, R.Peschanski "Intermittency in multiparticle production at high energy", Nucl. Phys. **B308** (1988) 857-867.
178. R.Peschanski "Intermittency in particle collisions", Int. J. of Mod. Phys. **A6** (1991) 3681-3722.
179. W.Kittel "Intermittency: a review of experimental results", Preprint HEN-325, Nijmegen, Netherlands, 1990.
180. N.Schmitz "A review of experimental results on intermittency", Preprint Max-Planck-Institut MPI-PhE/91-09, München, Germany, 1991.
181. R.Holynski et.al. "Evidence for intermittent patterns of fluctuations in nuclear emulsion", Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 733-736.
182. K.Fialkovski et.al. "Intermittency and QCD jets", Acta Phys. Pol. **B20** (1989) 639-645.
183. I.Avijenko et.al. "Intermittency effects in π^+p and K^+p collisions at 250 GeV/c", Phys. Lett. **B235** (1990) 373-378.
184. K.Sengupta et.al. "Intermittency in multiparticle production at ultra-relativistic heavy ion collisions", Phys. Lett. **B236** (1990) 219-233.
185. J.M.Alberty et.al. "Anomalous dimensions in multiparticle collisions and the empty bin effect", Preprint CERN TH 5977/91, Geneve, Switzerland 1991.
186. А.Абдужамилов, ..., В.Ш.Навотный, ... "Флуктуации плотности в быстрых распределениях релятивистских частиц в протон-ядерных взаимодействиях при 800 ГэВ", Препринт ФИАН 160, Москва, 1989.
187. C.Albajar et.al. "Intermittency studies in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 630$ GeV", Nucl. Phys. **B345** (1990) 1-36.
188. D.Seibert "Analysis of scaling factorial moment data", Phys. Rev. **D41** (1990) 3381-3387.
189. I.V.Ajinenko et.al "Intermittency patterns of π^+p and K^+p collisions at 250 GeV/c", Phys. Lett. **B222** (1989) 306-310.

190. I.Derado et.al "Investigation of intermittency in muon-proton scattering at 280 GeV", Z. Phys. **C47** (1990) 23-29
191. DELPHI collab. "A study for intermittency in hadronic Z^0 decays", Phys. Lett. **B247** (1990) 137-141.
192. A.Bialas, R.Hwa "Intermittency parameters as a possible signal for quark-gluon plasma formation", Preprint CERN-TH.5754/90, Geneve, Switzerland, 1990.
193. A.Bialas, M.Gazdzicki "A new variable to study intermittency", Phys. Lett. **B252** (1990) 483-486.
194. W.Ochs "The importance of phase space dimension in the intermittency analysis of multihadron production", Phys. Lett. **B247** (1990) 101-106.
195. P.Carruthers, H.Eggers, I.Sarcevic "Correlation and intermittency in high energy multihadron distributions", Int. J. Mod. Phys. **A6** 1991() 3031-3060.
196. D.Seibert "Quark-matter droplets in high energy nuclear collisions", Phys. Rev. Lett **63** (1989) 136-138.
197. D.Seibert "Moments of correlation functions in the small fluctuation limit", Phys. Lett. **B254** (1991) 253-257.
198. P.Lipa, H.C.Eggers "Intermittency, the empty bin effect and uncertainty in factorial moments", Preprint AZPH-TH/91-14, Tucson, USA, 1991.
199. W.Ochs "Multidimensional intermittency analysis", Z. Phys. **C50** (1991) 339-344.
200. R.Peschanski, J.Seixas "Scaling relations between fluctuations and correlations in multiparticle production", Preprint CERN-TH-5903/90, Geneve, Switzerland, 1990.
201. R.Holynski et.al "One- and two dimensional analysis of the factorial moments in 200 GeV/nucleon p , ^{16}O and ^{32}S interactions with Ag and Br nuclei", Phys. Rev. **C40** (1989) 2449-2453.
202. R.Hwa "Fractal measures in multiparticle production", Phys. Rev. **D41** (1990) 3395-3403.

203. G.Paladin and A.Vulpani "Anomalous scaling laws in multifractal objects", Phys. Rep. 156 (1987) 147-225.
204. B.Mandelbrot "The fractal geometry of nature", W.H.Freeman, New York, 1982.
205. B.Mandelbrot "Fractals and multifractals: noise, turbulence and galaxies", Springer, New York, 1988.
206. Е.Федер "Фракталы", 'Мир', Москва, 1991.
207. T.C.Halsey and M.H.Jensen "Fractal measures and their singularities. The characterization of strange sets", Phys. Rev. A33 (1986) 1141-1151.
208. R.Hwa "A overview on intermittency in high-energy collisions", Preprint OITS-440, Univ. of Oregon, USA, 1990.
209. W.Florkowski and R.Hwa "Universal multifractality in multiparticle production", Preprint OITS-447, Univ. of. Oregon, USA, 1990.
210. S.A.Azimov,...,V.S.Navotny "Characteristics of heavily ionizing particles and correlation effects in high-energy hadron-nucleus collisions in emulsion", Nuovo Cim. A84 (1984) 117-140.
211. Баюков Ю.Д. и др. "Угловые зависимости инклюзивного образования нуклонов в ядерных реакциях при высоких энергиях", Я.Ф. 42 (1985) 185-193.