

Объединенный институт ядерных исследований

Лаборатория высоких энергий

На правах рукописи

УДК 539.171.1; 539.172.17

В - 66

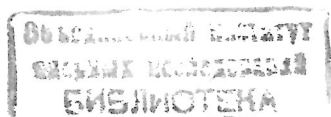
Вокал
Станислав

**КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ
В СОУДАРЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР
В ФОТОЭМУЛЬСИИ**

Специальность: 01.04.16 – физика ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна, 2001



Содержание

Введение	3
1 Эмиссия вторичных заряженных частиц	10
1.1 Эксперимент	10
1.2 Множественности заряженных частиц	14
1.3 Угловые характеристики	19
1.4 Основные результаты	29
2 Азимутальные корреляции	31
2.1 Методология	31
2.2 Фрагменты релятивистского ядра-снаряда	33
2.3 Фрагменты ядра-мишени и рожденные частицы	36
2.4 Непериферические взаимодействия ^{12}C и ^{24}Mg со свинцом	42
2.5 Парные азимутальные углы s -частиц	53
2.6 Основные результаты.	55
3 Коллективные эффекты	57
3.1 Поток частиц	57
3.1.1 Метод результирующих векторов	57
3.1.2 Экспериментальные результаты	60
3.1.3 Основные результаты	66
3.2 Плоскость реакции	67
3.2.1 Метод поперечных импульсов	67

3.2.2	Эксперимент $^{84}\text{Kr} + (\text{Ag}, \text{Br})$ при 1,55 А ГэВ/с . . .	72
3.2.3	Эксперимент $^{32}\text{S} + (\text{Ag}, \text{Br})$ при 4,5 А ГэВ/с	79
3.2.4	Эксперимент $^{197}\text{Au} + (\text{Ag}, \text{Br})$ при 11,6 А ГэВ/с . .	83
3.2.5	Основные результаты	91
3.3	Азимутальные корреляционные функции	93
3.3.1	Методология	93
3.3.2	^{84}Kr - эксперимент	94
3.3.3	^{32}S - эксперимент	97
3.3.4	^{197}Au - эксперимент	98
3.3.5	Основные результаты	99
4	Направленный и эллиптический потоки	101
4.1	Метод анализа	101
4.2	Направленный поток частиц - спектаторов	104
4.3	Эллиптический поток ливневых частиц - участников . .	106
4.4	Направленный поток ливневых частиц - участников . . .	111
4.5	Основные результаты	113
	Заключение	116
	Библиография	123

Введение

Релятивистская ядерная физика в настоящее время интенсивно развивается. С начала 1970-го года, когда на синхрофазотроне ЛВЭ ОИ-ЯИ впервые были получены пучки релятивистских ядер, исследование столкновений высокоэнергичных ядер с ядрами стало одной из наиболее актуальных задач современной физики [1]. Интерес к этой области связан прежде всего с тем, что такие столкновения представляют в настоящее время единственное средство создания в земных условиях сгустков ядерного вещества с высокой плотностью частиц и энергии. Следовательно, пучки быстрых атомных ядер предоставляют возможность изучать уравнение состояния ядерной материи в экстремальных условиях высоких температур и плотностей. Уравнение состояния ядерного вещества имеет фундаментальное значение, например, для понимания астрофизических явлений. Его необходимо учитывать при построении сценариев самых ранних этапов эволюции Вселенной, когда она быстро переходила из состояния кварк-глюонной плазмы в состояние плотного и горячего ядерного вещества.

Теоретическое рассмотрение процесса неупругого ядерного взаимодействия показывает, что в условиях сильного сжатия и высокой температуры ядерной материи, сопровождающих эти реакции, возможно существование новых форм ядерной материи, в частности, сверхплотной и кварковой [2].

Систематический поиск таких явлений производился на синхрофазотроне ЛВЭ и были получены первые результаты по ядерному кум-

мультипликативному эффекту [3]. Позже пучки ультра-релятивистских ядер были получены и в других ядерных центрах, в частности на ускорителях AGS в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL) в США (энергия ядер-снарядов $E = 11 \div 15$ А ГэВ) и SPS в CERN ($E = 160 \div 200$ А ГэВ).

В настоящее время для продолжения и расширения исследований в области физики релятивистских ядер в ЛВЭ введен в строй, созданный на основе сверхпроводящих магнитов, новый ускоритель Нуклотрон [4]. На нем в сочетании с синхрофазотроном ведутся в настоящее время исследования особенностей ядро-ядерных взаимодействий при более низких энергиях ($E \leq 6$ А ГэВ): кумулятивных процессов, спиновых эффектов, сверхвозбужденных мультибарионных кластеров, гиперядер и др. [5].

До начала работ над данной диссертацией, т.е. до середины 80-х годов, одним из самых интересных и необычных открытий в области энергий меньших 1 А ГэВ, было наблюдение существования т.н. коллективных эффектов, предсказанных гидродинамической теорией ядро-ядерных взаимодействий. В 1955 г. Беленький и Ландау [6] впервые применили гидродинамическую модель к описанию столкновений нуклонов и ядер. В 1959 г. Гласголд с сотрудниками [7] предсказал формирование ударных волн при прохождении высокоэнергичных протонов и пионов через атомное ядро со скоростями, превышающими скорость звука в ядерной материи. Коллективное гидродинамическое поведение ядерной материи в соударениях высокоэнергичных ядер было впервые предсказано Шеидом [8]. В своей работе авторы обратили внимание на поток ядерной материи в направлении перпендикулярном относительного движения сталкивающихся ядер. Они показали, что поперечная граница зоны перекрытия взаимодействующих ядер расширяется быстрее чем продольная.

Позже в теоретических расчетах Штоккера по гидродинамической модели [9] была предсказана для соударений ассиметричных атомных ядер со средними прицельными параметрами эмиссия фрагментов ядра-снаряда под определенным ненулевым углом, который зависит от параметра удара. Это т.н. эффект отскока фрагментов ядра-снаряда ("bounce-off effect"). Эмиссия фрагментов ядра-снаряда сопровождается при этом вылетом фрагментов ядра-мишени под углом около 90° в лабораторной системе.

Первые экспериментальные указания на возможные проявления таких эффектов были сообщены в 1980 г. в инклюзивных экспериментах Нагамия [10] при анализе данных по двухпротонным корреляциям в столкновениях ядер аргона с энергией 800 А МэВ с ядрами свинца. Убедительное доказательство существования боковых потоков частиц было получено несколько позже в экспериментах, проводимых на установках с 4π геометрией со стримерной камерой [11] и с т.н. "Plastic Ball/Plastic Wall" [12] на ускорителе Бевалак в Беркли. Их экспериментальные результаты были успешно интерпретированы на основе гидродинамической модели [13].

Использовался следующий метод анализа событий. Для каждого события вычисляется тензор потока кинетической энергии [14], затем он диагонализируется и определяется главная ось эллипсоида, которая представляет собой направление преимущественного испускания частиц. Угол между направлением первоначального пучка и этой осью получил название угла потока.

Позже был предложен [15] новый метод выявления коллективного движения фрагментов. Он состоит в том, что, во-первых, для каждого события определяется плоскость реакции и, во-вторых, для каждого из фрагментов определяется его поперечный импульс в новой системе координат. В результате можно найти его среднее значение в определен-

ном интервале квазибыстрот. Именно эта величина используется для выявления коллективного движения, а также для определения его количественных характеристик.

В последнее время выполнено много работ в этом направлении и при более высоких энергиях. Это связано в основном с тем, что азимутальная асимметрия в проекции частиц является важным и прямым сигналом фазового перехода [16]- [18].

При энергиях AGS и SPS, направленный и эллиптический потоки ядерного вещества в поперечной плоскости были недавно измерены в рамках больших международных коллабораций, см. напр. [19]- [23].

Исследования продолжаются и при более низких энергиях ядер-снарядов. Так, например, совсем недавно было измерено энергетическое поведение коллективных потоков ядерной материи в соударениях ядер Ni с Au и Cu при 400 – 1970 А МэВ [24].

Наблюдение коллективного потока свидетельствует о том, что, по-видимому, в ядерном веществе во время столкновения возникает давление. Обнаружение систематических зависимостей количественной характеристики коллективного движения от условий столкновения позволяет надеяться, что при сравнении их с теоретическими расчетами могут быть получены сведения об уравнении состояния ядерного вещества.

Коллективные эффекты зависят от параметра удара. Для их экспериментального наблюдения важно уметь отделить центральные взаимодействия от более вероятных периферических взаимодействий или от столкновений со средними параметрами удара. Используемый нами фотоэмульсионный метод позволяет косвенно производить такое разделение несколькими способами, например, измерением суммарного заряда спектаторных фрагментов ядра-снаряда или полного числа фрагментов ядра-мишени.

В предлагаемой диссертационной работе представлены результаты

систематического исследования эмиссии фрагментов сталкивающихся ядер и рожденных частиц в неупругих взаимодействиях высокоэнергичных атомных ядер с ядрами (Ag, Br) фотоэмульсионного детектора в области импульсов ядер-снарядов от 1 до 200 А ГэВ/с.

Цель исследований - поиск эффектов в ядро-ядерных столкновениях, которые не описываются простой суперпозицией нуклон-нуклонных соударений. Другими словами: "Существуют ли коллективные эффекты, предсказанные ранее гидродинамической теорией для ядро-ядерных взаимодействий при энергиях до 1 А ГэВ, и при более высоких энергиях - при энергиях ускорителей ЛВЭ ОИЯИ, AGS BNL и SPS в ЦЕРН'е?". Так стоял вопрос в период начала работ, результаты которых представлены в данной диссертации.

Исследования, описанные в диссертации, начаты с анализа множественностей и угловых характеристик вторичных заряженных частиц, которые дают уникальную возможность для формулировки критериев выделения реакций со средними параметрами удара с целью изучения свойств коллективного поведения ядерного вещества в ядро-ядерных взаимодействиях при импульсах ядер-снарядов от 1 до 160 А ГэВ/с.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

Первая глава посвящена вопросам методики эксперимента и представлению новых данных по общим характеристикам (множественности, угловые спектры и их корреляции) вторичных заряженных частиц из ядерных столкновений в фотоэмульсии при P_0 от 1 А ГэВ/с до 200 А ГэВ/с.

Во второй главе приведены результаты комплексного анализа корреляционных явлений в поперечной плоскости ядро-ядерных взаимодействий в фотоэмульсии. Для этой цели в работе использовались парные азимутальные углы ϵ между векторами поперечных импульсов частиц из одного акта соударения, средние значения коэффициентов азиму-

тальной асимметрии $\langle \beta_1 \rangle$ и коллинеарности $\langle \beta_2 \rangle$ в индивидуальных актах соударения, распределения и среднее значение угла Φ между направлениями преимущественного испускания двух групп частиц из одного события.

Изучались внутри- и междугрупповые корреляции, т.е. между частицами одного типа или разных типов, но из разных кинематических областей соударения.

Впервые были измерены азимутальные корреляции между разными вторичными заряженными частицами в непериферических взаимодействиях ^{12}C и ^{24}Mg с ядрами свинца при 4,5 А ГэВ/с.

В третьей главе приведены результаты исследования боковых потоков ядерного вещества в столкновениях ^{12}C , ^{16}O , ^{22}Ne , ^{28}Si , ^{32}S , ^{84}Kr и ^{197}Au с тяжелыми ядрами фотоэмульсии (Ag, Br) при $P_0 = 1 - 15$ А ГэВ/с тремя разными методами: результирующих векторов [25], поперечных импульсов в плоскости реакции [15] и азимутальных корреляционных функций [26].

Зарегистрирован сигнал эффекта отскока фрагментов ядра-снаряда в проекции на плоскость реакции, который практически не зависит от массы налетающего ядра в области первичных $P_0 \approx 1 - 15$ А ГэВ/с. Более сильное проявление эффекта видно в событиях с меньшим параметром удара.

В четвертой главе описаны экспериментальные результаты изучения коллективных эффектов методом Фурье разложения азимутальных угловых спектров относительно плоскости реакции. Измерены проявления коллективного эффекта направленного потока спектаторного ядерного вещества в плоскости реакции и эллиптического потока частиц-участников соударения с квазибыстроходами около центральной η_{CM} .

Впервые измерена энергетическая зависимость параметра V_2 эллиптического потока частиц-участников взаимодействия единым эмульсионным методом.

онным методом для P_0 от 1 А ГэВ/с до 160 А ГэВ/с.

В заключении дается краткая формулировка основных результатов исследований, описанных в диссертации.

По материалам диссертации опубликованы 37 работ ([27] - [63]).

Глава 1

Эмиссия вторичных заряженных частиц

1.1 Эксперимент

Исходный экспериментальный материал, использованный в настоящей диссертации, представляет набор ансамблей событий неупругих взаимодействий релятивистских ядер с ядрами фотоэмульсионного детектора в широком диапазоне первичных энергий ([64] - [74]).

Сводка по основным используемым в данной работе экспериментальным данным приведена в табл. 1.1.

Кроме этого, в данной работе для анализа были использованы экспериментальные данные по ^{12}C и ^{24}Mg - взаимодействиям с ядрами Pb при 4,5 А ГэВ/с ([29], [38]). В этих опытах использовались фотоэмульсионные камеры с толщиной 500 μ изготовленные в ЛВЭ ОИЯИ из жидкой фотоэмульсии ГОСНИИХИМФОТОПРОЕКТА БР-2 в которые дополнительно вводились соли свинца. Используя известные данные о ядерном составе этих фотоэмульсий и сечениях неупругих взаимодействий ядер углерода и магния с ядрами, можно оценить долю взаимодействий с ядрами свинца от полного числа взаимодействий со всеми ядрами фотоэмульсии. Она составила $\sim 10\%$. Более детально это описано в главе 2.

Стопки слоев ядерных эмульсий ГОСНИИХИМФОТОПРОЕКТА ти-

Табл. 1.1: Описание экспериментального материала.

Импульс пучка в А ГэВ/с	Ядро- снаряд	Источник пучка	Число событий
1,55	^{84}Kr	SIS Дармштадт	877
4,1	^{22}Ne	Синхрофазотрон ЛВЭ ОИЯИ Дубна	4308
4,5	^{12}C	- " -	1001
4,5	^{16}O	- " -	2823
4,5	^{28}Si	- " -	1322
4,5	^{32}S	- " -	1318
11,6	^{197}Au	AGS BNL	1185
14,6	^{28}Si	AGS BNL	1093
158	^{208}Pb	SPS CERN	602

па БР-2 размером $10 \times 20 \times 0,06 \text{ см}^3$ облучались в пучках ядер ускоренных в Брукхейвене, Дармштадте, Дубне и ЦЕРНе (см. табл. 1.1). Плотность облучения составляла порядка $\approx 10^4$ ядер / см^3 .

Поиск неупругих взаимодействий осуществлялся во всех случаях путем двойного (быстрого вперед и медленного в обратном направлении) просмотра вдоль следа пучковой частицы. Для дальнейшего анализа были отобраны только неупругие ядро-ядерные взаимодействия (см. табл. 1.1). В этих событиях измерялись полярные (θ) и азимутальные (ϕ) углы вылета всех заряженных вторичных частиц и их ионизационные характеристики. Вторичные частицы, в соответствии с принятыми в фотоэмульсионных экспериментах критериями, были разбиты на следующие типы:

1. Фрагменты ядра-мишени (TF):

- "Черные" или ν -частицы, медленные фрагменты ядра-мишени с кинетической энергией для протона $T_p \leq 26$ МэВ, которые оставляют в фотоэмульсии треки с пробегом $R \leq 3$ мм, $\beta \leq 0,23$;

- "Серые" или g-частицы, в основном это быстрые частицы отдачи из мишени с кинетической энергией для протонов $26 < T_p \leq 400$ МэВ, оставляют треки с относительной ионизацией $I/I_0 > 1,4$ и пробегом $R > 3$ мм (I_0 - плотность ионизации релятивистских однозарядных частиц с $p\beta \approx 4$ ГэВ/с), $0,23 < \beta \leq 0,7$.

"Черные" и "серые" частицы вместе составляют сильноионизирующие или h-частицы и их множественность равна $N_h = N_b + N_g$.

2. Фрагменты ядра-снаряда с $\beta \sim 0,98$:

- Многозарядные фрагменты с зарядом $Z \geq 3$ (f-частицы), их заряды определялись методом измерения плотности разрывов или плотности δ - электронов на следе;
- Двухзарядные фрагменты (α - частицы), частицы с ионизацией $I/I_0 \sim 4$, не изменяющейся на длине ≥ 2 см;
- Однозарядные фрагменты (s' -частицы), не взаимодействовавшие релятивистские однозарядные фрагменты ядра-снаряда с $\theta < \theta_{fr}$, где θ_{fr} - угол фрагментационного конуса, определенный из соотношения $\sin \theta_{fr} = 0,2/P_0$.

3. Релятивистские однозарядные частицы или s-частицы с $I/I_0 \leq 1,4$ и с $\theta \geq \theta_{fr}$ ($\beta > 0,7$), среди которых имеются рожденные частицы (в основном пионы), взаимодействовавшие протоны ядра-снаряда и часть релятивистских однозарядных частиц отдачи из мишени.

В каждом событии был вычислен суммарный заряд Q, уносимый спектаторными фрагментами ядра-снаряда $Q = \sum Z_{fr}$. По величине Q оценивалось число взаимодействовавших нуклонов налетающего

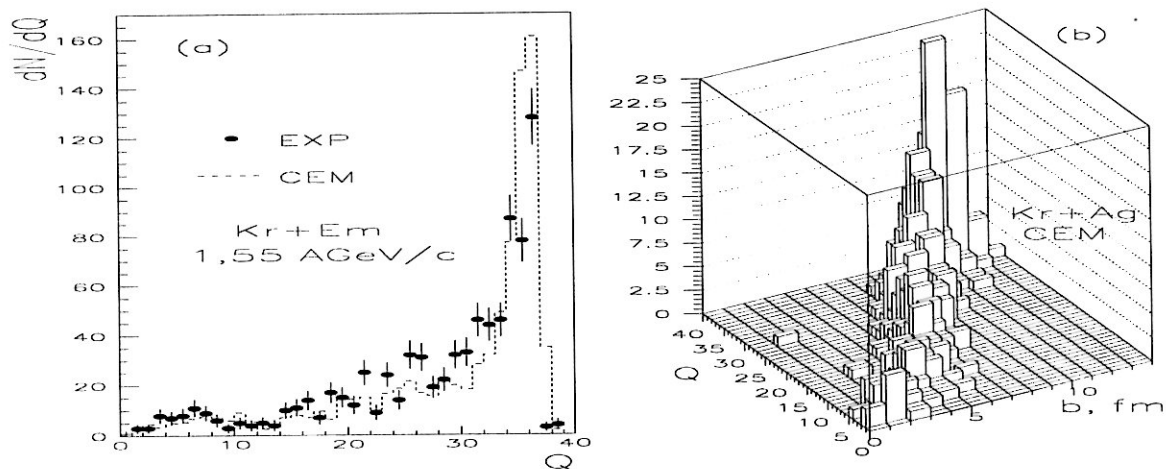


Рис. 1.1: Распределение суммарного заряда Q спектаторных фрагментов ядра ^{84}Kr (а). Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по КИМ. Зависимость Q от параметра удара b , вычисленная по КИМ (CEM) для $^{84}\text{Kr} + ^{108}\text{Ag}$ -столкновений при энергии 880 А МэВ (b).

ядра, $\langle N_{int} \rangle = A_P - Q \cdot A_P / Z_P$, где A_P - массовое число ядра-снаряда, Z_P - число протонов этого ядра.

На рис. 1.1a представлено распределение по величине Q для $^{84}\text{Kr} + \text{Em}$ -взаимодействий при 1,55 А ГэВ/с. Поскольку $\langle Q \rangle = 27,7 \pm 0,4$ (ошибки здесь и далее только статистические), то среднее число провзаимодействовавших нуклонов снаряда для всего ансамбля неупругих взаимодействий $\langle N_{int} \rangle = 19,4 \pm 0,9$.

Модельный расчет по каскадно - испарительной модели - КИМ [75] (гистограмма на рис. 1.1a) удовлетворительно воспроизводит экспериментальные данные.

Зависимость Q от параметра удара b проиллюстрирована на рис. 1.1b для $^{84}\text{Kr} + ^{108}\text{Ag}$ -взаимодействий. Видно, что корреляция между ними значительна. Таким образом, величина Q (или N_{int}) может служить удобной экспериментальной мерой прицельного параметра взаимодействия. Малые Q (большие N_{int}) соответствуют центральным соударе-

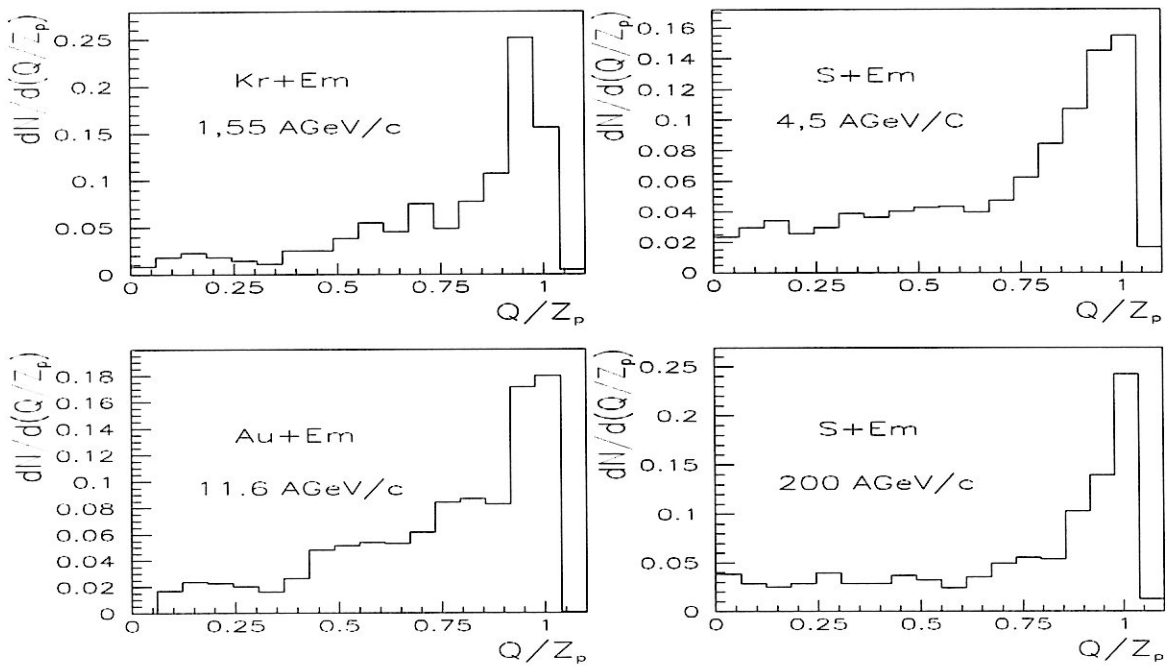


Рис. 1.2: Распределение нормированного суммарного заряда Q/Z_P спектаторных фрагментов ядер ^{84}Kr , ^{32}S , ^{197}Au и ^{32}S при $P_0 = 1,55, 4,5, 11,6$ и 200 А ГэВ/с, соответственно.

ниям и большие Q (малые N_{int}) - периферическим.

Распределения по Q для других имеющихся экспериментальных данных ведут себя аналогичным образом. Такое сравнение представлено на рис. 1.2, где показаны (Q/Z_P) - распределения (Z_P - заряд ядра-снаряда) для столкновений ядер ^{84}Kr , ^{32}S и ^{197}Au при P_0 от 1,55 до 200 А ГэВ/с. Переменная Q/Z_P является долей непроизводивших протонов первичного ядра. Значения Q/Z_P в районе нуля соответствуют центральным взаимодействиям, а Q/Z_P близкие к единице - периферическим.

1.2 Множественности заряженных частиц

Рассмотрим данные о средних множественностях релятивистских s-

Табл. 1.2: Средние множественности s-, g- и b-частиц для ядерных взаимодействий в эмульсии при энергиях дубненского синхрофазотрона.

	$\langle N_s \rangle$	$\langle N_g \rangle$	$\langle N_b \rangle$
^{32}S	$13,0 \pm 0,4$	$6,2 \pm 0,2$	$3,7 \pm 0,1$
^{28}Si	$12,9 \pm 0,4$	$6,9 \pm 0,2$	$4,8 \pm 0,1$
^{22}Ne	$11,6 \pm 0,2$	$7,0 \pm 0,1$	$4,6 \pm 0,1$
^{16}O	$10,6 \pm 0,2$	$6,5 \pm 0,2$	$4,7 \pm 0,1$
^{12}C	$7,6 \pm 0,2$	$5,9 \pm 0,3$	$4,3 \pm 0,2$
4He	$3,4 \pm 0,1$	$4,6 \pm 0,2$	$4,7 \pm 0,2$
1H	$1,6 \pm 0,1$	$2,8 \pm 0,1$	$3,8 \pm 0,1$

частиц и сильноионизирующих частиц - продуктов расщепления ядра-мишени, которые представлены в таблице 1.2 для энергий синхрофазотрона ЛВЭ.

В табл. 1.2 представлены эти данные для разных типов частиц из ядро-ядерных взаимодействий в эмульсии при энергии синхрофазотрона ЛВЭ ([27], [44], [57] - [58], [65], [69], [76] - [78].

С увеличением массового числа ядра-снаряда A_P средняя множественность релятивистских частиц сильно возрастает, при этом возрастает и число g-частиц (особенно в области малых значений A_P), в то время как множественность b-частиц практически не изменяется.

Если использовать степенную параметризацию $\langle N_i \rangle \sim A_P^{\alpha_i}$, то, используя данные табл. 1.2, можно получить $\alpha_s = 0,66 \pm 0,02$, $\alpha_g = 0,26 \pm 0,01$ и $\alpha_b = 0,03 \pm 0,01$.

Таким образом, при фиксированном массовом числе ядра-мишени A_T множественности заряженных частиц возрастают с A_P тем сильнее, чем больше их средние импульсы в лабораторной системе координат.

При фиксированной массе ядра-снаряда A_P среднее число ливневых частиц $\langle N_s \rangle$ быстро увеличивается с ростом P_0 (табл. 1.3), а число фрагментов ядра-мишени (g- и b-частиц) очень слабо падает ([44] -

Табл. 1.3: Средние множественности s-, g- и b-частиц во взаимодействиях ядер ^{16}O , ^{28}Si и ^{32}S в эмульсии при P_0 от 4,5 до 200 А ГэВ/с.

Ядро-снаряд	P_0 А ГэВ/с	$\langle N_s \rangle$	$\langle N_g \rangle$	$\langle N_b \rangle$
^{16}O	4,5	$10,6 \pm 0,2$	$6,5 \pm 0,2$	$4,7 \pm 0,1$
	14,6	$20,3 \pm 0,8$	$5,2 \pm 0,2$	$4,8 \pm 0,2$
	60	$39,0 \pm 2,1$	$5,7 \pm 0,4$	$4,5 \pm 0,2$
	200	$56,5 \pm 2,7$	$4,3 \pm 0,3$	$4,1 \pm 0,2$
^{28}Si	4,5	$12,9 \pm 0,4$	$6,9 \pm 0,2$	$4,7 \pm 0,1$
	14,6	$28,8 \pm 1,0$	$5,4 \pm 0,2$	$4,3 \pm 0,1$
^{32}S	4,5	$16,6 \pm 0,4$	$6,7 \pm 0,2$	$4,0 \pm 0,1$
	200	$82,4 \pm 3,2$	$4,8 \pm 0,2$	$3,7 \pm 0,1$

Табл. 1.4: Средние множественности разных типов вторичных заряженных частиц во взаимодействиях ядер ^{84}Kr в эмульсии при $P_0 = 1,55$ А ГэВ/с в зависимости от степени центральности столкновения (N_h).

	$N_h < 7$	$7 \leq N_h < 28$	$N_h \geq 28$
$\langle N_b \rangle$	$1,3 \pm 0,1$ (1,0)	$6,7 \pm 0,2$ (5,7)	$8,4 \pm 0,4$ (11,0)
$\langle N_g \rangle$	$1,7 \pm 0,1$ (1,1)	$8,3 \pm 0,3$ (7,0)	$27,9 \pm 0,8$ (34,7)
$\langle N_s \rangle$	$5,1 \pm 0,3$ (2,3)	$11,7 \pm 0,7$ (8,3)	$27,8 \pm 1,0$ (25,7)
$\langle N_{PF}^{Z \geq 3} \rangle$	$1,20 \pm 0,03$ (0,99)	$1,31 \pm 0,06$ (0,95)	$0,71 \pm 0,08$ (0,73)
$\langle N_{PF}^{Z=2} \rangle$	$1,86 \pm 0,10$ (0,46)	$2,58 \pm 0,13$ (1,02)	$2,18 \pm 0,16$ (0,44)
$\langle N_{PF}^{Z=1} \rangle$	$3,16 \pm 0,15$ (2,40)	$4,67 \pm 0,17$ (7,00)	$5,16 \pm 0,25$ (6,90)

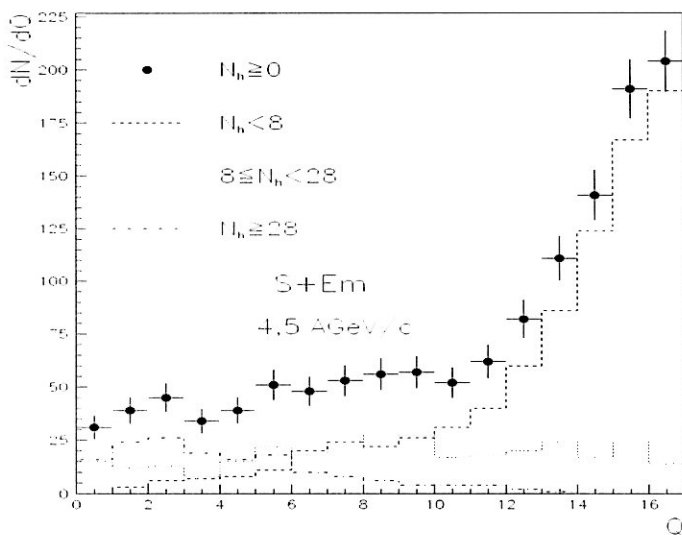


Рис. 1.3: Распределение суммарного заряда Q спектаторных фрагментов в $^{32}\text{S} + \text{Em}$ -взаимодействиях при 4,5 А ГэВ/с для разных N_h .

[45], [69], [79]). Такая консервативность в числе спектаторных фрагментов ядра-мишени может означать, что остаточное ядро получает ту же самую энергию возбуждения.

Очевидна связь между степенью разрушения обоих сталкивающихся ядер, например, между N_h и Q . Так на рис. 1.3. показано распределение по Q фрагментов налетающего ядра серы при дубненской энергии для разных групп по N_h [57]. Так, в группе столкновений ядер ^{32}S с ядрами (H, C, N, O) и периферических столкновений с ядрами (Ag, Br) ($N_h < 8$), отмечается избыток событий с большими Q по сравнению с группой событий с полным разрушением ядра-мишени с $N_h \geq 28$, где выход фрагментов с большими Z сильно подавлен.

Множественности всех типов заряженных частиц существенно зависят от прицельного параметра ядро-ядерного соударения, мерой которого является Q или N_h . Соответствующие данные для $^{84}\text{Kr} + \text{Em}$ -столкновений при $P_0 = 1,55$ А ГэВ/с приведены в табл. 1.4 [48]. В

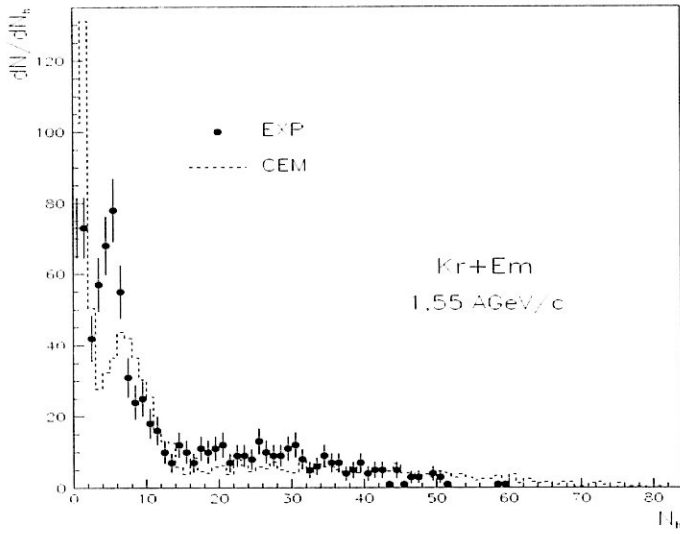


Рис. 1.4: Распределение множественности фрагментов ядра-мишени в $^{84}\text{Kr} + \text{Em}$ - взаимодействиях при 1,55 А ГэВ/с. Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по КИМ.

скобках показаны средние множественности вторичных частиц, рассчитанные по КИМ. Модельный расчет не воспроизводит средние множественности фрагментов ядра-снаряда.

Распределения множественностей других вторичных частиц удовлетворительно описываются расчетами по КИМ. В качестве иллюстрации на рис. 1.4 представлено N_h - распределение для случая $^{84}\text{Kr} + \text{Em}$ - взаимодействий при $P_0 = 1,55 \text{ А ГэВ/с}$. Интересно отметить, что N_h - распределение приобретает весьма характерный вид с двумя хорошо выделенными максимумами при $N_h = 0 - 1$ и $N_h \approx 5$ и одним широким с центром при $N_h \approx 20 - 25$, обусловленными вкладами в суммарное распределение взаимодействий на свободном и квазисвободном водороде, легких (С, N, O) и тяжелых (Ag, Br) ядрах эмульсии.

Кроме этого, в работе [41] было показано, что распределения множественностей быстрых фрагментов ядра-мишени (g-частиц) в ядроядерных столкновениях при $P_0 \approx 4,1 - 4,5 \text{ А ГэВ/с}$ хорошо описыва-

ются простой аналитической моделью, где в качестве исходной информации используется распределение g -частиц, возникающих в реакциях, вызванных протонами.

1.3 Угловые характеристики

Рассмотрим угловые спектры однозарядных релятивистских частиц. В данном случае, в эту группу входят кроме s -частиц и однозарядные фрагменты ядра-снаряда (s' -частицы).

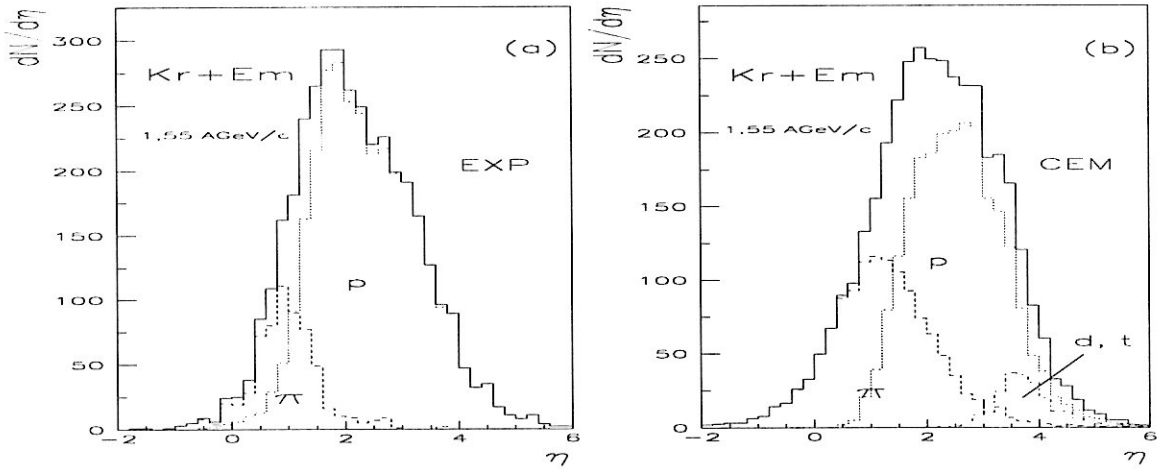


Рис. 1.5: Распределение по псевдобыстроте $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ однозарядных релятивистских частиц, образованных в $^{84}\text{Kr} + \text{Em}$ -взаимодействиях при $P_0 = 1,55 \text{ A ГэВ/с}$, с вкладами пионов и протонов. Эксперимент (а) и КИМ (б).

Распределение по псевдобыстроте $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ частиц, образованных в $^{84}\text{Kr} + \text{Em}$ -взаимодействиях при $P_0 = 1,55 \text{ A ГэВ/с}$ представлены на рис. 1.5а. Там же показаны вклады рожденных пионов и протонов-участников, которые были оценены по "рецепту" предложенному в работе [80], где число пионов определялось как $N_\pi = N_s - N_p$ а число протонов-участников налетающего ядра в данном событии определялось как $N_p = (Z_P - Q)$. Исходя из этого можно N_p релятивистских

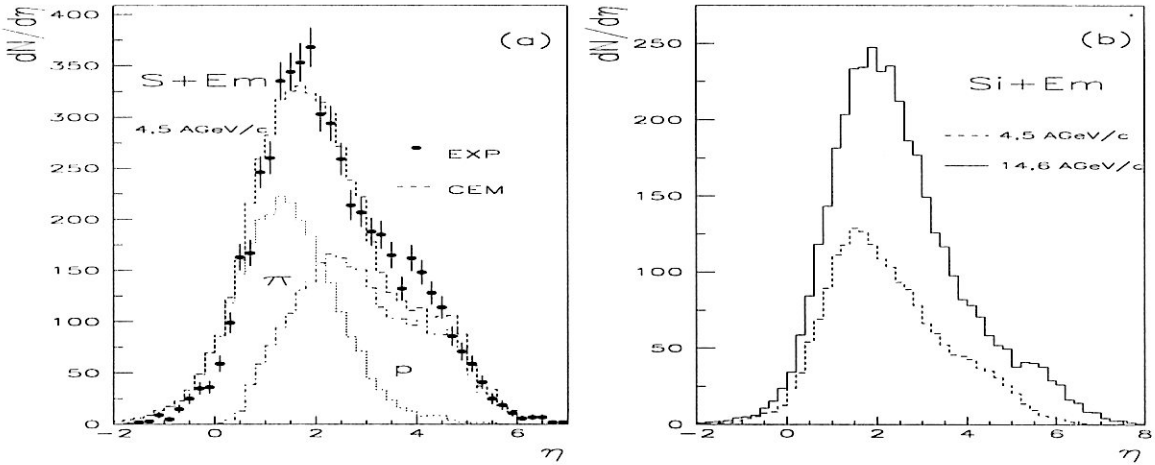


Рис. 1.6: Распределение по псевдобыстроте $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ однозарядных релятивистских частиц образованных в $^{32}S + Em$ - взаимодействиях при $P_0 = 4,5$ А ГэВ/с (а) и сравнение η -спектров для $^{28}Si + Em$ - взаимодействий при $P_0 = 4,5$ и $14,6$ А ГэВ/с (b).

s-частиц с самыми маленькими полярными углами считать протонами-участниками, а остальные s-частицы с большими θ - рожденными пионами.

Модельные расчеты угловых спектров s-частиц, проведенные по КИМ и позволяющие провести точную идентификацию пионов, протонов, дейтронов и трития, проиллюстрированы на рис. 1.5b. Видно, что доля пионов, предсказанная КИМ больше оцененной нами. Средние экспериментальные и модельные значения псевдобыстрот при этом близки:

$$\langle \eta_s \rangle_{EXP} = 2,16 \pm 0,01 \text{ и } \langle \eta_s \rangle_{CEM} = 2,18 \pm 0,01.$$

С ростом первичной энергии увеличивается вклад π^\pm в число s-частиц. Так, например, при дубненской энергии числа пионов и протонов-участников среди s-частиц примерно одинаковы (рис. 1.6а, для $^{32}S + Em$ столкновений при $4,5$ А ГэВ/с), при энергии BNL отношение числа пионов и протонов равно 3:1 а при 158 А ГэВ/с практически все s-частицы это пионы.

Табл. 1.5: Зависимость средних значений псевдобыстроты $\langle \eta_s \rangle$ и дисперсии $D(\eta_s)$ распределения по η_s для s -частиц и средних значений $\langle \cos \vartheta \rangle$ для g - и b -частиц в $^{84}Kr + Em$ - взаимодействиях при $P_0 = 1,55$ А ГэВ/с от суммарного заряда спектаторных фрагментов ядра-снаряда.

Q	$\langle \eta_s \rangle$	$D(\eta_s)$	$\langle \cos \vartheta_g \rangle$	$\langle \cos \vartheta_b \rangle$
0 - 9	$1,63 \pm 0,02$ (1,86)	$0,83 \pm 0,03$ (1,08)	$0,59 \pm 0,01$ (0,61)	$0,18 \pm 0,03$ (0,17)
10 - 19	$2,03 \pm 0,02$ (2,24)	$0,98 \pm 0,04$ (1,14)	$0,55 \pm 0,01$ (0,58)	$0,14 \pm 0,02$ (0,18)
20 - 29	$2,29 \pm 0,02$ (2,42)	$1,03 \pm 0,02$ (1,18)	$0,54 \pm 0,01$ (0,57)	$0,10 \pm 0,02$ (0,11)
30 - 36	$2,64 \pm 0,02$ (2,36)	$1,05 \pm 0,02$ (1,17)	$0,52 \pm 0,01$ (0,56)	$0,10 \pm 0,02$ (0,08)

При увеличении энергии ядра-снаряда η_s - спектр становится шире. На рис. 1.6.b это проиллюстрировано на примере $^{28}Si + Em$ - взаимодействий при 4,5 и 14,6 А ГэВ/с [45].

В работе [40] были измерены выходы релятивистских заряженных пионов, приходящиеся на один протон-участник соударения в $^{22}Ne + (Ag, Br)$ - взаимодействиях при 4,1 А ГэВ/с. Показано, что в центральных соударениях наблюдается превышение на 45 – 50% выхода π^\pm - мезонов на один протон-участник над этой величиной в периферических столкновениях.

Этот факт указывает на то, что множественность рожденных частиц зависит от толщины ядра-мишени на пути протона-участника соударения.

Была рассмотрена зависимость угловых характеристик релятивистских частиц (включая s' - частицы, т.е. однозарядные релятивистские фрагменты ядра-снаряда), измеренных в $^{84}Kr + Em$ - столкновениях от степени центральности [59].

В табл. 1.5 представлены данные для $\langle \eta_s \rangle$ и дисперсии $D(\eta_s)$

распределений по псевдобыстроте для разных групп по Q . В скобках приведены расчеты по КИМ. Видно значительное увеличение $\langle \eta_s \rangle$ с ростом Q , при одновременном увеличении дисперсии $D(\eta_s)$. Такое поведение можно объяснить тем, что в η_s - распределение релятивистских частиц в периферических соударениях дают большой вклад непрореагировавшие протоны ядра-снаряда, которые смещают распределение к большим величинам η_s . Наоборот, в центральных столкновениях доля этих протонов ничтожна.

КИМ, хотя качественно и не противоречит данным по η_s - распределениям для всех $^{84}Kr + Em$ - соударений количественно не согласуется с экспериментальными данными для разных Q - групп взаимодействий. Особенно большую разницу видно для периферических взаимодействий ($Q \geq 30$), где расчетные η_s смещены в сторону меньших значений по сравнению с экспериментальными.

На рис. 1.7а подведены итоги нашего анализа зависимости средних значений квазибыстроты релятивистских s-частиц от степени центральности соударения, оцененного по величине параметра Q/Z_P в ядро-ядерных взаимодействиях для разных ядер-снарядов при $P_0 \approx 1 - 200$ А ГэВ/с. Спектаторные протоны первичного релятивистского ядра здесь и в следующих рассуждениях исключены из рассмотрения.

При переходе от центральных к периферическим взаимодействиям уменьшается доля рожденных частиц в ядро-ядерных столкновениях. Поэтому можно ожидать рост $\langle \eta_s \rangle$ в периферических соударениях. Этот эффект хорошо виден в $^{84}Kr + Em$ - взаимодействиях при 1,55 А ГэВ/с. В ядерных столкновениях, вызванных ^{197}Au в эмульсии при 11,6 А ГэВ/с эта зависимость $\langle \eta_s \rangle$ от Q/Z_P выражена слабее. Кроме этого, средние значения $\langle \eta_s \rangle$ больше чем $\langle \eta_s \rangle$, измеренные в $^{28}Si + Em$ - столкновениях при $P_0 = 14,6$ А ГэВ/с. Это, по видимому, обусловлено большей массой ^{197}Au . Подобный анализ проведен и для дисперсий

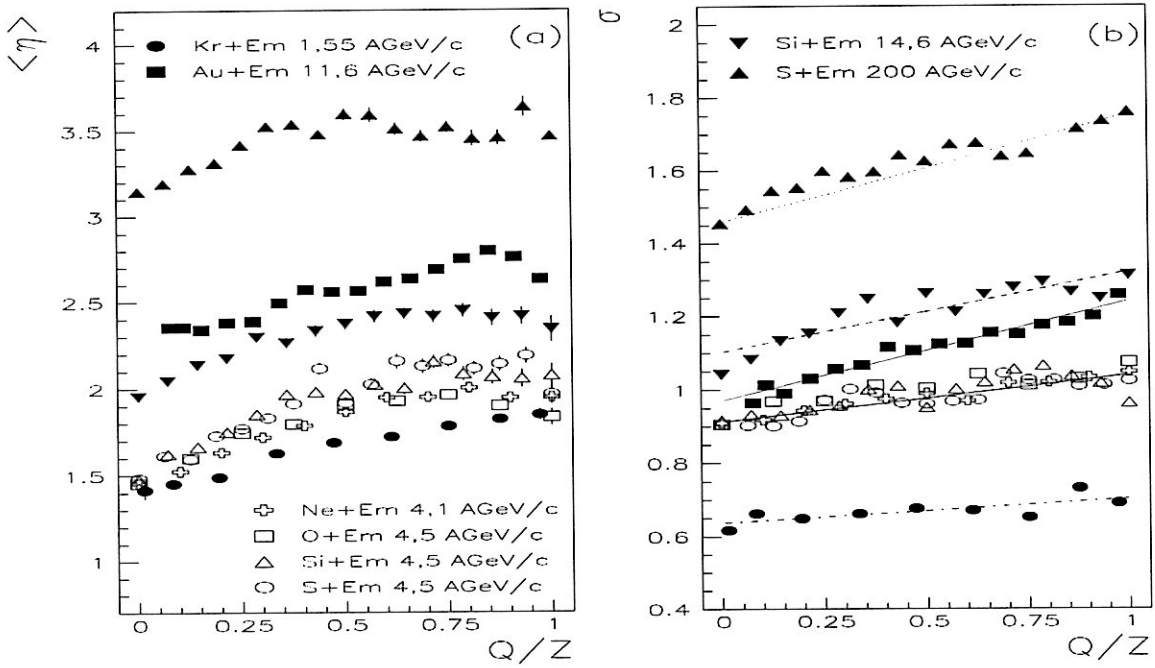


Рис. 1.7: Зависимость $\langle \eta \rangle$ (а) и σ (b) угловых спектров однозарядных релятивистских частиц от Q/Z_P .

η_s -распределений (рис. 1.7b). Видно, что ширина σ распределений по псевдобыстроте s -частиц слабо зависит от степени центральности взаимодействия и меняется в среднем только на 10 – 20% при переходе от центральных к периферическим взаимодействиям.

Кроме этого, при данной энергии ядра-снаряда ширина σ распределения по псевдобыстроте s -частиц практически не зависит от масс сталкивающихся ядер, что можно видеть на примере ядро-ядерных взаимодействий в эмульсии при $P_0 = 4,1 - 4,5$ А ГэВ/с.

Зависимость средней псевдобыстроты $\langle \eta_s \rangle$ от числа быстрых фрагментов ядра-мишени N_g представлена на рис. 1.8 для $^{84}\text{Kr} + \text{Em}$ -взаимодействий при 1,55 А ГэВ/с. Множественность N_g характеризует число адрон-ядерных столкновений. Одновременно, как было показано в модельных расчетах по КИМ (СЕМ) (рис. 1.8.b), число g -частиц явля-

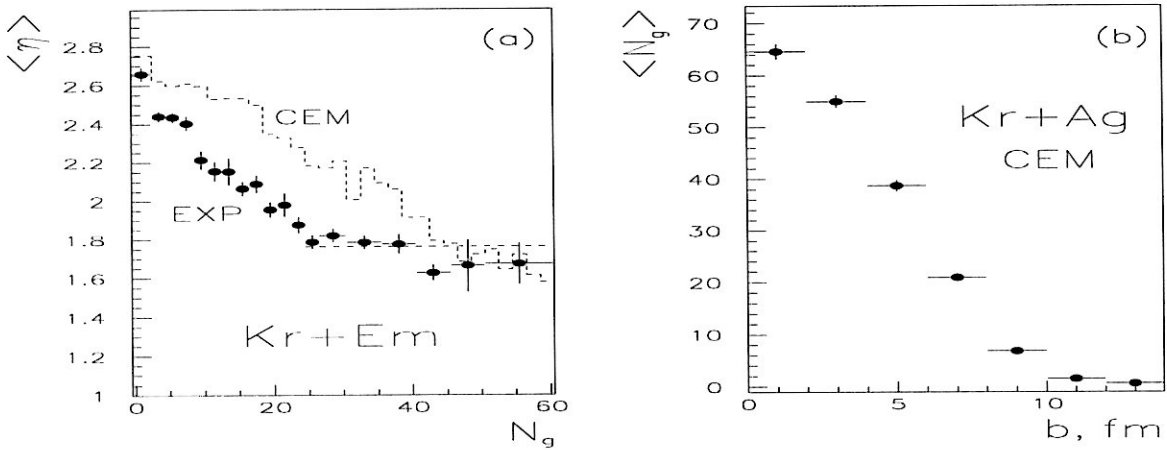


Рис. 1.8: Зависимость $\langle \eta_s \rangle$ от числа N_g в $^{84}\text{Kr} + \text{Em}$ - столкновениях при 1,55 А ГэВ/с (а). Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по КИМ. Зависимость $\langle N_g \rangle$ от прицельного параметра соударения b в $^{84}\text{Kr} + ^{108}\text{Ag}$ - соударениях рассчитанная по КИМ (б).

ется при данной первичной энергии удобной экспериментальной мерой параметра удара. Изменение $\langle \eta_s \rangle$ как функция N_g описывает, таким образом, потерю энергии ядра-снаряда при увеличении числа внутриядерных соударений. Видно падение $\langle \eta_s \rangle$ с ростом N_g до значения $N_g \approx 24$, после которого эта зависимость постепенно выходит на константу. Взаимодействия с $N_g \geq 24$ - это центральные столкновения с (Ag, Br) ($\sim 10\%$ по КИМ). Величина $\langle \eta_s \rangle$ в этой области постоянна и принимает значения близкие 1,76 (прерывистая линия на рис. 1.8а), что указывает на равномерное распределение энергии в событиях с N_g от 24 до 60.

Рассмотрим угловые характеристики сильноионизирующих частиц. На рис. 1.9а и 1.9б представлены распределения по $\cos \vartheta$ - для g- и b-частиц из $^{84}\text{Kr} + \text{Em}$ - взаимодействий при 1,55 А ГэВ/с. Там же приведено сравнение с КИМ (CEM).

Угловое распределение g-частиц фитировалось экспоненциальной функ-

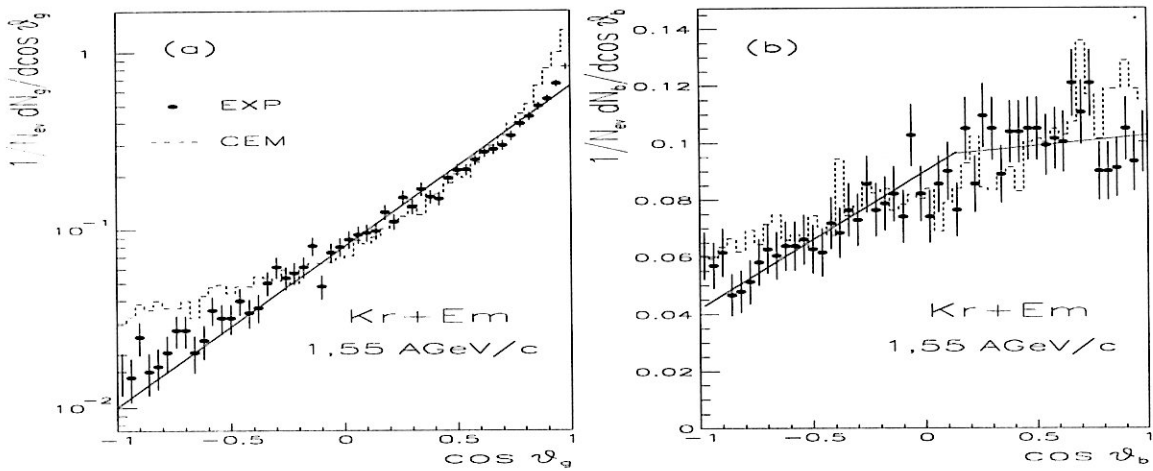


Рис. 1.9: Угловые спектры g- (а) и b-частиц (b) образованных в $^{84}\text{Kr} + E_m$ - взаимодействиях при $P_0 = 1,55 \text{ AGeV}/c$. Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по КИМ, кривые - фитирование экспериментальных данных (см. текст).

цией типа $e^{b \cdot \cos \vartheta}$. Значения параметера b приведены в табл. 1.6 вместе с данными, полученными для других ядер-снарядов при разных первичных энергиях единым фотоэмульсионным методом ([44] - [45], [82]).

При данной массе ядра-снаряда число g-частиц, вылетающих вперед, уменьшается с ростом энергии. При данной энергии коллимация g-частиц вперед увеличивается с ростом массы налетающего ядра. Если сравнить угловые спектры g-частиц в ядро-ядерных взаимодействиях в эмульсии с аналогичными спектрами для $p + E_m$ - взаимодействий при той же энергии на нуклон, то видно существенное возрастание коллимации g-частиц вперед.

Такое сравнение приведено на рис. 1.10 для быстрых фрагментов ядра-мишени, выбитых в ядерных столкновениях ^{22}Ne с ядрами эмульсии при $4,1 \text{ A GeV}/c$ ([68], [76]- [78]).

Одной из возможных причин этого эффекта может быть вклад рожденных частиц (пионов) в g-частицы. Кроме того, можно ожидать, что с увеличением массы ядра-снаряда среди g-частиц возрастает вклад пря-

Табл. 1.6: Параметер b полученный при фитировании угловых спектров g -частиц в ядерных взаимодействиях в эмульсии при P_0 от 1,55 до 14,6 А ГэВ/с.

Ядро-снаряд	P_0 в А ГэВ/с	b
^{28}Si	14,6	1,06
^{16}O	4,5	1,24
^{28}Si	4,5	1,30
^{14}N	2,9	1,37
^{84}Kr	2,2	2,08
^{84}Kr	1,55	2,11
^{139}La	1,9	2,48

мых нуклонов отдачи, выбитых непосредственно нуклонами снаряда.

КИМ воспроизводит угловые распределения быстрых фрагментов ядра-мишени в $^{84}Kr + Em$ - взаимодействиях при 1,55 А ГэВ/с удовлетворительно, кроме области малых углов, где предсказывает повышенный выход g -частиц. Этому соответствуют средние значения

$$\langle \cos \vartheta_g \rangle_{EXP} = 0,548 \pm 0,005 \text{ и } \langle \cos \vartheta_g \rangle_{CEM} = 0,582 \pm 0,003.$$

В угловых спектрах b -частиц из $^{84}Kr + Em$ - взаимодействий при 1,55 А ГэВ/с (рис. 1.9b) обнаруживается широкий максимум при $\cos \vartheta_b \approx 0,7$, который становится более очевидным в центральных соударениях ядер криптона с ядрами фотоэмульсии. Подобные максимумы наблюдались в угловых распределениях b -частиц из соударений других ядер-снарядов (^{16}O , ^{22}Ne , ^{28}Si и ^{32}S) в эмульсии при энергии ускорителя ЛВЭ. В работах ([9], [83]) такой максимум был интерпретирован на основе представления о коллективных (гидродинамических) свойствах ядерной материи.

Угловые спектры b -частиц при дубненских энергиях можно фитировать ломаной кривой с изломом при $\cos \vartheta_b \sim 0,1$. Расчет по КИМ не воспроизводит форму этого распределения и не дает наблюдаемого на опыте максимума распределения. Средние значения $\cos \vartheta$ этих распре-

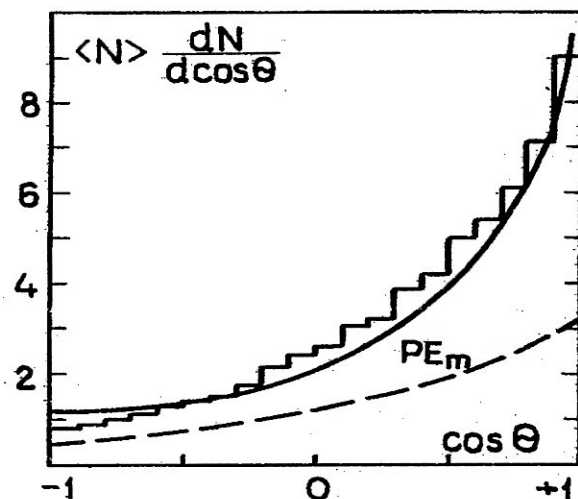


Рис. 1.10: Угловое распределение g-частиц, образованных в $^{22}\text{Ne} + \text{Em}$ - взаимодействиях при $P_0 = 4,1$ А ГэВ/с (гистограмма) и сравнение с расчетом по КИМ (сплошная кривая) и с данными по $^1\text{H} + \text{Em}$ - столкновениям (пунктирная кривая).

делений равны:

$$\langle \cos \vartheta_b \rangle_{EXP} = 0,119 \pm 0,009 \text{ и } \langle \cos \vartheta_b \rangle_{CEM} = 0,116 \pm 0,006.$$

Угловые спектры b-частиц при более высоких энергиях ядер-снарядов так же удовлетворительно фитируются ломаной кривой, но с изломом при $\cos \vartheta_b \approx -0,2$, как это было показано в работе [79] по изучению ядерных взаимодействий ^{16}O в эмульсии при 14,6, 60 и 200 А ГэВ/с.

В табл. 1.5 представлены средние величины $\langle \cos \vartheta_g \rangle$ и $\langle \cos \vartheta_b \rangle$ в $^{84}\text{Kr} + \text{Em}$ - соударениях при 1,55 А ГэВ/с для разных групп по Q . Видно, что $\langle \cos \vartheta_g \rangle$ и $\langle \cos \vartheta_b \rangle$ достигают максимальных значений в центральных взаимодействиях ($Q < 10$) и уменьшаются при переходе к периферическим столкновениям ($Q \geq 30$). Зависимость $\langle \cos \vartheta \rangle$ от степени центральности соударения существенно сильнее выражена для b-частиц. Аналогичный результат получен ранее для $^{22}\text{Ne} + \text{Em}$ - соударений при 4,1 А ГэВ/с, где была измерена зависимость коэффициента

азимутальной асимметрии A от Q [68], где A определено следующим образом:

$$A = (N(\vartheta < \pi/2) - N(\vartheta > \pi/2)) / (\sum N). \quad (1.1)$$

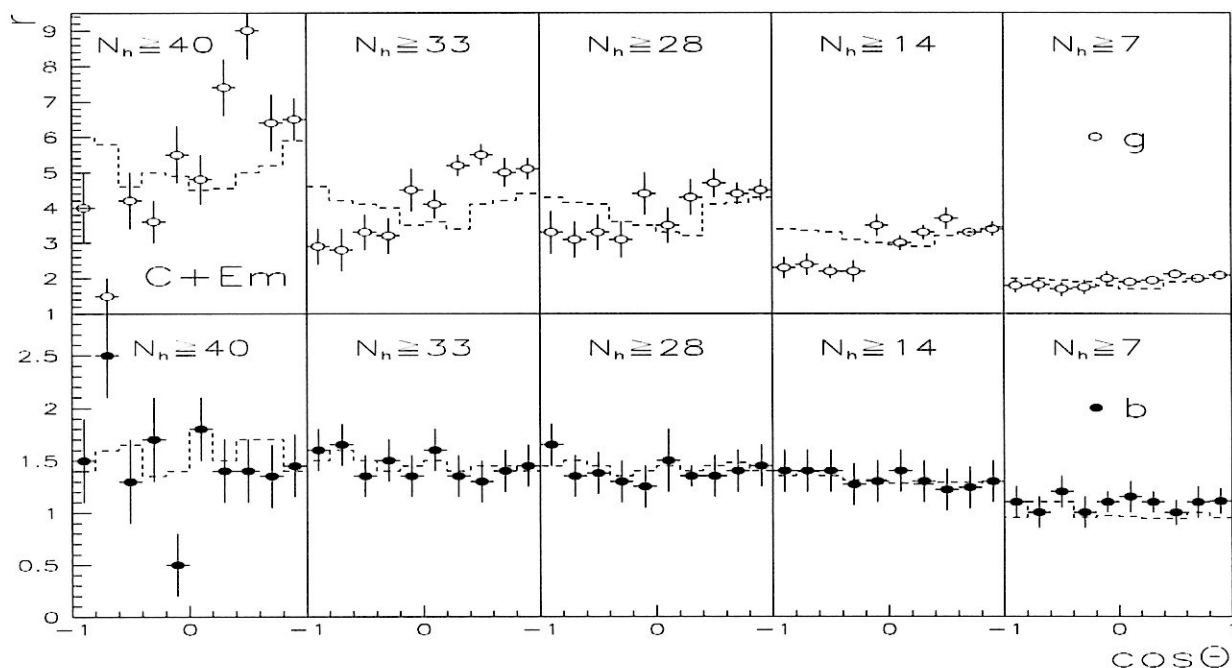


Рис. 1.11: Отношение инклюзивных распределений g - и b -частиц, образованных в $^{12}\text{C} + (Ag, Br)$ -взаимодействиях при $P_0 = 4,5$ А ГэВ/с с различным числом N_h (указаны на рисунках) к аналогичным распределениям для $p + (Ag, Br)$ -соударений с $N_h \geq 7$ в зависимости от $\cos \vartheta_{g,b}$. Точки - эксперимент, гистограммы - расчет по КИМ.

В непериферических $^{12}\text{C} + (Ag, Br)$ -взаимодействиях при 4,5 А ГэВ/с изучались инклюзивные угловые спектры g - и b -частиц, отнормированные к аналогичным спектрам для $^1\text{H} + (Ag, Br)$ -столкновений, имеющих $N_h \geq 7$, в зависимости от степени разрушения ядра-мишени [28]. На рис. 1.11 показана зависимость величины

$$r_{g,b} = ((1/N_{ev})dN/d \cos \vartheta_{g,b})^{12C+(Ag,Br)} / ((1/N_{ev})dN/d \cos \vartheta_{g,b})^{p+(Ag,Br)}, \quad (1.2)$$

от $\cos \vartheta_{g,b}$.

Обращает на себя внимание максимум в диапазоне $50-80^\circ$ в спектрах g-частиц, образованных в событиях с предельным расщеплением ядер серебра. При этом, с уменьшением прицельного параметра, заметно увеличивается значение r_g в передней полусфере в л.с.к. (в ≈ 3 раза при переходе от $N_h \geq 7$ к $N_h \geq 40$).

Отметим, так же, существенное разногласие с КИМ (гистограмма на рис. 1.11) в случае g-частиц и "консервативность" спектров b-частиц по отношению к степени разрушения ядра-мишени. Относительный спад в области малых углов эмиссии g-частиц можно объяснить ужесточением энергетических спектров быстрых мишенных частиц с увеличением массы ядра-снаряда. В этом случае их заметная часть переходит из g- в s-частицы. Но возможна и другая трактовка этого эффекта - как проявление боковой эмиссии g-частиц, предсказанное в гидродинамических теориях ядро-ядерных взаимодействий.

К более подробному изучению такого коллективного поведения ядерного вещества в столкновениях релятивистских ядер с тяжелой компонентой эмульсии (Ag, Br) мы перейдем в следующих главах.

1.4 Основные результаты

1. Представлены экспериментальные данные о множественностях и угловых распределениях заряженных частиц различного типа во взаимодействиях ядер 1H , 4He , ^{12}C , ^{16}O , ^{22}Ne , ^{28}Si , ^{32}S , ^{84}Kr и ^{197}Au с ядрами фотоэмульсии при импульсах ядер-снарядов от 1 до 200 А ГэВ/с.

2. Исследован характер зависимости множественностей и угловых распределений вторичных частиц от энергии и массового числа ядра-снаряда и прицельного параметра ядро-ядерного соударения.
3. Распределения множественностей быстрых фрагментов ядра-мишени в ядро-ядерных столкновениях при дубненских энергиях хорошо описываются простой аналитической моделью, где в качестве исходной информации используется распределение g -частиц, возникающих в реакциях вызванных протонами.
4. Полученные выходы релятивистских заряженных пионов, приходящиеся на один протон-участник соударения в центральных $^{22}\text{Ne} + (\text{Ag}, \text{Br})$ взаимодействиях при 4,1 А ГэВ/с на 45 – 50% выше их выхода в периферических столкновениях.
5. Зависимость средней псевдобыстроты $\langle \eta_s \rangle$ от N_g отличается изломом при $N_g \approx 24$ и последующим насыщением, которое указывает на равномерное распределение энергии ядра-снаряда в его центральных соударениях с (Ag, Br).
6. Коллимация g -частиц вперед возрастает как с уменьшением энергии ядра-снаряда (при данном A_P) так и с увеличением массы ядра-снаряда (при данной E_P).
7. В угловых спектрах медленных заряженных частиц - продуктов расщепления ядра-мишени обнаружены широкие максимумы, более отчетливо проявляющиеся в центральных соударениях ядер-снарядов с тяжелыми ядрами фотоэмульсии.

Глава 2

Азимутальные корреляции

2.1 Методология

Для изучения корреляций в поперечной (азимутальной) плоскости взаимодействия использовались следующие характеристики ([30], [38], [84]):

а) парные азимутальные углы:

$$\epsilon = \epsilon_{ij} = \arccos(\vec{P}_{t_i} \vec{P}_{t_j} / P_{t_i} P_{t_j}) \quad (2.1)$$

между векторами поперечных импульсов i - ой и j - ой частиц из одного соударения ($0 \leq \epsilon \leq \pi$);

б) коэффициенты азимутальной асимметрии

$$\beta_{1,k} = \sum_{i \neq j} \cos \epsilon_{ij} / \sqrt{N_k(N_k - 1)}, \quad (2.2)$$

и коллинеарности

$$\beta_{2,k} = \sum_{i \neq j} \cos 2\epsilon_{ij} / \sqrt{N_k(N_k - 1)} \quad (2.3)$$

в индивидуальных актах соударения, где $N_k \geq 2$ - множественность частиц рассматриваемого типа в k - ом событии изучаемого ансамбля; $k = 1, 2, \dots, N$; N - число событий в ансамбле; $i, j = 1, 2, \dots, N_k$.

Их средние значения равны:

$$\langle \beta_1 \rangle = \sum_{k=1}^N \beta_{1,k} / N \text{ и } \langle \beta_2 \rangle = \sum_{k=1}^N \beta_{2,k} / N.$$

Коэффициенты (2.2 - 2.3) дают информацию о, т.н., внутригрупповых корреляциях (корреляциях между частицами одного типа).

Для изучения междугрупповых азимутальных корреляций (между частицами разного типа или одинакового, но из разных кинематических областей взаимодействия) можно использовать специальную случайную величину

$$\Phi_{ij}^k = \arccos ((a_l a_m + b_l b_m [(a_l^2 + b_l^2)(a_m^2 + b_m^2)]^{-1/2}), \quad (2.4)$$

где $a_l = \sum_i \cos \phi_i$, $b_l = \sum_i \sin \phi_i$, $a_m = \sum_j \cos \phi_j$, $b_m = \sum_j \sin \phi_j$. При этом $i = 1, \dots, N_{k,l}$; $j = 1, \dots, N_{k,m}$ и $N_{k,l}, N_{k,m} \geq 1$ - множественности частиц i -го и j -го типа в k -ом событии ансамбля.

Угол ϕ в (2.4) - обычный азимутальный угол частицы ($0 \leq \phi < 2\pi$), отсчитываемый от любой плоскости, связанной с измерительным прибором.

Угол (2.4) имеет ясный геометрический смысл - это угол между направлениями преимущественного испускания двух групп частиц (i и j) в поперечной плоскости, т.е., угол между суммарными векторами, составленными из единичных векторов, направленных по $\vec{P}_{t,i}$ и $\vec{P}_{t,j}$.

Среднее значение углов Φ_{ij}^k равно $\langle \Phi \rangle = \langle \Phi_{ij} \rangle = \sum_{k=1}^N \Phi_{ij}^k / N$.

Минимально необходимые свойства величин (2.1 - 2.4) следующие [33]: При статистической независимости вылета частиц и равномерности ϕ - распределения в интервале $[0, 2\pi]$ в ансамбле (изотропия распределения в плоскости) математические ожидания величин β_1 , β_2 и $(\Phi - \pi/2)$ (2.2 - 2.4) равны нулю, а распределения по ϵ_{ij} (2.1) и Φ_{ij} (2.4) равномерны в $[0, \pi]$.

В работе [33] было показано, что для грубой оценки кинематически исходных значений коэффициентов (2.2) и (2.3) полезны следующие простые формулы:

$$\langle \beta_1 \rangle \approx -0,45, \langle \beta_2 \rangle \approx 0,2/n, \quad (2.5)$$

где n - число наблюдаемых в эксперименте (в нашем случае заряженных) частиц ($n \gg 1$). Обращает на себя внимание независимость $\langle \beta_1 \rangle$ от n при больших множественностях.

2.2 Фрагменты релятивистского ядра-снаряда

При изучении корреляций между фрагментами ядра ^{22}Ne в поперечной плоскости соударения будем ограничиваться рассмотрением фрагментов с зарядом $Z \geq 2$, для которых процедура идентификации является самой надежной [32].

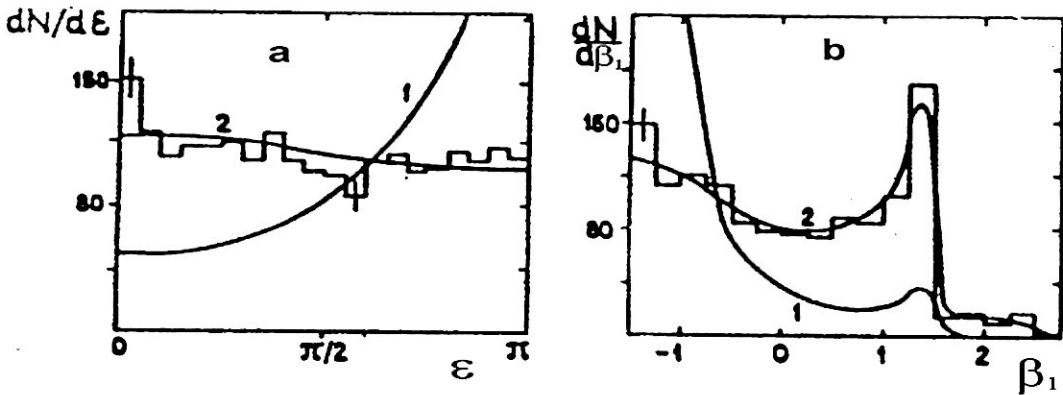


Рис. 2.1: Распределение по ϵ_{ij} (i, j - фрагменты с $Z \geq 2$) (а) и β_1 (б) в соударениях ^{22}Ne с ядрами эмульсии при $P_0 = 4,1$ А ГэВ/с. Гистограмма - эксперимент, кривые - модельный расчет при $q_t = 0$ (1) и при $q_t = 0,4$ ГэВ/с (2).

На рис. 2.1а, для примера, приведено инклюзивное ϵ - распределение (2.1) для пар фрагментов с $Z \geq 2$ из полного ансамбля ^{22}Ne - ядерных взаимодействий в фотоэмульсии, на рис. 2.1б - распределение по

коэффициенту азимутальной асимметрии β_1 (2.2) в индивидуальных событиях.

Как видно из данных рис. 2.1, имеет место существенная азимутальная асимметрия вылета фрагментов.

Модельным путем в [32] проведено количественное сравнение данных с расчетом согласно статистической теории быстрой фрагментации [85] с учетом поперечного движения фрагментирующей системы и оценена величина поперечного импульса q_t остаточного ядра неона-22.

Кривые (1) соответствуют ожидаемым распределениям по ϵ_{ij} и β_1 при отсутствии поперечного движения фрагментирующей системы ($\langle q_t \rangle \approx 0$). Кривые (2) соответствуют $\langle q_t \rangle \approx 0,4$ ГэВ/с.

Таким образом, в полном ансамбле ^{22}Ne - ядерных соударений величина поперечного импульса фрагментирующего ядра равна 0,4 ГэВ/с. Значения, полученного в соударении остаточным ядром-снарядом среднего поперечного импульса $\langle q_t \rangle$ при этом слабо зависят от характеристик взаимодействия. В [32] было показано, что $\langle q_t \rangle$ в $^{22}\text{Ne} + \text{Em}$ - столкновениях при $P_0 = 4,1$ А ГэВ/с максимален при средних значениях Q , когда масса остаточного ядра порядка половины массы ядра ^{22}Ne .

В [32] рассмотрены, так же, данные по коэффициенту коллинеарности β_2 для взаимодействий ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии при 4,1 А ГэВ/с с двух- и многзарядными фрагментами ($Z \geq 2$) в конечном состоянии. Было показано, что модельные расчеты с учетом поперечного движения фрагментирующей системы удовлетворительно описывают β_2 - распределение. Экспериментальные значения β_2 ($\langle \beta_2 \rangle = 0,08 \pm 0,03$), однако, превосходят расчетные ($-0,004 \pm 0,008$), хотя и не велики по абсолютной величине.

Таким образом, показано, что в процессе соударения остаточное ядро ^{22}Ne приобретает значительный поперечный импульс и, вероятно, не-

Табл. 2.1: Зависимость угла $\langle \Phi_{PF,TF} \rangle$ между направлениями преимущественного испускания фрагментов ядер-снаряда и мишени (g - и b -частиц) в поперечной плоскости от Q в ^{22}Ne -ядерных взаимодействиях при 4,1 А ГэВ/с.

$Q :$	≤ 2	$3 - 6$	≥ 7
$(\langle \Phi_{PF,g} \rangle - \pi/2) \cdot 10^{-2}$	32 ± 10	12 ± 3	7 ± 3
$(\langle \Phi_{PF,b} \rangle - \pi/2) \cdot 10^{-2}$	12 ± 11	4 ± 3	5 ± 2

который угловой момент. Полученная оценка отскока остаточного ядра согласуется с результатами других методов анализа, проведенных нами с помощью единой эмульсионной методики для широкого спектра ядер-снарядов и их энергий (см. следующие разделы).

Зависимость угла $\langle \Phi_{PF,TF} \rangle$ между направлениями преимущественного испускания фрагментов ядер-снаряда и мишени в поперечной плоскости от степени центральности столкновения в ^{22}Ne -ядерных взаимодействиях [34] представлена в табл. 2.1. Здесь отдельно приведены данные для двух групп фрагментов ядра-мишени - быстрых (g -частиц) и медленных (b -частиц).

Видно усиление тенденции к эмиссии ядерных фрагментов сталкивающихся ядер в противоположные направления в азимутальной плоскости с уменьшением параметра соударения (характеризуемого в данном случае косвенно как уменьшение Q).

Азимутальные угловые корреляции между фрагментами ядер-снаряда и мишени показаны на рис. 2.2 для ^{22}Ne и ^{28}Si соударений с (Ag, Br) в фотоэмульсии при близких энергиях в зависимости от степени центральности столкновения (N_h) ([42] - [43]). Видно усиление тенденции к противоиспусканию ядерных фрагментов сталкивающихся ядер при уменьшении прицельного параметра. Эта тенденция не воспроизводится модельными расчетами по КИМ.

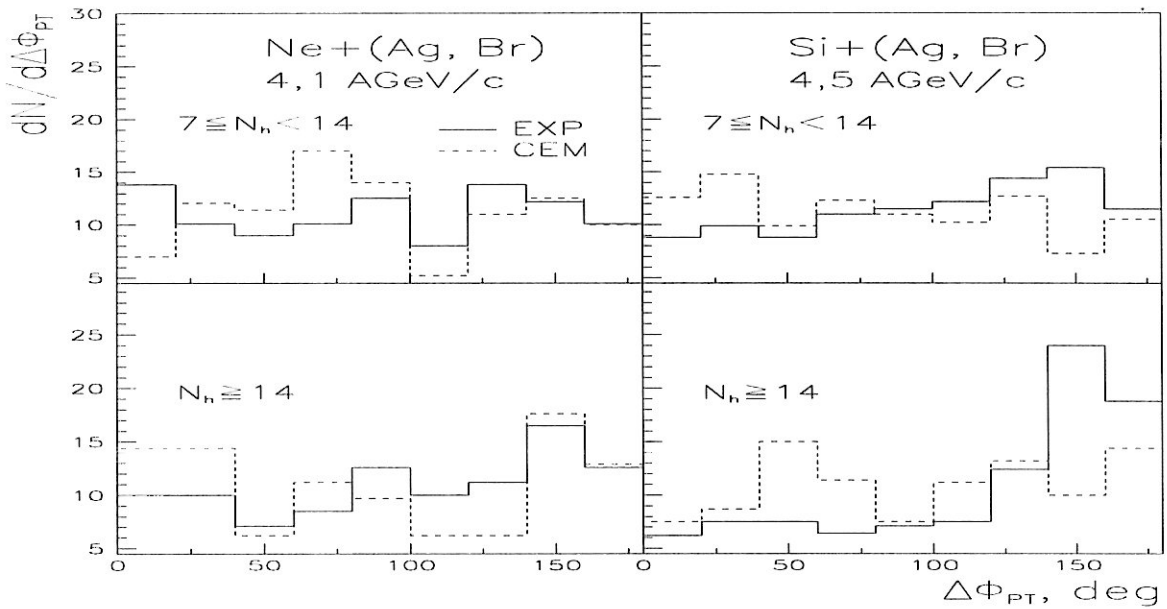


Рис. 2.2: Распределение по $\Delta\Phi_{PT}$ в непериферических соударениях ^{22}Ne и ^{28}Si с ядрами эмульсии при $P_0 = 4,1$ и $4,5$ А ГэВ/с с разным числом N_h . Сплошная гистограмма - эксперимент (EXP), пунктирная - модельный расчет по КИМ (CEM).

2.3 Фрагменты ядра-мишени и рожденные частицы

Впервые приведены результаты анализа непериферических взаимодействий ядер ^{22}Ne с ядрами (Ag, Br) при $P_0 = 4,1$ А ГэВ/с. Критерий отбора событий - число фрагментов ядра-мишени $N_h \geq 7$ ([37], [73]).

Таким образом отобрано 1824 событий, что представляет около 75% из всех неупругих взаимодействий ^{22}Ne с ядрами (Ag, Br).

Коэффициенты азимутальной асимметрии релятивистских s -частиц (β_1^s) и фрагментов ядра-мишени (β_1^h) и значения угла Φ_{sh} между направлениями преимущественного испускания s - и h -частиц приведены в табл. 2.2 и 2.3 в зависимости от степени центральности соударения (N_h и Q).

В скобках показаны значения этих величин, рассчитанные по КИМ [86].

Табл. 2.2: Коэффициенты азимутальной асимметрии релятивистских s -частиц (β_1^s) и фрагментов ядра-мишени (β_1^h) и значения угла Φ_{sh} между направлениями преимущественного испускания s - и h -частиц в зависимости от числа фрагментов ядра-мишени N_h .

N_h	$\langle \beta_1^s \rangle$	$\langle \Phi_{sh} \rangle - \pi/2$	$\langle \beta_1^h \rangle > 0$ для $\beta_1^s > 0$	$\langle \Phi_{sh} \rangle - \pi/2$ для $\beta_1^s > 0$
$\langle 7, 14 \rangle$	$-0,03 \pm 0,02$ (-0,13)	$0,21 \pm 0,04$ (0,15)	$0,02 \pm 0,04$ (-0,03)	$0,34 \pm 0,06$ (0,27)
$\langle 14, 28 \rangle$	$0,07 \pm 0,02$ (-0,05)	$0,37 \pm 0,03$ (0,14)	$0,10 \pm 0,03$ (-0,03)	$0,39 \pm 0,05$ (0,28)
≥ 28	$0,19 \pm 0,03$ (0,04)	$0,48 \pm 0,04$ (0,23)	$0,23 \pm 0,05$ (0,02)	$0,65 \pm 0,05$ (0,35)

Табл. 2.3: Коэффициенты азимутальной асимметрии релятивистских s -частиц (β_1^s) и фрагментов ядра-мишени (β_1^h) и значения угла Φ_{sh} между направлениями преимущественного испускания s - и h -частиц в зависимости от суммарного заряда спектаторных фрагментов ядра-снаряда Q .

Критерий отбора	$\langle \beta_1^s \rangle$	$\langle \beta_1^h \rangle$	$\langle \Phi_{sh} \rangle - \pi/2$
$0 \leq Q < 2$	$0,13 \pm 0,03$ (-0,02)	$0,10 \pm 0,03$ (-0,03)	$0,40 \pm 0,04$ (0,17)
$2 \leq Q < 4$	$0,08 \pm 0,03$ (-0,02)	$0,15 \pm 0,03$ (-0,01)	$0,39 \pm 0,04$ (0,13)
$4 \leq Q < 7$	$-0,02 \pm 0,02$ (-0,10)	$0,03 \pm 0,02$ (-0,03)	$0,27 \pm 0,03$ (0,21)
$7 \leq Q < 9$	$-0,01 \pm 0,02$ (-0,11)	$-0,05 \pm 0,02$ (-0,01)	$0,22 \pm 0,04$ (0,15)
$Q \geq 9$	$-0,07 \pm 0,02$ (-0,12)	$-0,02 \pm 0,02$ (0,03)	$0,19 \pm 0,04$ (0,12)

Центральность соударения в табл. 2.2 измеряется числом фрагментов ядра-мишени (N_h), а в другой табл. 2.3 для этого используется сумма зарядов фрагментов-спектаторов первичного ядра $Q = \sum Z_{PF}$, которая связана с числом провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда соотношением: $N_{int} = A_P - (A_P/Z_P) \cdot Q$.

Видно, что внутри и междугрупповые корреляции возрастают с уменьшением параметра удара. При этом с уменьшением параметра соударения (большие N_h или малые значения Q) увеличивается эмиссия релятивистских s -частиц и фрагментов ядра-мишени (h -частиц) в разные области в поперечной плоскости: $\beta_1^s > 0$, $\beta_1^h > 0$ и $\Phi_{sh} > \pi/2$.

Наблюдаемый эффект предпочитительного направления потока частиц еще более выражен, если отобрать класс событий с асимметричной эмиссией частиц одного типа (напр. s -частиц) и смотреть междугрупповые корреляции фрагментов ядра-партнера (смотри последние два столбца в табл. 2.2).

Модельные расчеты по КИМ (соответствующие значения приведены в скобках) не описывают поведение экспериментальных данных в зависимостях от N_h и Q во взаимодействиях ^{22}Ne с ядрами (Ag, Br) в фотоэмульсии.

На рис. 2.3 приведены распределения по углу Φ_{sh} между результирующими векторами s - и h -частиц в $^{22}\text{Ne} + (Ag, Br)$ взаимодействиях при $P_0 = 4,1$ А ГэВ/с.

Видно, что при переходе к меньшим прицельным параметрам столкновения (малые Q или большие N_h) форма спектра Φ_{sh} сильно меняется и усиливается тенденция к противоиспусканию s -частиц и фрагментов ядра-мишени. Модельный расчет по КИМ эту тенденцию не описывает и расхождение с экспериментом усиливается при переходе к событиям с малыми параметрами соударения.

Таким образом, в изучаемых событиях зарегистрировано проявление

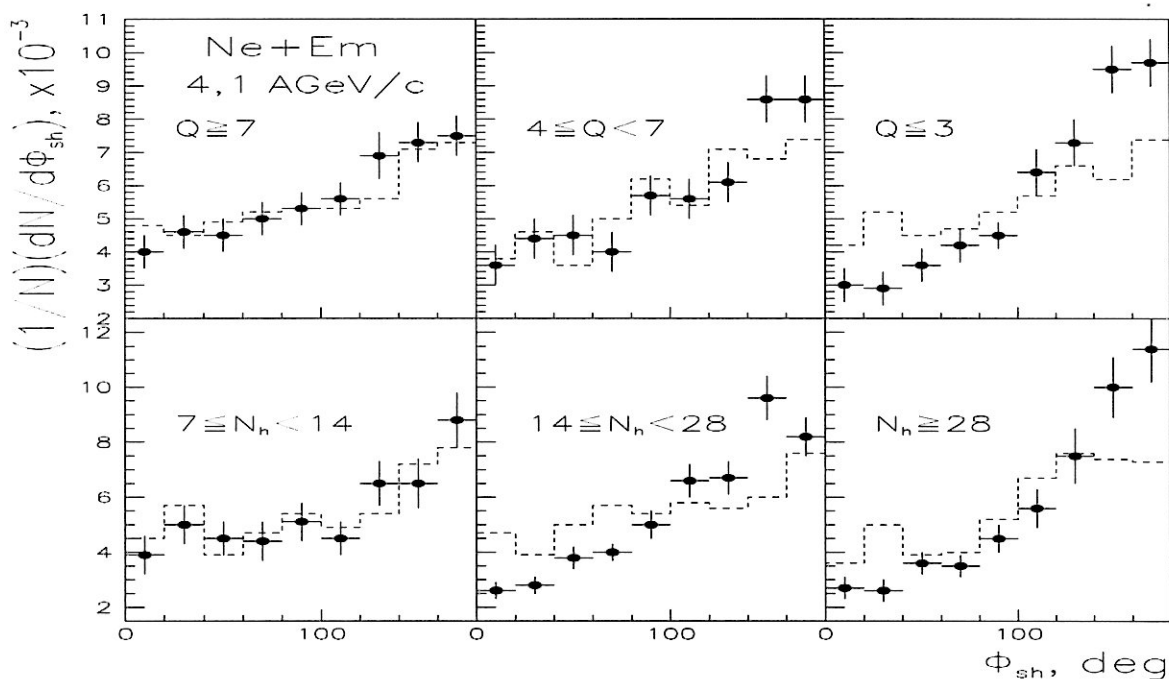


Рис. 2.3: Распределение по Φ_{sh} для событий с разной степенью центральности (Q или N_h) в соударениях ^{22}Ne с ядрами эмульсии при $P_0 = 4,1$ А ГэВ/с. Точки - эксперимент, гистограмма - модельный расчет по КИМ.

бокового выплеска ("side-splash") релятивистских частиц и фрагментов ядра-мишени. Наблюдение событий с большой азимутальной асимметрией s -частиц ($\beta_1^s \geq 3,5$) в эксперименте (44 событий из 1959 событий с $N_s \geq 8$) является яркой иллюстрацией бокового выплеска этих частиц. Расчет по КИМ не дает ни одного события с таким большим значением асимметрии в эмиссии частиц.

Зависимость средних коэффициентов азимутальной асимметрии s - и h -частиц - $\langle \beta_1^s \rangle$ и $\langle \beta_1^h \rangle$ от степени периферичности столкновения, т.е. от суммарного заряда Q , уносимого фрагментами ядра ^{28}Si , показана на рис. 2.4 [69] для взаимодействий ^{28}Si в эмульсии при 4,5 А ГэВ/с.

Здесь же представлены аналогичные данные для случая налетающе-

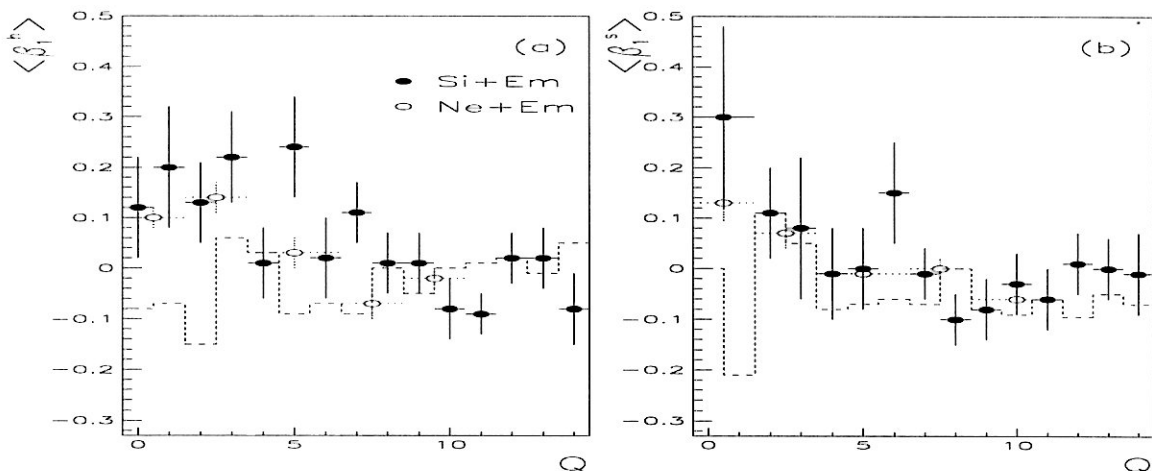


Рис. 2.4: Средние значения коэффициентов азимутальной асимметрии h - и s -частиц $\langle \beta_1^h \rangle$ (а) и $\langle \beta_1^s \rangle$ (б) в зависимости от степени перекрытия сталкивающихся ядер (Q) в соударениях ^{28}Si (полные кружки) и ^{22}Ne (пустые кружки) в эмульсии, гистограмма - расчет по КИМ для $^{28}\text{Si} + \text{Em}$ при 4,5 А ГэВ/с.

го ядра ^{22}Ne и расчеты, выполненные в рамках КИМ для $^{28}\text{Si} + \text{Em}$ - соударений при 4,5 А ГэВ/с.

Как это уже было отмечено для данных по неону и здесь для обоих типов частиц наблюдается тенденция увеличения коэффициентов $\langle \beta_1^s \rangle$ и $\langle \beta_1^h \rangle$ с ростом степени центральности столкновения (уменьшением Q).

Увеличение атомного веса налетающего ядра с 22 до 28 практически не влияет на поведение этих зависимостей от Q .

Модельные коэффициенты азимутальной асимметрии s - и h -частиц не зависят от Q . Наибольшее отличие экспериментальных данных от модельных расчетов наблюдается для событий с малыми значениями Q , т.е. для центральных и квазицентральных столкновений.

Интересно расхождение между расчетами по модели и экспериментом для наиболее медленных частиц, являющихся в основном испарительными частицами (рис. 2.5а). Экспериментальные точки имеют тен-

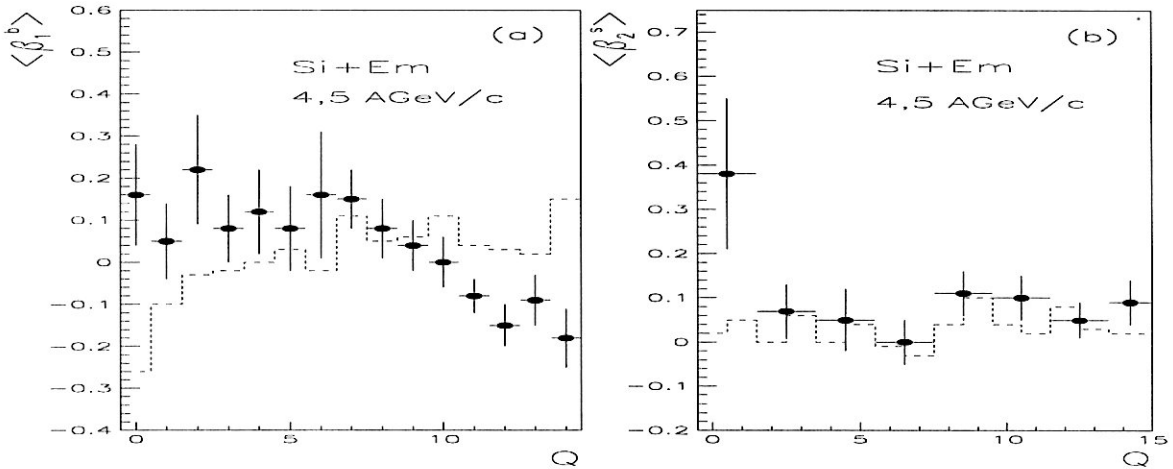


Рис. 2.5: Зависимость коэффициента азимутальной асимметрии b -частиц $\langle \beta_1^b \rangle$ (а) и коэффициента азимутальной коллинеарности s -частиц $\langle \beta_2^s \rangle$ (б) от степени перекрытия сталкивающихся ядер (Q) в соударениях ^{28}Si в эмульсии при 4,5 А ГэВ/с. Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по КИМ.

тенцию изменения с ростом Q , противоположную той, что дает модель. В модели $\langle \beta_1^b \rangle$, в отличие от эксперимента, медленно растет с ростом Q .

Для событий с наименьшими прицельными параметрами наблюдается отличие от нуля коэффициентов азимутальной коллинеарности для всех типов частиц. Так, в случае s -частиц (рис. 2.5б) $\langle \beta_2^s \rangle \sim 0,39$ при $Q = 0,1$ и равно $\sim 0,07$ при других значениях Q . В модели $\langle \beta_2^s \rangle$ не зависит от степени перекрытия сталкивающихся ядер, т.е. Q .

Представление о взаимосвязи между вылетом частиц различных типов в азимутальной плоскости дает угол Φ . Распределение по этому углу для s - и h -частиц показано на рис. 2.6 для ^{28}Si взаимодействий с ядрами эмульсии при 4,5 А ГэВ/с.

Как и в эксперименте с неоном, наблюдается тенденция к испусканию этих групп частиц в азимутальной плоскости в противоположные стороны. Модель (КИМ), учитывающая законы сохранения, неплохо

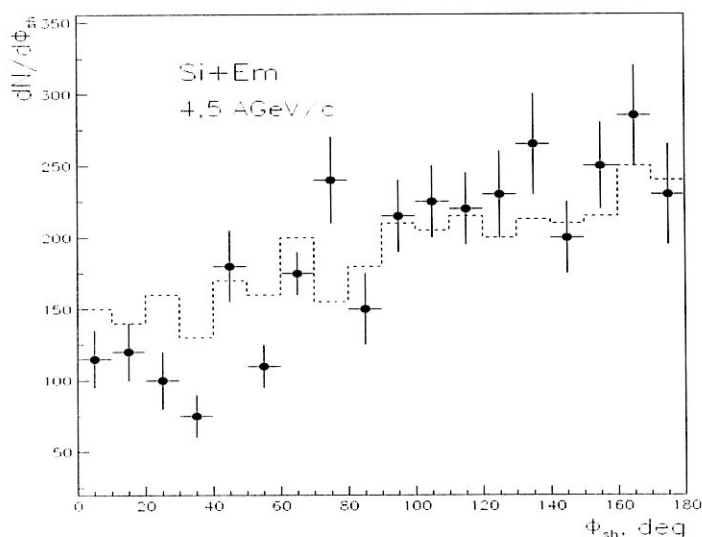


Рис. 2.6: Распределение по углу Φ_{sh} между результирующими векторами s - и h -частиц в азимутальной плоскости для соударений ^{28}Si в эмульсии при 4,5 А ГэВ/с. Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по КИМ.

передает эту тенденцию.

В событиях близких к центральным взаимодействиям, так же, как и для других характеристик, изменение массы ядра-снаряда не влияет на значения Φ . Так например, для ядра неона $\Phi_{sg} = (110 \pm 3)^\circ$, а для кремния аналогичное значение равно $(107 \pm 9)^\circ$.

2.4 Непериферические взаимодействия ^{12}C и ^{24}Mg со свинцом

Впервые были изучены корреляции между различными вторичными заряженными частицами в азимутальной плоскости ^{12}C - и ^{24}Mg -соударений с ядрами ^{208}Pb при $P_0 = 4,5$ А ГэВ/с с помощью фотоэмульсионного метода ([29] - [30], [38] - [39]). В опыте отбирались взаимодействия, в которых число фрагментов ядра-мишени $N_h \geq 40$, т.к. на основании ([64] - [65]) вероятность таких событий на ядрах (Ag, Br)

меньше 2°/°.

На рис. 2.7 показаны распределения по углу Φ_{sh} между суммарными векторами s - и h -частиц в азимутальной плоскости для соударений $^{24}\text{Mg} + \text{Pb}$ и $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ с $N_h \geq 40$ в эмульсии при 4,5 А ГэВ/с. Приведено сравнение с расчетом, проведенным по КИМ (гистограмма на рис. 2.7).

Средние значения характеристик выхода s - и h -частиц в плоскости, перпендикулярной направлению движения ядра-снаряда, даны в табл. 2.4.

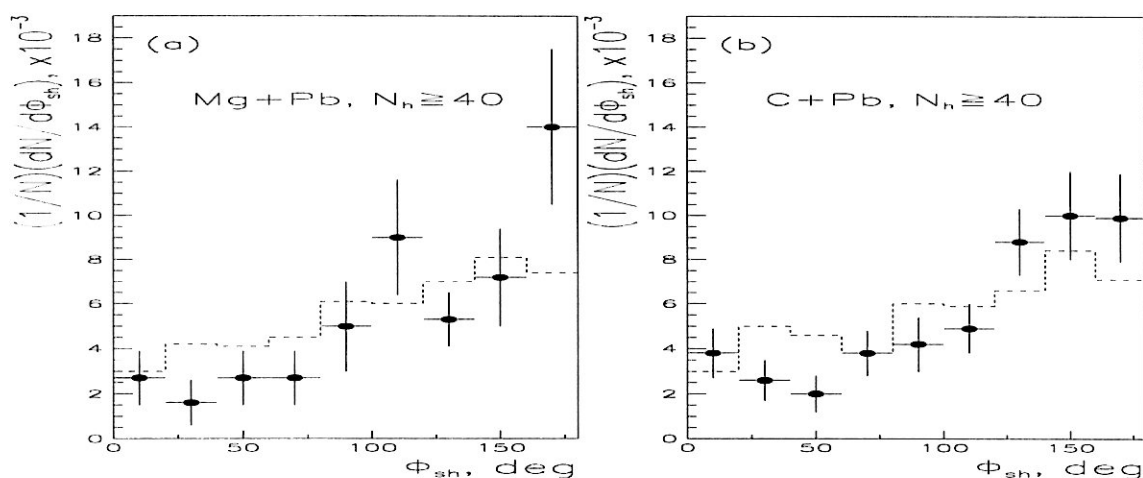


Рис. 2.7: Распределение по углу Φ_{sh} между преимущественными направлениями испускания s - и h -частиц в азимутальной плоскости для соударений $^{24}\text{Mg} + \text{Pb}$ и $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ с $N_h \geq 40$ в эмульсии при 4,5 А ГэВ/с. Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по КИМ.

Видно, что увеличение массы налетающего ядра приводит к возрастанию азимутальной асимметрии вылета как частиц от разрушения ядра-мишени (h -частиц), так и однозарядных релятивистских частиц (s -частиц).

Увеличивается и угол между преимущественными направлениями вылета этих частиц. При этом наблюдается сильная тенденция к испусканию в противоположные стороны в азимутальной плоскости групп s -

Табл. 2.4: Средние значения коэффициентов азимутальной асимметрии и коллинеарности для s - и h -частиц и угла $\langle \Phi_{sh} \rangle$ в $^{24}\text{Mg} + \text{Pb}$ и $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ взаимодействиях с $N_h \geq 40$ в эмульсии при 4,5 А ГэВ/с.

Ядро снаряд	$\langle \beta_1^s \rangle$	$\langle \beta_2^s \rangle$	$\langle \beta_1^h \rangle$	$\langle \Phi_{sh} \rangle - \pi/2$
^{24}Mg	$0,33 \pm 0,10$ (0,26)	$0,11 \pm 0,08$ (0,03)	$0,21 \pm 0,09$ (-0,02)	$0,54 \pm 0,11$ (0,25)
^{12}C	$0,11 \pm 0,05$ (0,26)	$0,13 \pm 0,06$ (0,01)	$0,09 \pm 0,05$ (-0,05)	$0,44 \pm 0,07$ (0,24)

и h -частиц.

КИМ (рис. 2.7) качественно передает изменения распределения по Φ_{sh} с ростом его значений. Однако, для событий, инициированных ядрами магния, противоиспускание s - и h -частиц в эксперименте оказывается более сильным, чем это дает модель.

Интересно систематическое отличие от нуля средних значений коэффициентов азимутальной коллинеарности для s -частиц, которое говорит о возможном наличии некоторого углового момента у источника, испускающего релятивистские однозарядные частицы. В то же время, аналогичные коэффициенты для частиц от расщепления ядра свинца (h -частицы) неотличимы от нуля.

Различие значений β_2^s и β_2^h свидетельствует в пользу того, что источники s - и h -частиц не связаны между собой. Возможное же наличие углового момента у источника s -частиц объясняется, скорее всего, коллективным характером размножения этих частиц, а не многократными взаимодействиями или перерассеяниями. В модели оба значения β_2^s и β_2^h близки к нулю.

Далее исследуем зависимость азимутальных корреляций для s - и h -частиц в разных кинематических областях квазибыстрот для s -частиц ($\eta_s = -\ln \tan \theta/2$) и углов эмиссии (θ_h) для фрагментов ядра-мишени.

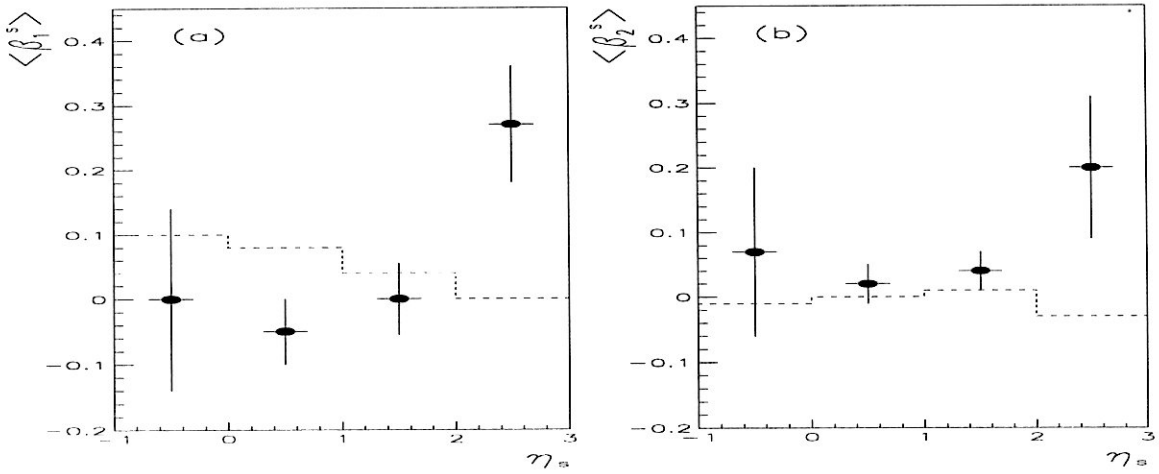


Рис. 2.8: Средние значения коэффициентов азимутальной асимметрии β_1 (а) и коллинеарности β_2 (б) s -частиц от их квазибыстроты η_s в ($^{12}\text{C} + \text{Pb}$) - взаимодействиях с $N_h \geq 50$. Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по КИМ.

На рис. 2.8 приведена зависимость средних значений коэффициентов азимутальной асимметрии $\langle \beta_1^s \rangle$ и коллинеарности $\langle \beta_2^s \rangle$ от квазибыстроты η_s в ($^{12}\text{C} + \text{Pb}$) - взаимодействиях с $N_h \geq 50$. Интересным свойством этих результатов является тот факт, что существуют события с довольно большой степенью коллинеарности ($\beta_2 > 0$ в области $\eta_s = \langle 2, 3 \rangle$), куда большой вклад дают протоны-участники от налетающего ядра. Если бы это было следствием сохранения полного поперечного импульса внутри этой группы частиц, то ожидалось бы, что $\beta_1 < 0$ (рис. 2.9).

В действительности ситуация иная и наблюдается заметная доля соударений с $\beta_1 > 0$ (рис. 2.8). В отличие от этого, каскадный механизм предсказывает для такой области установление полной изотропии, по видимому, из-за двух факторов: большого числа внутриядерных соударений и отсутствия (в этой области) эффекта экранировки [10]. Более того, анализ поведения зависимости $\langle \Phi_{sh} \rangle$ от η_s показал (рис. 2.10), что с переходом в область малых углов усиливается тенденция к про-

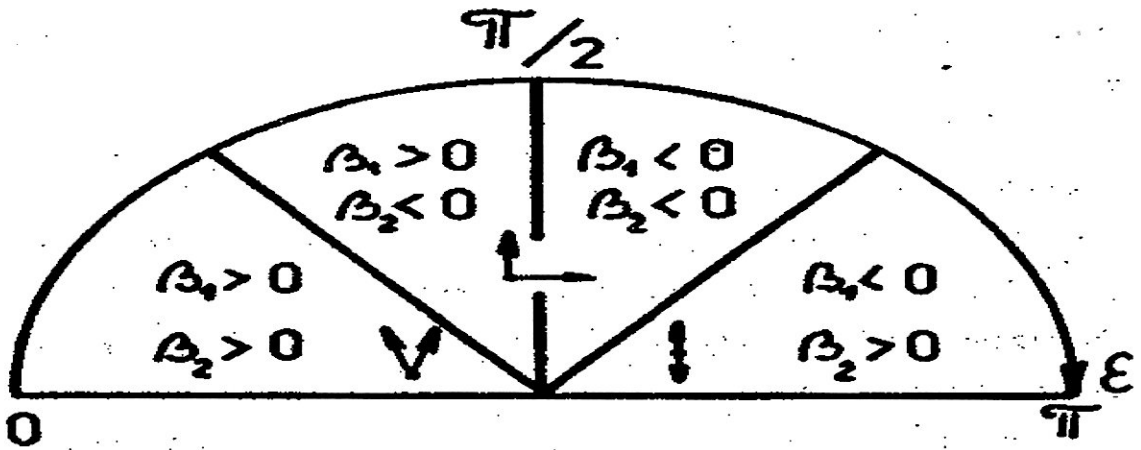


Рис. 2.9: Схема, показывающая возможные значения коэффициентов β_1, β_2 в плоскости парного азимутального угла ϵ .

Табл. 2.5: Средние значения $\langle \beta_1^s \rangle$, $\langle \beta_2^s \rangle$ и $\langle \Phi_{sh} \rangle - \pi/2$ для групп событий с разным значением коэффициента β_2^s в интервале $\eta_s \in \langle 2, 3 \rangle$.

$\langle \beta_2^s \rangle$ $\eta_s \in \langle 2, 3 \rangle$	$\langle \beta_1^s \rangle$ $\eta_s \in \langle 2, 3 \rangle$	$\langle \Phi_{sh} \rangle - \pi/2$ $\eta_s \in \langle 2, 3 \rangle$ Все θ_h	$\langle \beta_1^s \rangle$ $\eta_s \notin \langle 2, 3 \rangle$	$\langle \beta_2^s \rangle$ $\eta_s \notin \langle 2, 3 \rangle$
> 0	$0,47 \pm 0,18$	$0,51 \pm 0,15$	$0,00 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,02$
< 0	$-0,02 \pm 0,11$	$0,33 \pm 0,18$	$0,00 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,02$

тивоиспусканию s -частиц и фрагментов ядра-мишени.

Таким образом, приведенные факты указывают на возможное проявление эффекта отскока, предсказанного в гидродинамических теориях (напр. [10]).

Чтобы убедиться в этом, продолжим наш анализ. В табл. 2.5 представлены средние значения коэффициентов $\langle \beta_1^s \rangle$ и углы $\langle \Phi_{sh} \rangle - \pi/2$ для s -частиц с $\eta_s \in \langle 2, 3 \rangle$ и значения коэффициентов $\langle \beta_1^s \rangle$ и $\langle \beta_2^s \rangle$ для s -частиц вне этого интервала квазибыстрот для групп событий с положительным и отрицательным значением коэффициента азимуталь-

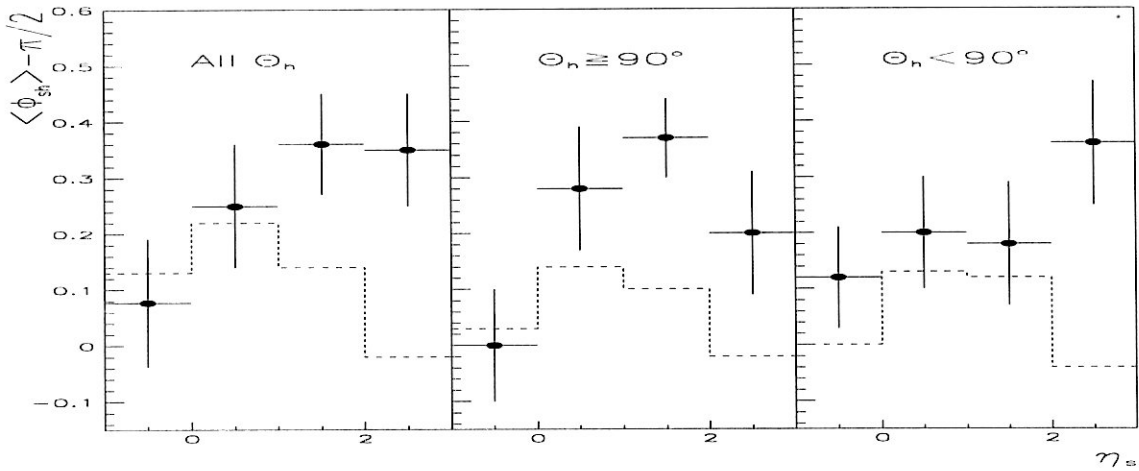


Рис. 2.10: Зависимость угла Φ_{sh} между преимущественными направлениями испускания s - и h -частиц в азимутальной плоскости в соударениях $^{12}C + Pb$ с $N_h \geq 50$ в эмульсии при 4,5 А ГэВ/с для всех h -частиц и для h -частиц, летящих в заднюю и переднюю полусферы в л.с.к. Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по КИМ.

ной коллинеарности β_2^s в интервале $\eta_s \in (2, 3)$.

Видно, что если отобрать события так, чтобы коэффициент β_2 для s - частиц с $\eta_s \in (2, 3)$ принимал положительные значения, то усиливается тенденция к противоиспусканию s - и h -частиц по сравнению с событиями, где $\beta_2(\eta_s \in (2, 3)) < 0$ и коэффициент асимметрии β_1^s для таких событий имеет существенные положительные значения. С другой стороны, коэффициенты β_1 и β_2 для s -частиц вне интервала $\eta_s \in (2, 3)$ не зависят от значений $\beta_2(\eta_s \in (2, 3))$ и имеют нулевые значения.

Таким образом, представленные нами данные указывают на возможность реализации в непериферических ($^{12}C + Pb$) - соударениях коллективных эффектов, например, гидродинамического типа. Возбуждение компрессионных степеней свободы может так же привести к наблюдаемому в настоящем опыте подавлению мезообразования и уменьшению коэффициента неупругости [29].

Рассмотрим поведение азимутальных характеристик в зависимости

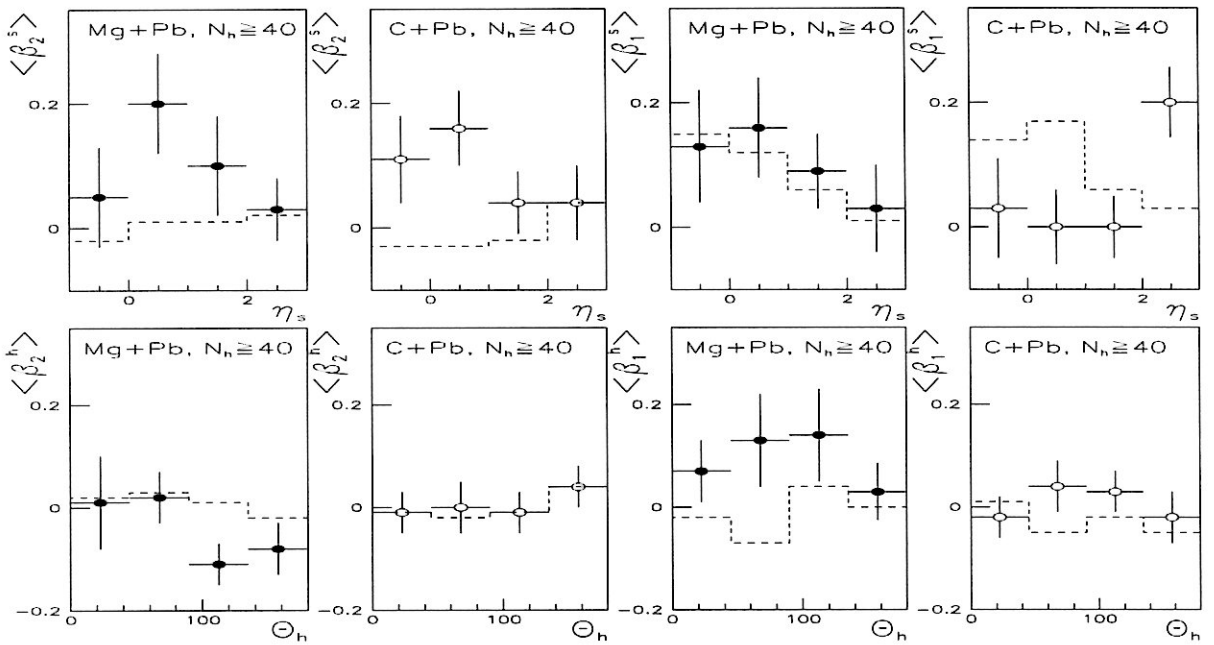


Рис. 2.11: Зависимость β_1^s, β_2^s от η_s и зависимость β_1^h и β_2^h от θ_h для взаимодействий $^{24}\text{Mg} + \text{Pb}$ и $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ с $N_h \geq 40$ в эмульсии при 4,5 А ГэВ/с. Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по КИМ.

от полярного угла вылета частиц: псевдобыстроты для s -частиц (η_s) и полярного угла для h -частиц (θ_h) (см. рис. 2.11- 2.12) в $^{24}\text{Mg} + \text{Pb}$ -непериферических столкновениях при 4,5 А ГэВ/с. Проведено сравнение с данными по $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ -взаимодействиям при том же P_0 .

Поведение $\langle \beta_1^h \rangle$ и $\langle \beta_2^h \rangle$ от θ_h слабо связано с изменением атомного веса налетающего ядра. Иначе проявляется зависимость $\langle \beta_1^s \rangle$ от η_s . Если для ($^{12}\text{C} + \text{Pb}$) - взаимодействий наибольшие значения коэффициента азимутальной асимметрии $\langle \beta_1^s \rangle$ достигаются в области псевдобыстрот больше 2 (область фрагментации налетающего ядра), то в случае большого разрушения ядер свинца ядрами магния $\langle \beta_1^s \rangle$ оказывается наибольшим при псевдобыстротах 0,5 (центральная область).

КИМ неплохо воспроизводит экспериментальную зависимость $\langle \beta_1^s \rangle$

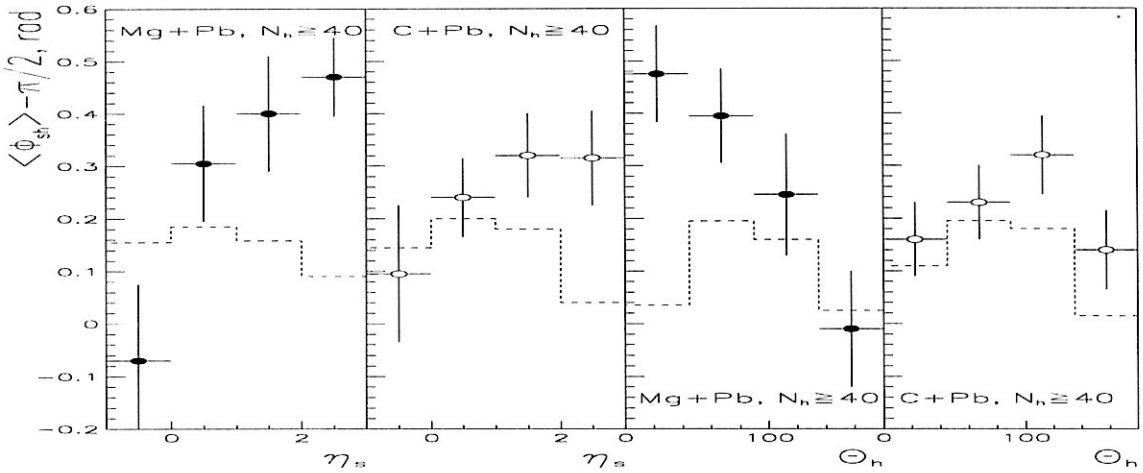


Рис. 2.12: Зависимость Φ_{sh} от η_s и θ_h для взаимодействий $^{24}\text{Mg} + \text{Pb}$ и $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ с $N_h \geq 40$ в эмульсии при 4,5 А ГэВ/с. Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по КИМ.

от η_s для $^{24}\text{Mg} + \text{Pb}$ - взаимодействий. Для случая налетающего ядра углерода экспериментальная зависимость качественно отличается от зависимости, даваемой моделью.

Зависимость $\langle \Phi_{sh} \rangle$ как функция η_s достигает максимальных значений при псевдобыстроотах больше 2 для квазицентральных взаимодействий с ядрами свинца, вызванных как ядрами углерода, так и ядрами магния. В обоих случаях наблюдается расхождение с моделью не только количественное, но и качественное.

Поведение $\langle \Phi_{sh} \rangle$ от угла испускания h -частиц имеет различный характер для $^{24}\text{Mg} + \text{Pb}$ - и $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ - взаимодействий. Если для взаимодействий углерода $\langle \Phi_{sh} \rangle$ становится максимальным при θ_h близких к 90° , то для взаимодействий магния максимальное противоиспускание достигается при углах вылета h -частиц, меньших 45° .

Модель качественно воспроизводит экспериментальную зависимость $\langle \Phi_{sh} \rangle$ от θ_h для $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ - соударений, но не в состоянии этого сделать для $^{24}\text{Mg} + \text{Pb}$ - взаимодействий.

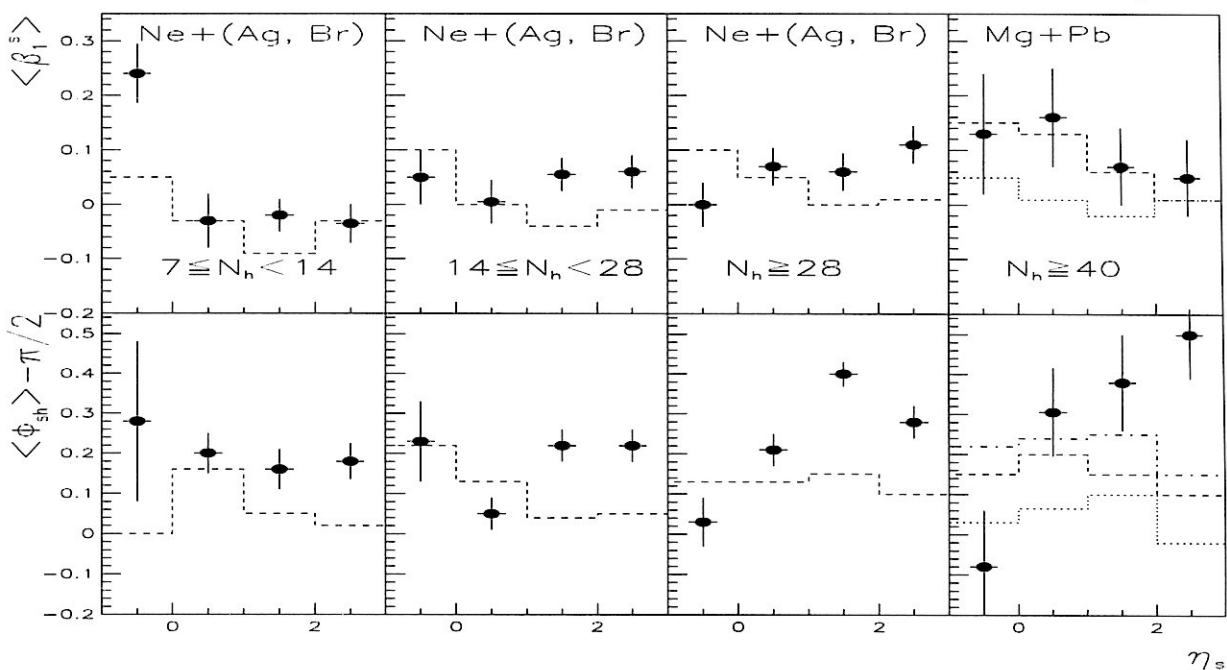


Рис. 2.13: Зависимость коэффициента азимутальной асимметрии β_1^s и угла Φ_{sh} от квази-быстроты η_s в разных группах $^{22}\text{Ne} + (\text{Ag}, \text{Br})$ и $^{24}\text{Mg} + \text{Pb}$ - столкновений в эмульсии. Точки - эксперимент, гистограммы - расчет по КИМ с учетом единичных (пунктирная) и реальных (пунктирно-точечная) поперечных импульсов частиц при $N_h \geq 40$, точечная - расчет по КИМ с учетом единичных P_t для параметра удара $b = 0 \text{ fm}$.

Коэффициенты азимутальной асимметрии $\langle \beta_1^s \rangle$, $\langle \beta_1^h \rangle$ и угол $\langle \Phi_{sh} \rangle$ в разных кинематических областях эмиссии s - и h -частиц представлены на рис. 2.13 и 2.14 для разных групп $^{22}\text{Ne} + (\text{Ag}, \text{Br})$ и $^{24}\text{Mg} + \text{Pb}$ - взаимодействий.

Видно, что внутри - ($\langle \beta_1^s \rangle$, $\langle \beta_1^h \rangle$) и между - ($\langle \Phi_{sh} \rangle$) групповые корреляции усиливаются с ростом числа нуклонов-участников (измеренных посредством N_h).

Угловая зависимость корреляций тем сильнее, чем меньше параметр соударения. Наблюдаемый эффект не подтверждается модельным расчетом по КИМ. Модельные корреляции Φ_{sh} от η_s и θ_h , рассчитанные для $^{24}\text{Mg} + \text{Pb}$ - взаимодействий по КИМ для реальных (а не единичных)

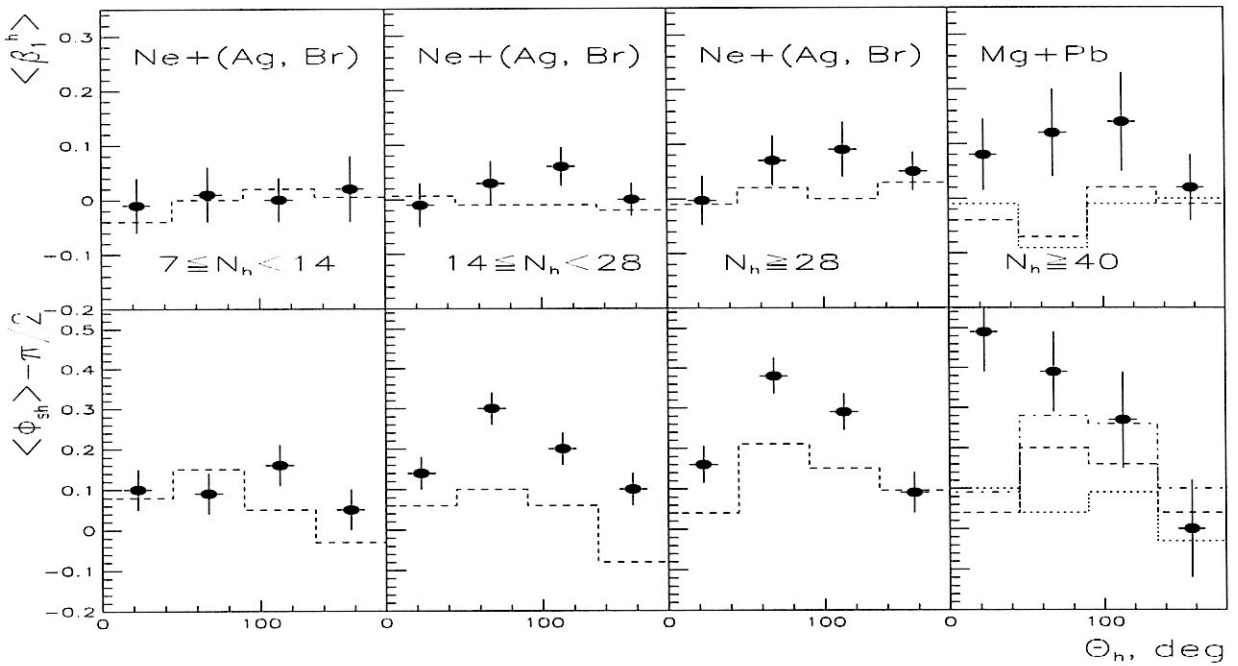


Рис. 2.14: Зависимость коэффициента азимутальной асимметрии β_1^s и угла Φ_{sh} от угла эмиссии фрагментов ядра-мишени θ_h в разных группах $^{22}\text{Ne} + (\text{Ag}, \text{Br})$ и $^{24}\text{Mg} + \text{Pb}$ - столкновений в эмульсии; обозначения как на предыдущем рисунке.

поперечных импульсов частиц приведены штрих-пунктиром и превосходят по величине значения, полученные в предположении единичных поперечных векторов.

Таким образом, можно считать, что и полученные в наших экспериментах азимутальные корреляции занижены по величине по сравнению с действительными.

На рис. 2.15 для случая $^{28}\text{Si} + \text{Em}$ - соударений при $P_0 = 4,5$ А ГэВ/с показаны изменения коэффициентов азимутальной асимметрии и коллинеарности s -частиц ($\langle \beta_1^s \rangle$ и $\langle \beta_2^s \rangle$), а также среднего значения угла между результирующими векторами испускания s - и h -частиц в азимутальной плоскости ($\langle \Phi_{sh} \rangle$) от квазибыстроты η_s .

Наибольшие значения $\langle \beta_1^s \rangle$ и $\langle \beta_2^s \rangle$ наблюдаются для s -частиц,

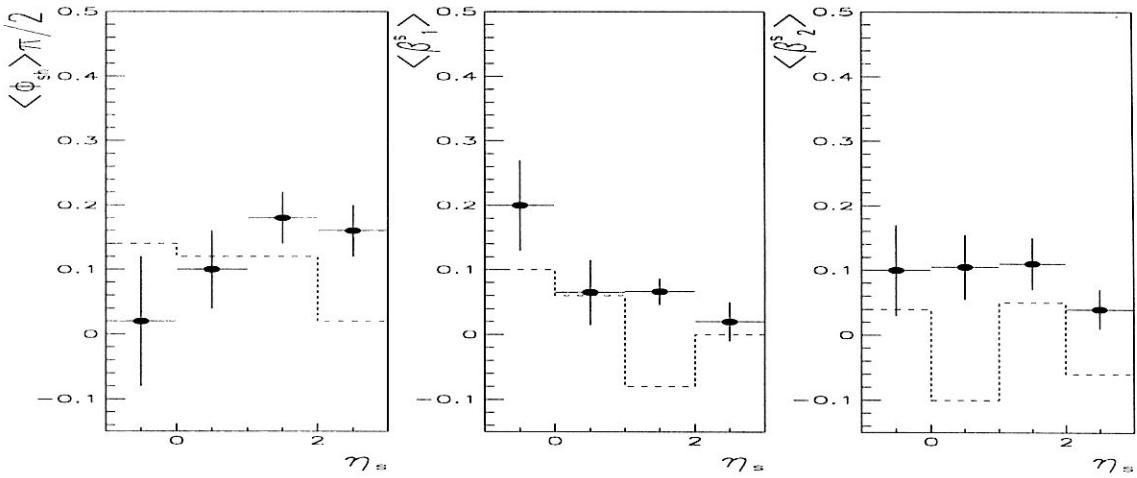


Рис. 2.15: Зависимость Φ_{sh} , β_1^s и β_2^s от η_s для соударений ^{28}Si в эмульсии при 4,5 А ГэВ/с. Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по КИМ.

вылетающих в заднюю полусферу в лаб. системе, $\eta_s \leq 0$, являющихся в основном пионами. Максимальные значения $\langle \Phi_{sh} \rangle$ приходятся на частицы с псевдобыстротами $1 \div 2$, которые, в основном, являются протонами кремния, испытавшими взаимодействие. На этом рисунке, так же как и на остальных, показаны расчеты по каскадно-испарительной модели.

Видно некоторое различие между моделью и экспериментом:

- Ход зависимости Φ_{sh} от η_s в модели имеет противоположную эксперименту тенденцию. В модели наибольшие значения для этого угла ожидаются при $\eta_s < 0$, в эксперименте же наблюдаются при $\eta_s \sim 2$.

- Экспериментальные значения коэффициента азимутальной асимметрии β_1^s для частиц с $\eta_s < 0$ оказываются несколько большими, чем это дает модель.

2.5 Парные азимутальные углы s -частиц

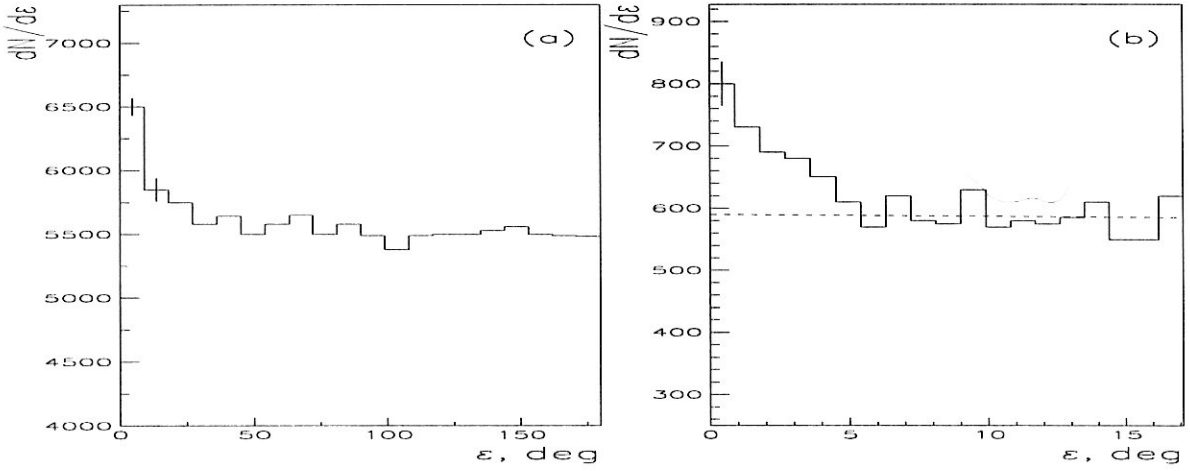


Рис. 2.16: Распределение по парному азимутальному углу (ϵ) s -частиц с $\delta\eta < 0,4$ в интервале $[0, \pi]$ (а) и $[0, \pi/10]$ (б) для $^{22}\text{Ne} + E\text{m}$ соударений при $P_0 = 4,1$ А ГэВ/с.

Распределение парных азимутальных углов (ϵ) s -частиц с $\delta\eta < 0,4$ показано на рис. 2.16 в двух масштабах для $^{22}\text{Ne} + E\text{m}$ соударений при $P_0 = 4,1$ А ГэВ/с ([33], [42], [69]).

Хорошо виден повышенный выход s -частиц при весьма малых ($\leq \pi/40$) значениях ϵ . Таким образом, эффект состоит в наличии узко коллимированных ($\delta\eta < 0,4$ и $\delta\phi < \pi/40$) пар релятивистских частиц. При этом избыток пар s -частиц с малыми $\delta\eta$ и $\delta\phi$, оцененный из предположения о равномерности распределения при малых ϵ (рис. 2.16), составляет $\sim 600 \pm 100$.

Хорошо известен механизм, приводящий к появлению узко коллимированных пар заряженных частиц в актах множественного рождения - это рождение пар Далица (e^+e^- пар от распада $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$).

Для оценки его вклада в наблюдаемый эффект мы предположили, что среднее число π^\pm - мезонов среди s -частиц из $^{22}\text{Ne} + E\text{m}$ - соударений равно $\langle N_{\pi^\pm} \rangle = \langle N_s \rangle - (10 - \langle Q \rangle)$, где Q - суммарный заряд

спектаторных фрагментов ядра-снаряда и $\langle N_{\pi^0} \rangle = (1/2) \langle N_{\pi^\pm} \rangle$. Используя эмпирическое значение $\langle N_s \rangle$, $\langle Q \rangle$ и табличное значение вероятности распада $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$, мы оценили ожидаемое число пар Далица в нашем эксперименте как ~ 160 . Таким образом, вклад пар Далица в обсуждаемый эффект составляет лишь около четверти его величины.

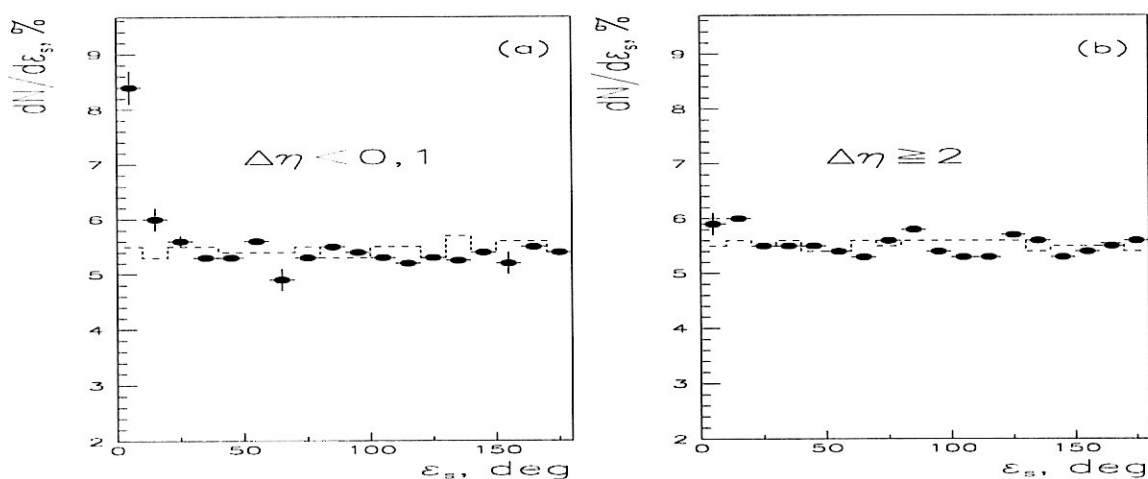


Рис. 2.17: Распределение по парному азимутальному углу ϵ релятивистских s -частиц в $^{28}\text{Si} + \text{Em}$ - взаимодействиях в эмульсии при $P_0 = 4,5$ А ГэВ/с с $\delta\eta_s < 0,1$ (а) и с $\delta\eta_s > 2,0$ (б). Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по КИМ.

Рассмотрим влияние характеристик полярных углов на распределения по азимутальным углам.

На рис. 2.17 даны распределения по парному азимутальному углу ϵ для релятивистских s -частиц в $^{28}\text{Si} + \text{Em}$ - взаимодействиях в эмульсии при $P_0 = 4,5$ А ГэВ/с ([42], [69]), приведены ϵ - распределения для частиц с $\delta\eta_s < 0,1$ и для частиц, разделенных интервалом $\delta\eta_s > 2,0$.

Для первой группы частиц ($\delta\eta_s < 0,1$) наблюдается их повышенный выход в районе $\epsilon < 10^\circ$. Значит, частицы, имеющие близкие псевдо-быстроты, имеют тенденцию вылетать и с близкими азимутальными углами. Для частиц с $\delta\eta_s > 2,0$ распределение по ϵ оказывается равно-

мерным. Анализ ϵ распределений по различным топологиям s -частиц показал, что повышенный выход частиц в районе $\epsilon < 10^\circ$ наблюдается для всех топологий, начиная с $N_s = 2$ и кончая максимально возможными значениями N_s .

Оценим вклад, вносимый в наблюдаемый эффект парами Далица, которые так же имеют малые значения ϵ и $\delta\eta$. Зная $\langle N_s \rangle$ и Q для группы событий с $N_s \geq 2$, в которой изучались распределения по ϵ , и используя вероятность распада π^0 -мезона на Далиц-пару и γ -квант, составляющую $1/80$ от обычных распадов, получаем, что на долю этих пар приходится 46 из 305 комбинаций, формирующих эффект (превышение над постоянным пьедесталом).

Иными словами, $\sim 15\%$ от эффекта приходится на пары Далица. Во взаимодействиях ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии эти пары составляют, как было показано раньше, $\sim 20\%$ от наблюдаемого эффекта.

Таким образом, релятивистские однозарядные s -частицы, имеющие близкие псевдобыстроты, $\delta\eta_s < 0, 1$, преимущественно вылетают с близкими азимутальными углами $\epsilon < 10^\circ$.

2.6 Основные результаты.

Суммируя результаты анализа азимутальных корреляций s -частиц и фрагментов ядер-снаряда и мишени можно отметить следующее:

1. Впервые систематически исследованы корреляции по азимутальным углам вылета фрагментов сталкивающихся ядер и рожденных частиц в широком диапазоне масс и энергий ядер-снарядов единым фотоэмульсионным методом.
2. Было показано, что в столкновениях ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии остаточное ядро-снаряд приобретает значительный $\sim 0,4$ ГэВ/с поперечный импульс.

3. В ядерных взаимодействиях с тяжелыми ядрами эмульсии со средними прицельными параметрами столкновения обнаружена азимутальная асимметрия - боковое выплескивание ("side-splash") s -частиц и фрагментов ядра-мишени.
4. Зарегистрирована тенденция к эмиссии релятивистских s -частиц и фрагментов ядра-мишени в противоположных в азимутальной плоскости направлениях.
5. Обнаружена тенденция к увеличению асимметрии вылета этих частиц в азимутальной плоскости с увеличением степени центральности столкновения.
6. Внутри- и междугрупповые корреляции увеличиваются с числом нуклонов-участников (измеренного посредством N_h и Q).
7. Показано, что с уменьшением параметра удара увеличивается угловая зависимость корреляций. Наблюдаемый эффект не подтверждается модельным расчетом по КИМ и указывает на возможное проявление коллективного (гидродинамического) потока ядерной материи.
8. Впервые измерены непериферические взаимодействия ^{12}C и ^{24}Mg с ядрами свинца при 4,5 А ГэВ/с и изучены азимутальные корреляции между разными вторичными заряженными частицами.
9. Наблюдается систематическое (как для $^{24}\text{Mg} + \text{Pb}$, так и для $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ взаимодействий) отличие от нуля коэффициента азимутальной коллинеарности для s -частиц.
10. Показано, что рост массы ядра-снаряда в ядерных столкновениях со свинцом при $P_0 = 4,5$ А ГэВ/с приводит к усилению эффектов бокового выброса s - и h -частиц и их противоиспускания в азимутальной плоскости.

Глава 3

Коллективные эффекты

3.1 Поток частиц

3.1.1 Метод результирующих векторов

При поиске проявлений коллективного потока ядерной материи в качестве метода поиска используют изучение поведения угла потока энергии, для вычисления которого требуется знание импульсов частиц [25]. В данной работе измерения импульсов для большинства вторичных частиц не проводились, поэтому каждой частице был сопоставлен единичный вектор \vec{V} , которым можно пользоваться как задающим результирующее направление потока частиц.

Выбрав в качестве направления оси X направление трека первичной частицы, а перпендикулярно к нему - направление осей Y и Z , полярный угол вектора \vec{V} можно определить как $\theta = \arccos(X/V)$, где $V = (X^2 + Y^2 + Z^2)^{1/2}$, X, Y, Z - компоненты вектора \vec{V} по выбранным осям. Азимутальный угол равен $\phi = \arctan(Z/Y)$.

Для каждого события выбранного класса были вычислены суммарные векторы \vec{V}_P (для фрагментов ядра-снаряда) и \vec{V}_T (для фрагментов ядра-мишени), а также углы θ_P, θ_T и ϕ_P, ϕ_T , соответственно. Угловое распределение $dN/d\theta$ для $^{22}\text{Ne} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - столкновений при $P_0 = 4,1 \text{ А}$

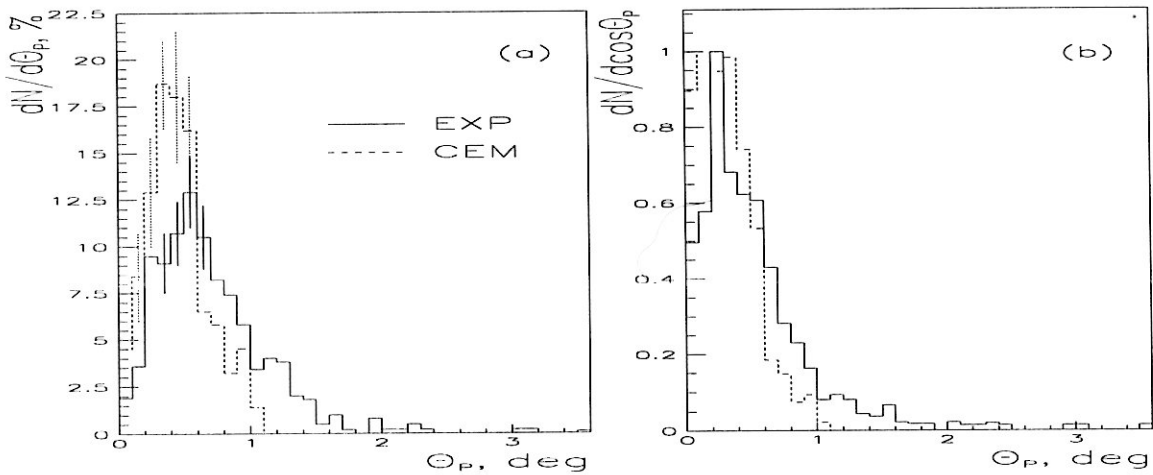


Рис. 3.1: Угловые распределения суммарных векторов фрагментов ядра ^{22}Ne - $dN/d\theta_P$, нормированные на 100 событий (а) и $dN/d \cos \theta_P$ в произвольных единицах (б). Непрерывная гистограмма - эксперимент, пунктирная - расчет по КИМ.

ГэВ/с ($N_h \geq 8$ и $N_{PF}^{Z \geq 2} \geq 2$) приведено на рис. 3.1а для измеренных событий (EXP) и для смоделированных по каскадно-испарительной модели (CEM) [86].

В работе [15] было показано, что распределение событий по углу потока меньше подвержено флуктуациям, будучи взятым в якобиано-независимой форме $dN/d \cos \theta$. На рис. 3.1б показаны распределения $dN/d \cos \theta_P$ для измеренных событий и смоделированных по каскадно-испарительной модели. Можно видеть, что теоретическое распределение имеет максимум возле 0° , а экспериментальное смещено. Наблюдаемое смещение экспериментального распределения можно рассматривать как указание на проявление коллективного потока частиц - отскок фрагментов налетающего ядра. Таким образом, эффект отскока, зарегистрированный впервые при энергиях меньших 1 ГэВ на нуклон ([11] - [13], [88] - [92]), по-видимому, можно регистрировать и при более высоких энергиях.

Предполагая, что вектор \vec{V}_P достаточно точно передает направле-

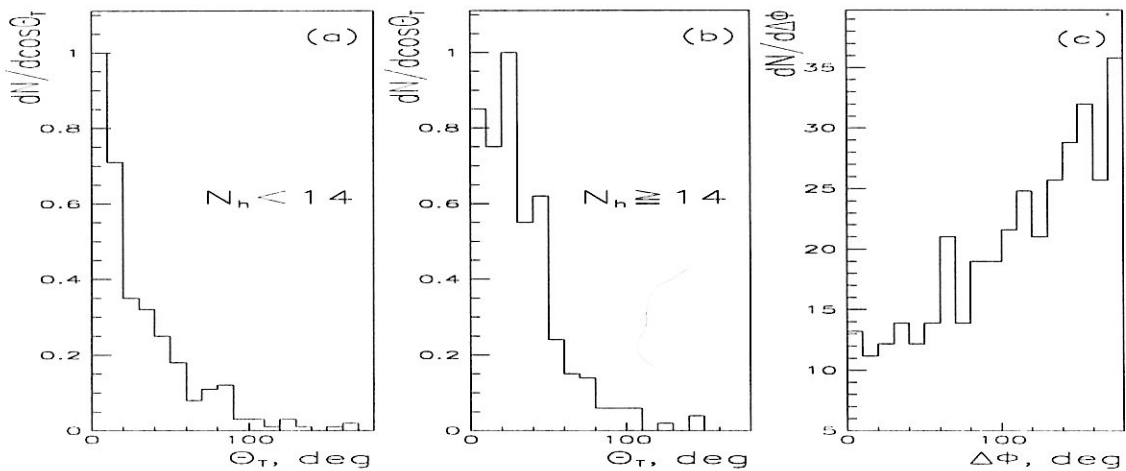


Рис. 3.2: Угловые распределения суммарных векторов фрагментов ядер-мишеней (*Ag, Br*) в событиях с $N_h < 14$ (а) и в событиях с $N_h \geq 14$ (б), в произвольных единицах. Распределение по углу $\Delta\Phi$ между суммарными векторами фрагментов ядер ^{22}Ne и фрагментов ядер (*Ag, Br*) в проекции на азимутальную плоскость (с).

ние суммарного вектора импульсов фрагментов, можно получить переданный фрагментам средний поперечный импульс P_t . Среднее значение угла θ_P векторов \vec{V}_P равно $\langle \theta_P \rangle = (0,73 \pm 0,03)^\circ$. Если считать, что импульс каждого фрагмента равен $4,1 \text{ А ГэВ/с}$, переданный средний поперечный импульс будет равен $P_t = 52 \text{ А МэВ/с}$.

Гидродинамическая модель предсказывает, что максимум распределения потока смещается в сторону больших углов при уменьшении параметра столкновения, и следовательно с увеличением множественности. В связи с этим, интересно было сравнить распределения угла θ_T для фрагментов мишени при различных значениях множественности N_h . Статистика событий не позволяла провести сравнение для нескольких интервалов значений N_h .

На рис. 3.2а и 3.2б приведены распределения результирующих векторов фрагментов ядра-мишени (*h*-частиц) $dN/d \cos \theta_T$ для двух групп событий: $N_h < 14$ и $N_h \geq 14$. Для множественности $N_h \geq 14$ мож-

но заметить смещение максимума распределения в сторону увеличения угла θ_T . Такой же эффект бокового выброса фрагментов ядра-мишени наблюдался в работах ([11] - [13], [88] - [92]).

На рис. 3.2с показано распределение разности углов ϕ_P и ϕ_T , задающих направления суммарных векторов \vec{V}_P и \vec{V}_T в проекции на азимутальную плоскость $\Delta\phi = |\phi_P - \phi_T|$. Среднее значение $\Delta\phi = (107 \pm 3)^\circ$.

В распределении обнаруживается явная тенденция к противоположной направленности векторов. Это может служить указанием на то, что в изучаемых событиях предпочтительнее реализуется ситуация, когда суммарные векторы потоков частиц \vec{V}_P и \vec{V}_T лежат в одной плоскости, а их проекции на азимутальную плоскость направлены в противоположные стороны. Это согласуется с гидродинамической картиной столкновения ядер.

3.1.2 Экспериментальные результаты

Зависимость эмиссии фрагментов сталкивающихся ядер от энергии ядра-снаряда была изучена в неупругих взаимодействиях ядер ^{28}Si с ядрами (Ag, Br) в фотоэмульсии при $P_0 = 4, 5$ и $14, 6$ А ГэВ/с [47]. Критерии отбора событий были те же что и для неон-ядерных соударений, т.е. число фрагментов ядра-мишени $N_h \geq 8$ и число двух- и многозарядных фрагментов ядра-снаряда $N_{PF}^{Z>2} \geq 2$. Были вычислены суммарные векторы \vec{V}_P и \vec{V}_T , построенные из единичных векторов в направлении вылета фрагментов сталкивающихся ядер.

Полярные углы θ_P в \vec{V}_P для ^{22}Ne и ^{28}Si - соударений с ядрами (Ag, Br) при $P_0 = 4,1$ и $4,5$ А ГэВ/с даны в табл. 3.1 в зависимости от степени центральности столкновения (оцененной по N_h).

Модельные значения θ_P , рассчитанные по КИМ, приведены в табл. 3.1 в скобках. Обращает на себя внимание рост средних значений θ_P с уменьшением параметром удара (возрастанием N_h) для обоих ядер-

Табл. 3.1: Зависимость угла потока $\langle \theta_P \rangle$ фрагментов ядра-снаряда от степени центральности соударения в ядерных взаимодействиях ^{84}Kr , ^{22}Ne , ^{28}Si и ^{197}Au при P_0 от 1,55 до 14,6 А ГэВ/с. Расчеты по КИМ приведены в скобках, расчеты по смешанным событиям обозначены *.

P_0 [АГэВ/с]	Ядро- снаряд	$\langle \theta_P \rangle$ [°]	Критерии отбора
1,55	^{84}Kr	$1,4 \pm 0,1$ $2,0 \pm 0,1$	$N_g = 1 - 6$ $N_g \geq 7$
4,1	^{22}Ne	$0,54 \pm 0,03(0,41)$ $0,80 \pm 0,08(0,41)$ $1,26 \pm 0,40(0,40)$	$N_h = 7 - 13$ $N_h = 14 - 27$ $N_h \geq 28$
4,5	^{28}Si	$0,51 \pm 0,04 (0,33)$ $0,61 \pm 0,04 (0,42)$ $0,82 \pm 0,15 (0,42)$	$N_h = 7 - 13$ $N_h = 14 - 27$ $N_h \geq 28$
11,6	^{197}Au	$0,26 \pm 0,02(0,23^*)$ $0,32 \pm 0,02(0,23^*)$ $0,47 \pm 0,06(0,30^*)$	$N_s < 100$ $N_s = 100 - 200$ $N_s > 200$
14,6	^{28}Si	$0,15 \pm 0,02(0,14)$ $0,15 \pm 0,01(0,15)$ $0,23 \pm 0,05(0,17)$	$N_h = 8 - 13$ $N_h = 14 - 19$ $N_h \geq 20$

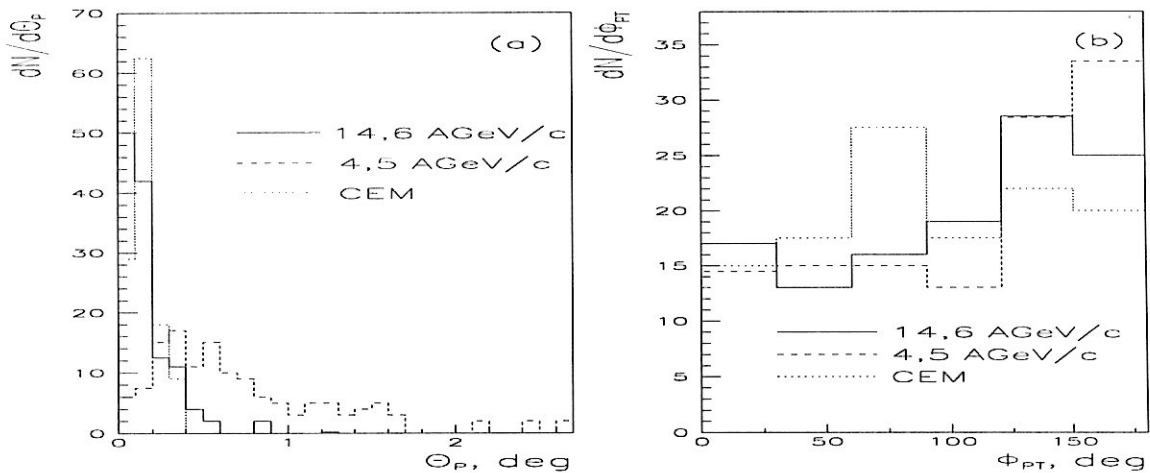


Рис. 3.3: Распределение по углу θ_P (a) и по азимутальному углу ϕ_{PT} (b) для взаимодействий ^{22}Ne в эмульсии при $P_0 = 4,5$ и $14,6$ А ГэВ/с. Сплошная гистограмма - ^{28}Si -эксперимент при $14,6$ А ГэВ/с, пунктирная гистограмма - ^{28}Si -эксперимент при $4,5$ А ГэВ/с, точечная - расчет по КИМ при $14,6$ А ГэВ/с.

снарядов. Расчет по КИМ не дает наблюдаемой в эксперименте зависимости от N_h .

Значения углов потока частиц в ядерных столкновениях вызванных ^{22}Ne систематически выше аналогичных значений в $^{28}\text{Si} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - взаимодействиях во всех группах по N_h . Это можно частично объяснить меньшей энергией ядер неона.

Распределения полярного угла θ_P для \vec{V}_P и азимутального угла ϕ_{PT} между результирующими векторами, сконструированными из фрагментов ядра-снаряда (\vec{V}_P) и ядра-мишени (\vec{V}_T) для $^{28}\text{Si} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - столкновений при $4,5$ и $14,6$ А ГэВ/с приведены на рис. 3.3. Большое различие в форме угловых спектров по θ_P при $P_0 = 4,5$ и $14,6$ А ГэВ/с (рис. 3.3a) указывает на сильное уменьшение угла потока частиц при переходе к энергии BNL.

Азимутальные угловые корреляции между фрагментами ядра-снаряда и мишени показывают тенденцию в их эмиссии в противоположные

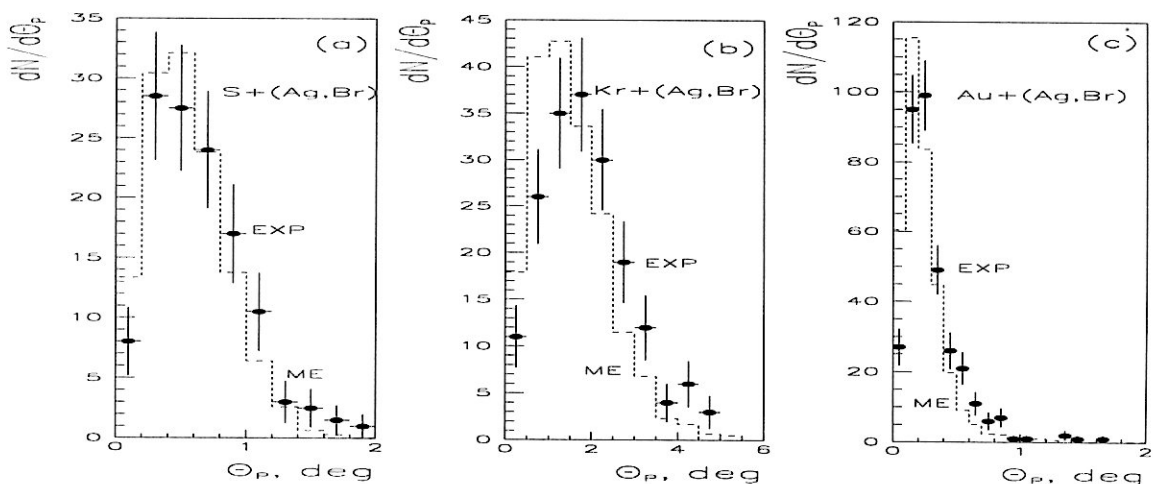


Рис. 3.4: Распределение угла потока фрагментов ядра-снаряда θ_P в столкновениях ^{32}S (а), ^{84}Kr (b) и ^{197}Au (с) с ядрами (Ag, Br). Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по смешанным событиям.

направления в азимутальной плоскости. Это поведение не описывается расчетом по КИМ (см. точечную гистограмму на рис. 3.3b для ^{28}Si - взаимодействий при 14,6 А ГэВ/с).

Таким образом, по данным в ^{28}Si - эксперимента можно заключить, что углы потока частиц θ_P маленькие и сильно растут при переходе к $P_0 = 4, 5$ А ГэВ/с.

Распределение угла потока частиц θ_P (полярного угла вектора \vec{V}_P) для $^{32}\text{S} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - столкновений приведено на рис. 3.4а. Там же гистограммой показано сравнение с θ_P -спектром, полученным в "смешанных" событиях. Эти, т.н., "смешанные" события ("mixed events") были получены случайным перемешиванием фрагментов из всех событий с той же множественностью.

Соответствующие средние значения угла потока частиц θ_P в наших экспериментах проведенных при энергии синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ равны $(0,68 \pm 0,03)^\circ$, $(0,91 \pm 0,04)^\circ$, $(0,58 \pm 0,02)^\circ$ и $(0,64 \pm 0,02)^\circ$ в неупругих ядерных столкновениях ^{16}O , ^{22}Ne , ^{28}Si и ^{32}S в фотоэмульсии,

соответственно.

Отметим, что во всех этих экспериментах значения θ_P заметно отличаются от нуля.

Средние значения θ_P , измеренные в экспериментах с легкими ядрами при дубненских энергиях существенно меньше значения $(1,89 \pm 0,07)^\circ$ полученного в $^{84}Kr + (Ag, Br)$ - взаимодействиях при 1,55 А ГэВ/с (рис. 3.4b). С другой стороны, они оказываются выше значений полученных в $^{197}Au + (Ag, Br)$ - соударениях при 11,6 А ГэВ/с (см. рис. 3.4c), где $\theta_P = (0,31 \pm 0,02)^\circ$.

Таким образом, углы потока частиц уменьшаются с ростом энергии ядра-снаряда в диапазоне 1-15 А ГэВ/с.

Была получена зависимость θ_P от степени центральности соударения и для других ядер-снарядов (табл. 3.1).

Отметим возрастание θ_P при уменьшении параметра удара (что соответствует, в данном случае, возрастанию числа g-, h- и s-частиц) для всех ядер-снарядов в изучаемом диапазоне энергий. Эта тенденция не описывается ни модельными данными по КИМ (приведены в скобках в табл. 3.1), ни расчетом по "смешанным" событиям (обозначенным звездочкой в табл. 3.1 для ^{197}Au -взаимодействий с (Ag, Br) при энергии BNL). С другой стороны, такой характер зависимости угла потока частиц от степени центральности соударения находится в качественном согласии с предсказаниями гидродинамических расчетов [9].

Распределения азимутальных углов между суммарными векторами, построенными из единичных векторов в направлении эмиссии фрагментов сталкивающихся ядер даны на рис. 3.5 для соударений ^{32}S (рис. 3.5a), ^{84}Kr (рис. 3.5b) и ^{197}Au (рис. 3.5c) с (Ag, Br) в эмульсии при P_0 равном 4,5, 1,55 и 11,6 А ГэВ/с, соответственно.

Видно тенденцию к эмиссии ядерных фрагментов в противоположные направления в азимутальной плоскости. Расчет по "смешанным"

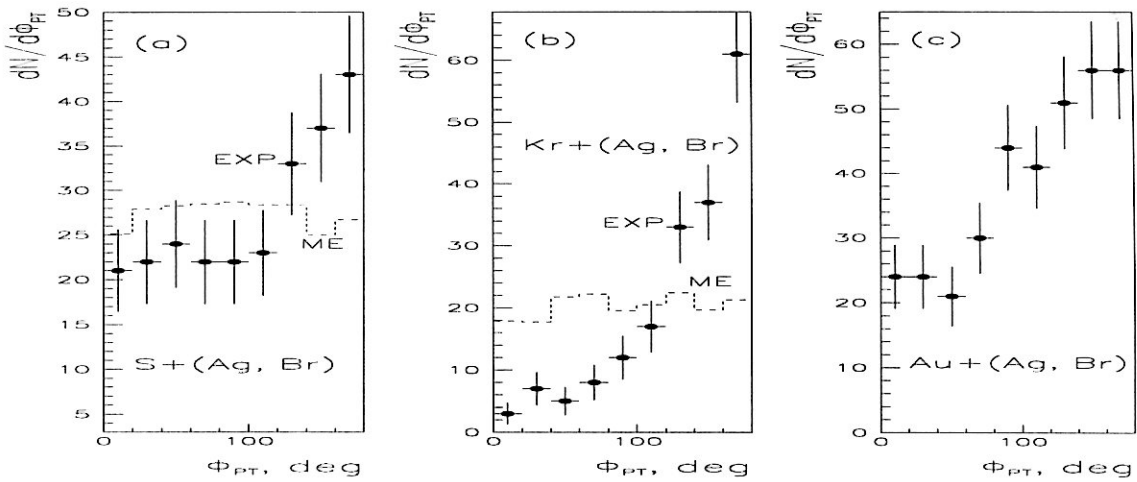


Рис. 3.5: Распределение азимутального угла между результирующими векторами в направлении эмиссии фрагментов ядер-снаряда и мишени ϕ_{PT} в столкновениях ^{32}S (а), ^{84}Kr (b) и ^{197}Au (c) с ядрами (Ag, Br). Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по "смешанным" событиям.

событиям это поведение угловых спектров не воспроизводит (гистограммы на рис. 3.5а,б). Соответствующие средние углы ϕ_{PT} в соударениях ^{32}S с ядрами (Ag, Br) равны $(103 \pm 3)^\circ$ и $(90 \pm 1)^\circ$ в экспериментальном и "смешанном" ансамблях, соответственно.

Средние углы ϕ_{PT} практически не зависят от массы ядра-снаряда и при дубненских энергиях они равны $(103 \pm 4)^\circ$, $(96 \pm 3)^\circ$, $(107 \pm 3)^\circ$ для ^{16}O , ^{22}Ne и ^{28}Si - взаимодействий с (Ag, Br), соответственно.

Средний угол ϕ_{PT} в $^{197}Au + (Ag, Br)$ - взаимодействиях при 11,6 А ГэВ/с равен $(107 \pm 3)^\circ$, расчет по "смешанным" событиям дает 90° .

Зависимость параметров потока частиц в $^{197}Au + (Ag, Br)$ - эксперименте от числа s -частиц в событии дана в табл. 3.2. В отличие от θ_P не наблюдается зависимости ϕ_{PT} от N_s . Но если исключить самые медленные фрагменты ядра-мишени (b -частицы) из суммарного вектора \vec{V}_T , сконструированного из фрагментов ядра-мишени, то появляется слабая зависимость ϕ_{PT}^* от степени центральности соударения (N_s).

Табл. 3.2: Зависимость угла потока фрагментов ядра снаряда $\langle \theta_P \rangle$ и азимутальных углов между векторами фрагментов сталкивающихся ядер $\langle \Psi_{PT} \rangle$ и $\langle \Psi_{PT}^* \rangle$ в $^{197}\text{Au} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - столкновениях в эмульсии.

N_s	$\langle \theta_P \rangle [^\circ]$	$\langle \Psi_{PT} \rangle [^\circ]$	$\langle \Psi_{PT}^* \rangle [^\circ]$
< 100	$0,26 \pm 0,02$ (0, 23)	$107,4 \pm 3,8$ (89, 8)	$96,1 \pm 3,9$ (90, 6)
$100 - 200$	$0,32 \pm 0,02$ (0, 23)	$107,8 \pm 4,4$ (91, 4)	$104,1 \pm 4,6$ (90, 7)
> 200	$0,47 \pm 0,06$ (0, 30)	$102,8 \pm 7,0$ (89, 7)	$110,2 \pm 7,0$ (90, 6)

В соударениях ядер ^{84}Kr с (Ag, Br) при 1,55 А ГэВ/с тенденция к противоиспусканию фрагментов ядер-снаряда и мишени в азимутальной плоскости усиливается с уменьшением прицельного параметра. Угол ϕ_{PT} принимает значения $(98,8 \pm 6,3)^\circ$ и $(115,8 \pm 0,1)^\circ$ в квази-периферических ($N_g = 1 - 6$) и квазицентральных ($N_g \geq 7$) взаимодействиях, соответственно.

Эти значения близки к аналогичным, полученным в экспериментах с первичными ядрами криптона и лантана при близких энергиях ядер-снарядов: $^{84}\text{Kr} + (\text{Ag}, \text{Br})$ при 2,1 А ГэВ ($\phi_{PT} = (106 \pm 4)^\circ$ [94]) и в $^{139}\text{La} + (\text{Ag}, \text{Br})$ при 1,8 А ГэВ ($\phi_{PT} = (115 \pm 5)^\circ$ [95]).

Таким образом, данные по потоку частиц показывают, что векторы \vec{V}_P и \vec{V}_T имеют тенденцию к противоиспусканию.

3.1.3 Основные результаты

На основе представленных результатов можно сделать следующие выводы:

1. В неупругих ядерных взаимодействиях в фотоэмульсии проведено систематическое исследование потока фрагментов сталкивающихся ядер методом результирующих векторов для разных масс и энер-

гий ядер-снарядов и для разных параметров удара.

2. Получены ненулевые углы фрагментов ядер-снарядов, которые не описываются расчетами по КИМ и по "смешанным" событиям.
3. Углы потока фрагментов налетающих ядер сильно зависят от прицельного параметра и от энергии ядра-снаряда: увеличиваются с ростом степени центральности столкновения и уменьшаются с ростом P_0 в области $(1 - 15) \text{ A ГэВ/с}$.
4. Зарегистрирована эмиссия фрагментов сталкивающихся ядер в противоположные стороны в азимутальной плоскости.

Угол потока частиц в наших экспериментах ненулевой. Это указывает на то, что в этих событиях плоскость реакции определяется направлениями полета ядра-снаряда и потока частиц.

К определению плоскости реакции в непериферических ядро-ядерных столкновениях переходим в следующем разделе.

3.2 Плоскость реакции

3.2.1 Метод поперечных импульсов

Мы использовали метод поперечных импульсов, предложенный в работе [15]. Метод основан на изучении поперечных импульсов P_t вторичных заряженных частиц, спроектированных в "оцененую" плоскость реакции, определяемую направлением движения ядра-снаряда и вектора \vec{R} , который считался для каждого фрагмента ядра-снаряда (i) в отдельности по формуле

$$\vec{R}_i = \sum_{j=1}^{N_{PF}} \omega_j A_j \vec{P}_{t,j}, i = 1, 2, \dots, N_{PF}, j \neq i. \quad (3.1)$$

Таким образом, вектор \vec{R}_i составлялся из поперечных импульсов ($\vec{P}_{t,j}$) всех фрагментов ядра-снаряда в данном событии за исключением i -того фрагмента, что исключало возможные автокорреляции, вытекающие из проекции поперечного импульса (\vec{P}_t) i -того фрагмента на самого себя.

Коэффициент ω_j вводится с целью исключения фрагментов с большим поперечным импульсом. В нашем случае значения ω_j равны единице, поскольку в определении плоскости реакции принимают участие только летящие вперед фрагменты-спектаторы ядра-снаряда.

Величина A_j есть массовое число фрагмента j . Поскольку в нашем эксперименте измеренны только заряды фрагментов Z_j , мы предполагали, что $A_j = 2Z_j$.

Впервые плоскость реакции была нами определена в экспериментах с легкими ядрами-снарядами ^{12}C и ^{22}Ne при дубненских энергиях. Так, например, в статистически надежно обеспеченном эксперименте $^{22}\text{Ne} + (\text{Ag}, \text{Br})$ импульс нуклонов налетающего ядра равен $P_L = 4,1$ А ГэВ/с. После столкновения ядер проекция импульса нуклона j -ого фрагмента на азимутальную плоскость равна $P_{t,j} = P_L \tan \theta_j$, где θ_j - угол испускания j -го фрагмента. Вектор проекции - $\vec{P}_{t,j}$.

Их всего набора неупругих столкновений выделялись непериферические взаимодействия $^{22}\text{Ne} + (\text{Ag}, \text{Br})$. Критерии отбора: число фрагментов ядра-неона $N_{PF} \geq 4$ и число фрагментов ядра-мишени $N_h \geq 8$. Отобранных событий оказалось 344. Соответствующее число моделированных событий (по КИМ) равно 787. В данном случае анализировались фрагменты ядра неона с зарядами $Z \geq 1$.

Проекция вектора $\vec{P}_{t,i}$ на направление, задаваемое вектором \vec{R}_i равна

$$P_{R,i} = (\vec{P}_{t,i} \cdot \vec{R}_i) / |\vec{R}_i|. \quad (3.2)$$

Усреднением величины $P_{R,i}$ по всем N_{PF} фрагментам данного взаи-

модействия с весами A_i и по всем событиям получалось среднее значение $\langle P_R \rangle$. Оно должно быть равно нулю, если имеет место случайное распределение $\vec{P}_{t,i}$ по азимутальному углу, и не равно нулю, если существует отклонение потока энергии от направления под 0° (то есть отскок фрагментов налетающего ядра).

Если в результате столкновения остаточное ядро получает поперечный импульс, значение P_R передает величину этого поперечного импульса, приходящегося на один нуклон.

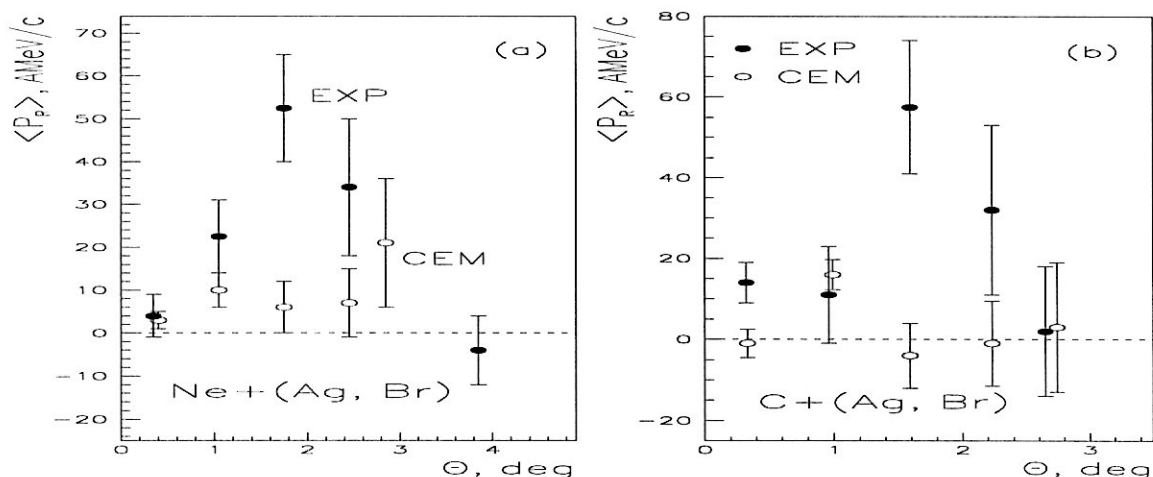


Рис. 3.6: Распределение $\langle P_R \rangle$ в зависимости от θ фрагментов налетающего ядра в столкновениях ^{22}Ne (a) и ^{12}C (b) с (Ag, Br) при $P_0 = 4,5$ А ГэВ/с. Полные кружки - эксперимент, пустые кружки - расчет по КИМ.

На рис. 3.6a для взаимодействий $^{22}\text{Ne} + (Ag, Br)$ при импульсе 4,1 А ГэВ/с показано распределение $\langle P_R \rangle$ в зависимости от угла θ испускания фрагмента. Можно видеть отличие $\langle P_R \rangle$ от нулевого значения, что является проявлением эффекта отскока. Вид распределения для событий, моделированных по КИМ, показывает, что внутриядерный каскад, возможно, вносит некоторый вклад в наблюдаемый эффект.

На рис. 3.6b для сравнения показано распределение $\langle P_R \rangle$ в столкновениях $^{12}\text{C} + (Ag, Br)$ при импульсе 4,5 А ГэВ/с, построенное по ис-

ходным рабочим материалам наших предыдущих работ [68]. Видно, что внутриядерный каскад играет незначительную роль. Это скорее всего связано с маленьким значением массы ядра ^{12}C .

Таким образом, в $^{22}\text{Ne} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - взаимодействиях при 4,1 А ГэВ/с наблюдался отскок фрагментов ядра ^{22}Ne в азимутальной плоскости в проекции на плоскость реакции.

Рассмотрим угловые распределения b -частиц относительно плоскости реакции.

С помощью критерия $N_h \geq 7$ из совокупности неупругих взаимодействий $^{22}\text{Ne} + \text{Em}$ отбирались непериферические столкновения $^{22}\text{Ne} + (\text{Ag}, \text{Br})$ с тяжелыми ядрами фотоэмульсии.

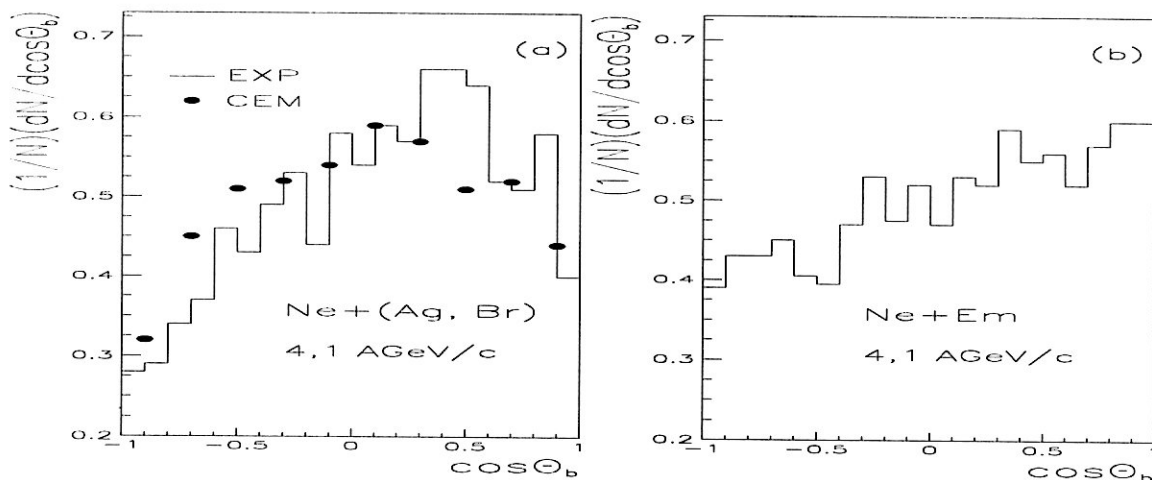


Рис. 3.7: Угловое распределение b -частиц с углом $\phi \leq 30^\circ$ к плоскости реакции (а) и без ограничений на угол ϕ (б) при $Q = 5 - 7$ в $^{22}\text{Ne} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - соударениях при $P_0 = 4,5$ А ГэВ/с. На рис.(а) точки - эксперимент и гистограмма - расчет по КИМ, на рис.(б) гистограмма - эксперимент.

Эффект бокового выброса медленных фрагментов ядра-мишени (b -частиц) должен отражаться на их распределении по углу испускания θ . Эффект проявится ярче, если построить распределение по θ для тех частиц, которые в азимутальной плоскости испускаются под небольшо-

ми углами к плоскости реакции. Имея это в виду, для каждого события мы строили суммарный вектор \vec{R} из h -частиц по формуле (1), где полагалось $\omega_j = 1$, $A_j = 1$ и вместо $\vec{P}_{t,j}$ использовался единичный вектор, направленный под углом ϕ_j , а суммирование производилось по всем h -частицам. Из числа b -частиц отбирались только те, у которых угол между соответствующим единичным вектором и суммарным вектором \vec{R} был равен $\phi \leq 30^\circ$.

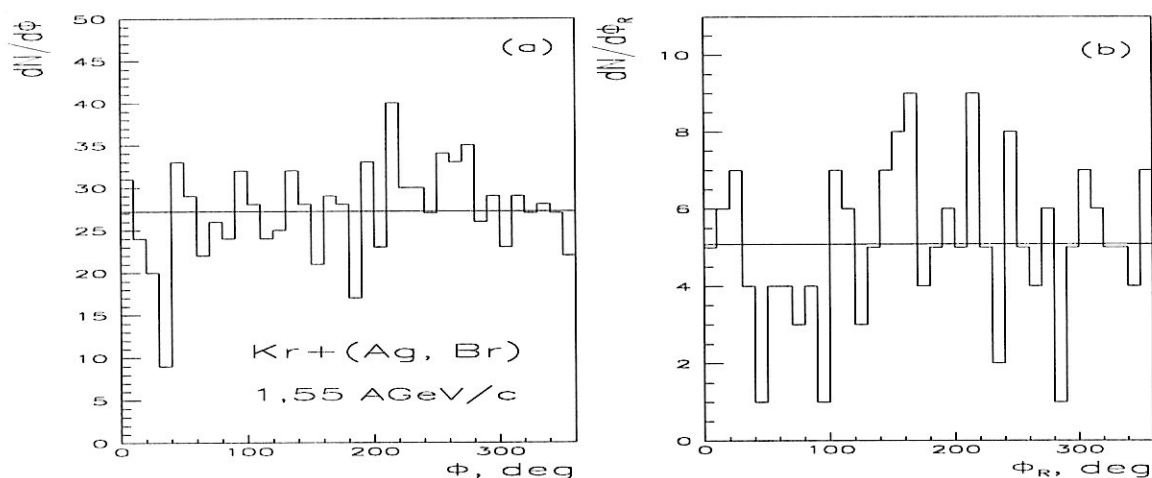


Рис. 3.8: Азимутальные угловые распределения ϕ фрагментов налетающего ядра с $Z_{PF} \geq 2$ (а) и распределение азимутальных углов ϕ_R векторов \vec{R} плоскости реакции (б). Гистограмма - эксперимент, линия - равномерное распределение.

На рис. 3.7а показано угловое распределение b -частиц с углом $\phi \leq 30^\circ$ к плоскости реакции в непериферических ($Q = 5, 6, 7$) столкновениях ^{22}Ne с ядрами (Ag, Br).

В экспериментальном распределении наблюдается максимум, соответствующий боковому выбросу b -частиц. Модельный расчет по КИМ не воспроизводит форму углового спектра.

На рис. 3.7б для сравнения приведено угловое распределение b -частиц в соответствующем классе $^{22}\text{Ne} + \text{Em}$ - взаимодействий. Здесь не использовался отбор b -частиц по углу ϕ . Хорошо видно различие распре-

делений.

Перейдем к рассмотрению результатов анализа поперечных импульсов фрагментов ядер-снарядов в плоскости реакции, построенной по формуле (1) для взаимодействий релятивистских ядер с ядрами (Ag, Br) в широком диапазоне P_0 от 1 до 15 А ГэВ/с.

3.2.2 Эксперимент $^{84}Kr + (Ag, Br)$ при 1,55 А ГэВ/с

Отбор событий производился с помощью критериев: $N_{TF} \geq 8$ и $N_{PF}^{Z \geq 2} \geq 4$ ([50], [53]- [56], [61], [96]).

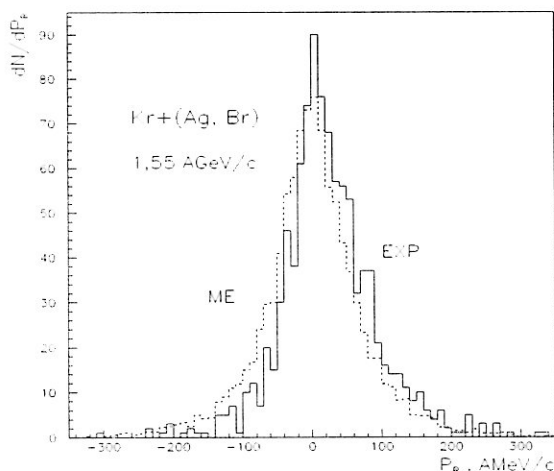


Рис. 3.9: Распределение проекций поперечных импульсов фрагментов ядра ^{84}Kr - в плоскости реакции. Сплошная гистограмма - эксперимент, пунктирная - расчет по "смешанным" событиям.

Азимутальные угловые распределения ϕ фрагментов ядра-снаряда с $Z_{PF} \geq 2$ и распределение азимутальных углов ϕ_R векторов \vec{R} определяющих плоскости реакции приведены на рис. 3.8а,б. Форма распределений близка к равномерному распределению (прямая линия на рисунке) с $\chi^2/NDF = 1,8$ и $1,4$, соответственно.

Распределение проекций поперечных импульсов фрагментов ядра ^{84}Kr в плоскости реакции приведено на рис. 3.9 (сплошная гистограмма).

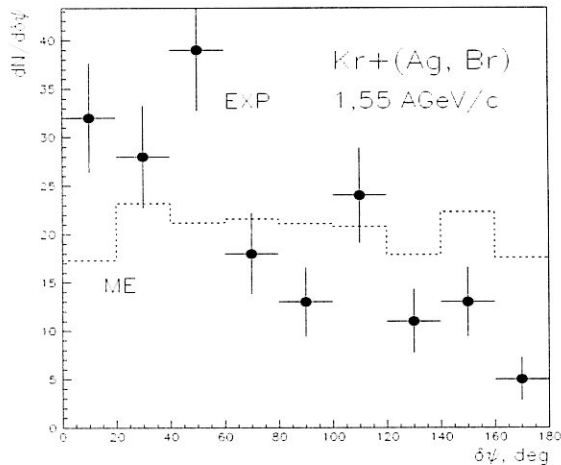


Рис. 3.10: Распределение $\delta\psi$ между азимутальными углами плоскостей реакций из двух подсобытий в $^{84}\text{Kr} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - взаимодействиях при 1,55 А ГэВ/с. Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по "смешанным" событиям.

Измеренное значение $\langle P_R \rangle$ равно $23,6 \pm 2,3$ МэВ/с на нуклон. Это означает, что $\vec{P}_{t,i}$ не распределены случайно в азимутальной плоскости и существует эффект отскока фрагментов ядра-снаряда.

Чтобы определить роль этого параметра в потоке энергии под ненулевым углом, та же самая процедура была повторена для "смешанных" событий (ME), в которых не должно быть корреляций в плоскости реакции. Эти события были получены из экспериментального ансамбля случайным выбором измеренных фрагментов ядра-снаряда из разных событий. В результате было получено $\langle P_R \rangle_{ME} = 0,6 \pm 0,8$ А МэВ/с (пунктирная гистограмма на рис. 3.9).

Конструкция плоскости реакции была проверена следующим путем. Каждое отдельное событие было случайным образом разделено на две половины - два подсобытия ("sub-events"). Для каждого из них была независимо построена плоскость реакции.

Разность $\delta\psi$ между азимутальными углами этих плоскостей реакции приведена на рис. 3.10 (точки).

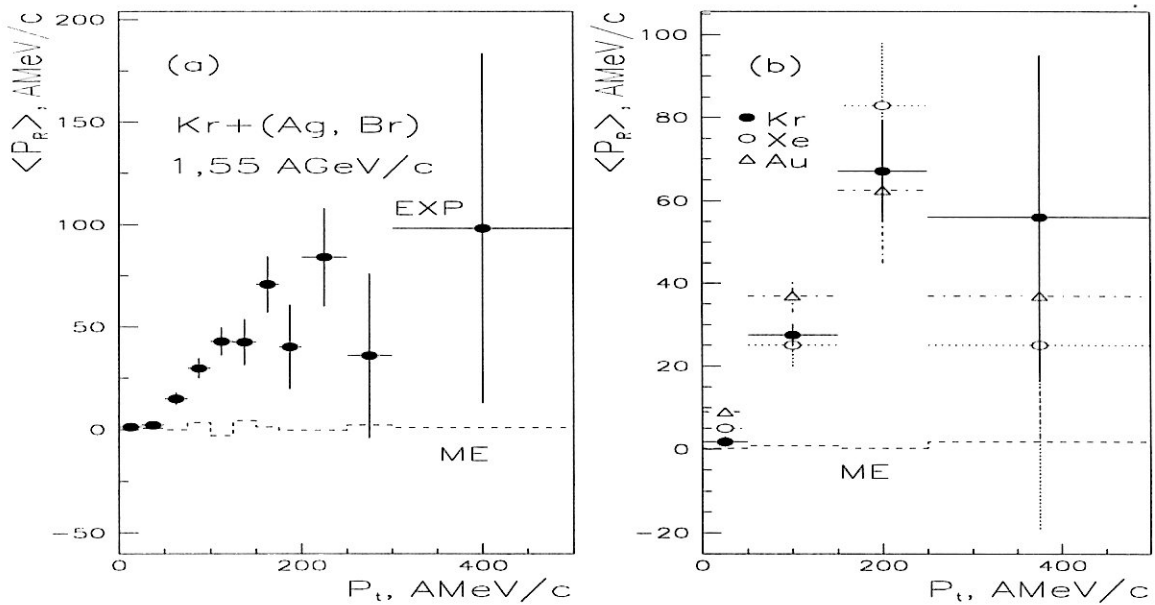


Рис. 3.11: Зависимость $\langle P_R \rangle$ от P_t фрагментов в $^{84}\text{Kr} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - взаимодействиях при $1,55 \text{ A GeV}/c$ в сравнении с расчетом по "смешанным" событиям (а) и в сравнении с другими данными при близкой P_0 (b).

Распределение по $\delta\psi$ не равномерно, а имеет пик при малых азимутальных углах. Таким образом, сконструированные, описанным выше путем, плоскости реакций не случайны, а отражают физические корреляции между фрагментами ядра-снаряда. В отличие от этого ME-распределение (пунктирная гистограмма на рис. 3.10) равномерно и не дает никаких корреляций.

Зависимости средних проекций поперечных импульсов в плоскости реакции $\langle P_R \rangle$ от поперечного импульса фрагментов ядра-снаряда показаны на рис. 3.11a и 3.11b. Видно отличие $\langle P_R \rangle$ от нулевого значения - проявление эффекта отскока фрагментов ядра-снаряда. При этом ME-моделирование (гистограмма на рис. 3.11a) не воспроизводит наблюдаемую корреляцию $\langle P_R \rangle$ от P_t .

Проведено сравнение с другими эмульсионными данными при близ-

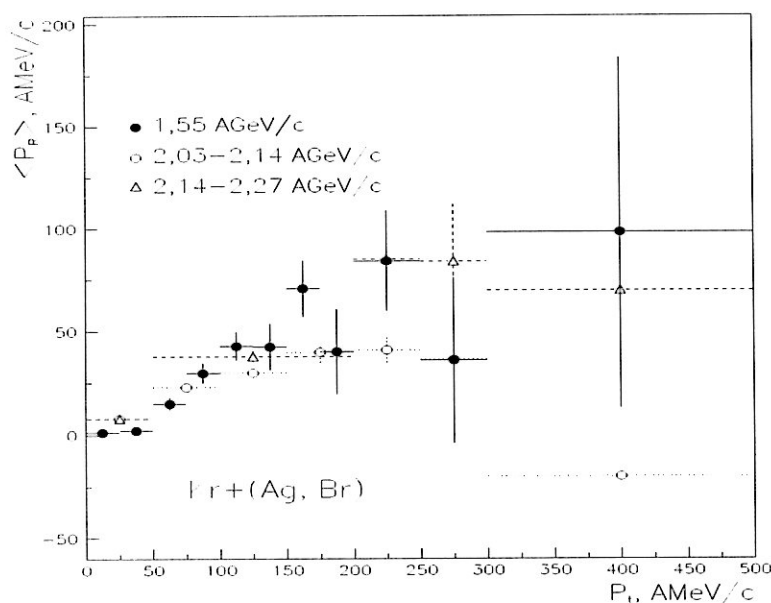


Рис. 3.12: Зависимость $\langle P_R \rangle$ от P_t фрагментов в $^{84}Kr + (Ag, Br)$ - взаимодействиях при 1,55 А ГэВ/с в сравнении с другими Kr - данными при более высоких значениях P_0 .

кой первичной энергии (рис. 3.11b) [97]. Зависимость от массы ядра-снаряда не обнаружена.

Сравнение с данными полученными, во взаимодействиях ^{84}Kr в фотоэмульсии при несколько более высокой энергии ядра-снаряда ($P_0 = 2,3 A \text{ GeV/c}$) дано на рис. 3.12. Не видно энергетической зависимости в поведении изучаемой характеристики. Напомним, что разность энергий здесь небольшая.

Какова же зависимость этих корреляций от параметра соударения?

Для этой цели мы используем число N_g быстрых фрагментов ядра-мишени (g-частиц). Расчеты по дубненской версии каскадно-испарительной модели [75] для $Kr + Ag$ соударений при $N_{TF} \geq 8$ показывают, что N_g сильно коррелировано с параметром удара b . Исходя из этого, мы разделили измеренные события на две категории: квази-периферические

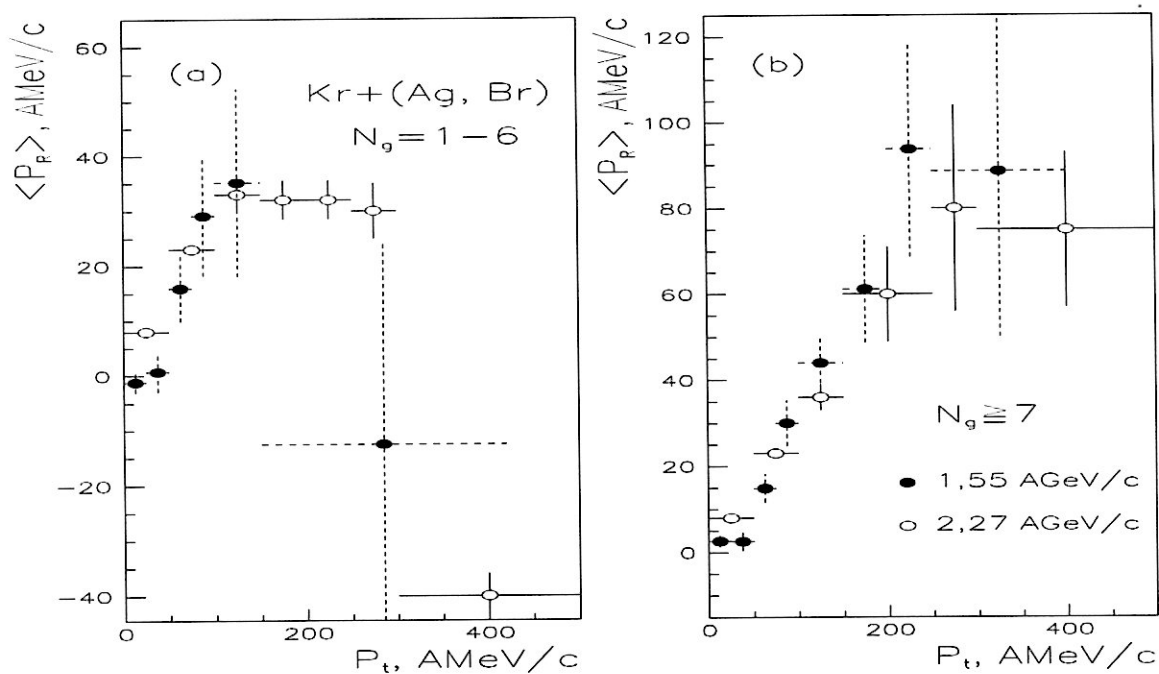


Рис. 3.13: Зависимость $\langle P_R \rangle$ от P_t фрагментов в $^{84}\text{Kr} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - взаимодействиях при 1,55 А ГэВ/с в сравнении с другими Kr - данными при больших значениях P_0 в квази-периферических (а) и квази-центральных (б) событиях.

события с $N_g = 1 - 6$ и квази-центральные с $N_g \geq 7$. Зависимость среднего поперечного импульса на нуклон $\langle P_R \rangle$ в плоскости реакции от поперечного импульса P_t фрагментов ядра-снаряда приведена на рис. 3.13а для квази-периферических и на рис. 3.13б для квази-центральных событий. Проведено сравнение с другими Kr -данными [98]. Видно, что в квази-центральных ($N_g \geq 7$) Kr -ядерных соударениях с (Ag, Br) сильнее проявляется эффект отскока фрагментов ядра-снаряда, чем в событиях с большим параметром удара ($N_g = 1 - 6$) в диапазоне первичных P_0 от 1,5 до 2,3 А ГэВ/с.

Азимутальные углы фрагментов сталкивающихся ядер относительно плоскости реакции приведены на рис. 3.14. Фрагменты ядра-снаряда вылетают, в основном, под углами близкими к плоскости реакции -

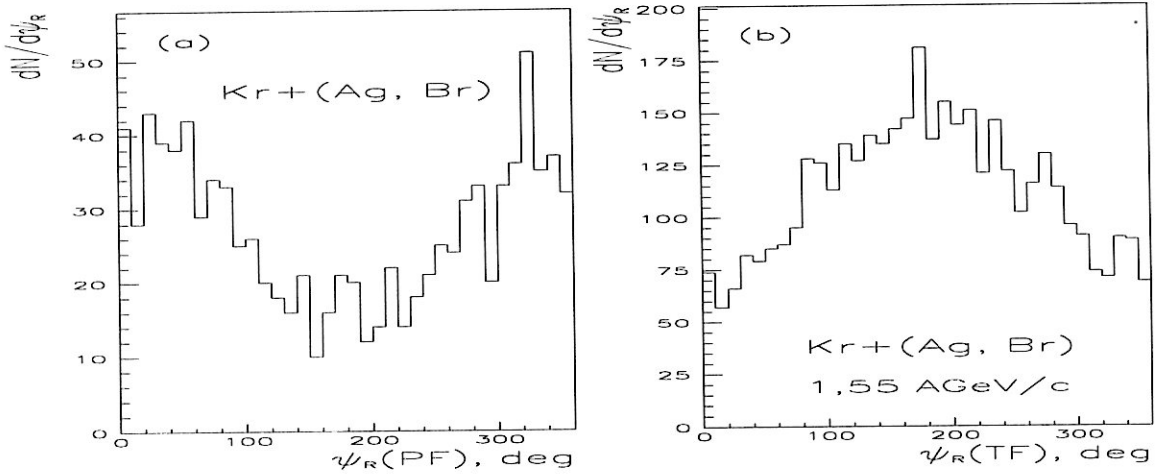


Рис. 3.14: Распределение по азимутальному углу фрагментов ядра-снаряда (а) и фрагментов ядра-мишени (б) относительно плоскости реакции в $^{84}\text{Kr} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - взаимодействиях при 1,55 А ГэВ/с.

0° и 360° (рис. 3.14а). Фрагменты ядра-мишени имеют тенденцию к эмиссии в направлении противоположном к вектору \vec{R} плоскости реакции (рис. 3.14б). Эффект усиливается при переходе от квази-периферических событий (рис. 3.15а) к более центральным (рис. 3.15б) взаимодействиям с ядрами (Ag, Br). Такое поведение угловых характеристик фрагментов сталкивающихся ядер подтверждает прежние заключения о том, что зарегистрирован эффект отскока.

Разница $\delta\Psi$ азимутальных углов векторов \vec{R} , построенных отдельно из фрагментов ядер-снаряда и мишени в том же самом событии приведена на рис. 3.16.

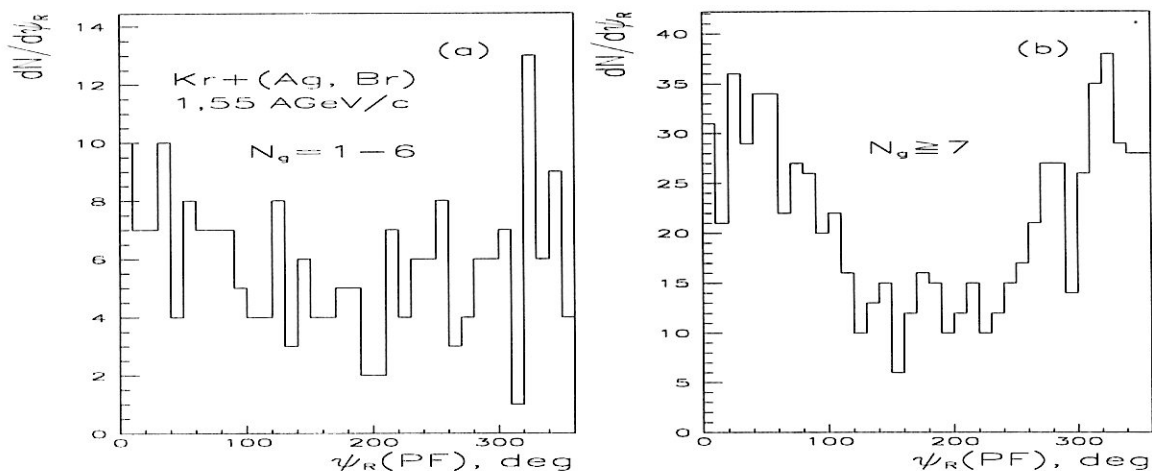


Рис. 3.15: Распределение по азимутальному углу фрагментов ядра-снаряда (а) и фрагментов ядра-мишени (b) относительно плоскости реакции в соударениях ядер Kr с (Ag, Br) при $1,55 \text{ A GeV}/c$.

Сильная корреляция между ними указывает на противоположные направления соответствующих векторов плоскостей реакций. Средний азимутальный угол между ними равен $(112 \pm 4)^\circ$.

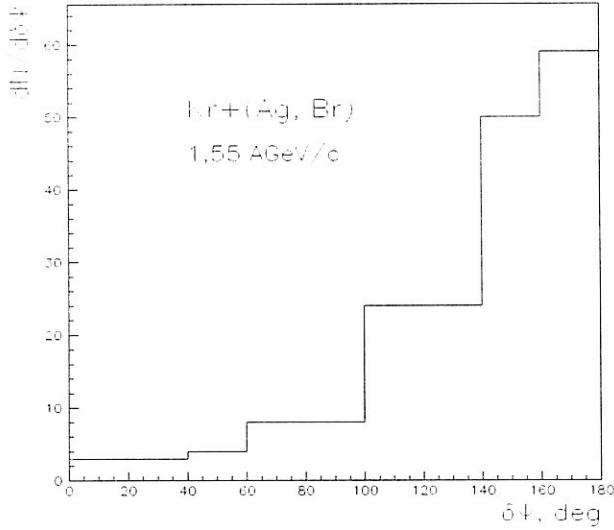


Рис. 3.16: Распределение азимутальных углов между векторами плоскостей реакций, сконструированных отдельно для фрагментов ядра-снаряда и фрагментов ядра-мишени в соударениях ядер Kr с (Ag, Br) при $1,55 A$ ГэВ/с.

3.2.3 Эксперимент $^{32}S + (Ag, Br)$ при $4,5 A$ ГэВ/с

Отбор событий: $N_{TF} \geq 8$ (взаимодействия с Ag и Br мишенями) и $N_{PF}^{Z_{PF} \geq 1} \geq 4$ ([55], [60]). В отличие от предыдущего случая, здесь с целью повышения числа фрагментов, в число фрагментов ядра-снаряда включены и однозарядные фрагменты (s' - частицы). Это связано с маленькой массой ядра-снаряда и, соответственно, малым числом его фрагментов в данном случае.

Распределение азимутальных углов ϕ фрагментов ядра серы приведено на рис. 3.17а. Это распределение равномерное с $\chi^2/NDF = 1,24$.

Распределение проекций поперечных импульсов фрагментов ядра-снаряда P_R в плоскости реакции и зависимость P_R от поперечных импульсов фрагментов ядра серы-32 представлены на рис. 3.17б и 3.18а.

Измеренное значение $\langle P_R \rangle = 18,4 \pm 2,1 A$ МэВ/с сильно отличается от вычисленного для ME событиям, которые были получены (как и в предыдущем случае) путем случайного перемешивания измеренных

Табл. 3.3: Средние значения проекций поперечных импульсов фрагментов ядра-снаряда в ядерных взаимодействиях ^{84}Kr , ^{22}Ne , ^{16}O , ^{28}Si , ^{32}S и ^{197}Au при P_0 от 1,55 до 14,6 А ГэВ/с в эмульсии и сравнение с расчетом по "смешанным" событиям.

P_0 [АГэВ/с]	Ядро- снаряд	$\langle P_R \rangle_{EXP}$ [АМэВ/с]	$\langle P_R \rangle_{ME}$ [АМэВ/с]
1,55	^{84}Kr	$23,6 \pm 2,3$	0,6
4,1	^{22}Ne	$16,1 \pm 2,6$	0,8
4,5	^{16}O	$12,8 \pm 2,8$	-0,7
4,5	^{28}Si	$6,1 \pm 2,3$	0,1
4,5	^{32}S	$18,4 \pm 2,1$	1,3
11,6	^{197}Au	$32,0 \pm 1,8$	-0,2
14,6	^{28}Si	$7,2 \pm 2,5$	0,5

фрагментов из других событий. Расчеты по МЕ показаны на рис. 3.17b и на рис. 3.18a в виде пунктирных гистограмм. Видно, что наши данные существенно отличаются от нуля и указывают на проявление эффекта отскока фрагментов ядра-снаряда, предсказанного ранее в гидродинамических расчетах [9]. При этом спектры, рассчитанные для МЕ событий диаметрально отличаются от аналогичных экспериментальных.

Средние значения $\langle P_R \rangle_{EXP}$ и $\langle P_R \rangle_{ME}$ для экспериментов, проведенных при энергиях синхрофазотрона ЛВЭ показаны в табл.3.3. Для сравнения, там же приведены аналогичные результаты для $^{32}S+(Ag, Br)$ -взаимодействий при 200 А ГэВ/с (ЕМУ01 эксперимент). Получено $\langle P_R \rangle_{EXP} = 25,9 \pm 2,9$ А МэВ/с и $\langle P_R \rangle_{ME} = 2,8 \pm 0,9$ А МэВ/с.

Была проведена проверка определения плоскости реакции путем случайного разделения каждого события на две части с одинаковым числом фрагментов и последующей оценкой плоскостей реакции для этих "под-событий" (рис. 3.18b).

В качестве меры точности определения плоскости реакции в работе [99] было предложено использовать ширину распределения разниц азимутальных углов $\delta\psi$ этих двух плоскостей реакций после деления

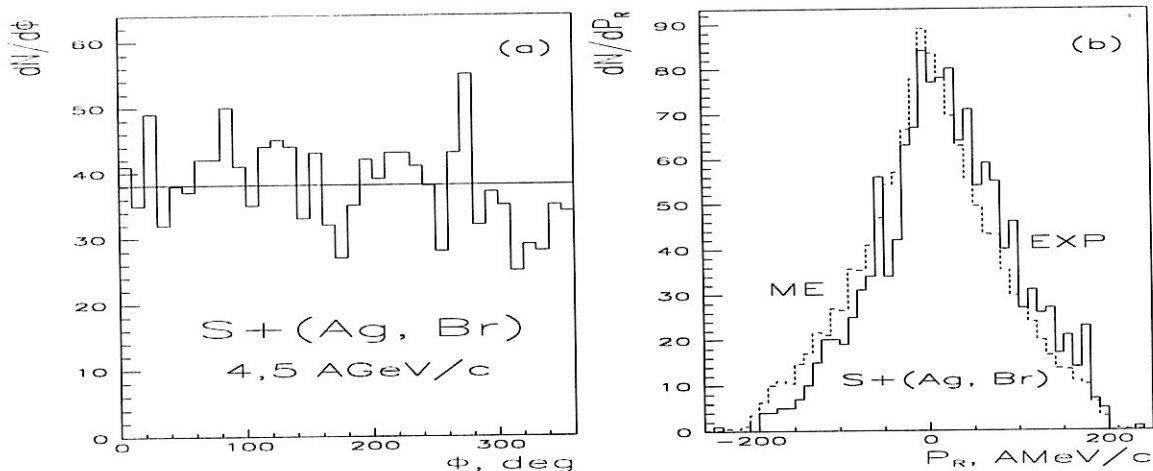


Рис. 3.17: Распределение по азимутальному углу фрагментов ядра-снаряда (а) и распределение проекций поперечных импульсов фрагментов ядра-снаряда в плоскости реакции (b) в $^{32}\text{S} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - столкновениях при 4,5 А ГэВ/с. Прямая линия на рис.(а) - равномерное распределение, сплошная гистограмма на рис.(b) - эксперимент, пунктирная - расчет по "смешанным" событиям.

события на два подсобытия. Используя такой подход, нами получена оценка определения плоскости реакции, равная $24,6^\circ$. Соответствующие точности определения плоскости реакции в других наших экспериментах при дубненской энергии приведены в табл.3.3. Эти результаты сравнимы с точностями, полученными в других экспериментах, напр. в работах [51] и [106].

Табл. 3.4: Ширина распределения азимутальных углов между двумя подсобытиями σ и значения параметров λ для фрагментов сталкивающихся ядер, полученные при фитировании их азимутальных угловых распределений относительно плоскости реакции в ядерных взаимодействиях при дубненской энергии по (3.3).

	^{16}O	^{22}Ne	^{28}Si	^{32}S
$\sigma [^\circ]$	26,1	25,6	24,8	24,6
λ_{PF}	$0,21 \pm 0,05$	$0,22 \pm 0,03$	$0,15 \pm 0,04$	$0,34 \pm 0,04$
λ_{TF}	$-0,09 \pm 0,03$	$-0,07 \pm 0,02$	$-0,12 \pm 0,02$	$-0,07 \pm 0,02$

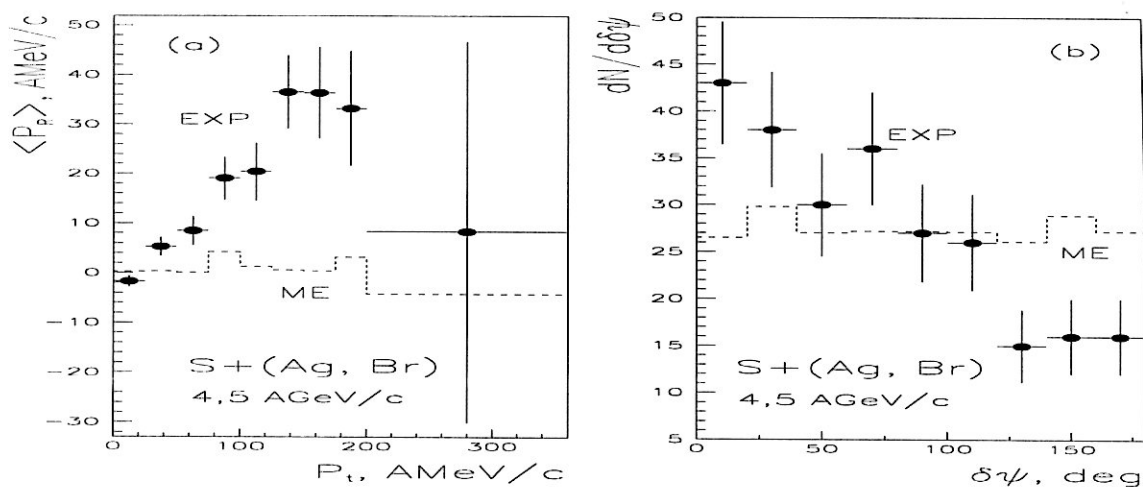


Рис. 3.18: Проекция поперечных импульсов фрагментов ядра-снаряда в плоскости реакции в зависимости от P_t фрагментов (a) и распределение разницы азимутальных углов $\delta\psi$ двух плоскостей реакций (b). Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по "смешанным" событиям.

Азимутальные угловые распределения $\delta\psi$ фрагментов сталкивающихся ядер относительно плоскости реакции, построенной из фрагментов ядра-снаряда приведены на рис. 3.19a,b. Гистограммы фитированы функцией [101]

$$dN/d\delta\psi = A(1 + \lambda \cos \delta\psi), \quad (3.3)$$

где A - нормированная константа, а λ является мерой силы [26] коллективного потока частиц.

Значения констант λ_{PF} и λ_{TF} для фрагментов налетающего ядра и ядра-мишени даны в табл.3.3. Видно предпочтительную эмиссию фрагментов ядра-снаряда в направлении вектора плоскости реакции и фрагментов ядра-мишени в противоположном направлении.

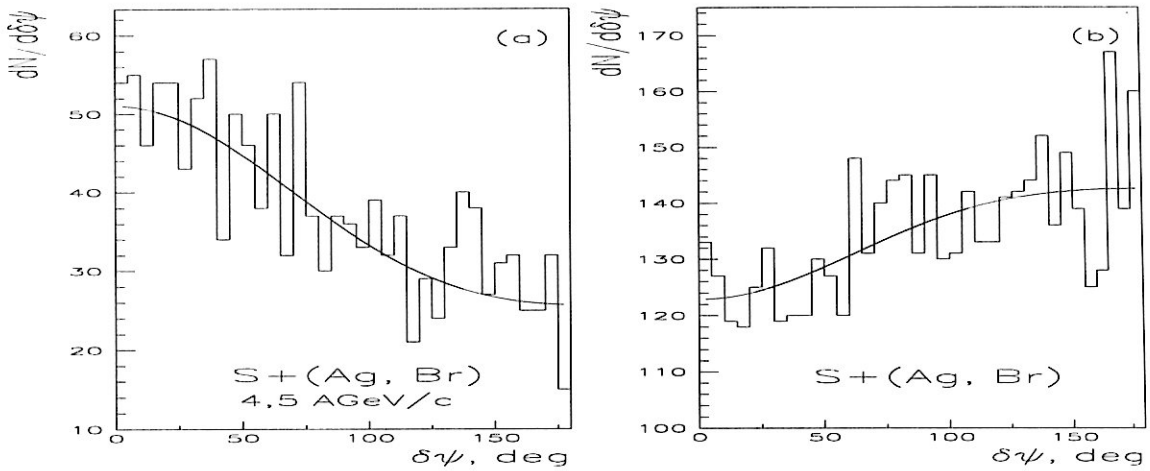


Рис. 3.19: Распределение азимутальных углов фрагментов ядра-снаряда (а) и фрагментов ядра-мишени (б) относительно плоскости реакции в $^{32}\text{S} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - взаимодействиях в эмульсии при 4,5 А ГэВ/с. Гистограмма - эксперимент, кривые - фитирование по (3.3).

3.2.4 Эксперимент $^{197}\text{Au} + (\text{Ag}, \text{Br})$ при 11,6 А ГэВ/с

Отбор событий: число фрагментов ядра-мишени $N_{TF} \geq 8$ и число спектаторных α -фрагментов ядра-снаряда $N_\alpha \geq 3$ [51].

Азимутальные угловые распределения фрагментов ядра-снаряда равномерные. По формуле (3.1) для каждого отобранного события был построен вектор \vec{R} плоскости реакции.

Проекция поперечных импульсов фрагментов ядра золота приведены на рис. 3.20а (сплошная гистограмма). Среднее значение $\langle P_R \rangle = 32,0 \pm 1,8$ А МэВ/с. Это значение не исправлено (как и в предыдущих случаях) на разницу в направлениях нами оцененной плоскости реакции \vec{R} и подлинной. Как было показано в [15], такое исправление увеличит полученное нами значение на фактор $1 / \langle \cos \Phi \rangle$. Угол Φ в данном случае - это азимутальное отклонение вектора \vec{R} от подлинной плоскости реакции. Пунктиром на рис. 3.20а дано P_R -распределение, вычисленное по "смешанным" событиям ($\langle P_R \rangle_{ME} = -0,2 \pm 0,7$ А МэВ/с). Наши

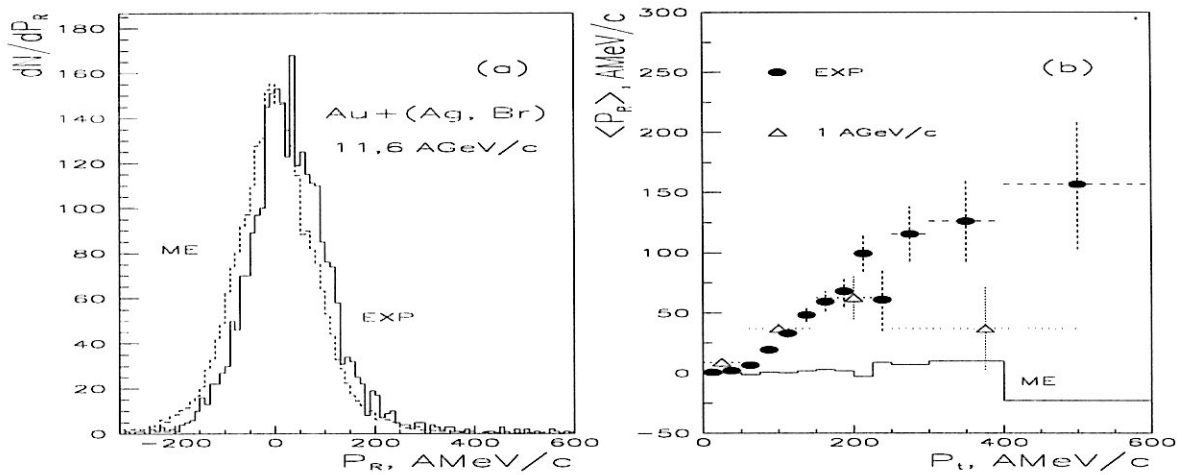


Рис. 3.20: Распределение проекций поперечных импульсов фрагментов ядра-снаряда (а) (сплошная гистограмма - эксперимент, пунктирная - расчет по "смешанным" событиям) и зависимость $\langle P_R \rangle$ от P_t в сравнении с данными при более низкой энергии (б) (точки - экспериментальные данные, гистограмма - расчет по "смешанным" событиям при 11,6 А ГэВ/с) в $^{197}\text{Au} + (\text{Ag}, \text{Br})$ -взаимодействиях в эмульсии при 11,6 А ГэВ/с.

экспериментальные данные значительно отличаются от нуля, при этом, МЕ события не воспроизводят такого поведения.

Выходы частиц в $^{28}\text{Si} + \text{Au}$ столкновениях при 14,6 А ГэВ/с и их корреляции с направлением поперечных импульсов фрагментов ядра-снаряда были измерены и в работе [102].

Средние значения проекций поперечных импульсов фрагментов ядра-снаряда ^{197}Au в плоскости реакции приведены в табл.3.3 в сравнении с данными других фотоэмульсионных экспериментов. Видно, что $\langle P_R \rangle$ практически не зависит ни от массы, ни от энергии налетающего ядра.

Зависимость $\langle P_R \rangle$ от P_t фрагментов ядра-снаряда представлена на рис. 3.20b в сравнении с данными для Au взаимодействий в эмульсии при энергии около 1 А ГэВ [97]. Видно хорошее совпадение обоих спектров вплоть до импульсов $P_t \sim 200$ А МэВ/с. Большое различие наблюдается в сравнении с МЕ-распределением, которое равномерно и

не должно описывать коллективных эффектов ни в каком интервале поперечных импульсов фрагментов.

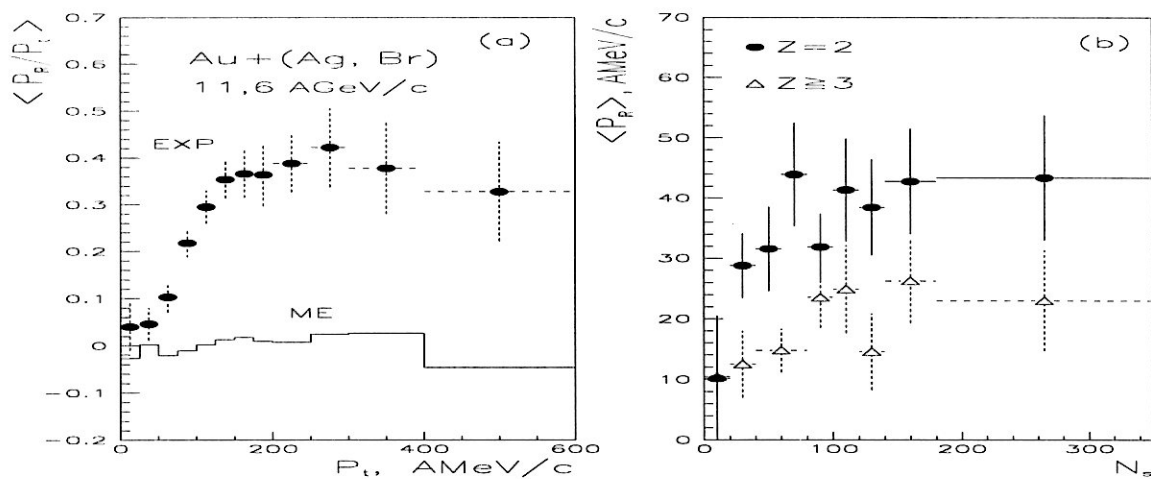


Рис. 3.21: Зависимость поперечных импульсов фрагментов ядра-снаряда в плоскости реакции $\langle \frac{P_R}{P_t} \rangle$ от P_t (a) и зависимость $\langle P_R \rangle$ от N_s для α и тяжелых фрагментов ядра-снаряда (b) в $^{197}\text{Au} + (\text{Ag}, \text{Br})$ -взаимодействиях в эмульсии при 11,6 А ГэВ/с. Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по "смешанным" событиям.

Зависимость поперечных импульсов фрагментов ядра-снаряда в плоскости реакции $\langle \frac{P_R}{P_t} \rangle$ от P_t приведена на рис. 3.21а. Видно, что при высоких P_t около 40% P_t фрагментов золота реализуется в плоскости реакции.

Чтобы рассмотреть зависимость среднего поперечного импульса в плоскости реакции от параметра удара b мы использовали число s -частиц. Раньше в [103] было показано, что N_s является хорошей мерой центральности соударения при высоких первичных энергиях. Такая зависимость ($\langle P_R \rangle$ от N_s) показана на рис. 3.21b для α и тяжелых фрагментов ядра-снаряда.

Можно отметить линейный рост среднего поперечного импульса $\langle P_R \rangle$ фрагментов ядра-снаряда от числа s -частиц в событии в области $N_s \leq 100$ с последующим насыщением (в N_s , в основном, входят пионы

при энергии BNL).

Эта зависимость линейная для квазипериферических событий ($N_s < 100$) с плато для средних N_s и возрастает в случае квазицентральных событий ($N_s \sim 300$). Значение $\langle P_R \rangle$ увеличивается, примерно, в два раза при переходе от $N_s < 100$ к $N_s > 200$.

Аналогичная зависимость от центральности столкновения была обнаружена, например, и в электронном эксперименте E877 коллаборации [104].

Подчеркнем, что из-за наших критериев отбора событий ($N_h \geq 8$ и $N_\alpha \geq 3$) действительно центральные события (с $b \sim 0$ fm) исключены из анализа. Из рис. 3.21b видно уменьшение поперечного импульса фрагментов ядра-снаряда при увеличении их заряда.

Пока мы в своих рассуждениях использовали только направление вектора \vec{R} плоскости реакции. Сейчас рассмотрим и его величину.

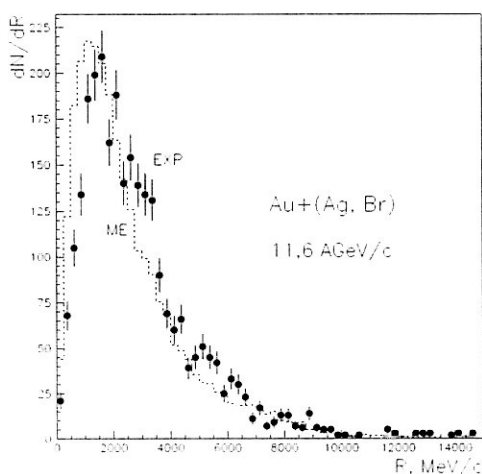


Рис. 3.22: Распределение значений вектора $|\vec{R}|$ плоскости реакции в $^{197}\text{Au} + (\text{Ag}, \text{Br})$ -взаимодействиях в эмульсии при 11,6 А ГэВ/с. Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по "смешанным" событиям.

Распределение измеренных значений $|\vec{R}|$ (рис. 3.22) смещено вправо по сравнению с вычисленными по "смешанным" событиям (пунктирная

гистограмма на рис. 3.22). Средние значения $|\vec{R}|$ равны 2962 ± 43 А МэВ/с и 2705 ± 16 АМэВ/с для эксперимента и "смешанных" событий, соответственно.

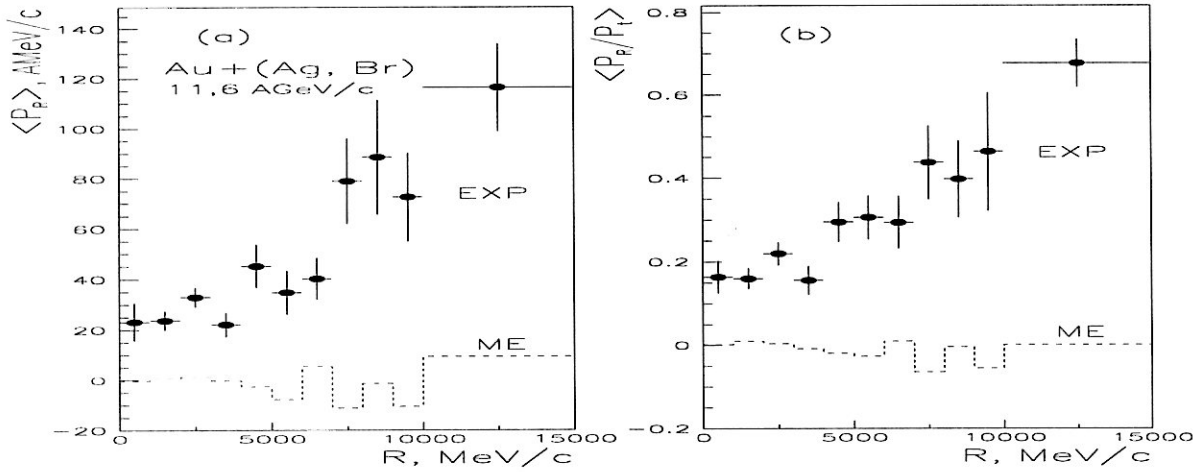


Рис. 3.23: Зависимости $\langle P_R \rangle$ (а) и $\langle P_R/P_t \rangle$ (б) от $|\vec{R}|$ в $^{197}\text{Au} + (\text{Ag}, \text{Br})$ -взаимодействиях в эмульсии при 11,6 А ГэВ/с. Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по "смешанным" событиям.

Зависимости $\langle P_R \rangle$ и $\langle \frac{P_R}{P_t} \rangle$ от $|\vec{R}|$ приведены на рис. 3.23а,б в сравнении с МЕ. Видно сильную корреляцию этих переменных в области $|\vec{R}| > 7 \text{ ГэВ/с}$.

Большая величина $|\vec{R}|$ может быть вызвана большим числом фрагментов ядра-снаряда с малыми зарядами или несколькими фрагментами с большими зарядами, из которых построен вектор \vec{R} плоскости реакции. Значения $\langle P_R \rangle$ весьма большие ($\gg 60$ А МэВ/с) для $|\vec{R}| > 7 \text{ ГэВ/с}$ и $\langle \frac{P_R}{P_t} \rangle$ даже достигают значений около 0,7 в этом случае.

Расчет по "смешанным" событиям не описывает наблюдаемое поведение даже при высоких значениях $|\vec{R}|$, где $\langle \frac{P_R}{P_t} \rangle \approx \langle P_R \rangle \approx 0$.

Таким образом, эти факты указывают на проявление эффекта отскока фрагментов ядра-снаряда.

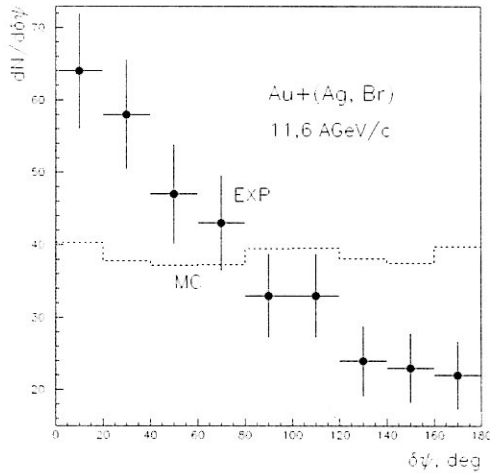


Рис. 3.24: Распределение разности между азимутальными углами двух плоскостей реакций, конструированных в двух подсобытиях данного события в $^{197}\text{Au} + (\text{Ag}, \text{Br})$ -взаимодействиях в эмульсии при 11,6 А ГэВ/с. Точки - эксперимент, гистограмма - расчет по "смешанным" событиям.

Согласно методу [15], использованному ранее в этой главе, был проведен тест конструкции плоскости реакции. Распределение разности между азимутальными углами двух плоскостей реакций, сконструированных в данном событии (рис. 3.24) имеет пик при 0° с шириной $\sigma \sim 49,8^\circ$. При этом соответствующее распределение, полученное для "смешанных" событий равномерное и не показывает никаких корреляций.

Ширина σ связана с шириной σ_0 распределения конструированных плоскостей реакций соотношением $\sigma_0 = \sigma/2$ [99]. Это значение может служить как мера отличия \vec{R} от реальной плоскости реакции. Нами получено значение $\sigma_0 \approx 24,9^\circ$, которое сравнимо с данными других экспериментов (напр. с [98]) и с нашими данными для ^{84}Kr -эксперимента, в котором было получено $\sigma_0 \sim 23,1^\circ$.

Распределения азимутальных углов фрагментов налетающего ядра (Ψ_{PF-R}) и мишени (Ψ_{TF-R}) относительно плоскости реакции приведены на рис. 3.25а,б. В обоих случаях вектор \vec{R} вычислялся из фрагмен-

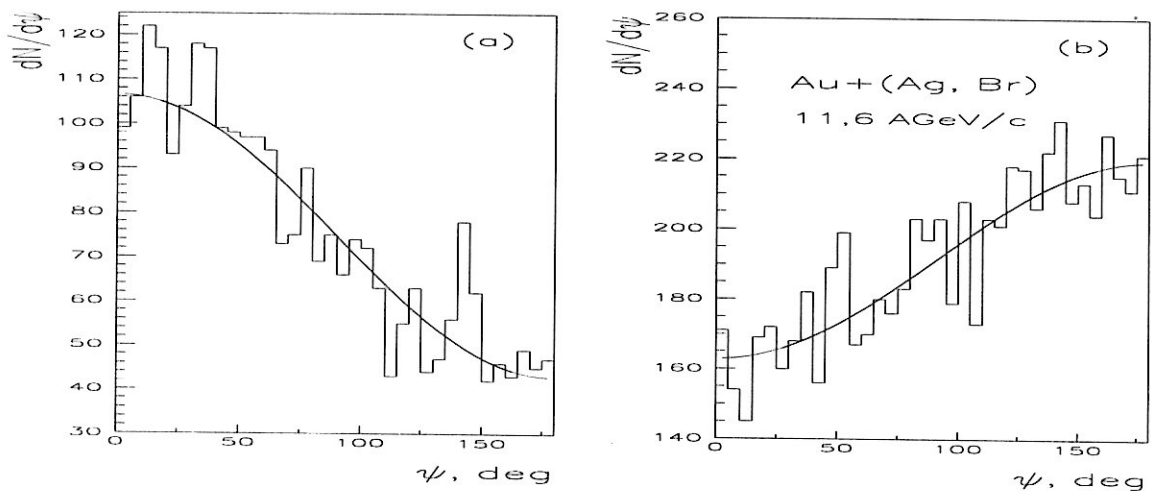


Рис. 3.25: Распределения азимутальных углов фрагментов налетающего ядра (Ψ_{PF-R}) (a) и мишени (Ψ_{TF-R}) (b) относительно плоскости реакции в $^{197}\text{Au} + (\text{Ag}, \text{Br})$ -взаимодействиях в эмульсии при 11,6 А ГэВ/с. Гистограмма - эксперимент, кривая - фитирование по (3.3).

тов ядра-снаряда и автокорреляции исключались. Видна эмиссия ядерных фрагментов преимущественно в плоскости реакции с тенденцией вылета при 0° для фрагментов ядра-снаряда и 180° для ядра-мишени. Оба распределения хорошо описываются тригонометрической функцией (3.3) [101] с $\chi^2 = 1,4$ и $0,7$, соответственно, [51].

Таким образом, зарегистрирована эмиссия фрагментов ядра-снаряда (ядра-мишени) в направлении близком к \vec{R} ($-\vec{R}$).

Был сконструирован и вектор \vec{R} для фрагментов ядра-мишени в каждом отдельном событии по формуле (1). При этом, значения коэффициентов $\omega_j = 1$, $A_j = 1$ и вместо \vec{P}_j мы использовали единичные вектора в азимутальном направлении под углом ϕ_j .

Распределение относительного азимутального угла ($\Psi_{R_{PF}-R_{TF}}$) между векторами \vec{R} , сконструированными из фрагментов ядер-снаряда и мишени (рис. 3.26а) показывает сильную корреляцию между ними со средним азимутальным углом равным $106,5 \pm 2,7^\circ$.

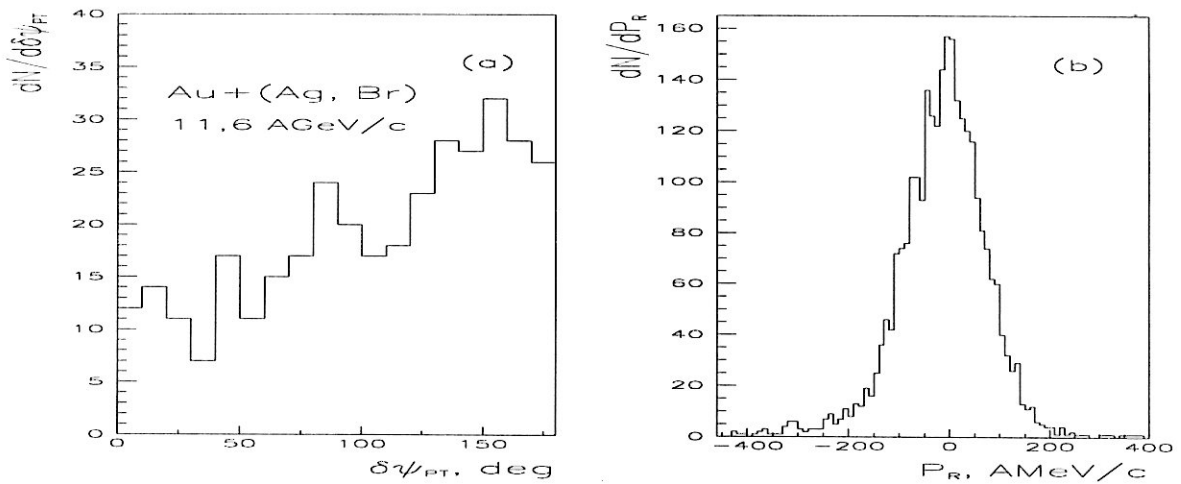


Рис. 3.26: Распределение относительного азимутального угла ($\Psi_{R_{PF}-R_{TF}}$) между векторами \vec{K} , вычисленными из фрагментов ядер-снаряда и мишени (а) и среднее значение проекции поперечных импульсов фрагментов ядра-снаряда в плоскости реакции, сконструированной из фрагментов ядра-мишени (б) в $^{197}\text{Au} + (\text{Ag}, \text{Br})$ -взаимодействиях в эмульсии при 11,6 А ГэВ/с.

Сходную анизотропию событий обнаружила и коллаборация E877 [104].

Среднее значение величины проекции поперечных импульсов фрагментов ядра-снаряда в плоскости реакции, сконструированной в данном случае из фрагментов ядра-мишени (рис. 3.26b) равно (-15 ± 2) А МэВ/с. Это подтверждает наши предыдущие заключения о регистрации сигналов коллективных эффектов.

В предыдущем разделе при изучении потока частиц с помощью суммарных векторов \vec{V}_P и \vec{V}_T было показано, что существует ненулевой угол потока частиц и эмиссия фрагментов сталкивающихся ядер в противоположных направлениях в азимутальной плоскости. Это указывает на то, что в этих событиях существует плоскость реакции, определенная направлениями движения ядра-снаряда и потока частиц. Конечно, эта плоскость реакции должна быть тождественна с той, которую мы получили на основе анализа поперечных импульсов частиц в данном

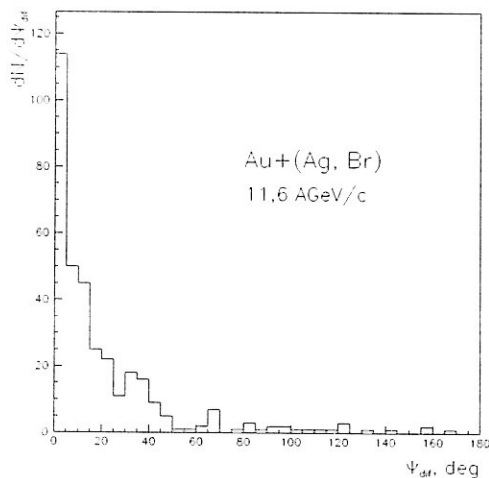


Рис. 3.27: Распределение азимутального угла Ψ_{dif} между плоскостями реакций, определенными двумя разными методами для $^{197}\text{Au} + (\text{Ag}, \text{Br})$ -соударений в $^{197}\text{Au} + (\text{Ag}, \text{Br})$ -взаимодействиях в эмульсии при 11,6 А ГэВ/с.

разделе.

Распределение азимутального угла Ψ_{dif} между плоскостями реакций определенными двумя разными методами для $^{197}\text{Au} + (\text{Ag}, \text{Br})$ -соударений (рис. 3.27) это подтверждает. Величина азимутального угла между суммарным вектором \vec{V}_P и вектором плоскости реакции, вычисленным из фрагментов ядра-снаряда равна $\langle \Psi_{dif} \rangle = 20,9 \pm 1,5^\circ$.

3.2.5 Основные результаты

1. С целью изучения особенностей "боковых" потоков частиц была построена плоскость реакции и проведен анализ испускания фрагментов ядер-снаряда и мишени в столкновениях ^{12}C , ^{16}O , ^{22}Ne , ^{28}Si , ^{32}S , ^{84}Kr и ^{197}Au с ядрами (Ag, Br) при импульсах (1 – 15) А ГэВ/с.
2. Получены данные о существовании "боковых" потоков фрагментов ядра-мишени в проекции на азимутальную плоскость.

3. Оценена точность в определении плоскости реакции, которая равна, примерно, 25° при дубненской энергии.
4. Зарегистрирован эффект отскока фрагментов ядра-снаряда в проекции на плоскость реакции.
5. Величина эффекта отскока практически не зависит от массы ядра-снаряда в области первичных P_0 равных (1 – 15) А ГэВ/с.
6. Сильнее проявление эффекта отскока фрагментов ядра-снаряда видно в событиях с меньшим параметром удара.
7. Зарегистрирована эмиссия фрагментов налетающих ядер в направлении вектора плоскости реакции и фрагментов ядер-мишени в противоположном направлении.
8. Эффект противоиспускания фрагментов сталкивающихся ядер в азимутальной плоскости усиливается при переходе от событий квазипериферических к более центральным ядерным взаимодействиям с (Ag, Br).
9. В угловых распределениях медленных фрагментов ядра-мишени в $^{22}\text{Ne} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - взаимодействиях при $P_0 = 4, 1$ А ГэВ/с имеет место максимум, соответствующий их "боковому" выбросу.
10. Наблюдалось увеличение остаточного пробега медленных фрагментов ядра-мишени, испущенных в направлении "бокового" выброса.

3.3 Азимутальные корреляционные функции

3.3.1 Методология

Весь анализ в предыдущем разделе был основан на знании плоскости реакции. Было показано, что анализ поперечных импульсов и метод суммарных векторов чувствительны к проявлению коллективных потоков ядерной материи. Ошибка в определении плоскости реакции должна быть учтена при обсуждении экспериментальных результатов, учитывая дисперсию оцененной плоскости реакции по отношению к действительной.

Как избежать необходимости конструировать плоскость реакции в каждом отдельном событии?

Это возможно сделать с помощью метода азимутальных корреляционных функций, предложенного Вангом в [26]. Затем коллективный поток может быть установлен на основе парных азимутальных углов изучаемых частиц.

Исходя из того, что распределение азимутальных углов фрагментов ядра-снаряда хорошо описывается тригонометрической зависимостью типа $A(1 + \lambda \cos \phi)$ [99], вероятность наблюдения двух частиц с азимутальными углами ϕ_1 и ϕ_2 в отношении к плоскости реакции может быть выражена как

$$d^2\sigma/d\phi_1 d\phi_2 = A^2(1 + \lambda \cos \phi_1)(1 + \lambda \cos \phi_2), \quad (3.4)$$

где A - константа. Величина λ является мерой азимутальной анизотропии, наблюдаемой в экспериментальных данных. Чем величина λ больше, тем коллективный поток частиц сильнее.

Распределение вероятности $P(\psi)$ для угла ψ между поперечными импульсами двух коррелированных частиц дается формулой

$$P(\psi) = A^2(1 + 0,5\lambda^2 \cos \psi), \quad (3.5)$$

где A - постоянный нормировочный фактор.

Азимутальная корреляционная функция определяется следующим образом: $C(\psi) = P_{corr}(\psi)/P_{uncorr}(\psi)$, где $P_{corr}(\psi)$ - распределение парного азимутального угла ψ коррелированных пар частиц из одного события и $P_{uncorr}(\psi)$ - распределение некоррелированных пар частиц, полученных из "смешанных" событий (некоррелированные пары частиц подобраны случайным образом из разных событий с одинаковой множественностью).

Если величина $C(\psi) > 1$ для малых углов ψ и $C(\psi) < 1$ для больших ψ , это и есть проявление коллективного потока.

В случае отсутствия коллективного потока распределение $C(\psi)$ должно быть равномерным. Величина наблюдаемого потока определяется параметром λ в результате фитирования экспериментальных данных описанной функцией.

В случае отсутствия коллективного потока величина $\lambda = 0$.

3.3.2 ^{84}Kr - эксперимент

Зависимость азимутальной корреляционной функции $C(\psi)$ от ψ для фрагментов ядра-снаряда, полученных в $^{84}Kr + (Ag, Br)$ - соударениях при 1,55 А ГэВ/с с числом многозарядных фрагментов первичного ядра больше или равно трем приведена на рис. 3.28а [52]. Однозарядные фрагменты ядра криптона при этом исключены из анализа. Видно, что $C(\psi)$ больше единицы при малых величинах ψ и меньше единицы при больших ψ , что указывает на проявление коллективного потока ядерной материи.

Величину наблюдаемого потока характеризует параметер λ , полученный при фитировании распределения $C(\psi)$ функцией (3.5) с $A = 1$.

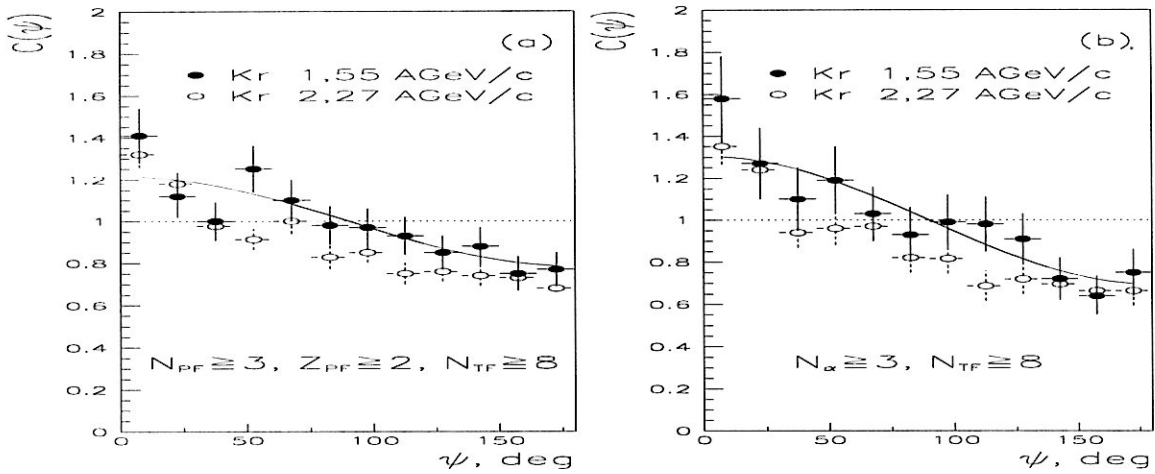


Рис. 3.28: Распределение $C(\psi)$ для нетождественных пар частиц-фрагментов ядра-снаряда (а) и для тождественных пар (б) в $^{84}\text{Kr} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - соударениях при 1,55 А ГэВ/с. Полные кружки - наш эксперимент, пустые кружки - ^{84}Kr - данные при 2,27 А ГэВ/с, сплошная кривая - фитирование по (3.5), точечная - равномерное распределение.

Различается ли коллективный поток частиц в случае фрагментов ядра-снаряда, состоящих из тождественных и нетождественных частиц?

Рассмотрим это, отбирая события, в которых измерены по крайней мере три многозарядных ($Z \geq 2$) фрагмента налетающего ядра (рис. 3.28а) или такие, в которых есть, по крайней мере, три α -частицы (тождественные пары, рис. 3.28б). Результат фитирования соответствующих распределений приведен в табл.3.5. В рамках статистических ошибок величины λ равны и анализ не чувствителен к типу фрагмента ядра-снаряда.

На рис. 3.28а,б наши данные сравниваются с измерениями, проведенными для взаимодействия ядер ^{84}Kr с (Ag, Br) при большем P_0 , равным 2,27 А ГэВ/с [105]. В пределах ошибок, величина λ не зависит от энергии ядра-снаряда в этом диапазоне первичных энергий.

Сравним результаты поиска коллективных эффектов методами азимутальных корреляционных функций и анализа поперечных импульсов

в плоскости реакции.

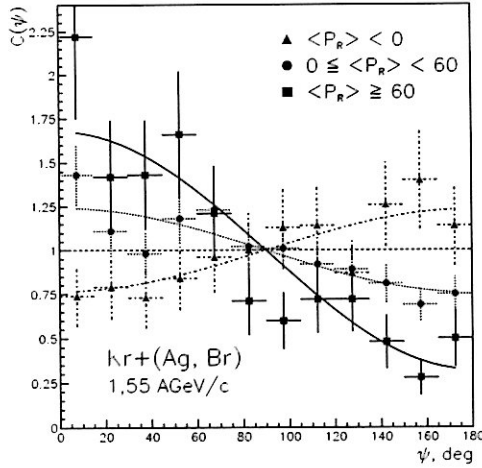


Рис. 3.29: Зависимость $C(\psi)$ от ψ для трех групп событий с разными значениями проекций $\langle P_R \rangle$ поперечного импульса фрагментов ядра-снаряда для $^{84}\text{Kr} + (\text{Ag}, \text{Br})$ -соударений при 1,55 А ГэВ/с. Точки - эксперимент, кривые - фитирование по (3.5).

Все измеренные события были для этой цели разбиты на три категории по величине $\langle P_R \rangle$. Соответствующие распределения азимутальных корреляционных функций $C(\psi)$ приведены на рис. 3.29. Видно, что зависимость $C(\psi)$ от ψ становится сильнее при увеличении $\langle P_R \rangle$, что и доказывает сходство обоих подходов.

Рассмотрим зависимость $C(\psi)$ от параметра удара. Для этого выберем число быстрых фрагментов ядра-мишени N_g как меру центральности соударения. Как видно из модельных расчетов по КИМ [75], N_g сильно коррелировано с прицельным параметром b (рис. 1.8b) и может служить его экспериментальной мерой.

События были разбиты на две группы: квазипериферические с $N_g = 1 - 6$ и квазицентральные с $N_g \geq 7$. Напомним, что из-за критерия отбора ($N_{TF} \geq 8$ и $N_{PF} \geq 4$) особо центральные события исключены из анализа.

Полученные результаты приведены на рис. 3.30a,b. По аналогии с

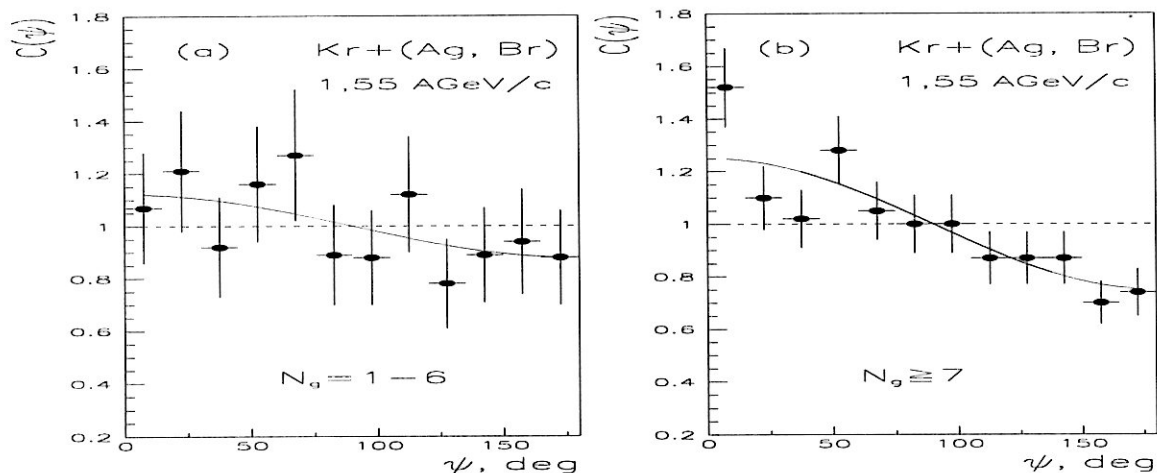


Рис. 3.30: Зависимость $C(\psi)$ от ψ для фрагментов ядра-снаряда в квазипериферических (a) и в квазицентральных (b) соударениях ^{84}Kr с ядрами (Ag, Br) при 1,55 А ГэВ/с. Точки - эксперимент, кривая - фитирование по (3.5).

[98], коллективный поток частиц сильнее в квазицентральных ядерных столкновениях.

Таким образом, показано, что метод азимутальных корреляционных функций пригоден для поиска коллективных потоков ядерной материи. Без конструкции плоскости реакции было доказано существование эффекта отскока фрагментов ядра-снаряда в $^{84}\text{Kr} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - столкновениях при 1,55 А ГэВ/с и его зависимость от центральности соударения.

3.3.3 ^{32}S - эксперимент

Зависимость азимутальной корреляционной функции $C(\psi)$ от азимутального угла ψ между поперечными импульсами двух фрагментов ядра-снаряда приведена на рис. 3.31а для $^{32}\text{S} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - взаимодействий при 4,5 А ГэВ/с. Однозарядные фрагменты ядра-снаряда в данном случае включены в анализ [60].

Форма распределения $C(\psi)$ и величина $\lambda = 0,54 \pm 0,06$ указывают на проявление коллективных эффектов в соударениях ^{32}S с ядрами

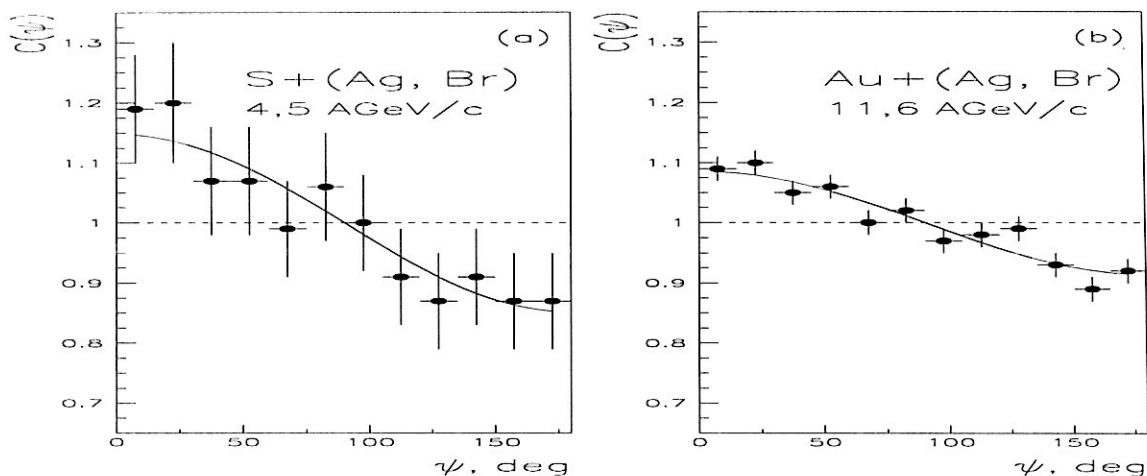


Рис. 3.31: Зависимость $C(\psi)$ от ψ для фрагментов ядра-снаряда в непериферических соударениях ^{32}S (a) и ^{197}Au (b) с ядрами (Ag, Br) при $P_0 = 4,5$ и $11,6$ А ГэВ/с, соответственно. Точки - эксперимент, кривая - фитирование по (3.5).

(Ag, Br) при энергии ускорителя ЛВЭ. Величины λ для фрагментов ядра-снаряда в других экспериментах при близкой первичной энергии приведены в табл.3.5 вместе с соответствующими значениями χ^2 .

Видно, что для легких ядер снарядов с $A \leq 32$ величина λ в пределах ошибок не зависит от массы ядра-снаряда при энергии синхрофазотрона ЛВЭ.

3.3.4 ^{197}Au - эксперимент

Зависимость азимутальных корреляционных функций $C(\psi)$ от парного азимутального угла ψ между поперечными импульсами фрагментов ядра-снаряда (включая однозарядные) приведена на рис. 3.31b [61].

Величина λ равна $0,41 \pm 0,02$ ($\chi^2 = 1,20$) и практически не зависит от массы ядра-снаряда при близкой энергии на нуклон ($\lambda = 0,43 \pm 0,10$) для $^{28}\text{Si} + (\text{Ag}, \text{Br})$ взаимодействий при $14,6$ А ГэВ/с.

В случае исключения однозарядных фрагментов ядра золота из анализа, величина λ сильно увеличивается и равна $0,62 \pm 0,03$.

Табл. 3.5: Параметер λ полученный при фитировании по (3.5) в ядерных взаимодействиях ^{84}Kr , ^{22}Ne , ^{16}O , ^{28}Si , ^{32}S и ^{197}Au при P_0 от 1,55 до 14,6 А ГэВ/с в эмульсии. В случае (*) однозарядные фрагменты ядра-снаряда были исключены из анализа.

Ядро-снаряд	P_0 [А ГэВ/с]	λ	χ^2/ndf	Критерии отбора
^{84}Kr	1,55	$0,474 \pm 0,036$ ($0,706 \pm 0,055$)	0,986 0,579	$n_f \geq 4 \ \& \ n_h \geq 8$ (*)
^{22}Ne	4,1	$0,533 \pm 0,058$	1,385	$n_f \geq 4 \ \& \ n_h \geq 8$
^{16}O	4,5	$0,620 \pm 0,085$	0,370	$n_f \geq 4 \ \& \ n_h \geq 8$
^{28}Si	4,5	$0,385 \pm 0,097$	1,049	$n_f \geq 4 \ \& \ n_h \geq 8$
^{32}S	4,5	$0,544 \pm 0,064$	0,228	$n_f \geq 4 \ \& \ n_h \geq 8$
^{197}Au	11,6	$0,414 \pm 0,020$ ($0,621 \pm 0,029$)	1,198 0,516	$n_f \geq 4 \ \& \ n_h \geq 8$ (*)
^{28}Si	14,6	$0,434 \pm 0,103$	0,317	$n_f \geq 4 \ \& \ n_h \geq 8$

Результаты поиска коллективных эффектов методом азимутальных корреляционных функций резюмированы в табл.3.5.

В таблице 3.5 приведены величины λ для фрагментов ядра-снаряда, которые были получены единым образом путем фитирования зависимости $C(\psi)$ от ψ , измеренной во взаимодействиях ядер от ^{16}O до ^{197}Au в широком диапазоне импульсов ядер-снарядов от 1 до 15 А ГэВ/с. В пределах ошибок величины λ не зависят ни от массы налетающего ядра, ни от его энергии.

3.3.5 Основные результаты

1. Проведен систематический анализ эмиссии фрагментов ядра-снаряда во взаимодействиях ядер от ^{16}O до ^{197}Au с ядрами эмульсии в широком диапазоне P_0 от 1 до 15 А ГэВ/с методом азимутальных корреляционных функций $C(\psi)$ без конструкции плоскости реакции.
2. Проведено сравнение обсуждаемого метода с методом анализа поперечных импульсов частиц в плоскости реакции и получено сов-

падение результатов этих двух разных подходов анализа экспериментальных данных.

3. Зарегистрирован сигнал эффекта отскока фрагментов ядра-снаряда без конструкции плоскости реакции.
4. Величина параметра λ , полученного при фитировании зависимости $C(\psi)$ от ψ положительна и не зависит от энергии и массы ядра-снаряда.
5. Коллективный поток фрагментов налетающих ядер усиливается при уменьшении прицельного параметра.

Глава 4

Направленный и эллиптический потоки

4.1 Метод анализа

В последнее время для детектирования сигналов коллективного потока ядерной материи все чаще и чаще исследуются Фурье разложения азимутальных угловых спектров ([107] - [110], [111] - [112]).

Процедура состоит в следующем:

В каждом отдельном событии строится плоскость реакции и вычисляются азимутальные углы ϕ вылетающих частиц относительно вектора плоскости реакции. Плоскость реакции определяется направлением движения ядра-снаряда и т.н. вектором плоскости реакции сконструированным из спектаторных фрагментов налетающего релятивистского ядра (вектор \vec{R} (3.1) - это его проекция в азимутальной плоскости). В случае отсутствия коллективных потоков частиц распределение по ϕ должно быть изотропным.

Азимутальное распределение углов ϕ затем фитируется следующей функцией

$$F(\phi) = \frac{dN}{d\phi} = c[1 + 2V_1 \cos \phi + 2V_2 \cos 2\phi]. \quad (4.1)$$

Член $\cos(\phi)$ чувствителен к выходу частиц внутри плоскости реакции. Параметер V_1 , так называемый, "directed flow" характеризует направ-

ленный поток частиц относительно вектора плоскости реакции.

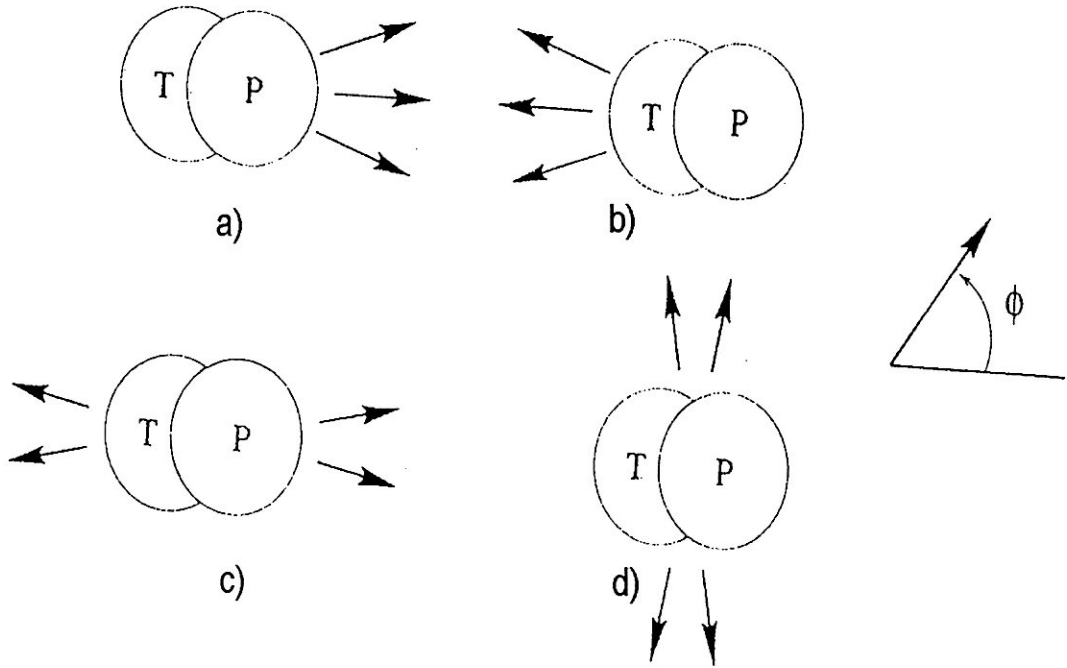


Рис. 4.1: Схематическое изображение коллективных эффектов: направленный поток ядерных фрагментов - положительный (a) и отрицательный (b), эллиптический поток частиц внутри (c) и вне (d) плоскости реакции, сконструированной из фрагментов ядра-снаряда.

С другой стороны, член $\cos 2\phi$ чувствителен к эмиссии частиц в направлении перпендикулярном к вектору плоскости реакции. Соответствующий параметер V_2 , так называемый, "elliptic flow" является мерой потока частиц в упомянутом направлении.

Рассмотрим как выглядят основные коллективные эффекты в поперечной плоскости ядро-ядерного столкновения.

На рис. 4.1 ядро-мишень обозначено T и ядро-снаряд P. Поток частиц направленный по направлению движения ядра-снаряда иллюстрирован на рис. 4.1a (положительный поток) и против движения ядра-снаряда на 4.1b (отрицательный поток) [113].

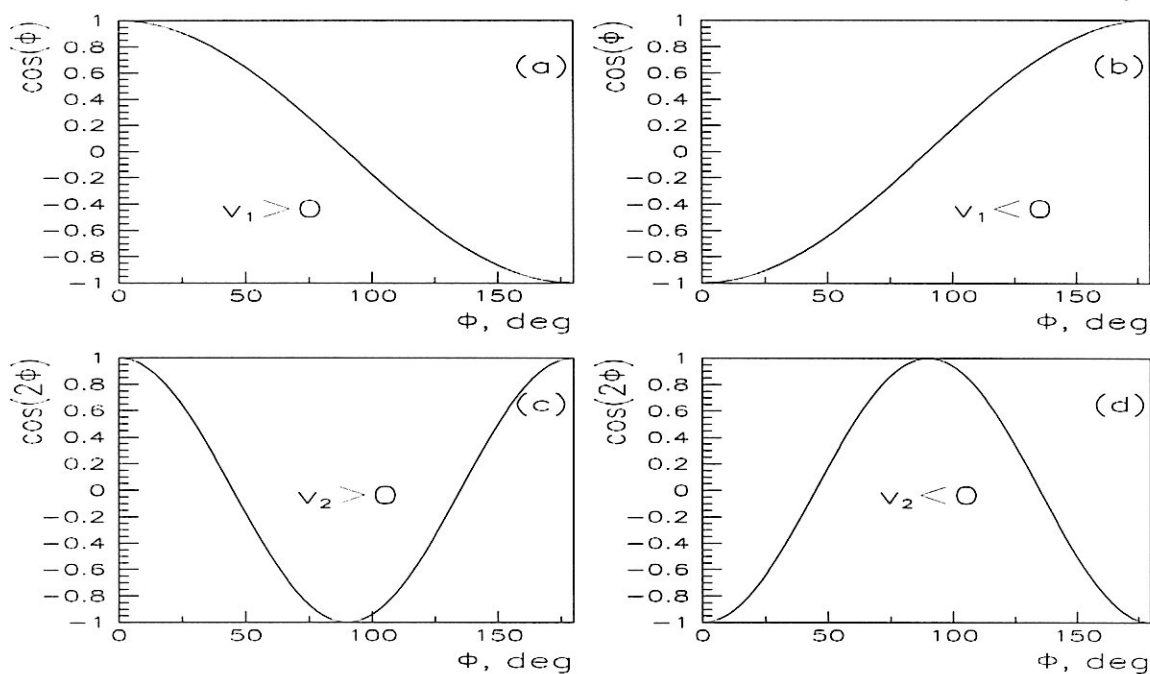


Рис. 4.2: Разные формы распределений азимутальных углов по отношению к плоскости реакции: направленный поток ядерных фрагментов - положительный (а) и отрицательный (b), эллиптический поток частиц внутри (c) и вне (d) плоскости реакции, сконструированной из фрагментов ядра-снаряда.

Эллиптический поток частиц, лежащий в плоскости реакции показан на рис. 4.1c (т.н., "in-plane elliptic flow") и вне плоскости реакции на рис. 4.1d (т.н., "out-of-plane elliptic flow").

Следующая схема (рис. 4.2) показывает разные формы азимутальных угловых распределений частиц относительно плоскости реакции для разных типов коллективных эффектов.

Рис. 4.2а,б иллюстрируют азимутальные угловые распределения в случаях когда поток частиц совпадает с направлением вектора плоскости реакции, при этом $V_1 > 0$ (рис. 4.2а, "positive directed flow") и когда он имеет противоположное направление (рис. 4.2б, $V_1 < 0$, "negative directed flow").

На рис. 4.2с,d показаны соответствующие спектры для потоков частиц в направлениях перпендикулярных к вектору плоскости реакции. Ситуация при эмиссии частиц внутри плоскости реакции иллюстрирована на рис. 4.2с ($V_2 > 0$, "in-plane elliptic flow") и вне плоскости реакции на рис. 4.2d ($V_2 < 0$, "out-of-plane elliptic flow").

4.2 Направленный поток частиц - спектаторов

Сравним результаты полученные методом Фурье разложения азимутальных угловых спектров с теми, которые были приведены раньше.

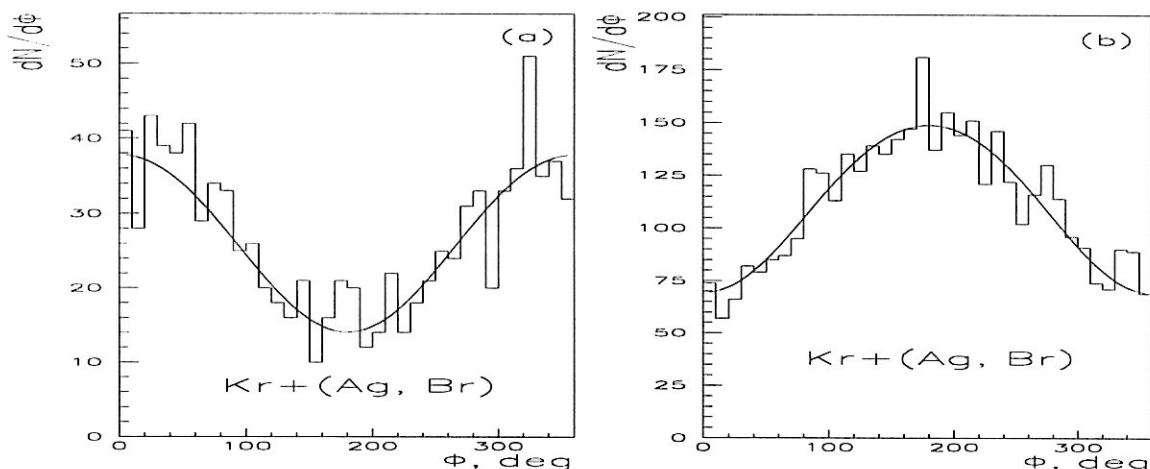


Рис. 4.3: Распределения азимутальных углов фрагментов ядра-снаряда (а) и ядра-мишени (б) относительно плоскости реакции. Гистограмма - эксперимент, кривая - фитирование по (4.1).

Распределения азимутального угла ϕ , под которым вылетают фрагменты ядер-снаряда и мишени относительно плоскости реакции, приведены для $^{84}\text{Kr} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - взаимодействий при $P_0 = 1,55$ А ГэВ/с [56] на рис. 4.3а и 4.3б, соответственно. Плоскость реакции при этом сконструирована в обоих случаях из фрагментов ядра-снаряда. В первом случае (рис. 4.3а) автокорреляции исключены ранее описанным обра-

Табл. 4.1: Параметры V_1 и V_2 для спектаторных фрагментов сталкивающихся ядер во взаимодействиях ^{84}Kr , ^{32}S и ^{197}Au при P_0 от 1,55 до 11,6 А ГэВ/с.

Взаимодействие	V_1	V_2	χ^2/NDF
$^{84}\text{Kr} + (\text{Ag}, \text{Br})$			
Фрагменты-спектаторы:			
ядра-снаряда	$0,227 \pm 0,022$	$-0,006 \pm 0,023$	1,01
ядра-мишени	$-0,213 \pm 0,018$	$0,016 \pm 0,018$	1,82
$^{32}\text{S} + (\text{Ag}, \text{Br})$			
Фрагменты-спектаторы:			
ядра-снаряда	$0,165 \pm 0,019$	$0,024 \pm 0,019$	1,24
ядра-мишени	$-0,062 \pm 0,016$	$-0,017 \pm 0,016$	0,82
$^{197}\text{Au} + (\text{Ag}, \text{Br})$			
Фрагменты-спектаторы:			
ядра-снаряда	$0,222 \pm 0,013$	$0,027 \pm 0,013$	1,38
ядра-мишени	$-0,082 \pm 0,013$	$0,006 \pm 0,013$	0,76

зом (см. главу 3).

Хорошо видно проявление коллективного эффекта направленного потока спектаторной ядерной материи - эмиссию фрагментов ядра-снаряда (с $Z \geq 2$) в направлении вектора плоскости реакции ($V_1 > 0$) и самых медленных фрагментов ядра-мишени (b-частиц) в противоположном направлении ($V_1 < 0$).

Суммарные данные о параметрах V_1 и V_2 , полученные путем фитирования экспериментальных спектров фрагментов-спектаторов сталкивающихся ядер даны в табл. 4.1.

Величины V_1 еще раз указывают на эффект направленного потока спектаторов обоих ядер. При этом направленный поток фрагментов ядра-снаряда в направлении вектора плоскости реакции тождествен с, отмеченным ранее, эффектом отскока фрагментов ядра-снаряда.

Противоположные знаки параметров V_1 и V_2 подтверждают, отмеченный в главе 3, эффект эмиссии фрагментов сталкивающихся ядер в

противоположных направлениях в азимутальной плоскости.

Величины V_2 практически равны нулю для спектаторных фрагментов обоих сталкивающихся ядер для разных значений их масс и энергий.

4.3 Эллиптический поток ливневых частиц - участников

До сих пор мы обсуждали потоки частиц - спектаторов соударяющихся ядер. Перейдем сейчас к рассмотрению эмиссии ядерной материи, состоящей из ливневых частиц, рожденных в соударении.

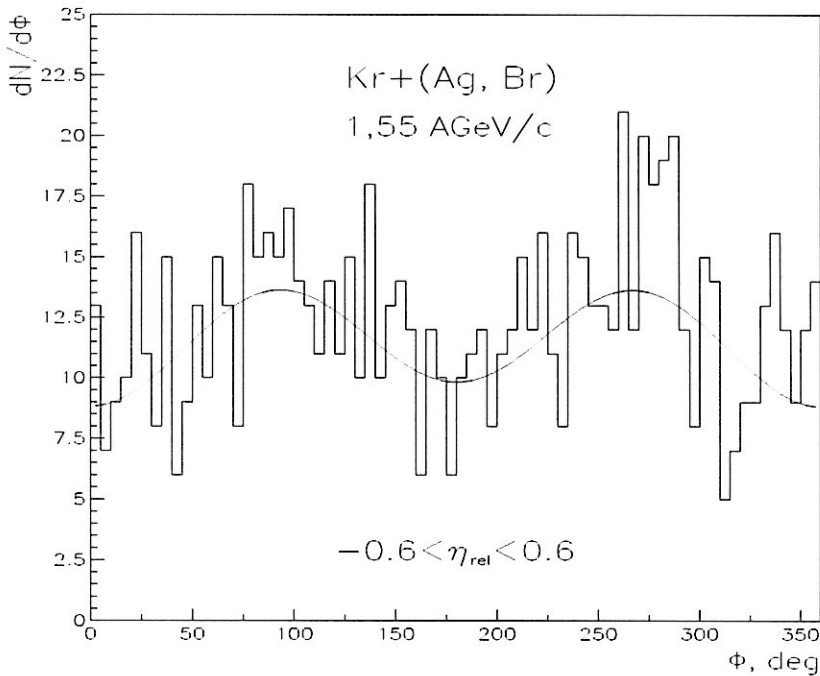


Рис. 4.4: Распределение азимутальных углов s-частиц с $-0,6 < \eta_{rel} < 0,61$ относительно плоскости реакции в $^{84}Kr + (Ag, Br)$ - столкновениях при $P_0 = 1,55 \text{ A ГэВ}/c$, гистограмма - эксперимент, кривая - фитирование по (4.1).

Какие из наблюдаемых в нашем эксперименте частиц можно вообще считать участниками столкновения?

Табл. 4.2: Параметры V_1 и V_2 для s -частиц с данными η_{rel} в ядерных взаимодействиях ^{84}Kr , ^{22}Ne , ^{16}O , ^{32}S , ^{197}Au (все с: $-0,6 < \eta_{rel} < 0,6$) и ^{208}Pb ($-0,1 < \eta_{rel} < 0,1$) при P_0 от 1,55 до 158 А ГэВ/с.

Соударение	P_0 [А ГэВ/с]	V_1	V_2	χ^2/NDF
$^{84}Kr+(Ag,Br)$	1,55	$-0,022 \pm 0,024$	$-0,094 \pm 0,025$	0,97
$^{22}Ne+(Ag,Br)$	4,1	$0,025 \pm 0,014$	$0,016 \pm 0,014$	0,97
$^{16}O+(Ag,Br)$	4,5	$0,026 \pm 0,025$	$0,013 \pm 0,025$	1,37
$^{32}S+(Ag,Br)$	4,5	$-0,038 \pm 0,015$	$0,007 \pm 0,015$	1,27
$^{197}Au+(Ag,Br)$	11,6	$-0,001 \pm 0,005$	$0,006 \pm 0,005$	1,14
$^{208}Pb+(Ag,Br)$	158	$0,037 \pm 0,016$	$0,046 \pm 0,015$	0,73

Возможные кандидаты - это релятивистские s -частицы и быстрые фрагменты ядра-мишени (g -частицы).

Поскольку мы хотим искать сигнал эллиптического потока частиц, который вызывает "горячая" ядерная материя из зоны перекрытия сталкивающихся ядер, изучаемые частицы должны иметь, примерно, средние квазибыстроты.

Для нашего анализа определим относительную квазибыстроту η_{rel} соотношением $\eta_{rel} = (\eta - \eta_{CM})/\eta_{CM}$, где η_{CM} и η это квазибыстроты CM системы и измеренной частицы в лабораторной системе, соответственно [114].

В дальнейшем изучим азимутальные спектры относительно плоскости реакции около центральной квазибыстроты: $-0,6 < \eta_{rel} < 0,6$.

Какие частицы входят в выбранный класс s -частиц?

В основном это пионы, но их доля сильно зависит от энергии снаряда. Расчеты, проведенные в рамках модифицированного дубненского каскадного кода [75] показали, что соотношение пионов и протонов в этом диапазоне квазибыстрот равно 2 : 1 в $^{84}Kr + (Ag, Br)$ - столкновениях

при $P_0 = 1,55 \text{ A ГэВ/с}$ и оно увеличивается с ростом энергии ядра-снаряда, достигая значения около $120 : 1$ в $^{208}\text{Pb} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - соударениях при 158 A ГэВ/с (в этом случае s -частицы отбираются по критерию $-0,1 < \eta_{\text{rel}} < 0,1$).

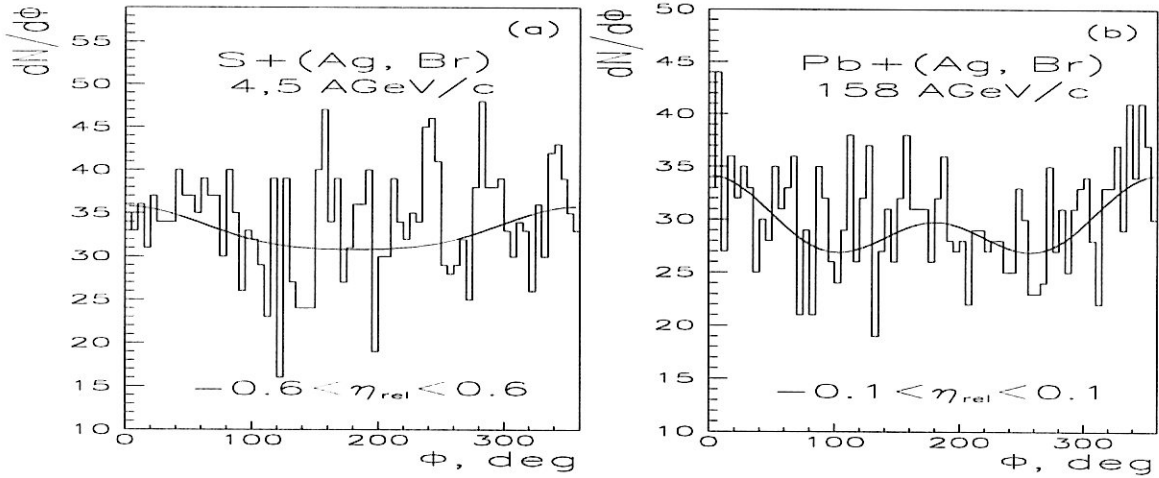


Рис. 4.5: Распределения азимутальных углов s -частиц (s η около η_{CM}) относительно плоскости реакции в $^{32}\text{S} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - столкновениях при $P_0 = 4,5 \text{ A ГэВ/с}$ (а) и $^{208}\text{Pb} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - столкновениях при $P_0 = 158 \text{ A ГэВ/с}$. Гистограмма - эксперимент, кривая - фитирование по (4.1).

Азимутальные углы s -частиц относительно вектора плоскости реакции приведены на рис. 4.4 для $^{84}\text{Kr} + (\text{Ag}, \text{Br})$ - взаимодействий при $1,55 \text{ A ГэВ/с}$ [56]. Хорошо видно двухгорбую структуру, указывающую на преимущественную эмиссию релятивистских частиц перпендикулярно к плоскости реакции.

Результаты фитирования по формуле (4.1) для функции $F(\phi)$ приведены в табл. 4.2.

Таким образом, анализ релятивистских s -частиц, которые вылетают с квазибыстроходами около центральной η_{CM} , выявляет эффект выдавливания ("squeeze-out") или эллиптический поток участников вне плоскости реакции, т.н., "out-of-plane elliptic flow".

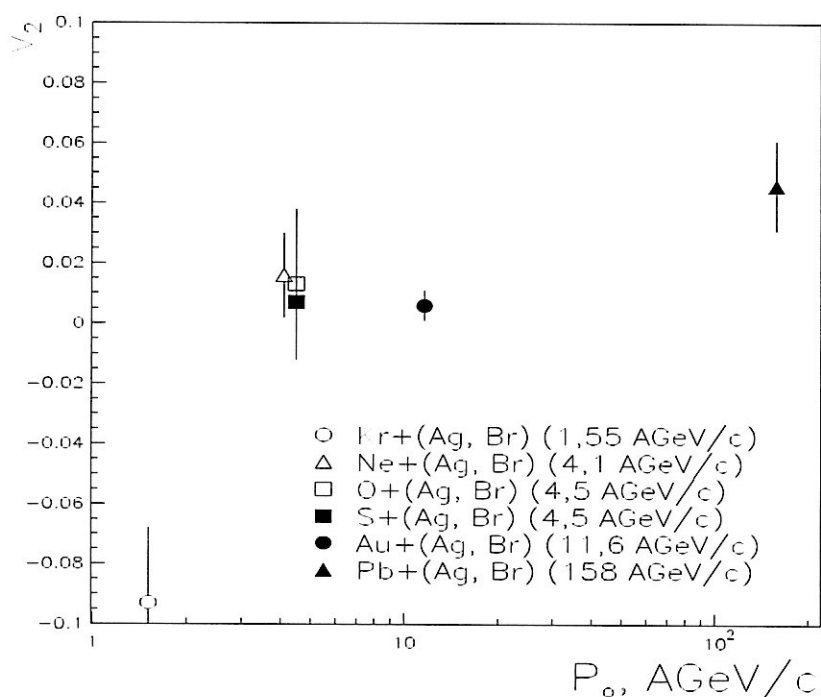


Рис. 4.6: Зависимость параметра V_2 от энергии ядра-снаряда в наших эмульсионных данных.

Как раньше отмечено в [115] этот эффект, возможно, связан с взаимодействием в конечном состоянии релятивистских частиц, возникающих в "горячей" зоне столкновения. При этом спектаторная материя находится в плоскости реакции. В таком случае только направление перпендикулярно к плоскости реакции не заблокировано спектаторной материей.

В экспериментах при дубненской энергии, в ^{16}O -, ^{22}Ne - и ^{32}S -соударениях с (Ag, Br) [60], а также в BNL эксперименте $^{197}Au + (Ag, Br)$ при энергии AGS ускорителя [51], не обнаружен сигнал эллиптического потока и величина V_2 , примерно, равна нулю.

Пример распределения азимутальных углов фрагментов ядра-снаряда относительно вектора плоскости реакции приведен на рис. 4.5а для ^{32}S -соударений при 4,5 А ГэВ/с.

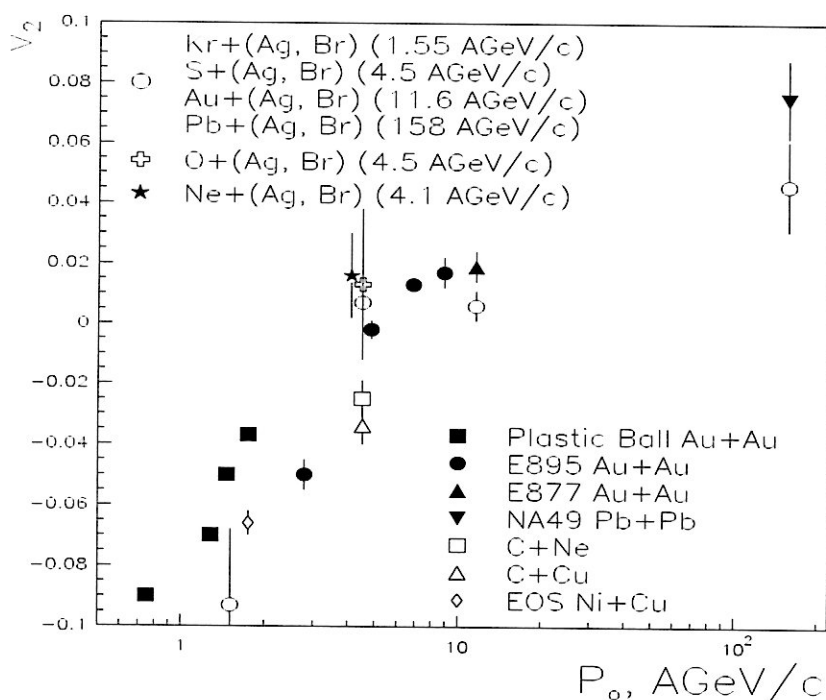


Рис. 4.7: Зависимость параметра V_2 от энергии ядра-снаряда и сравнение с данными других экспериментов.

В ультрарелятивистском эксперименте $^{208}\text{Pb} + (\text{Ag}, \text{Br})$ при энергии SPS ускорителя в ЦЕРНе плоскость реакции была сконструирована из фрагментов ядра-мишени. Был проведен анализ азимутальных угловых распределений s -частиц относительно плоскости реакции ([61], [63]).

Сигнал эллиптического потока ядерной материи внутри плоскости реакции и одновременно в направлении перпендикулярном к вектору плоскости реакции (т.н., "in-plane elliptic flow") был получен для релятивистских частиц (в основном, пионов) с псевдобыстродами η близкими η_{CM} (рис. 4.5b).

Зависимость параметра V_2 от энергии ядра-снаряда приведена на рис. 4.6 для наших данных, полученных единым фотоэмульсионным методом. Хорошо видно изменение знака эллиптического потока частиц в области центральных квазибыстрот η_{CM} , примерно, при дубненских

энергиях.

Сравнение с данными других экспериментов ([22], [24], [116] и [117]) показано на рис. 4.7. Видно, что наши данные согласуются с данными других экспериментов, полученными для разных комбинаций сталкивающихся ядер и, при этом, разными методами.

4.4 Направленный поток ливневых частиц - участников

Азимутальные угловые распределения релятивистских s -частиц с квазибыстроходами близкими к спектаторным фрагментам ядра-снаряда, т.е. с $0,6 \leq \eta_{rel} < 2,13$, приведены на рис. 4.8а для $^{84}Kr + (Ag, Br)$ - столкновений при $P_0 = 1,55$ А ГэВ/с ([56], [61], [63]).

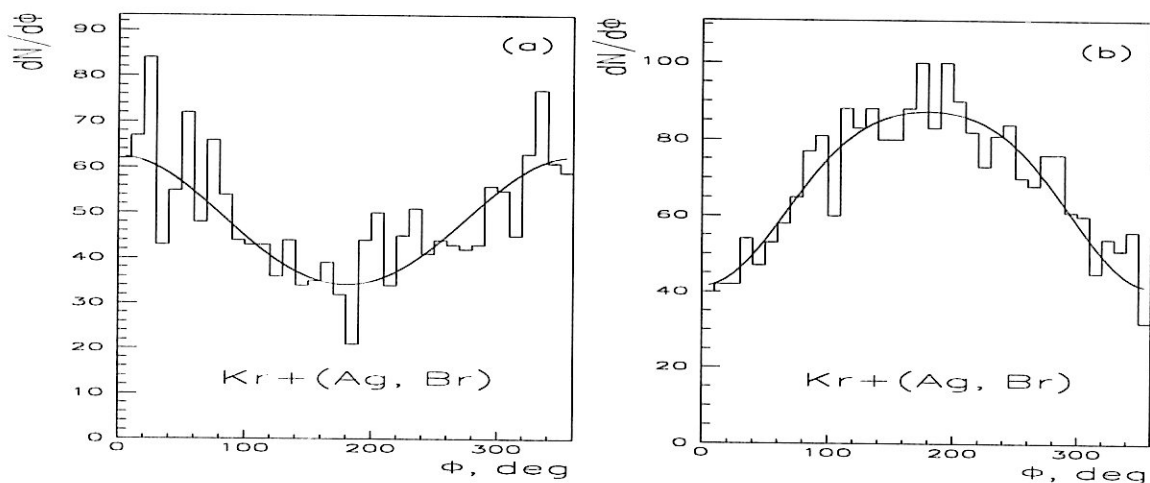


Рис. 4.8: Распределения азимутальных углов s -частиц в области фрагментации ядра-снаряда (а) и g -частиц (б) относительно плоскости реакции. Гистограмма - эксперимент, кривая - фитирование по (4.1).

Чтобы уменьшить вклад спектаторных протонов ядра-снаряда, в данном случае для анализа отобраны только s -частицы вне фрагментационного конуса. В случае ^{84}Kr эксперимента это s -частицы с углами

Табл. 4.3: Параметры V_1 и V_2 для s -частиц с η_s близкими к спектаторным фрагментам ядра-снаряда в ядерных взаимодействиях ^{84}Kr , ^{32}S и ^{197}Au при P_0 от 1,55 до 11,6 А ГэВ/с.

	V_1	V_2	χ^2/NDF
$^{84}\text{Kr}+(\text{Ag},\text{Br}), 1,55 \text{ А ГэВ/с}$			
s -частицы ($0,6 \leq \eta_{rel} < 2,13$)	$0,148 \pm 0,017$	$0,005 \pm 0,017$	1,39
$^{32}\text{S}+(\text{Ag},\text{Br}), 4,5 \text{ А ГэВ/с}$			
s -частицы ($0,6 \leq \eta_{rel} < 2,13$)	$0,056 \pm 0,018$	$0,029 \pm 0,018$	0,95
$^{197}\text{Au}+(\text{Ag},\text{Br}), 11,6 \text{ А ГэВ/с}$			
s -частицы ($0,6 \leq \eta_{rel} < 1,56$)	$0,060 \pm 0,006$	$0,008 \pm 0,006$	0,91

эмиссии $\theta > 7^\circ$ или с $\eta_{rel} < 2,13$. Как видно из рис. 4.8а эти частицы преимущественно вылетают в плоскости реакции и $V_1 = 0,148 \pm 0,017$. Кривая на рисунке - результат фитирования по (4.1).

Как показано в модельных расчетах по КИМ, в этом диапазоне квазибыстрот соотношение между протонами и пионами, примерно, равно 200:1.

Поведение s -частиц с квазибыстротами близкими к спектаторным фрагментам ядра-снаряда в ядерных взаимодействиях с (Ag, Br) при энергиях ускорителей ОИЯИ и BNL подобно. Как видно из данных табл. 4.3 величины V_1 положительны при этих энергиях, а V_2 практически равны нулю. При этом наблюдается уменьшение V_1 с ростом первичного импульса и $V_1 = 0,060 \pm 0,006$ при $P_0 = 11 \text{ А ГэВ/с}$.

Таким образом, зарегистрирован сигнал направленного потока участников ядра-снаряда, т.н., "positive directive flow" или боковой выброс участников ("side-splash"). Как отмечено выше, этот направленный поток участников ядра-снаряда уменьшается с ростом первичной энергии.

На рис. 4.8b приведено азимутальное угловое распределение относительно плоскости реакции для быстрых фрагментов ядра-мишени (g -частиц) в $^{84}\text{Kr}+(\text{Ag},\text{Br})$ -столкновениях при $P_0 = 1,55 \text{ А ГэВ/с}$. Видно

Табл. 4.4: Параметры V_1 и V_2 для g -частиц в ядерных взаимодействиях ^{84}Kr , ^{32}S и ^{197}Au при P_0 от 1,55 до 11,6 А ГэВ/с.

Ядро-снаряд	P_0 [А ГэВ/с]	V_1	V_2	χ^2/NDF
^{84}Kr	1,55	$-0,169 \pm 0,014$	$-0,025 \pm 0,014$	0,83
^{32}S	4,5	$-0,007 \pm 0,020$	$0,023 \pm 0,020$	0,81
^{197}Au	11,6	$-0,069 \pm 0,011$	$-0,009 \pm 0,011$	0,54

преимущественную эмиссию g -частиц в направлении противоположном направлению вектора плоскости реакции. Кривая на этом рисунке - это результат фитирования угловых распределений формулой (4.1) для угла ϕ .

Для g -частиц величина V_1 отрицательна и уменьшается с ростом первичной энергии (табл. 4.4), параметер V_2 практически равен нулю.

Таким образом, эти результаты свидетельствуют о направленном потоке участников ядра-мишени в направлении противоположном вектору плоскости реакции, сконструированному из спектаторных фрагментов ядра-снаряда.

Это, т.н., "negative directed flow" или боковой выброс участников ("side-splash") ядра-мишени.

4.5 Основные результаты

Кратко, основные результаты, полученные в данной главе, можно сформулировать следующим образом:

1. Изучена эмиссия вторичных заряженных частиц - участников соударения в неупругих взаимодействиях ядер ^{16}O , ^{22}Ne , ^{32}S , ^{84}Kr , ^{197}Au и ^{208}Pb с ядрами (Ag , Br) при P_0 от 1 до 160 А ГэВ/с с использованием единого фотоэмульсионного метода.

2. Впервые проведен систематический Фурье анализ азимутальных угловых спектров вторичных заряженных частиц - участников соударения для взаимодействий с ядрами (Ag, Br) ядер разных масс и энергий.
3. Во взаимодействиях ^{84}Kr с ядрами (Ag, Br) при $1,55 \text{ A ГэВ/с}$ зарегистрирован эффект выдавливания ("squeeze-out") релятивистских s-частиц с квазибыстротами около центральной η_{CM} , т.е. отрицательный эллиптический поток участников вне плоскости реакции ("out-of-plane elliptic flow").
4. В ядерных столкновениях в фотоэмульсии при энергиях Дубны и Брукхейвена ($\approx 4 - 11 \text{ A ГэВ/с}$) не обнаружен сигнал коллективного поведения в эмиссии релятивистских частиц - участников соударения с квазибыстротами около η_{CM} .
5. В ультра-релятивистских $^{208}Pb + (Ag, Br)$ - взаимодействиях при 158 A ГэВ/с получено указание на эмиссию ядерной материи - частиц-участников соударения (s-частиц с $\eta \approx \eta_{CM}$) внутри плоскости реакции в направлении перпендикулярном к вектору плоскости реакции. Это, т.н., положительный эллиптический поток ("in-plane elliptic flow").
6. В ядерных взаимодействиях с (Ag, Br) при $P_0 \sim 1-11 \text{ A ГэВ/с}$ зарегистрирован направленный поток частиц - участников соударения, т.н., боковой выброс ("side-splash"). А именно, зарегистрирована эмиссия релятивистских s-частиц с квазибыстротами близкими к спектаторным фрагментам ядра-снаряда преимущественно в направлении вектора плоскости реакции ("positive directed flow") и, одновременно, быстрых фрагментов ядра-мишени (g-частиц) в противоположном направлении ("negative directed flow").

7. Обнаружено, что направленный поток частиц - участников соударения уменьшается с ростом первичной энергии.
8. Получены уникальные данные об энергетической зависимости параметра V_2 аппроксимации азимутальных угловых спектров релятивистских частиц - участников столкновения с квазибыстроходами около η_{CM} , измеренных единым фотоэмульсионным методом для импульсов ядер-снарядов от 1 до 160 А ГэВ/с.
9. Эллиптический поток частиц - участников соударения меняет свой знак при дубненских энергиях с "минуса" для более низких энергий на "плюс" для более высоких. Это может служить указанием на возможный фазовый переход адронной материи в состояние кварк-глюонной плазмы.

Заключение

Впервые поиск и исследование свойств коллективных эффектов в ядро-ядерных взаимодействиях при релятивистских энергиях проведены единой методикой в широком диапазоне масс и энергий ядер-снарядов с использованием уникального экспериментального материала, полученного при участии автора диссертации в рамках международных сотрудничества - Дубненского, EMU01 и Криптонного.

При этом были использованы пучки первичных ядер: ^{12}C , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si и ^{32}S с импульсом 4,5 А ГэВ/с и ^{22}Ne с импульсом 4,1 А ГэВ/с на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ (Дубна), ^{84}Kr с импульсом 1,55 А ГэВ/с на ускорителе SIS (Дармштадт), ^{28}Si и ^{197}Au с импульсами 14,6 и 11,6 А ГэВ/с на AGS (BNL) и, наконец, ^{208}Pb с импульсом 158 А ГэВ/с на SPS (CERN). Экспериментальные данные в большинстве случаев были получены впервые.

Основные результаты и выводы следующие:

1. Впервые измерены характеристики неупругих взаимодействий ^{84}Kr и ^{32}S с ядрами фотоэмульсии при импульсах 1,55 и 4,5 А ГэВ/с, соответственно. Показано, что множественности фрагментов ядра-снаряда, релятивистских s-частиц и быстрых фрагментов ядра-мишени сильно зависят от степени расщепления ядра-мишени и от массы первичного ядра. Поведение медленных фрагментов ядра-мишени "консервативно".

2. Проведено исследование характеристик ядро-ядерных взаимодействий при релятивистских энергиях в зависимости от массы и энергии ядра-снаряда и от прицельного параметра столкновения с использованием уникального фотоэмульсионного материала.

Были обнаружены следующие закономерности:

- Распределения множественностей быстрых фрагментов ядра-мишени в ядро-ядерных столкновениях при дубненских энергиях хорошо описываются простой аналитической моделью, где в качестве исходной информации используется распределение g -частиц, возникающих в реакциях, вызванных протонами.
- Коллимация g -частиц вперед возрастает с уменьшением импульса ядра-снаряда при данном A_p и с увеличением массы ядра-снаряда при данном P_0 .
- В угловых спектрах медленных фрагментов ядра-мишени (b -частицы) обнаружены широкие максимумы, более отчетливо проявляющиеся в центральных соударениях с ядрами (Ag, Br).

3. Предложен и применен новый комплексный подход для изучения угловых характеристик вторичных заряженных частиц в ядерных реакциях с целью исследования эффектов коллективного потока ядерного вещества.

При этом:

- Проанализирован огромный экспериментальный материал по непериферическим ядерным взаимодействиям в рамках единой эмульсионной методики в широком диапазоне масс и энергий сталкивающихся ядер.
- Впервые для анализа такого рода были одновременно использованы вторичные частицы всех имеющихся типов - реляти-

вистские фрагменты ядра-снаряда, рожденные частицы и медленные фрагменты ядра-мишени.

- Впервые в одном эксперименте применено совместно пять разных методов для поиска и изучения коллективных эффектов. Полученные результаты сопоставимы.

4. Впервые выполнено детальное сравнение полученных характеристик ядро-ядерных взаимодействий по множественностям, угловым спектрам и их корреляциям с модельными расчетами по каскадно-испарительной модели и с расчетами по, т.н., "смешанным" событиям. Оба варианта расчетов не воспроизводят полученные нами данные о коллективном поведении ядерного вещества и свидетельствуют о коллективных потоках фрагментов сталкивающихся ядер и рожденных частиц.
5. Проведено систематическое экспериментальное исследование внутри- и междугрупповых корреляций по азимутальным углам фрагментов сталкивающихся ядер и рожденных частиц в широкой области масс и энергий ядер-снарядов.

При этом установлены:

- Азимутальная асимметрия в эмиссии s - и h -частиц и тенденция к их противоиспусканию в поперечной плоскости.
 - Зависимость внутри- и междугрупповых азимутальных корреляций от параметра удара. Они увеличиваются с ростом числа нуклонов - участников соударения. При этом усиливается и их угловая зависимость.
6. Впервые измерены характеристики неупругих взаимодействий ядер ^{12}C и ^{24}Mg с ядрами Pb при $P_0=4,5$ А ГэВ/с и изучены азимутальные корреляции между разными продуктами этих реакций. Полу-

чено ненулевое значение коэффициента азимутальной коллинеарности для s-частиц.

7. Проведено детальное исследование потока фрагментов сталкивающихся ядер в соударениях релятивистских ядер с ядрами (Ag, Br) в эмульсии с промежуточными прицельными параметрами методом результирующих векторов. Показано, что углы потока фрагментов ядра-снаряда ненулевые и увеличиваются с ростом энергии первичного ядра и степени центральности столкновения в области $P_0 = (1-15) \text{ А ГэВ/с}$.
8. Впервые была целенаправленно и систематически сконструирована плоскость реакции во взаимодействиях ^{12}C , ^{16}O , ^{22}Ne , ^{28}Si , ^{32}S , ^{84}Kr и ^{197}Au с ядрами (Ag, Br) при $P_0 = (1-15) \text{ А ГэВ/с}$ и проведен анализ поперечных импульсов фрагментов сталкивающихся ядер в плоскости реакции.

При этом установлены:

- Существование отскока фрагментов ядра-снаряда и бокового выплеска фрагментов-мишени вместе с их эмиссией в противоположных направлениях в азимутальной плоскости.
 - Зависимость обоих эффектов от параметра удара - они усиливаются при уменьшении прицельного параметра.
9. Впервые проанализирована эмиссия фрагментов налетающего ядра в ядерных взаимодействиях с (Ag, Br) при энергиях ускорителей Дармштадта, Дубны и BNL методом азимутальных корреляционных функций без конструкции плоскости реакции.

При этом:

- Зарегистрирован сигнал коллективного потока фрагментов ядра-снаряда.

- Показано совпадение результатов анализа экспериментальных данных двумя разными подходами - с конструкцией плоскости реакции и без ней.

10. Проведен систематический Фурье анализ азимутальных угловых спектров вторичных заряженных частиц-участников соударения, измеренных в ядерных взаимодействиях с (Ag, Br) для разных ядер-снарядов и их энергий.

При этом:

- Впервые детально исследован направленный поток фрагментов сталкивающихся ядер и установлено, что он практически не зависит от P_0 в области (1-11) А ГэВ/с и усиливается с уменьшением прицельного параметра соударения.
- Получены уникальные данные об энергетической зависимости параметра V_2 азимутальных угловых распределений релятивистских частиц-участников столкновения с псевдобыстротами около η_{CM} , измеренных единым эмульсионным методом для энергий ядер-снарядов от 1 до 160 А ГэВ.
- Установлено, что эллиптический поток частиц-участников соударения меняет свой знак с "минуса" для низких энергий (т.н., эффект "выдавливания") на "плюс" для ультрарелятивистских энергий (т.н., положительный эллиптический поток в плоскости реакции). Это может служить указанием на проявление возможного фазового перехода адронной материи в состояние кварк-глюонной плазмы.

Автор рад возможности выразить глубокую благодарность, прежде всего, заведующей Кафедрой ядерной физики Факультета естествозна-

ния Университета им. П.И. Шафарика в Кошице профессору Г. Мартинской за постоянное внимание к работе.

За предоставленную возможность работать в ЛВЭ ОИЯИ автор благодарит дирекцию ЛВЭ ОИЯИ и, прежде всего, док. физ.-мат. наук профессора А.И. Малахова.

Автор благодарен дирекции Факультета естествознания Университета им. П.И. Шафарика в Кошице за поддержку работы.

Автор особо благодарен участникам Международных сотрудничеств - Дубненского, EMU01 и Криптонного по изучению ядро-ядерных взаимодействий с помощью фотоэмульсионной методики за совместную работу и за предоставление экспериментального материала.

Автор считает своим приятным долгом поблагодарить своих коллег и друзей Й. Богачову, Я. Врлакову, А. Дирнера, М. Карабову, Б. Кишову, С. Молнарону, Е. Силеша, К. Ткачикову, Й. Урбана и Л. Юста на Кафедре ядерной физики Факультета естествознания Университета им. П.И. Шафарика в Кошице, без поддержки которых этой работы просто не было бы.

Автор рад выразить благодарность своему коллеге Я. Мушинскому за техническую помощь при подготовке этой диссертации.

Автор глубоко благодарен В. Брановой, А. Кравчаконвой и Г. Орловой за полезные обсуждения и помощь на последних этапах оформления материала данной работы.

Автор так же благодарен сотрудникам ОИЯИ: П. Зарубину, А.Д. Коваленко, Ж. Мусульманбекову, Л. Русаковой, Сулейманову М. и всем инженерам, лаборантам и техникам НЭОРЯФ ЛВЭ ОИЯИ за помощь в работе и плодотворные обсуждения.

Библиография

- [1] Балдин А.М. // ЭЧАЯ. – 1977. – т.8, N3. – с.429-477.
- [2] Satz. H. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. – 1985. – vol.35. – p.245.
- [3] Балдин А.М. //ЯФ.– том 20. – 1974 – с. 1201 – 1213.
- [4] Kovalenko A.D. // Proceedings, High Energy problems – vol. 2 – Dubna, JINR – 1986 – p. 324 – 333.
- [5] Baldin A.M., Malakhov A.I. // Proceedings, Quark-Matter'93 – Nucl. Phys. – 1994. – vol.A566. – p.611.
- [6] Belenkij S.Z, Landau L.D. // Nuovo Cimento Suppl. – 1956. – vol.3. – p.15.
- [7] Glassgold A.E., Heckrotte W., Watson K.M. // Ann. Phys. – 1959. – vol.6. – p.1.
- [8] Scheid W., Muller H., Greiner W. // Phys. Rev. Lett. – 1974. – vol.32. – p.741.
- [9] Stocker H., Maruhn J.A., Greiner W. // Phys. Rev. Lett. – 1980. – vol.44. – p.725.
- [10] Csernai L.P. et al. // Phys. Rev. – 1982. – vol.C25. – p.2482.
- [11] Reinhardt R.E. et al. // Phys. Rev. Lett. – 1984. – vol.53. – p.763.
- [12] Gustafsson H.A. et al. // Phys. Rev. Lett. – 1984. – vol.52. – p.1590.

- [13] Buchwald G. et al. // Phys. Lett. – 1984. – vol.52. – p.1594.
- [14] Gyulassy M., Franksel R.A., Stocker H. // Phys. Rev. Lett. – 1982. – vol.B110. – p.185.
- [15] Danielewicz P., Odyniec G. // Phys. Lett. – 1985. – vol.B157. – p.146.
- [16] Stocker H., Greiner W. // Phys. Rep. – 1986. – vol.137. – p.277.
- [17] Hung C.M., Shuryak E.V. // Phys. Rev. Lett. – 1995. – vol.75. – p.4003.
- [18] Rischke D.H., Gyulassy M. // Nucl. Phys. – 1996. – vol.A597. – p.701.
- [19] Appelshauser H. et al. // Nucl. Phys. – 1998. – vol.A638. – p.463c.
- [20] Aggarwal M.M. et al. // Nucl. Phys. – 1998. – vol.A638. – p.459c.
- [21] Voloshin S.A. et al. // Nucl. Phys. – 1998. – vol.A638. – p.455c.
- [22] Liu H. et al. // Phys. Rev. Lett. – 2000. – vol.84. – p.5488.
- [23] Pinkenburg C. et al. // Phys. Rev. Lett. – 1999. – vol.83. – p.1295.
- [24] Chance J. // Phys. Rev. Lett. – 1997. – vol.78. – p.2535.
- [25] Heckman H.H., Karant Y.J., Friedlander E.M. // Phys. Rev. – 1986. – vol.C34. – p.1333.
- [26] Wang S. et al. // Phys. Rev. – 1991. – vol.C44. – p.1091.
- [27] Банник Б.П., Вокал С., Толстов К.Д., Шабратова Г.С. // Труды Сов.по иссл.в обл.рел.яд.физ. – Дубна – ОИЯИ – Д2-82-568 – 1982. – s.78.
- [28] Вокал С., Шумбера М. // Препринт ОИЯИ – 1-83-389 – Дубна – 1983., Ядерная физика – т.39. – вып.6. – 1984. – с.1474.

- [29] Вокал С., Карабова М., Мухторов А., Тогоо Р., Толстов К.Д., Ту-
чек Й., Шумбера М. // Препринт ОИЯИ – P1-84-552 – Дубна –
1984.
- [30] Karabová M., Muchtorov A., Šumbera M., Togoo R., Tolstov K.D.,
Tuček J., Vokál S. // PANIC-84 – Heidelberg – 30.7-3.8.1984 – Books
of Abstracts – vol.II. – p.J27.
- [31] Karabová M., Síleš E., Vokál S., Šumbera M., Tuček J. // Zborník
8.konf.čs.fyzikov – 26.-30.8.1985 – Bratislava – 1.část – s.36.
- [32] Андреева Н.П., ..., Вокал С., ... // Препринт ОИЯИ – P1-87-239 –
Дубна – 1987., Ядерная физика – т.47. – 1988. – с.942.
- [33] Краснов С.А., ..., Вокал С., ... // Препринт ОИЯИ – P1-87-348 –
Дубна – 1987., Ядерная физика – т.47. – 1988. – с.1309.
- [34] El-Naghy A., ..., Vokál S., ... // Preprint JINR – E1-87-472 – Dubna
– 1987.
- [35] Bannik B.P., ..., Vokál S., ... // Препринт ОИЯИ – P1-87-546 – Дубна
– 1987., Z.Phys.A.-Atomic Nuclei – vol.329. – 1988. – p.341.
- [36] Bannik B.P., ..., Vokál S., ... // Препринт ОИЯИ – P1-87-631 – Дубна
– 1987., J.Phys.G: Nucl.Phys. – vol.14. – 1988. – p.949.
- [37] Andreeva N.P., ..., Vokál S., ... // Acta Physica Slovaca – vol.38. –
No.2. – 1988. – p.65.
- [38] Краснов С.А., Вокал С., ... // Препринт ОИЯИ – P1-88-389 – Дубна
– 1988.
- [39] Shabratova G.S., Šumbera M., Vokál S. // Proc.Int.Workshop on
Gross Prop.of Nuclei and Exc. – XVII. – Hirschegg – 1989. – p.34.

- [40] Вокал С., Лескин В.А., Толстов К.Д., Шабратова Г.С. // Сообщения ОИЯИ – P1-88-215 – Дубна – 1988., Ядерная физика – т.50. – 1989. – с.1046., Труды IX.Межд.сем.по пробл.физ.выс.эн. – т.2. – Дубна – 1988. – с.208.
- [41] Hegab M.K., Sherif M.M., Krasnov S.A., Vokál S. // JINR Rapid Communications – No.7[46]-90 – 1990. – p.36.
- [42] Vokál S. // Proc. of the Xth Int.Sem.on High En.Phys.Problems, Relat.Nucl.Phys. and Quantum Chromodyn. – Dubna – 24.-29 Sept., 1990 – Singapore – 1991. – p.420.
- [43] Vokál S. // Proceedings of the XXIth Int.Symposium on Multiparticle Dynamics – Wuhan – 23.-27 Sept., 1991 – Singapore – 1992. – p.611.
- [44] Vokál S. // Proceedings of the XIth EMU01 Collaboration Meeting – Dubna – May 1992 – Dubna – 1992. – p.275.
- [45] Adamovich M.I.,..., Vokál S.,...(EMU01 coll.) // Preprint E1-92-569 – Dubna – 1992.
- [46] El-Naghy A., ..., Vokál S., ... // Internal Report IC/93/149 – Trieste – June 1993.
- [47] Vokál S. and the EMU01 Collaboration // Proc.of the Hadron Structure '93 – B.Štiavnica – Sept. 5-10 – 1993. – p.93.
- [48] Krasnov S.A., ..., Vokál S., ... // Czech. Journal of Physics – vol.46. – 1996. – No.6. – p.531.
- [49] Vokál S.,...(EMU01 coll.) // Proc. of the Hadron Structure '96 – Stará Lesná – Feb. 12-16, 1996 – p.353.
- [50] Adamovich M.I., ..., Vokál S., ... // Physics of Atomic Nuclei – vol.60. – No.9. – 1997. – p.1580.

- [51] M.I.Adamovich,...,S.Vokál, ...(EMU01 coll..) // Eur. Phys. J – vol.A2. – 1998. – p.61.
- [52] Kravčáková A., Vokál S. and the Kr Collaboration // Czech.Journal of Physics – vol.48. – 1998. – Suppl. S1 – p.127.
- [53] Kravčáková A., Vokál S. // Proc. of Scientific Conf – TU Košice – 1999. – p.216.
- [54] Kravčáková A., Vokál S., Dirner A. // Proc. Of Scientific Conf – TU Košice – 1999. – p.237.
- [55] Just L., Kravčáková A., Vokál S. // Zborník 13.Konf. slov. a českých fyzikov – Zvolen – 23.-26.8.1999 – p.75.
- [56] Adamovich M.I.,..., Vokál S., ... (Kr collaboration) // The European Phys. Journal – vol.A6. – 1999. – p.427.
- [57] Kravčáková A., Lojan J., Vokál S. // Zborník 13.Konf. slov. a českých fyzikov – Zvolen – 23.-26.8.1999 – p.84.
- [58] Just L., Kravčáková A., Vokál S., Vrláková J., Síleš E. // Zborník 13.Konf. slov. a českých fyzikov – Zvolen – 23.-26.8.1999 – p.78.
- [59] Kravčáková A., Vokál S. // Zborník 13.Konf. slov. a českých fyzikov – Zvolen – 23.-26.8.1999 – p.81.
- [60] Adamovich M.I., ..., Vokál S., ... // Particles and Nuclei Letters – No.4[101]-2000 – 2000. – p.75.
- [61] Vokál S. // Talk at Int.Conf. "RNP 2000" – Relativistic Nuclear Physics:From Hundreds MeV to TeV – Stará Lesná – 26.6.-1.7.2000 – accepted for publication.
- [62] Just L., Kravčáková A., Vokál S., Vrláková J., Síleš E. // Zborník príspevkov, 11.Konf. slov. fyzikov – Zvolen – 4.-6.9.2000 – p.34.

- [63] Kravčáková A., Vokál S. and the EMU01 Collaboration // Talk at XV. ISHEPP – Dubna – Sept. 25-29, 2000 – accepted for publication.
- [64] Adamovich M.I., Vokál S. et al. // Preprint JINR – E1-10838 – Dubna – 1977.
- [65] Марин А., Вокал С. и др. // ЯФ. – том.29. – 1979. – с.105.
- [66] Карабова М., Вокал С. и др. // ЯФ. – том.28. – 1978. – с.435.
- [67] Вокалова А., Вокал С. и др. // Краткие сообщ. ОИЯИ – No.12-85. – Дубна – 1985.
- [68] Андреева Н.П., Вокал С. и др. // ЯФ – том.45. – 1987. – с.123.
- [69] Амеева Б.У., ..., Вокал С., ... , Сотрудничество: АА-Б-Д-Д-Е-К-Л-М-Р-С-Т // Препринт ОИЯИ – Р1-89-560 – Дубна – 1989., Ядерная физика – т.51. – вып.4. – 1990. – с.1047.
- [70] Pavuková A., Vokál S. et al. // Poster on Scient. Conf. "25 EF TU" – Košice – 1994.
- [71] Just L., Vokál S. et al. // Rad. Measurements – 1995. – vol.25. – p.251.
- [72] Adamovich M.I., Vokál S. et al. // Nucl. Phys. – 1995. – vol.A593. – p.535.
- [73] Adamovich M.I., Vokál S. et al. // Z. Phys. – 1997. – vol.A358. – p.337.
- [74] Adamovich M.I., Vokál S. et al. // Phys. Lett. – 1997. – vol.B407. – p.92.
- [75] Musulmanbekov G.J. // Proc. of the 11th EMU01 Collaboration Meeting – Dubna – 1992. – p.288.

- [76] Банник Б.П. и др. // Препринт ОИЯИ – Р1-13055 – Дубна – 1980.
- [77] Bannik B.P. et al. // Czech. J. Phys. – 1981. – vol.B31. – p.490.
- [78] Bannik B.P. et al. // Zeitschrift fur Physik - Atoms and Nuclei – 1981. – vol.302. – p.133.
- [79] Adamovich M.I., Vokál S. et al. // Phys. Lett. – 1991. – vol.B262. – p.369.
- [80] Adamovich M.I., Vokál S. et al. // Phys. Lett. – 1995. – vol.B352. – p.472.
- [81] Stocker H. et al. // Progress in Particle and Nuclear Physics – 1980. – vol.4. – p.133.
- [82] Gill A. et al. // Int. Journal of Modern Phys. – 1990. – vol.5. – p.755.
- [83] Stocker H. et al. // Progress in Particle and Nuclear Physics – 1980. – vol.4. – p.133.
- [84] Azimov S.A. et al. // Z. Phys. – 1985. – vol.A322. – p.677.
- [85] Feshbach H., Huang K. // Phys. Lett. – 1973. – vol.B47. – p.300.
- [86] Барашенков В.С., Жереги Ф.Г., Мусулманбеков Ж.Ж. // ЯФ. – 1984. – vol.39. – p.1133.
- [87] Danielewicz P., Gyulassy M. // Phys. Lett. – 1983. – vol.B129. – p.283.
- [88] Nagamiya S. // Preprint LBL - 14034 – 1982.
- [89] Stock R. et al. // Phys. Rev. Lett. – 1980. – vol.44. – p.1243.
- [90] Csernai L.P., Greiner W. // Phys. Lett. – 1981. – vol.B99. – p.85.
- [91] Strobele H. et al. // Phys. Rev. – 1983. – vol.C27. – p.1349.

- [92] Beavis D. et al. // Phys. Rev. Lett. – 1985. – vol.54. – p.1652.
- [93] Андреева Н.П., Вокал С. и др. // ЯФ. – 1987. – том 45. – с.123.
- [94] Arora R. et al. // Z. Phys. – 1989. – vol.A333. – p.373.
- [95] Palsania H.S. et al. // Mod. Phys. Lett. – 1991. – vol.A6. – p.2757.
- [96] Вокал С. // Доклад на Межд. Симп. по фотоэмульсиям. – 2000. – Дубна. – 15.-23.5.2000.
- [97] Csernai L.P. et al. // Phys. Rev. – 1986. – vol.C34. – p.1270.
- [98] Jain P.L. et al. // Phys. Rev. – 1988. – vol.C37. – p.637.
- [99] Wilson W.K. et al. // Phys. Rev. – 1992. – vol.C45. – p.738.
- [100] Jain P.L., Singh G., Mukhopadhyay A. // Phys. Rev. Lett. – 1995. – vol.74. – p.1534.
- [101] Welke G.M. et al. // Phys. Rev. – 1988. – vol.C38. – p.2101.
- [102] Abbott T. et al. // Phys. Rev. Lett. – 1993. – vol.10. – p.1393.
- [103] Adamovich M.I. et al. // Phys. Lett. – 1989. – vol.B223. – p.262.
- [104] Barrette J. et al. // Phys. Rev. Lett. – 1994. – vol.73. – p.2532.
- [105] Singh G., Jain P.L. // Phys. Rev. – 1994. – vol.C49. – p.3320.
- [106] Venema L.B. et al. // Phys. Rev. Lett. – 1993. – vol.71. – p.83.
- [107] Voloshin S.A. et al. // Phys. Rev. – 1997. – vol.C55. – p.1630.
- [108] Voloshin S.A., Zhang Y. // Z. Phys. – 1996. – vol.C70. – p.665.
- [109] Poskanzer A.M., Voloshin S.A. // preprint nucl-ex/9805001 – 1998.
- [110] Poskanzer A.M., Voloshin S.A. // preprint nucl-ex/9906075 – 1999.

- [111] Ollitrault J.-Y. // Phys. Rev. – 1992. – vol.D46. – p.229.
- [112] Ollitrault J.-Y. // Phys. Rev. – 1993. – vol.D48. – p.1132.
- [113] Ollitrault J.-Y. // Nucl. Phys. – 1998. – vol.A638. – p.195c.
- [114] Adamovich M.I. et al. // Phys. Rev. Lett. – 1992. – vol.69. – p.745.
- [115] Kugler A. // Czech. J. Phys. – 1995. – vol.45. – p.545.
- [116] Ajitanand N.N. et al. // Nucl. Phys. – 1998. – vol.A638. – p.451c.
- [117] Chkhaidze L., Djobava T., Kharkhelauri L. // hep-ex/9912035 – 1999.