

ОРДЕНА ДРУЗЬЕ НАРОДОВ АКАДЕМИЯ НАУК УЗБЕКСКОЙ ССР

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

БОНДАРЕНКО РИВА АЛЬБЕРТОВНА

МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ И ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР ^{12}C

В ФОТОЭМУЛЬСИИ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,5 А ГЭВ/С

(01.04.16 - физика атомного ядра и элементарных частиц)

Д и с с е р т а ц и я

на соискание ученой степени кандидата

физико-математических наук

Научные руководители :

Член - корреспондент АН УЗССР

У.Г.ГУЛЯМОВ

Доктор физико-математических наук

Г.М.ЧЕРНОВ

Ташкент - 1983 г.

О Г Л А В Л Е Н И Е

ВВЕДЕНИЕ	4	стр.
Глава I. ЭКСПЕРИМЕНТ	8	"
§ I.1. Общее описание эксперимента	8	"
§ I.2. Отбор событий, методики измерений	9	"
§ I.3. Разделение на подансамбли соударений с различными компонентами эмульсии	16	"
Глава II. ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДРА ^{12}C	19	"
§ 2.1. Множественности спектаторных фрагментов..	20	"
§ 2.2. Распределения по P_1	24	"
§ 2.3. Азимутальные корреляции	29	"
§ 2.4. Диссоциация $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$	35	"
§ 2.5. Обсуждение результатов	41	"
Глава III. МНОЖЕСТВЕННОСТИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ	44	"
§ 3.1. Релятивистские частицы	45	"
§ 3.2. Продукты фрагментации мишени	50	"
§ 3.3. Корреляции между множественностями раз- личных типов частиц	58	"
Глава IV. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ	63	"
- § 4.1. Псевдобыстроты ливневых частиц	64	"
§ 4.2. Сильноионизирующие частицы	70	"
§ 4.3. Относительные спектры	73	"
Глава V. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ	78	"
§ 5.1. Используемые характеристики корреляций...	78	"
§ 5.2. Корреляции между сильноионизирующими час- тицами	83	"
§ 5.3. Корреляции между ливневыми частицами	89	"

§ 5.4. Междугрупповые азимутальные корреляции ..	92	стр.
§ 5.5. Обсуждение результатов	97	"-
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	100	"-
ЛИТЕРАТУРА	103	"-

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность изучения ядро-ядерных взаимодействий в области высоких энергий обусловлена, прежде всего, надеждами на получение новой интересной информации, касающейся самых острых проблем физики элементарных частиц и ядерной физики. Например, таких как поиск возможных проявлений коллективных свойств ядерной материи при высоких плотностях и температурах, реализующихся в столкновениях релятивистских ядер, изучение масштабной инвариантности в соударениях составных систем и т.д. Эксперименты по кумулятивному рождению частиц [1] и фрагментации релятивистских ядер [2], а также гипотезы об образовании ядерных изомеров плотности и формировании ядерных ударных волн [3] указывают на то, что исследование соударений релятивистских ядер весьма привлекательно с точки зрения получения новых важных сведений о динамике сильных взаимодействий.

Материальной основой для исследования подобных (в том числе и идущих с малым сечением) процессов служит получение пучков релятивистских ядер с энергией несколько ГэВ на нуклон на ускорителях в Дубне и Беркли (США), что позволило избавиться от известных недостатков исследования ядро-ядерных взаимодействий в космических лучах: малой статистики, больших погрешностей измерений и т.д.

Как всякое крупное научное направление, физика релятивистских ядер имеет много выходов в смежные области науки и может иметь прикладной характер. Изучение ядро-ядерных взаимодействий представляет интерес для астрофизики и физики космических лучей. Релятивистские ядра космического излучения несут большой объем информации, которую можно будет надежно расшифровать только после исследования взаимодействий ядер на ускорителях. Изучение прохождения многозарядных частиц через вещество представляет большой

интерес и с точки зрения радиационной безопасности космонавтов и космических аппаратов. При определенных условиях релятивистские ядра представляют наибольшую радиационную опасность. Чтобы точно оценить эту опасность и составить прогнозы радиационной обстановки необходимо всесторонне исследовать особенности действия этих частиц на различные объекты.

Цель настоящей работы - детальное и систематическое изучение важнейших характеристик (множественностей различных типов вторичных частиц, угловых распределений рожденных частиц и фрагментов снаряда и мишени, корреляционных явлений и т.д.) неупругих взаимодействий ядер углерода с ядрами фотозмусьии при максимально доступной на сегодняшний день энергии ускоренных ядер $T_{кин} = 3,6$ ГэВ/нуклон. Необходимость комплексного исследования ряда характеристик, в том числе и тонких (например, фрагментационных и корреляционных) диктуется малой чувствительностью стандартных характеристик (множественностей, одночастичных инклюзивных спектров) к выбору между большим числом существующих модельных подходов к проблеме ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях. Особенностью настоящей работы является большая для фотометода статистика событий: ~ 1700 неупругих взаимодействий, полученных без какой-либо дискриминации и широкий "спектр" рассмотренных характеристик. В работе показана возможность применения к ядро-ядерным взаимодействиям методов изучения множественных процессов, разработанных для анализа адрон-ядерных соударений. Там, где это возможно, проводится качественное и количественное сравнение данных с предсказаниями ряда теоретических моделей.

Большинство экспериментальных работ по неупругим ядро-ядерным взаимодействиям выполнялось с помощью трековых приборов, широкое развитие получили также электронные эксперименты, в которых изучаются спектры различных типов вторичных частиц (инклюзивные

эксперименты). Однако, отметим, что наряду с несомненными достоинствами (очень большая статистика, высокая точность импульсных измерений), инклюзивный подход имеет крупный недостаток - ненаблюдаемость акта взаимодействия, что существенно сужает круг изучаемых динамических характеристик. Использование же традиционных трековых приборов (пузырьковых или искровых камер, ядерной эмульсии) позволяет изучать индивидуальные акты в условиях 4π -геометрии. Преимущество пузырьковых и стриммерных камер, по сравнению с ядерными фотоэмульсиями, заключается в том, что они позволяют работать с однородными мишенями, получать большую статистику, измерять заряды и импульсы всех наблюдаемых вторичных частиц. Однако, часть вторичных частиц, имеющих сравнительно малую энергию, в камерах не наблюдается, что приводит к потере части важной информации об индивидуальном акте ядро-ядерного взаимодействия. Использование в качестве трекового прибора ядерной эмульсии позволяет наблюдать все заряженные вторичные частицы в индивидуальном акте при наилучшем геометрическом разрешении и, следовательно, позволяет получить широкий спектр характеристик не только ядра-снаряда, но и ядра-мишени. Несмотря на известные недостатки (трудность набора большой статистики, неоднородность мишени, трудности с импульсными измерениями), фотоэмульсионная методика обладает тем ценным качеством, что позволяет сравнительно просто и быстро получить достаточно широкий набор характеристик изучаемого процесса и дает возможность определить наиболее перспективное направление для его изучения другими методами, свободными от перечисленных недостатков.

В заключение несколько слов о структуре диссертационной работы: рассматриваются характеристики процесса фрагментации релятивистских ядер ^{12}C (глава II), множественности различных типов вторичных частиц из ^{12}C -ядро взаимодействий (глава III), угловые

распределения и их характеристики (глава IV) и, наконец, корреляционные явления (глава V). Описание анализируемого эксперимента - лного материала, методики измерений, отбора событий и т.д. приведены в главе I.

В связи с большим количеством обзорных работ по ядро-ядерным взаимодействиям, появившимся в последние годы, мы сочли нецелесообразным давать такой обзор в диссертации; минимально необходимая информация обзорного характера дается в ходе изложения. В ходе изложения проводится также систематическое сравнение данных с соответствующими из адрон-ядерных соударений. В Заключении приведены основные результаты выполненного исследования.

Работа выполнена в Лаборатории релятивистской ядерной физики Института ядерной физики Академии наук УзССР за период 1977-1982 гг.

Глава I

ЭКСПЕРИМЕНТ.

§ 1.1. Общее описание эксперимента.

Степка ядерных фотоэмульсий типа БР-2 ГОСНИИХИМФОТОПРОЕКТА размером $10 \times 20 \text{ см}^2$ и толщиной ~ 600 микрон была облучена ядрами углерода (^{12}C) с импульсом $4,5 \text{ ГэВ/с}$ на нуклон на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ (Дубна) в 1976 году. Плотность облучения составляла 2×10^4 частиц/ см^2 . Примесь легких ядер с зарядом $Z \leq 5$ в первичном пучке ядер углерода, обусловленная фрагментацией ^{12}C в канале, оценивалась в специальных контрольных измерениях зарядов ядер методом определения плотности δ -электронов на треках первичного пучка. Оказалось, что примесь таких ядер в ансамбле треков, образующих в эмульсии звезды и отобранных по ионизации визуально, очень мала ($\sim 5\%$).

Просмотр "вдоль следа" производился на микроскопах МБИ - 9 при увеличении $900\times$. Регистрировались все случаи взаимодействия первичных ядер углерода без какой-либо дискриминации.

Для поиска этих взаимодействий использовалась техника двойного быстро-медленного просмотра по следу. Взятый трек просматривался слева направо с большой скоростью (методика быстрого просмотра [4]), а затем этот же след просматривался медленно в обратном направлении. Вторая, медленная часть просмотра обеспечивала эффективное обнаружение таких ядро-ядерных событий, в которых имелся вторичный (почти неотклоненный) фрагмент с зарядом, близким к заряду первичного ядра (такое событие пропускается при быстром просмотре) и других редких событий (например, упругих рассеяний на протоне). Эффективность двойного просмотра оказалась близкой к 100%.

Изучение взаимодействий ядер углерода с ядрами фотоземулясии в 1977-1979 гг. проводилось в рамках Международного сотрудничества " Бухарест-Варшава-Дубна-Копице-Ленинград-Москва-Ташкент " (БВДКЛМТ), организованного Фотоземулясионным комитетом ОИЯИ. Вклад нашей лаборатории составлял примерно 1/3 всего статистического материала, накопленного сотрудничеством. Техника просмотра и отбора событий во всех лабораториях сотрудничества была практически идентичной нашей, различия имелись лишь в объеме измерений, выполненных в индивидуальных актах. После окончания работы сотрудничества набор экспериментального материала в нашей лаборатории был продолжен. Мы более чем утроили свой статистический материал. Таким образом, за исключением случаев, которые будут специально оговорены, мы в дальнейшем анализируем полный ансамбль неупругих углерод-ядерных взаимодействий, состоящий из 1717 событий, более 1000 из которых измерены в нашей лаборатории.

Пользуясь случаем, автор приносит искреннюю благодарность коллегам по БВДКЛМТ-сотрудничеству за совместную работу по набору части экспериментального материала.

§ 1.2. Отбор событий, методики измерений.

Из зарегистрированных при просмотре событий были исключены:

1. Случаи электромагнитной природы с δ -электроном или e^-e^+ парой.

2. Случаи упругого рассеяния на ядрах фотоземулясии, к ним относились события с углом отклонения первичного трека $< 3^\circ$:

- а) без рождения каких-либо дополнительных частиц;
- б) с одной сильноионизирующей частицей при выполнении кинематических критериев упругого рассеяния [5].

Оставшиеся события представляют собой полный ансамбль неупругих взаимодействий ядер углерода с ядрами эмулясии ($^{12}\text{C}-Em$).

На суммарной длине 337,9 м первичного трека было найдено 2468 неупругих событий. Полученное значение пробега для неупругого взаимодействия ядра ^{12}C с ядрами фотоэмульсии хорошо согласуется с расчетным [6] и данными эксперимента [7] (табл. I).

Таблица I

Ядро-снаряд	Импульс ГэВ/с/нуклон	λ , см	Данные работ
^{12}C	4,5	13,2	[6]
^{12}C	4,5	$13,3 \pm 0,2$	[7], пересчет на эмульсию
^{12}C	4,5	$13,7 \pm 0,3$	Настоящая работа

Для измерений отбирались неупругие $^{12}\text{C}-E_m$ взаимодействия в центральных областях фотослоев.

Классификация треков. Во всех отобранных для измерений событиях, в соответствии со стандартной фотоэмульсионной методикой, было проведено разделение вторичных частиц на следующие типы:

I. Медленные (или-сильноионизирующие, или h -) частицы (кинетическая энергия протонов $T_p \leq 400$ МэВ), которые далее разделялись путем измерения пробега на "черные" (β -частицы с $T_p \leq 26$ МэВ) и "серые" (g -частицы с $26 < T_p \leq 400$ МэВ)*).

*) Ряд лабораторий сотрудничества ограничились разделением h -частиц на g - и β - лишь на треках с углом наклона к плоскости эмульсии $< 30^\circ$, при углах $> 30^\circ$ разделение не проводилось. В связи с этим мы, когда это было возможно, вводили геометрические поправки или ограничивались собственной статистикой. Все результаты, полученные на полной статистике сотрудничества, были проконтролированы на нашем материале с полными измерениями.

2. Релятивистские (S^-) однозарядные частицы с $T_p > 400$ МэВ и ионизацией $I/I_0 < 1,4$ (I_0 - плотность ионизации релятивистского однозарядного трека с $p\beta \approx 4,5$ ГэВ в данной эмульсии).

3. Двухзарядные фрагменты ядра-снаряда - частицы с ионизацией $I/I_0 \sim 4$, не изменяющейся на длине ≥ 2 см, вылетающие под небольшими углами θ с продолжением направления трека первичного ядра (θ - пространственный угол в л.с.к.). Эти частицы легко отличить от других фрагментов снаряда визуально.

4. Многозарядные фрагменты ядра-снаряда ($Z \geq 3$). Эти фрагменты далее разделялись по заряду методом измерения плотности δ -электронов, не изменяющейся на длине ~ 2 см (ниже).

Медленные (h^-) частицы, в основном, принадлежат ядру-мишени, частицы типа 3 и 4 ядру-снаряду; среди релятивистских однозарядных частиц имеются "рожденные" (пионы, взаимодействовавшие протоны, релятивистские однозарядные частицы отдачи из мишени и т.д.) и однозарядные спектаторные фрагменты ядра-снаряда (эти частицы выделялись далее из S^- двумя методами: с помощью импульсных измерений на треках с $\theta_s \leq 3^\circ$ и статистически (ниже)).

Для всех вторичных заряженных частиц из $^{12}\text{C}-E_m$ взаимодействий были измерены пространственные (θ) и азимутальные (φ) углы вылета.

Угловые измерения. Для измерения углов вылета вторичных частиц использовался координатный метод [8]. Измерения проводились на микроскопах МБИ-9 и KSM-I. Проведенные контрольные измерения показали, что относительная точность измерений пространственных углов во всей области (кроме $\theta \sim 0^\circ$) составляет $\sim 5\%$, а для азимутальных углов при $\theta \geq 1^\circ$, погрешность не хуже нескольких градусов. Эти точности вполне удовлетворительны для рассматриваемых энергий.

Вторичные частицы с углом $\theta > 5^\circ$ измерялись методом "широ -

ного конуса", а релятивистские частицы с углом $\theta < 5^\circ$ - методом "узкого конуса" [8]. Углы ядер отдачи (β -частицы с пробегом ≤ 5 микрон) не измерялись и они не включались в число вторичных частиц.

Измерения зарядов фрагментов. Для определения зарядов многозарядных фрагментов ядра-снаряда мы использовали методику счета δ -электронов (N_δ) на единице длины рассматриваемого трека [9]. Поскольку из-за различий в условиях проявления N_δ при одном и том же Z может зависеть от фотослоя - мы проводили калибровку каждой пластины, подсчитывая N_δ на треках частиц с известным Z . В нашем случае - это первичные ядра углерода ($Z = 6$) и легко выделяемые "на глаз" α -частицы ($Z = 2$). Зная число N_δ для $Z = 2$ и $Z = 6$, легко подсчитать ожидаемые их значения для других величин зарядов:

$$N_\delta = Z^2 N_{\delta min}, \quad (I)$$

где $N_{\delta min}$ - плотность δ -электронов на следе релятивистской частицы с $Z = 1$. В необходимых случаях длина трека увеличивалась (применялись продолжения из слоя в слой). Измерения проводились на микроскопах МБИ-8 и МБИ-9 при увеличении 90 x 15.

Измерения импульсов. Импульсные измерения проводились на всех треках релятивистских (S -) частиц из $^{12}C-E_m$ взаимодействий с углом $\theta \leq 3^\circ$ координатным методом многократного кулоновского рассеяния [9]. Длина треков, используемая для измерений, составляла 4-5 см (применялись продолжения следов из слоя в слой), длина ячейки - 0,5 или 1 мм в зависимости от величины $\rho\beta$. Для вычисления $\rho\beta$ применялось пять методов, различающихся способом исключения "шумов" [10]:

1. Метод кратных ячеек;
2. Метод перекрывающихся ячеек;

3. Корреляционный метод с перекрытием $2t$ (t - длина ячейки);
4. То же с перекрытием $4t$;
5. ρ -метод.

Значения $\rho\beta$ определялись взвешенным усреднением результатов каждого метода при удалении резко отличающихся значений. Необходимые для каждого метода константы определялись эмпирически из измерений на первичных треках. Для устранения влияния дисторсий вторые разности были поправлены на величину $\bar{D}$, исключались также однократные рассеяния по критерию $|D| > 4|\bar{D}|$ [10]. Средняя относительная ошибка в измерениях $\rho\beta$ составила $\sim 20\%$.

О выделении однозарядных фрагментов ядра-снаряда. Для выделения однозарядных спектаторных фрагментов использовалось два метода: а) статистический анализ углового распределения всех однозарядных релятивистских частиц [II-13] и б) анализ импульсных распределений этих частиц, вылетающих под углом $\theta \leq 3^\circ$.

а) Статистический анализ углового распределения.

На рис. I показано угловое распределение S -частиц из $^{12}\text{C}-E_m$ соударений и протон-ядерных взаимодействий ($\rho-E_m^*$) при одинаковых энергиях на нуклон ядра-снаряда в области малых углов θ . Видно, что распределение S -частиц в $^{12}\text{C}-E_m$ взаимодействиях имеет острый максимум при $\theta \sim 0^\circ$, в то время как распределение S -частиц из $\rho-E_m$ столкновений приблизительно равномерно. Из сравнения этих распределений можно сделать вывод, что этот максимум обусловлен однозарядными спектаторными фрагментами ядра-снаряда.

Для оценки числа фрагментов с $Z = 1$ была применена следую-

* Характеристики $\rho-E_m$ соударений были получены из измерений, проведенных нами в стопке фотозмульсий, облученных 4,5 ГэВ/с протонами на ускорителе ОИЯИ [14].

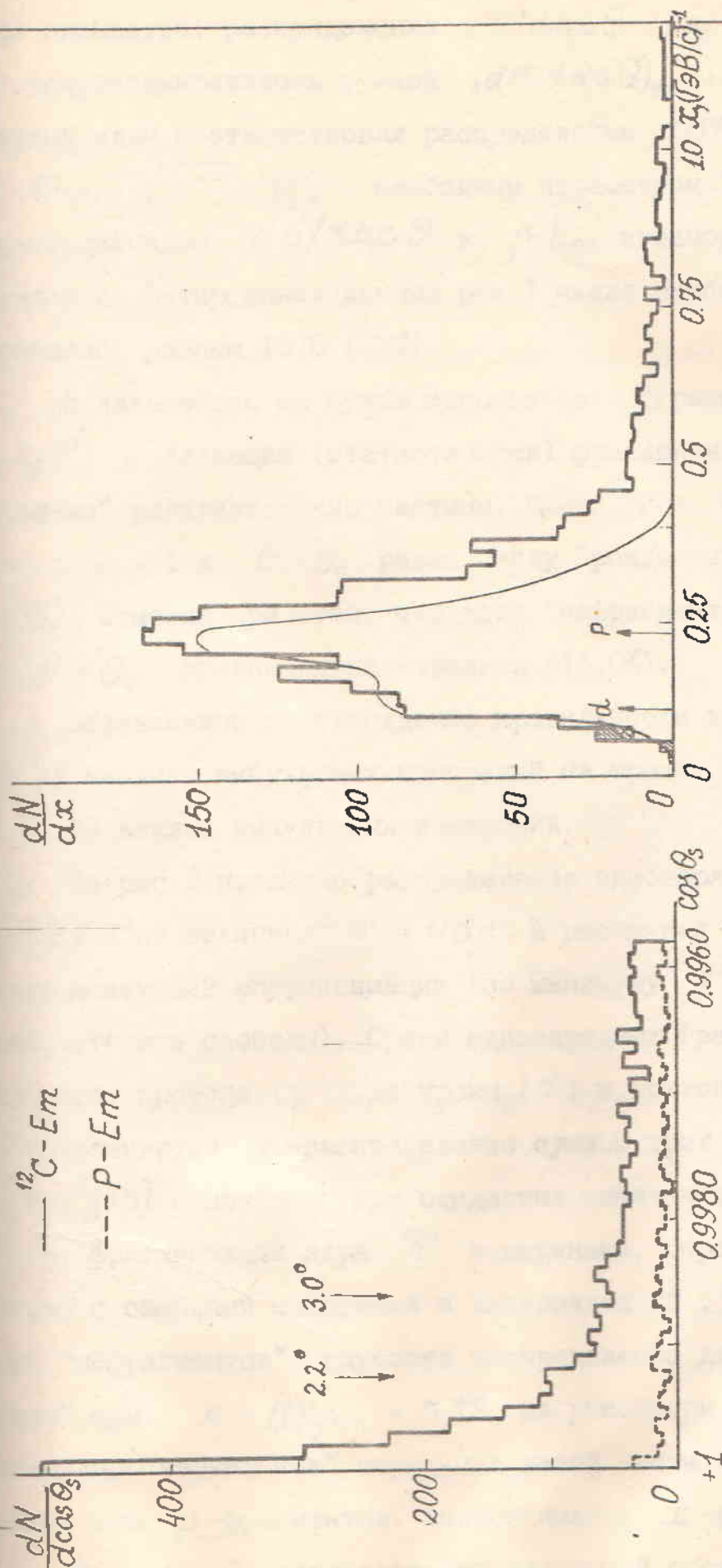


Рис.1. Угловые распределения однозарядных ливневых частиц из $^{12}\text{C}-E\pi$ и $p-E\pi$ взаимодействий в области очень малых углов.

Рис.2. Распределение S -частиц с $\theta \leq 3^\circ$ из $^{12}\text{C}-E\pi$ взаимодействий по $x=1/p\beta$. Кривая - аппроксимация тремя гауссовыми распределениями (см. текст), стрелки - средние значения $\langle x \rangle$ для p и d , вклад t - заштрихован.

щая процедура: распределение $d\sigma/d\cos\theta$ в $^{12}\text{C}-E_m$ соударениях аппроксимировалось суммой $(d\sigma/d\cos\theta)_{\text{фр.}} + (d\sigma/d\cos\theta)_{\text{фон}}$, где первый член соответствовал распределению $d\sigma/dp_{\perp} \sim \exp(-p_{\perp}^2/2\sigma^2)$ с $\sigma = \sqrt{2/\pi} \cdot \langle p_{\perp} \rangle$ - свободным параметром "подгонки", а второй пропорционален $d\sigma/d\cos\theta$ в $p-E_m$ взаимодействиях [14]. Оцененное из фитирования данных рис.1 число однозарядных фрагментов оказалось равным 1575 ($\pm 5\%$).

В дальнейшем мы будем использовать "граничное" значение $\theta_0 = 2,2^\circ$, разделяющее (статистически) фрагменты ^{12}C с $Z = 1$ и "рожденные" релятивистские частицы. Смысл угла θ_0 : число фрагментов с $Z = 1$ и $\theta > \theta_0$ равно числу "рожденных" S-частиц с $\theta < \theta_0$. Отметим при этом, что доля "нефрагментов" среди S-частиц с $\theta < \theta_0$ сравнительно невелика (16,6%).

Независимое подтверждение правильности выбора θ_0 мы получили из анализа импульсных измерений на треках S-частиц.

б) Анализ импульсных измерений.

На рис.2 показано распределение однозарядных ливневых частиц с $\theta \leq 3^\circ$ по величине $x = 1/\rho\beta$ и расчетная кривая, соответствующая наилучшей аппроксимации (по минимуму χ^2 , равному 2,1 на одну степень свободы). Среди однозарядных фрагментов ядра-снаряда имеются: протоны (p), дейтроны (d) и тритоны (t), поэтому мы аппроксимируем x -распределение суммой трех гауссовых распределений [15] с центрами при ожидаемых значениях $\langle x \rangle$ для p , d , t от фрагментации ядра ^{12}C и ширинами, определенными в соответствии с ошибками измерений в интервалах x . Для уменьшения влияния "нефрагментов", гауссово распределение для протонов "обрезалось" при $x > 1/(\rho\beta)_0 = 0,22$, на рис.2 при этих значениях x показано "зеркальное" отражение левой части гауссового распределения для p -фрагментов. Аппроксимации x -распределения, показанной на рис.2, соответствует следующий состав релятивистских

частиц с $\theta \leq 3^\circ$: p -фрагментов - 58,6%, d -фрагментов - 10,4%, t -фрагментов - 2%, "нефрагментов" - 29%. Если ввести поправки на неизмеренные S -частицы с $\theta \leq 3^\circ$ (в основном, вследствие вторичных взаимодействий вблизи звезды) и однозарядные фрагменты с $\theta > 3^\circ$ (их число мы оценили из статистического анализа и считали протонами в соответствии с хорошо известным фактом быстрого сужения углового распределения фрагментов с ростом их массы [9,16]), то полное число однозарядных фрагментов ядра-снаряда оказывается равным 1517.

Сравнение полных чисел однозарядных фрагментов, полученных из статистического анализа углового распределения S -частиц и анализа импульсных измерений показывает их удовлетворительное согласие. Поэтому в дальнейшем, анализируя множественности однозарядных фрагментов, мы относим к ним все S -частицы с $\theta < 2,2^\circ$. Для выделения же p -, d -, t -фрагментов снаряда мы используем импульсные измерения.

§ 1.3. Разделение на подансамбли соударений с различными компонентами эмульсии.

Известно, что ядерная фотоэмульсия - неоднородная мишень, состоящая, в основном, из трех групп ядер:

1. Свободный водород (H , $A = 1$),
2. "Легкие" ядра (C, N, O ; $\langle A \rangle = 14$),
3. "Тяжелые" ядра (Ag, Br ; $\langle A \rangle = 95$).

Строгое разделение ^{12}C - E_m взаимодействий на подансамбли соударений с различными ядрами эмульсии - невозможно. Поэтому для выделения этих подансэмблей используются методы, основанные на известном химическом составе эмульсии и известных сечениях неупругих взаимодействий ядер углерода с атомными ядрами.

О критериях выделения ^{12}C - H взаимодействий. Для выделения

этого класса взаимодействий отбираются события с числом сильноионизирующих частиц (h), равным 0 или 1 [17]. Значения $n_h = 0, 1$ появляются в $\sim 20\%$ всех случаев, в то время как вклад взаимодействий на водороде в общее поперечное сечение $^{12}\text{C}-E_m$ взаимодействий составляет лишь $\sim 10\%$ [9]. Поэтому мы применили для отбора $^{12}\text{C}-\text{H}$ соударений дополнительные критерии:

Критерий 1. Из кинематики [9] известно, что при соударении ядра с покоящимся протоном протон отдачи не может вылетать под углом $\theta \geq \pi/2$; предполагая, что h -частица в событиях с $n_h = 1$ - протон отдачи, получаем критерий $\theta_h < \pi/2$.

Критерий 2. Если рассматривать соударение ядра с покоящимся протоном в антилабораторной системе (а.л.с.) координат, то частицы с импульсом, близким к первичному в лабораторной системе (л.с.) - будут иметь малый импульс в а.л.с. и наоборот. Таким образом, релятивистские (в л.с.) частицы с большой вероятностью будут сильноионизирующими в а.л.с. Т.к. при соударении протона с ядром ^{12}C число h -частиц не может превышать шести, случаи с большими n_s (в л.с.) должны быть исключены. С большой вероятностью в $^{12}\text{C}-\text{H}$ событиях $n_s < 7$.

Критерий 3. Основным параметром адрон-ядерных соударений является число внутриядерных столкновений [18] - ν . Для ядер ^{12}C $\bar{\nu} = 1,5$, соударения с $\nu > 3$ крайне маловероятны. Т.к. $\nu \approx 2(Z-Q)$ (Z - заряд первичного ядра, Q - суммарный заряд "не-провазимодействовавших" фрагментов ядра-снаряда), то получаем критерий: $Q \geq 4$.

Критерий 4. В событиях с $Q \geq 4$ в соударениях "принимало участие" не более двух протонов ядра ^{12}C (и, в среднем, не более 4-х нуклонов). Число h -частиц - фрагментов мишени в а.л.с. не превышает 4-х, следовательно, в лабораторной системе (принимая во внимание соображения, связанные с критерием 2) $n_s + Q < 8$.

Из оставшихся после проведенного по этим критериям отбора событий с $n_h = 0, 1$ были удалены реакции диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, которые заведомо не являются соударениями с водородом эмульсии (см. главу II), хотя и соответствуют вышеприведенным критериям.

Сравнение числа полученных $^{12}\text{C}-\text{H}$ соударений с ожидаемым из известного химического состава эмульсии и сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами ^{12}C показало хорошее согласие в пределах ошибок эксперимента. По нашим данным $^{12}\text{C}-\text{H}$ соударения составляют $\sim 9\%$ от полного числа $^{12}\text{C}-E_m$ взаимодействий.

О выделении $^{12}\text{C}-\text{CNO}$ и $^{12}\text{C}-\text{AgBr}$ соударений. Для выделения этих классов соударений мы использовали статистический метод, детально описанный в работах [17, 19], показавший хорошую эффективность. В рамках этого метода каждому событию присваивается статистический вес: при $n_h = 0 \div 8$ отличны от нуля статистические веса обеих групп событий $^{12}\text{C}-\text{CNO}$ и $^{12}\text{C}-\text{AgBr}$; при $n_h > 8$ все события принадлежат ансамблю $^{12}\text{C}-\text{AgBr}$.

Суммарные числа $^{12}\text{C}-\text{CNO}$ и $^{12}\text{C}-\text{AgBr}$ событий соответствует ожидаемым из химического состава эмульсии и сечений неупругого взаимодействия ядер углерода с атомными ядрами. $^{12}\text{C}-\text{CNO}$ составляют примерно 30%, а $^{12}\text{C}-\text{AgBr}$ - 61% от полного числа $^{12}\text{C}-E_m$ взаимодействий.

Глава II

ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДРА ^{12}C .

Фрагментация ядра-снаряда - одно из наиболее интересных явлений, составляющих сложный процесс взаимодействия релятивистских ядер.

По мнению многих авторов [20], изучение процесса фрагментации позволяет проверять применимость ряда моделей, разработанных в физике элементарных частиц высоких энергий, например, гипотезы "предельной фрагментации" [21] или "скейлинга" [22]; получать сведения о внутренней структуре ядра в условиях малых передач энергии-импульса [23]. Знание фрагментационных характеристик релятивистских ядер необходимо для решения ряда задач астрофизики, радиационной физики и техники.

Экспериментальная и теоретическая информация о фрагментации релятивистских ядер-снарядов довольно значительна. Этот процесс для некоторых легких ядер при энергиях $\sim 1-2$ ГэВ/нуклон изучался как в электронных экспериментах [24-26], так и с помощью ядерных фотоэмульсий [11-13, 27, 28].

Исследования с помощью электроники позволяют точно идентифицировать осколки ядер-снарядов и измерять их импульсы, но, следует отметить, что эксперименты [24-26] относятся к классу так называемых " 0^0 -экспериментов", в них изучался лишь узкий пространственный конус ($\theta < 12,5$ мрад) вокруг направления движения первичного ядра, что дискриминирует большие передачи импульса и искажает относительные вероятности фрагментации в различные осколки. Кроме того, они не дают возможности изучать различные корреляционные явления между фрагментами ядер снарядов и мишеней и рождающимися частицами (ненаблюдаемость акта взаимодействия). Поэтому

трековые приборы (и, в частности, ядерная эмульсия) играют, и, по-видимому, еще долгое время будут играть заметную роль в изучении различных процессов ядро-ядерного взаимодействия.

Перечислим основные результаты, полученные в экспериментах по фрагментации легких ядер:

В системе покоя ядра-снаряда:

1. Средняя энергия спектаторных фрагментов очень мала.
2. Распределение компонент импульса имеет гауссову форму с параболическим видом зависимости дисперсии этого распределения от массы фрагмента.
3. Угловое распределение фрагментов изотропно.
4. Инклюзивное сечение пропорционально $(A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - 0.8)$ (A_p , A_t - массовые числа снаряда и мишени соответственно).
5. Сечение фрагментации не зависит от энергии и с хорошей точностью факторизуется: $\sigma_{pt}^F = \gamma_p^F \gamma_t^F$ (символы p , t , F относятся к снаряду, мишени и фрагменту соответственно).
6. С ростом массы фрагментов их множественность уменьшается.

В настоящей главе мы изложим результаты исследования основных характеристик процесса фрагментации релятивистских ядер углерода (^{12}C) при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон на ядрах фотоэмульсии. Сведения о выделении фрагментов снаряда с разными Z приведены в главе I.

§ 2.1. Множественности спектаторных фрагментов.

Данные о средних множественностях спектаторных фрагментов из неупругих ^{12}C - E_m взаимодействий с ядрами фотоэмульсии и различными ее компонентами представлены в таблице 2. Указанные в таблице погрешности - статистические, возможные систематические ошибки, обусловленные неопределенностями фотометода (неопределенности в выделении однозарядных фрагментов, наличие спектра масс фрагмен-

Таблица 2

Тип фрагмента	Средняя множественность			
	$^{12}\text{C}-E_m$	$^{12}\text{C}-H$	$^{12}\text{C}-CNO$	$^{12}\text{C}-AgBr$
Фрагменты с $\chi = I$ ^{ж)} в том числе ^{жж)} :	$0,93 \pm 0,02$	$0,91 \pm 0,07$	$1,11 \pm 0,04$	$0,83 \pm 0,03$
ρ	$0,78 \pm 0,02$	-	-	-
d	$0,13 \pm 0,02$	-	-	-
t	$0,02 \pm 0,01$	-	-	-
$\chi = 2$	$0,68 \pm 0,02$	$1,12 \pm 0,07$	$0,88 \pm 0,04$	$0,52 \pm 0,02$
$\chi = 3$	$0,06 \pm 0,01$	$0,16 \pm 0,03$	$0,08 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,01$
$\chi = 4$	$0,03 \pm 0,01$	$0,07 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$
$\chi = 5$	$0,05 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,03$	$0,06 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$
$\chi = 6$	$0,05 \pm 0,01$	$0,16 \pm 0,03$	$0,07 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$
$\chi \geq 3$	$0,19 \pm 0,02$	$0,53 \pm 0,06$	$0,25 \pm 0,02$	$0,10 \pm 0,02$

ж) Выделены статистически (см. главу I).

жж) Выделены по импульсным измерениям на треках S-частиц с $\theta \leq 3^\circ$ (см. главу I).

тов при фиксированных Z , неопределенности в идентификации массового числа A_t - ядра-мишени) - не превышают статистические.

Видно, что:

1. Множественность фрагментов при небольших Z падает с ростом их массы.

2. С увеличением A_t множественности фрагментов с $Z \geq 2$ уменьшаются тем сильнее, чем больше Z . Напомним, что в электронных "0°-экспериментах" [24-26] было установлено, что сечения рождения фрагментов с хорошей точностью факторизуются, иными словами, соотношение между числами фрагментов с разными Z не зависит от ядра-мишени. Данные таблицы 2 и, в особенности, таблицы 3, в которой представлены некоторые отношения вида $\langle n_{Z=l} \rangle / \langle n_{Z=k} \rangle$ показывают, что для полных сечений фрагментации это утверждение неверно.

3. В таблице 4 приведены отношения дифференциальных множественностей фрагментов с разными Z : $(R_Z)_{A_{t2}/A_{t1}} = \langle n_Z \rangle_{A_{t2}} / \langle n_Z \rangle_{A_{t1}}$. Видно, что эти отношения существенно зависят от массы мишени. Этот результат (для полных сечений) противоречит утверждению [24-26], что отношения дифференциальных сечений рождения (под 0°) на разных мишенях постоянны и приближенно равны геометрическим сечениям.

Полученные нами результаты по A_t -зависимости сечений фрагментации хорошо согласуются с данными работы [28], в которой изучалась фрагментация ядер ^{14}N на ядрах фотозмусльсии при $T_{кин.} = 2,1$ ГэВ/нуклон.

4. В таблице 5 приведены отношения множественностей фрагментов с разными Z из взаимодействий ядер ^{14}N [28] и ^{12}C (энергии ядер-снарядов - 2,1 и 3,6 ГэВ/нуклон соответственно) с эмульсией и различными ее компонентами. Из данных, приведенных в этой таблице, следует (с учетом разницы в A_P), что в области рассматриваемых энергий относительные сечения фрагментации не зависят от

Таблица 3

Отношение	Ядро-мишень		
	H	C, N, O	Ag, Br
$\langle n_{z=2} \rangle / \langle n_{z=1} \rangle$	$1,23 \pm 0,12$	$0,79 \pm 0,04$	$0,63 \pm 0,03$
$\langle n_{z \geq 3} \rangle / \langle n_{z=1} \rangle$	$0,58 \pm 0,03$	$0,22 \pm 0,02$	$0,12 \pm 0,02$
$\langle n_{z \geq 3} \rangle / \langle n_{z=2} \rangle$	$0,47 \pm 0,06$	$0,28 \pm 0,02$	$0,19 \pm 0,04$

Таблица 4

Заряд фрагмента	$(R_z)_{At_2/At_1}$		
	CNO/H	AgBr/H	AgBr/CNO
$z=1$	$1,22 \pm 0,10$	$0,91 \pm 0,03$	$0,75 \pm 0,04$
$z=2$	$0,78 \pm 0,06$	$0,46 \pm 0,03$	$0,59 \pm 0,04$
$z \geq 3$	$0,47 \pm 0,06$	$0,19 \pm 0,04$	$0,40 \pm 0,09$

Таблица 5

Мишень	Отношения средних множественностей		
	$\langle n_{z=1} \rangle_{^{14}N} / \langle n_{z=1} \rangle_{^{12}C}$	$\langle n_{z=2} \rangle_{^{14}N} / \langle n_{z=2} \rangle_{^{12}C}$	$\langle n_{z \geq 3} \rangle_{^{14}N} / \langle n_{z \geq 3} \rangle_{^{12}C}$
CNO	$1,12 \pm 0,06$	$1,10 \pm 0,07$	$1,12 \pm 0,15$
AgBr	$1,03 \pm 0,05$	$1,06 \pm 0,07$	$1,10 \pm 0,30$
Em	$1,15 \pm 0,04$	$1,13 \pm 0,06$	$1,05 \pm 0,15$

энергии ядра-снаряда. Этот результат согласуется с выводами работ [24-26,29].

Таким образом принцип факторизации сечений, установленный в первых экспериментах по фрагментации легких ядер для дифференциальных сечений "под 0^0 ", заметно нарушается для полных сечений, измеренных в условиях 4π -геометрии. Физически это означает, что ядро-партнер "влияет" на процесс фрагментации; это утверждение с гораздо большей полнотой будет проиллюстрировано в дальнейшем.

§ 2.2. Распределения по P_L .

Прежде чем перейти к изложению результатов нашего эксперимента по изучению импульсных распределений спектаторных фрагментов, отметим, что поперечные импульсы фрагментов снаряда вычислялись нами по формуле:

$$P_L = 2Z P_0 \sin \theta \quad (2)$$

где Z - заряд фрагмента, P_0 - импульс первичной частицы на нуклон. В [28,30] было показано, что при $Z = 1$ значения P_L , вычисленные по формуле: $P_L = m P_0 \sin \theta$ (m - масса однозарядного фрагмента в единицах нуклонной массы), хорошо согласуются с полученными непосредственно из импульсных измерений (это относится и к средним характеристикам и к распределениям). Таким образом, основная погрешность формулы (2) состоит, по-видимому, в приближении $m = 2Z$ при $Z \geq 2$, которое может заметно нарушаться при предельно больших Z (из-за наличия спектра масс фрагментов при данном Z).

В таблице 6 приведены средние значения $\langle P_L \rangle$ для фрагментов ядра-снаряда с разными Z , а на рис.3 - пример (для $Z = 2$) распределений по P_L для полного ансамбля $^{12}\text{C}-E_m$ соударений и для

Таблица 6

Заряд фраг- мента	$\langle P_1 \rangle$, ГэВ/с			
	$^{12}\text{C}-Em$	$^{12}\text{C}-H$	$^{12}\text{C}-CNO$	$^{12}\text{C}-AgBr$
1	$0,18 \pm 0,002$	$0,17 \pm 0,01$	$0,18 \pm 0,003$	$0,19 \pm 0,002$
2	$0,24 \pm 0,01$	$0,17 \pm 0,01$	$0,24 \pm 0,01$	$0,29 \pm 0,01$
3	$0,29 \pm 0,02$	$0,23 \pm 0,03$	$0,29 \pm 0,02$	$0,32 \pm 0,03$
4	$0,38 \pm 0,12$	$0,28 \pm 0,09$	$0,30 \pm 0,04$	$0,51 \pm 0,20$
5	$0,30 \pm 0,02$	$0,27 \pm 0,05$	$0,32 \pm 0,03$	$0,29 \pm 0,02$
6	$0,30 \pm 0,02^{\text{ж}}$	$0,24 \pm 0,03^{\text{ж}}$	$0,31 \pm 0,03^{\text{ж}}$	$0,37 \pm 0,03^{\text{ж}}$

ж) Верхний предел $\langle P_1 \rangle$, т.к. при $Z = 6$ заведомо $m_F < 2Z m_N$, где m_N - масса нуклона.

подансамблей взаимодействий с водородом ($^{12}\text{C}-H$), "легкими" и "тяжелыми" ($^{12}\text{C}-CNO$ и $^{12}\text{C}-AgBr$ соответственно) ядрами эмульсии.

Распределения на рис.3 аппроксимировались кривыми вида

$$f(P_1) \sim P_1 \exp(-P_1^2/2\sigma^2), \quad (3)$$

где $\sigma = \sqrt{2/\pi} \langle P_1 \rangle$,

соответствующими парциальным гауссовым распределениям $N(0, \sigma)$ по каждой из поперечных компонент 3-импульса, т.е. чисто статистическому механизму фрагментации ядер [15].

Из приведенных данных видно:

1) Распределения по поперечным импульсам не согласуются с предположением о гауссовой форме $N(0, \sigma)$ распределения по компонентам 3-импульса в системе покоя фрагментирующего ядра: отклонение от закона (3) связано с наличием "хвоста" больших P_1 . Отметим, что большие P_1 могли быть подавлены в инклюзивных "0⁰-экспериментах" по фрагментации легких ядер [24 - 26].

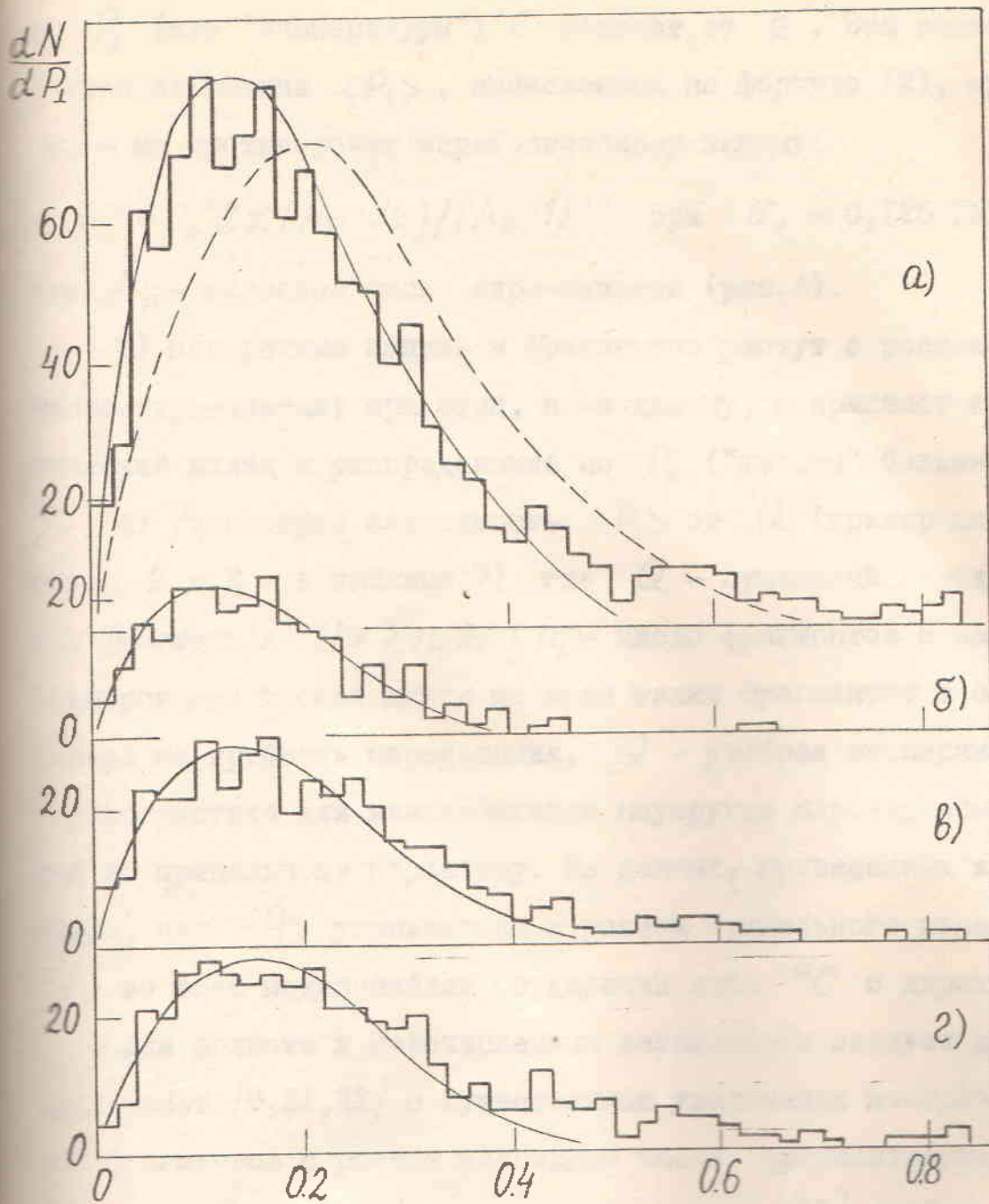


Рис.3. Распределения по $P_{\perp}$ для фрагментов с $P_{\perp}, \text{ГэВ/с}$
 $Z = 2$ из $^{12}\text{C}-\text{Em}$ (а), $^{12}\text{C}-\text{H}$ (б), $^{12}\text{C}-\text{CNO}$ (в) и
 $^{12}\text{C}-\text{AgBr}$ (г) соударений при 4,5 А ГэВ/с. Кривые -
 распределения (3) при $\sigma = \sqrt{2/\kappa} \langle P_{\perp} \rangle$ (пунктир) или
 нормированные на максимум $P_{\perp}$ -распределения (сплош-
 ные).

2) Поперечные импульсы фрагментов и дисперсии распределений по $P_{\perp}$ (или "температуры") σ зависят от x . Эта зависимость с учетом завышения $\langle P_{\perp} \rangle$, вычисленных по формуле (2), при больших x - не противоречит параболическому закону:

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 2x (A_p - 2x) / (A_p - 1) \quad \text{при } \sigma_0 = 0,125 \text{ ГэВ/с}, \quad (4)$$

где A_p - массовое число ядра-снаряда (рис.4).

3) Поперечные импульсы фрагментов растут с ростом массового числа ядра-мишени; при этом, по-видимому, возрастает и нестатистический вклад в распределение по $P_{\perp}$ ("хвосты" больших $P_{\perp}$).

4) Рассмотрим зависимость $\langle P_{\perp} \rangle$ от Q (пример для фрагментов с $x = 2$ - в таблице 7), где Q - суммарный заряд спектаторных фрагментов $Q = \sum_i n_i z_i$ (n_i - число фрагментов с зарядом z_i и суммирование производится по всем таким фрагментам в событии). Несмотря на грубость определения, Q - удобная экспериментальная характеристика для классификации неупругих ядро-ядерных соударений по прицельному параметру. Из данных, приведенных в таблице 7, видно, что $\langle P_{\perp} \rangle$ уменьшаются с ростом прицельного параметра (т.е., Q) во всех подансамблях соударений ядра ^{12}C с ядрами эмульсии.

Для полноты и перечисленным заключениям следует добавить выводы работ [9,31,32] о существенном увеличении поперечных импульсов фрагментов с ростом массового числа фрагментирующего ядра-снаряда - A_p . Эта зависимость по данным [32] особенно заметна при больших массовых числах ядер мишеней A_t , что в совокупности с заключениями 3) и 4) приводит к важному выводу о том, что ядро-мишень отнюдь не является простым свидетелем фрагментации снаряда. Этот вывод противоречит результатам, полученным в электронных экспериментах, и многим теоретическим моделям ядро-ядерного взаимодействия. [23] (см. также ниже).

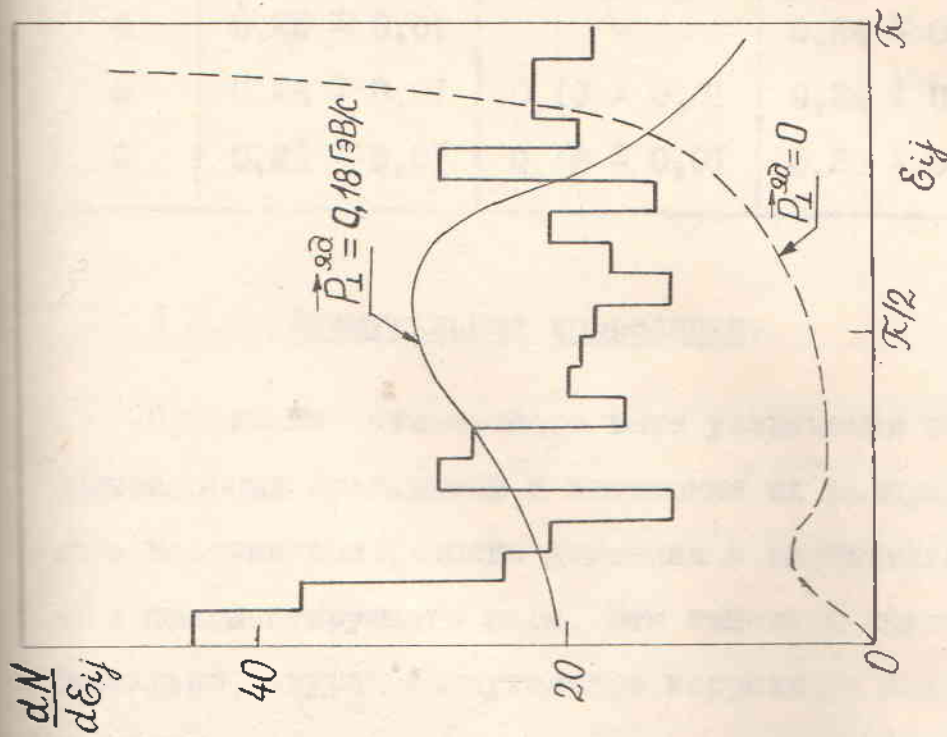


Рис.5. Распределение по парному азимутальному углу ε_{ij} i -ой и j -ой α -частиц из $^{12}\text{C}-\text{Em}$ соударений. Кривые - см. текст.

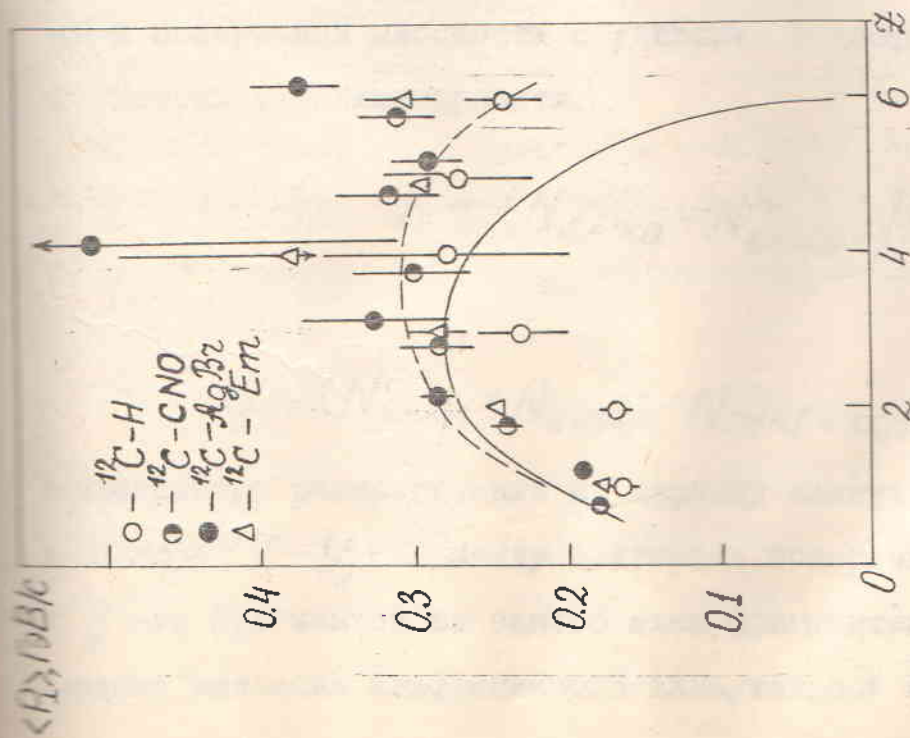


Рис.4. Зависимость $\langle P_L \rangle$ от ε . Кривые - зависимости (4) (сплошная) и (9) (пунктир) при $\sigma_0 = 0,125$ ГэВ/с и $\gamma = 0,18$ ГэВ/с

Таблица 7

Q	Фрагменты ядра-снаряда с $Z = 2; \langle P_{\perp} \rangle, \text{ ГэВ/с}$			
	$^{12}\text{C}-E_m$	$^{12}\text{C}-H$	$^{12}\text{C}-CNO$	$^{12}\text{C}-AgBr$
2	$0,34 \pm 0,03$	-	$0,32 \pm 0,04$	$0,35 \pm 0,04$
3	$0,31 \pm 0,02$	-	$0,31 \pm 0,03$	$0,31 \pm 0,02$
4	$0,25 \pm 0,01$	-	$0,24 \pm 0,01$	$0,26 \pm 0,01$
5	$0,24 \pm 0,01$	$0,19 \pm 0,01$	$0,24 \pm 0,01$	$0,27 \pm 0,02$
6	$0,20 \pm 0,01$	$0,16 \pm 0,01$	$0,20 \pm 0,01$	$0,26 \pm 0,01$

§ 2.3. Азимутальные корреляции.

Причинами отмеченного выше увеличения поперечных импульсов спектаторных фрагментов и искажения их распределений могут служить наличие поперечного движения и значительного углового момента у фрагментирующего ядра. Эти гипотезы можно проверить экспериментально, изучая азимутальные корреляции между продуктами фрагментации.

С этой целью мы вычислили простейшие характеристики корреляции в поперечной плоскости соударения - коэффициента азимутальной асимметрии и коллинеарности.

$$A = (N_{\varepsilon < \pi/2} - N_{\varepsilon \geq \pi/2}) / N_{0 \leq \varepsilon < \pi} \quad (5)$$

$$B = (N_{\varepsilon < \pi/4} + N_{\varepsilon \geq 3\pi/4} - N_{\pi/4 \leq \varepsilon < 3\pi/4}) / N_{0 \leq \varepsilon < \pi} \quad (6)$$

инвариантного распределения по парному азимутальному углу $\varepsilon_{ij} = \arccos(\mathcal{Y}_i - \mathcal{Y}_j)$ между векторами поперечных импульсов i -го и j -го фрагментов из одного акта фрагментации ($0 \leq \varepsilon_{ij} < \pi$). Средние значения коэффициентов азимутальной асимметрии и коллине-

ерности индивидуальных актов:

$$\langle \alpha \rangle = \sum_{k=1}^N \alpha_k / N, \quad \alpha_k = \sum_{i \neq j}^{n_k} \cos \varepsilon_{ij} / \sqrt{n_k(n_k-1)}, \quad (7)$$

$$\langle \beta \rangle = \sum_{k=1}^N \beta_k / N, \quad \beta_k = \sum_{i \neq j}^{n_k} \cos 2\varepsilon_{ij} / \sqrt{n_k(n_k-1)}, \quad (8)$$

где $k = 1, 2, \dots, N$; N - число событий с множественностью за-
рехенных фрагментов рассматриваемого типа $n_k \geq 2$.

Напомним некоторые необходимые свойства величин (5) - (8)
[33, 34]:

1. При статистической независимости испускания фрагментов и
изотропии азимутального углового распределения в изучаемом ансам-
бле событий ожидаемые значения (математические ожидания) A , B
 $\langle \alpha \rangle$ и $\langle \beta \rangle$ равны нулю, а распределение по ε_{ij} в $[0, \pi]$ - рав-
номерно.

2. Учет закона сохранения импульса приводит к A , $\langle \alpha \rangle < 0$
и B , $\langle \beta \rangle > 0$. Распределение по ε_{ij} при этом имеет максимум
при $\varepsilon_{ij} \rightarrow \pi$.

3. Наличие поперечного импульса у распадающегося "файербола"
приводит к увеличению A и $\langle \alpha \rangle$, т.е. действует в сторону, об-
ратную обусловленной сохранением энергии-импульса. Распределение
по ε_{ij} при этом проявляет тенденцию к максимуму при $\varepsilon_{ij} \rightarrow 0$,
тем более сильную, чем больше поперечный импульс фрагментирующего
ядра $\vec{P}_1^{\text{ад}}$.

4. Наличие углового момента у фрагментирующего ядра приво-
дит к увеличению B и $\langle \beta \rangle$ по сравнению с "кинематически исход-
ными" значениями, соответствующими учету законов сохранения, по-
перечного движения распадающейся системы и т.д.

Переходя к анализу экспериментального материала, отметим,
что мы анализируем корреляции между фрагментами с $\lambda = 2$ (α -

частицы), т.к. корреляционные характеристики для однозарядных фрагментов не лишены возможных (и трудно учитываемых) систематических погрешностей, связанных со статистическим характером их выделения, а события с числом фрагментов с $z = 3$, равным двум, - крайне редки. Однако, все приводимые ниже результаты и выводы сохраняет силу и при рассмотрении групп фрагментов с $z \geq 1$ и $z \geq 2$, причем характеристики последней группы практически совпадают с таковыми для группы с $z = 2$. Это дает нам основания считать, что дальнейший анализ можно ограничить группой двухзарядных фрагментов, для которых процедуры идентификации и анализа представляются безупречными.

Инклюзивное распределение по парному азимутальному углу между i -ой и j -ой α -частицами из актов $^{12}\text{C}-E_m$ соударений с числом спектаторных α -частиц ≥ 2 представлено на рис.5, на рис.6 показано распределение по значениям коэффициентов азимутальной асимметрии α и коллинеарности β в индивидуальных событиях, а в таблице 8 - значения коэффициентов инклюзивного распределения A и B и средних $\langle \alpha \rangle$ и $\langle \beta \rangle$ в различных подансамблях событий.

Таблица 8

Ансамбль	A	B	$\langle \alpha \rangle$	$\langle \beta \rangle$
$^{12}\text{C}-\text{H}$	$0,17 \pm 0,08$	$0,10 \pm 0,08$	$0,22 \pm 0,11$	$0,23 \pm 0,10$
$^{12}\text{C}-\text{CNO}$	$0,07 \pm 0,08$	$0,09 \pm 0,08$	$0,12 \pm 0,07$	$0,13 \pm 0,07$
$^{12}\text{C}-\text{AgBr}_2$	$0,15 \pm 0,09$	$0,20 \pm 0,08$	$0,16 \pm 0,07$	$0,25 \pm 0,06$
$^{12}\text{C}-E_m$	$0,13 \pm 0,05$	$0,13 \pm 0,05$	$0,16 \pm 0,06$	$0,20 \pm 0,06$

Из приведенных данных следует:

а) Имеет место азимутальная асимметрия вылета фрагментов в

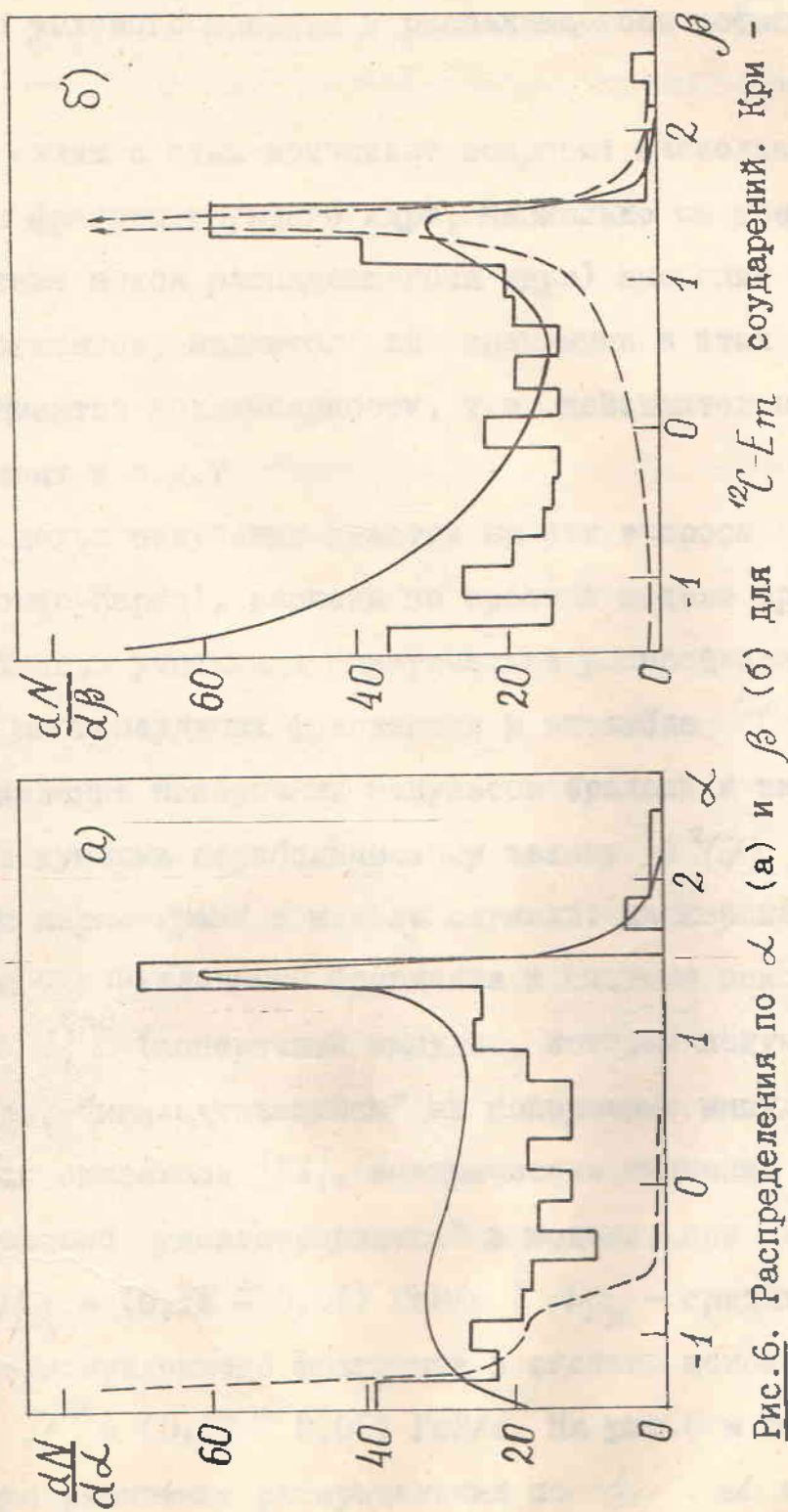


Рис. 6. Распределения по α (а) и β (б) для $^{12}\text{C-Et}$ соударений. Кривые — те же, что на рис. 5.

поперечной плоскости соударения, свидетельствующая о поперечном движении фрагментирующего ядра;

б) Имеет место тенденция к коллинеарности векторов поперечных импульсов в поперечной плоскости, указывающая на возможное наличие углового момента у распадающегося остаточного ядра-снаряда.

В связи с этим возникает вопрос: насколько велик поперечный импульс фрагментирующего ядра, насколько он увеличивает "истинные" (в системе покоя распадающегося ядра) значения поперечных импульсов фрагментов, являются ли значимыми в этих условиях величины коэффициентов коллинеарности, т.е. действительно ли имеется угловой момент и т.д.?

С целью получения ответов на эти вопросы мы провели (по методу Монте-Карло), расчеты по простой модели фрагментации ядра [34]. Модель учитывала эмпирические распределения по множественности многозарядных фрагментов в ансамбле $^{12}\text{C}-E_m$ соударений; распределение поперечных импульсов бралось в виде (3) с дисперсиями, следующими параболическому закону $\sigma^2(Z)$ (см. § 2.2.). Свободными параметрами в модели служили: дисперсия P_1 -распределения для однонуклонного фрагмента в системе покоя распадающегося ядра и $\bar{P}_1^{22}$ (поперечный импульс, который получает фрагментирующее ядро, "накладывающийся" на поперечные импульсы фрагментов).

Как оказалось [34], эмпирические значения A , α и $\langle \alpha \rangle$ одновременно "удовлетворяются" в модели при значениях параметров $\langle P_1 \rangle_N = (0,11 \pm 0,01)$ ГэВ/с ($\langle P_1 \rangle_N$ - средний поперечный импульс однонуклонного фрагмента в системе покоя распадающегося ядра) и $P_1^{22} = (0,18 \pm 0,01)$ ГэВ/с. На рис. 5 и 6 показаны соответствующие расчетные распределения по ϵ_{ij} , α и β : сплошные кривые соответствуют $\langle P_1 \rangle_N = 0,11$ ГэВ/с и $P_1^{22} = 0,18$ ГэВ/с, пунктирные - случай нулевого поперечного импульса фрагментирующего

ядра (и любого значения $\langle P_1 \rangle_N > 0$). Таким образом, фрагментирующее остаточное ядро-снаряд, образующееся при неупругом взаимодействии ядра углерода с ядром фотоэмульсии, получает поперечный импульс ($\sim 0,18$ ГэВ/с, в среднем), приводящий к азимутальной асимметрии вылета продуктов его фрагментации и увеличивающий их поперечные импульсы. Эффект поперечного движения выражен чрезвычайно четко (см. рис. 6а).

Как видно из данных, приведенных в таблице 8, значения B и $\langle \beta \rangle$ - положительны. При требуемом же, для обеспечения наблюдаемых на эксперименте величин азимутальной асимметрии A и $\langle \alpha \rangle$, значения $P_1^{ad} = 0,18$ ГэВ/с "кинематически исходные" значения B и $\langle \beta \rangle$ существенно отрицательны ($\sim -0,25$ и $\sim -0,3$ соответственно) [34] и это делает эффект азимутальной коллинеарности обеспеченным и значимым.

И, наконец, данные таблицы 8 не позволяют сделать вывод о зависимости наблюдаемых эффектов от массового числа ядра-мишени A_t . Принимая, однако, во внимание существенное уменьшение множественностей фрагментации, в особенности для "тяжелых" осколков, с ростом A_t , можно предположить, что такая зависимость возможна. Отметим, что четкая A_t -зависимость эффекта азимутальной асимметрии продуктов фрагментации была обнаружена в $^{56}\text{Fe}-E_m$ -эксперименте [32].

И, наконец, учет поперечного движения фрагментирующего ядра приводит к несколько иному виду зависимости дисперсии P_1 -распределения от Z [29]:

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \frac{2Z(A_p - 2Z)}{A_p - 1} + \gamma^2 \left(\frac{2Z}{A_p} \right)^2 \quad (9)$$

Второй член в (9) учитывает поперечное движение распадающегося осколка ядра-снаряда. Если считать $\gamma = 0,18$ ГэВ/с (как показано выше, поперечный импульс снаряда равен 0,18 ГэВ/с в среднем), то,

как видно из сравнения кривых, приведенных на рис. 4, при одинаковых $\beta_0 = 0,125$ ГэВ/с зависимость (9) лучше описывает экспериментальные данные, чем зависимость (4), в которой не учитывается поперечное движение фрагментирующего ядра.

§ 2.4. Диссоциация $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$.

Искажение внутриядерных характеристик нуклонов и нуклонных ассоциаций вследствие поперечного движения фрагментирующих остаточных ядер, углового момента, эффектов внутриядерных перерассеяний и т.д. делает привлекательным изучение таких каналов взаимодействия ядер, в которых влияние ядра-партнера было бы минимальным; следует ожидать, что к таковым можно отнести реакции крайне периферического, "внешнего" типа, т.е. реакции диссоциации (дифракционной или кулоновской) ядра-снаряда в поле мишени [35].

В этом разделе мы рассмотрим реакцию дифракционной диссоциации релятивистского ядра углерода на 3α -частицы ($^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$).

Поиск событий диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ осуществлялся среди $4076^{(*)}$ неупругих взаимодействий, найденных при просмотре 560,2 м первичного трека ядер ^{12}C в стопках фотоэмульсий. В 59 из 2840 измеренных в благоприятных геометрических условиях событий первичное ядро фрагментировало на три хорошо идентифицированные релятивистские α -частицы. Необходимые критерии "внешней" диссоциации ^{12}C на ядре-мишени как целом: отсутствие видимых признаков возбуждения или развала мишени, рождения быстрых частиц, равенство поперечных импульсов и коллинеарность разлета в поперечной плоскости векторов импульсов системы 3α -частиц (ядра ^{12}C) и протона отдачи при столкновениях со свободным водородом эмульсии - сократили число событий до 44. Средний свободный пробег в фото-

^(*) Для поиска таких событий был проведен дополнительный просмотр.

для событий, удовлетворяющих необходимым критериям отбора дифракционной диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, составили, таким образом, величину $\lambda = 18,9 \pm 1,6$ н.

Перейдем к рассмотрению основных характеристики релятивистских α -частиц - продуктов дифракционной диссоциации



На рис.7 представлены распределения по поперечным импульсам $P_{\perp}$ α -частиц из реакций (10). Идентификация α -частиц выполнялась без каких-либо ограничений по углу вылета (θ), а поперечный импульс вычислялся по формуле (2). Среднее значение $\langle P_{\perp} \rangle$ для α -частиц из реакций (10) равно $(0,16 \pm 0,01)$ ГэВ/с, а для α -частиц из реакций



$\langle P_{\perp} \rangle = (0,24 \pm 0,01)$ ГэВ/с (см.табл.6). Таким образом, α -частицы из реакций (10) имеют $P_{\perp}$, существенно меньшие, чем при фрагментации, сопровождающей неупругие соударения с рождением частиц (однако, совпадающие с $P_{\perp}$, наблюдаемыми в периферических взаимодействиях с водородной мишенью (табл.7)).

Наблюдаемые в лабораторной системе значения $P_{\perp}$ фрагментов искажены (увеличены) из-за поперечного движения фрагментирующих ядер (см.раздел 2.3.). Это хорошо видно, в частности, из формы эксклюзивных распределений по парному азимутальному углу ϕ_{ij} , обнаруживающих сильную азимутальную асимметрию вылета α -частиц. Соответствующее распределение для реакций (10) показано на рис.8: коэффициент этого распределения, вычисленный по формуле (5) равен $(0,21 \pm 0,09)$, в то время как требуемое законом сохранения энергии-импульса значение $A = -1(N_{\alpha} - 1) = -0,5$.

Перейдем в систему покоя диссоциирующего ядра ^{12}C : при небольших углах рассеяния ядра углерода поперечные импульсы α -час-

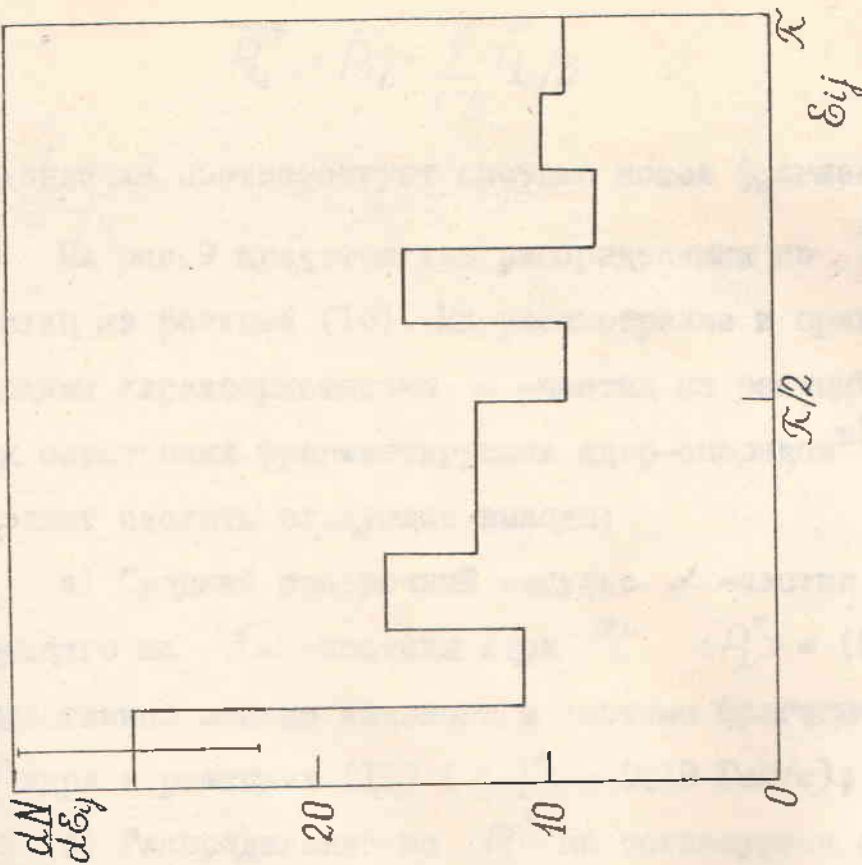


Рис.8. Распределение по парному азиму -
тальному углу ε_{ij} между векторами попе-
речных импульсов i -ой и j -ой $\mathcal{L}$ -час -
тиц из реакций $^{12}\text{C} \rightarrow 3\mathcal{L}$.

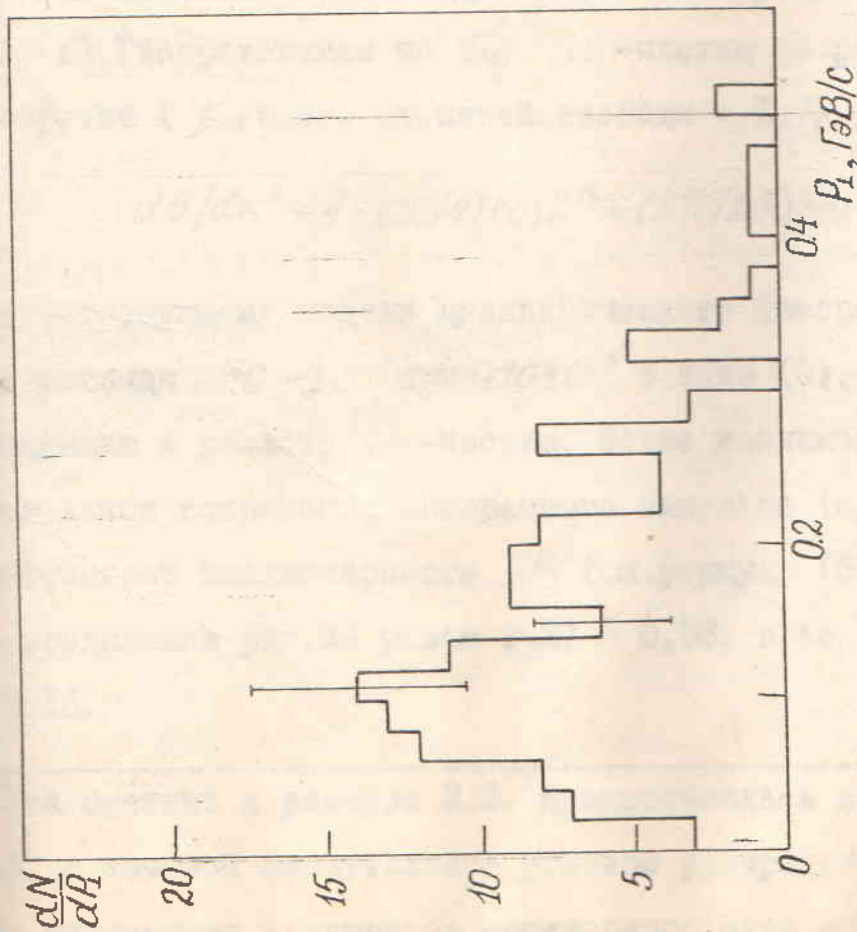


Рис.7. Распределение по P_1 для релятивист-
ских $\mathcal{L}$ -частиц из реакций дифракционной
диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\mathcal{L}$.

тиц:

$$\vec{P}_{1i}^* = \vec{P}_{1i} - \sum_{i=1}^3 \vec{P}_{1i} / 3 \quad (12)$$

(звездочка соответствует системе покоя фрагментирующего ядра).

На рис. 9 представлены распределения по P_1^* и ε_{ij}^* для α -частиц из реакций (10). Их рассмотрение и сравнение с соответствующими характеристиками α -частиц из реакций (11) в системе покоя остаточных фрагментирующих ядер-снарядов^{*} (см. рис. 3г и 5) позволяют сделать следующие выводы:

а) Средний поперечный импульс α -частиц в системе диссоциирующего на 3 α -частицы ядра ^{12}C $\langle P_1^* \rangle = (0,12 \pm 0,01)$ ГэВ/с и существенно меньше такового в системе фрагментирующего остаточного ядра в реакциях (11) ($\langle P_1^* \rangle = 0,18$ ГэВ/с);

б) Распределение по P_1^* не согласуется с распределением (3) ($\chi^2/\text{число степеней свободы} = 4,2$) (см. кривую I на рис. 9а).

в) Распределение по ε_{ij}^* α -частиц из реакций (10) не противоречит ($\chi^2/\text{число степеней свободы} = 1,7$) распределению [36]:

$$d\sigma/d\varepsilon^* \sim 1 - (\pi/4) \cos \varepsilon^* + (2\pi/25) \cos 2\varepsilon^*, \quad (13)$$

соответствующему модели цилиндрического фазового объема (CPS) для распада $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при $d\sigma/dP_1^{*2}$ в виде (3), однако обнаруживает тенденцию к разлету α -частиц, более коллинеарному, чем того требует закон сохранения поперечного импульса (кривая I на рис. 9б): коэффициент коллинеарности B (см. формулу (6)) эмпирического ε -распределения рис. 9б равен $0,27 \pm 0,03$, в то время как $B_{\text{CPS}} = 0,8(N_L - 1)^2 = 0,16$.

^{*} Эта система в разделе 2.3. предполагалась совпадающей с системой, в которой азимутальное угловое распределение всех наблюдаемых заряженных фрагментов остаточного ядра - симметрично.

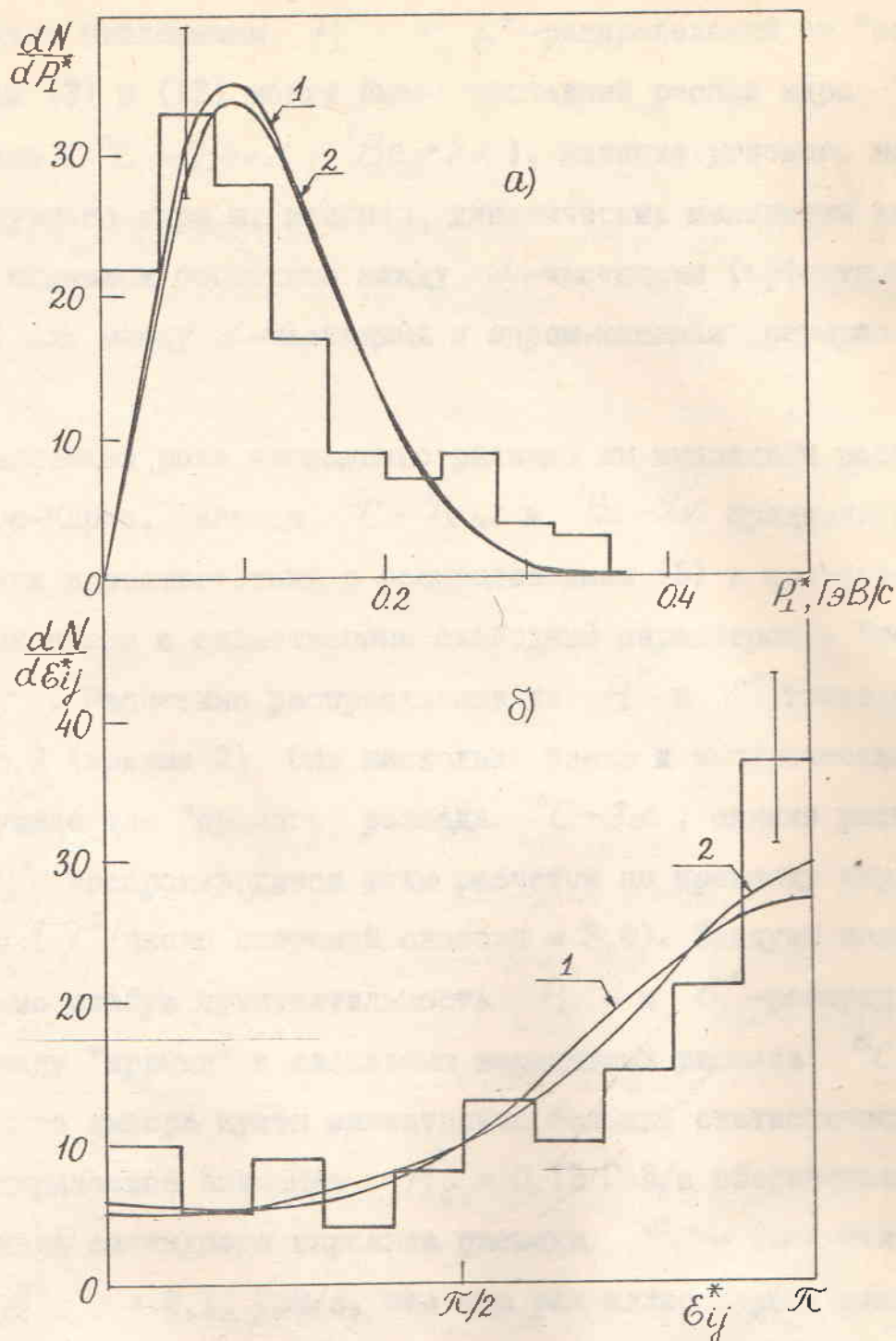


Рис.9. Распределения по P_{α}^* (а) и ϵ_{ij} (б) для α -частиц из реакций (10). Кривые - предсказания модели CPS для прямого (кривые 1) и каскадного (кривые 2) вариантов диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$.

Причинами отклонения P_1^* - и ϵ^* -распределений от "естественных" форм (3) и (13) могут быть: каскадный распад ядра ^{12}C на 3α -частицы ($^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be} + \alpha$, ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$), наличие углового момента у диссоциирующего ядра и, наконец, динамические механизмы взаимодействия в конечном состоянии между α -частицами (эффекты тождественности) или между α -частицами и ядром-мишенью (перерасcеяние).

Для выяснения роли каскадного распада мы выполнили расчет по методу Монте-Карло. Распады $^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be} + \alpha$ и ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ предполагались происходящими в соответствии с распределением (3) в соответствующих системах покоя с единственным свободным параметром - "температурой" θ . Расчетные распределения по P_1^* и ϵ^* также показаны на рис. 9 (кривые 2). Они несколько ближе к эмпирическим, чем соответствующие для "прямого" распада $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, однако распределение по P_1^* воспроизводится этим расчетом по-прежнему неудовлетворительно ($\chi^2/\text{число степеней свободы} = 3,8$). Следует подчеркнуть довольно слабую чувствительность P_1^* - и ϵ^* -распределений к выбору между "прямым" и каскадным вариантами распада $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$: для уверенного выбора нужен значительно больший статистический материал. Эмпирическое значение $\langle P_1^* \rangle = 0,12 \text{ ГэВ/с}$ обеспечивается в рамках расчета каскадного варианта распада $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ значением $\langle P_1^* \rangle = \sqrt{\pi/2} \cdot \theta = 0,11 \text{ ГэВ/с}$, что еще раз иллюстрирует слабую чувствительность импульсных характеристик α -частиц к моде распада ядра ^{12}C .

Количественный учет эффектов "вращения" фрагментирующего ядра, тождественности α -частиц и перерасcеяний значительно более сложен и вряд-ли целесообразен в условиях бедной статистики событий.

§ 2.5. Обсуждение результатов.

Перечисленные во введении к данной главе наиболее замечательные результаты ранее выполненных экспериментов по изучению фрагментации релятивистских ядер естественно следуют из статистического подхода к теории фрагментации ядер [15], ведущего к важному и ставшему общепринятым выводу о возможности прямого экспериментального изучения ферми-импульсов нуклонов и нуклонных ассоциаций (кластеров) благодаря их пропорциональности (в рассматриваемом подходе) наблюдаемым в системе покоя ядра на опыте импульсам соответствующих фрагментов.

Однако, основные результаты изучения процесса фрагментации релятивистских ядер-снарядов в условиях 4π -геометрии эксперимента:

- 1) A_t -зависимость сечений фрагментации;
- 2) Наличие нестатистического вклада больших P_t и явная зависимость его "удельного" веса от массового числа мишени;
- 3) Наличие поперечного движения и углового момента фрагментации ядер и связанные с ними эффекты увеличения $\langle P_t \rangle$ и искажения P_t -распределений;
- 4) Сильная A_p -зависимость импульсных характеристик фрагментов [31, 32];
- 5) Отличие импульсных характеристик α -частиц из реакций диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ от таковых при фрагментации остаточных ядер в неупругих столкновениях с ядрами-мишенями;

убедительно свидетельствуют о том, что этот процесс должен быть не только описан в рамках более реалистичных, чем простая статистическая модель с некоррелированными нуклонами, теоретических подходов к соударениям релятивистских ядер (внутриядерные перераспределения, истинные процессы и др.) и структуре многобарионных систем (внутри-

ядерные корреляции, A -зависимость кулоновского отталкивания кластеров и т.д.). Ясно, что какие-либо конкретные заключения в этом плане возможны лишь после количественного сопоставления экспериментальных данных с конкретными расчетами. Нам представляется, однако, что некоторые достаточно общие и "внемоделные" утверждения, могут быть сделаны без детальных теоретических изысканий.

Во-первых, совокупность данных по фрагментации релятивистских ядер свидетельствует о том, что ядро-партнер отнюдь не является простым "свидетелем" этого процесса. Такие, довольно широко распространенные модельные представления и понятия, как модель "участников" и "спектаторов", картина ядра-мешка из невзаимодействующих нуклонов в ядро-ядерном столкновении при высоких энергиях, принцип факторизации сечений фрагментации и некоторые другие должны быть признаны неадекватными эксперименту и рассматриваться, в лучшем случае, как грубые приближения к действительности.

Во-вторых, следует, к сожалению, признать, что упомянутая выше привлекательная концепция пропорциональности наблюдаемых в эксперименте импульсных характеристик фрагментов соответствующим внутриядерным характеристикам нуклонов и нуклонных кластеров весьма спорна. Более определенно, представляется затруднительным получение прямой информации о структурных характеристиках ядер "внемодельным" путем. Действительно в работе [32], например, было показано, что наблюдаемый рост поперечных импульсов фрагментов с увеличением массового числа фрагментирующего ядра слишком велик, чтобы быть описанным простым изменением внутриядерных характеристик нуклонов и нуклонных ассоциаций с ростом числа нуклонов в ядре, т.е. этот эффект имеет динамическую природу. Этот вывод в [32] базируется на предположении об "истинности" наблюдаемых поперечных импульсов при фрагментации легких ядер. Данные настоящей работы свидетельствуют о том, что и для легких ядер эффект поперечного

движения увеличивает и искажает "истинные" значения P_1 , так что значимость вывода о доминирующем влиянии динамики ядро-ядерного соударения на фрагментационные характеристики ядер лишь усиливается. Что касается количественного влияния обнаруженного высокого углового момента фрагментирующей системы на импульсные характеристики фрагментов, то его еще надо выяснить. Таким образом, утверждение о том, что на сегодняшнем уровне понимания механизма такого сложного явления, каким является неупругое соударение релятивистских ядер, вряд-ли может быть получена достаточно корректная информация о внутриядерных структурных закономерностях, - не представляется слишком сильным.

Отметим, однако, что остается открытым вопрос о степени корректности использования распределений продольных импульсов фрагментов для "структурных исследований": не исключено, что они менее чувствительны к динамике ядро-ядерных соударений [37].

Наконец, подчеркнем, что данные раздела 2.5. вероятно указывают путь для корректного изучения внутриядерных характеристик фрагментов - необходим отбор крайне периферических каналов фрагментации. Достаточно хорошая статистика реакций этого типа может быть получена в электронных экспериментах; соответствующие установки должны быть, однако, "нацелены" не на инклюзивное (как принято), а на эксклюзивное изучение фрагментационных процессов и условия измерений должны быть близкими к реализующимся при 4π -геометрии.

Глава III

МНОЖЕСТВЕННОСТИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

✓ В неупругих соударениях ядер с ядрами при энергиях несколько ГэВ на нуклон преобладающим является процесс множественного рождения частиц. Естественно возникает вопрос о глобальном механизме этого явления. Предложенные к настоящему времени модели, претендующие на описание множественного рождения частиц, условно можно разделить на два класса: а) суперпозиционные модели, в которых ядро-ядерное взаимодействие рассматривается как некогерентная сумма независимых нуклон-ядерных взаимодействий (например, каскадно-испарительная модель (КИИ) [38], модель многократного рассеяния [39] и др.) и б) макроскопические модели, в которых отдается предпочтение коллективному характеру соударения (например, гидродинамическая модель [40, 41], кластерная модель [42], модель ядерного фиберболоа [43] и т.д.). Очевидно, что решить вопрос о том, какую роль играют двухчастичные и коллективные процессы в множественном рождении частиц *a priori* невозможно и наблюдение каких-либо особенностей в характеристиках ядро-ядерных взаимодействий, необъяснимых суперпозиционными моделями, явилось бы указанием на реализацию коллективного характера соударений [44].

Одним из основных источников информации о множественной генерации частиц в неупругих ядро-ядерных соударениях служат эксперименты, выполненные с помощью ядерных фотомульсий.

В данной главе представлены детальные сведения о множественностях различных типов вторичных заряженных частиц из неупругих взаимодействий релятивистских ядер углерода с ядрами фотомульсионных мишеней и корреляциях между ними. Анализируются также зависимости этих характеристик от массы ядра-снаряда (A_p), ядра-мишени (A_t) и от числа нуклонов ядра-снаряда, вступивших во взаимодействие с мишенями.

n_{int}

§ 3.1. Релятивистские частицы.

При высоких энергиях столкновения большую часть релятивистских однозарядных частиц ($\beta > 0,7$) составляют "рожденные" частицы (мезоны, релятивистские протоны и т.д.). Однако, как уже отмечалось в главе I, в области малых углов с направлением первичного ядра среди них доминируют спектаторные (т.е. непроизводящие взаимодействие с мишенью) однозарядные фрагменты ядра-снаряда (p, d, t). Эти фрагменты выделялись с помощью импульсных и угловых измерений и, как было показано в той же главе, граничное значение угла вылета $\theta_0 = 2,2^\circ$ статистически разделяет S -частицы и фрагменты ядра-снаряда с $Z = 1$. Ниже мы анализируем множественности релятивистских однозарядных частиц с $\theta > 2,2^\circ$. Характеристики спектаторных фрагментов ядра ^{12}C были рассмотрены в главе II.

Средние множественности S -частиц в $^{12}C-E_m$ соударениях и подансамблях событий на легких и тяжелых ядрах эмульсии представлены в таблице 9. Здесь же приведены соответствующие данные для $p-E_m$ [14] и $d-E_m$ [45] соударений при тех же первичных энергиях на нуклон ядра-снаряда.

Таблица 9

Снаряд Мишень	$\langle N_s \rangle$		
	p	d	^{12}C
E_m	$1,69 \pm 0,02$	$3,37 \pm 0,08$	$7,96 \pm 0,17$
CNO	$1,71 \pm 0,02$	$2,33 \pm 0,08$	$4,74 \pm 0,14$
$AgBr$	$1,67 \pm 0,02$	$4,12 \pm 0,08$	$10,59 \pm 0,19$

Как видно из приведенных данных, среднее значение $\langle N_s \rangle$ су -

ественно возрастает с увеличением массовых чисел A_p и A_t ядер-снарядов и мишеней.

В моделях суперпозиционного типа, о которых говорилось выше, основным параметром служит среднее число провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда $\langle n_{int} \rangle$. Изучение зависимости различных характеристик соударения от $\langle n_{int} \rangle$ представляет большой интерес, т. е. позволяет проверять применимость моделей этого класса к ядро-ядерным соударениям. Оценку $\langle n_{int} \rangle$ можно получить, зная суммарный заряд спектаторных фрагментов ядра-снаряда Q (эта величина уверенно измерялась в нашем эксперименте); легко видеть, что (в среднем):

$$n_{int} = A_p - 2Q^* \quad (I4)$$

В таблице 10 представлены средние значения $\langle Q \rangle$ и $\langle n_{int} \rangle$ для различных подансамблей соударений ядер ^{12}C с ядрами фотозмусики и "удельные" множественности S -частиц (средние множественности на один взаимодействующий нуклон снаряда) в них.

Уместно сравнить значения $\langle n_{int} \rangle$ со средними "нормированными" множественностями S -частиц $R_s = \langle n_s \rangle_{^{12}C-E_{\pi}} / \langle n_s \rangle_{p-E_{\pi}}$ при 4,5 ГэВ/с/нуклон для полного ансамбля $^{12}C-E_{\pi}$ взаимодействий, которая равна $4,7 \pm 0,1$; для подансамблей соударений с CNO и $AgBr$ соответственно $2,8 \pm 0,1$ и $6,6 \pm 0,1$.

Видно, что все значения $R_s < \langle n_{int} \rangle$ или, что то же самое,

^{a)} Отклонения от этой зависимости особенно велики при очень больших и очень малых Q , поэтому при $Q = 6$, мы принимаем $\langle n_{int} \rangle = 1$. При малых Q , $\langle n_{int} \rangle$, по-видимому, заметно меньше значения получаемого из (I4) из-за наличия спектаторных нейтронов. Строго говоря, верно лишь утверждение, что в подансамблях событий с разными Q , значения $\langle n_{int} \rangle$ тем больше, чем меньше Q .

Таблица 10

Ансамбль	$\langle Q \rangle$	$\langle n_{int} \rangle$	$\langle n_s \rangle / \langle n_{int} \rangle$
$^{12}\text{C} - E_m$	$3,12 \pm 0,05$	$5,76 \pm 0,10$	$1,38 \pm 0,04$
$^{12}\text{C} - \text{CNO}$	$4,04 \pm 0,06$	$3,92 \pm 0,12$	$1,21 \pm 0,05$
$^{12}\text{C} - \text{AgBr}$	$2,30 \pm 0,06$	$7,40 \pm 0,12$	$1,43 \pm 0,03$

все значения "удельных" множественностей $\langle n_s \rangle / \langle n_{int} \rangle < \langle n_s \rangle^{p-E_m}$ (таблицы 9 и 10). Это, разумеется можно связать с тем хорошо известным фактом, что множественность S -частиц в нейтрон-нуклонных (и нейтрон-ядерных) соударениях при невысоких энергиях заметно меньше, чем в протон-нуклонных (и протон-ядерных) [46] благодаря эффекту "лидирования" и сохранения изотопического спина. Таким образом, представленные данные, в первом приближении, не противоречат предсказаниям моделей суперпозиционного типа, в которых, как уже указывалось, ядро-ядерное взаимодействие рассматривается как некогерентная сумма более "простых" нуклон-ядерных или даже нуклон-нуклонных соударений.

Конкретные расчеты в рамках моделей этого типа производились как в рамках КИМ, простейших вариантах моделей многократного рассеяния или в чисто коллективных схемах (модель когерентной трубки, гидродинамическая модель). Область применения этих расчетов (за исключением КИМ) лежит, как правило, в диапазоне периферических энергий, много больших, чем несколько ГэВ на нуклон.

Количественное сравнение $^{12}\text{C} - E_m$ соударений при $\rho_0 = 4,5$ мб/с/нуклон с расчетами по КИМ было выполнено нами в [16]; здесь же будем уделять этому вопросу минимальное место, имея в виду то обстоятельство, что действительный интерес представляет лишь су-

фактические отклонения от предсказаний этой модели. Множественности S -частиц воспроизводятся КИМ вполне удовлетворительно [16], данные не противоречат также расчетам по модели многократного рассеяния [47]. A_t -зависимость^{*)} $\langle n_s \rangle$ также обусловлена в значительной степени "геометрией" ядро-ядерного взаимодействия, т. е.

A_t -зависимость $\langle n_{int} \rangle$. Аппроксимация зависимости $\langle n_{int}(A_t) \rangle$ степенной функцией $\langle n_{int} \rangle \sim A_t^d$ дает $d = 0,33 \pm 0,02$. Показатель же степени d_s в степенной зависимости $\langle n_s \rangle \sim A_t^{d_s}$ равен $0,42 \pm 0,02$, т. е. $\langle n_s \rangle / \langle n_{int} \rangle$ зависит от A_t достаточно слабо (как $\sim A_t^{0,09}$). Отметим, что в p - E_m соударениях при $p_0 = 4,5$ ГэВ/с $\langle n_s \rangle$ практически не зависит от A_t (табл. 9), т. е. эффекты мультипликации и поглощения ливневых частиц при прохождении одного нуклона через ядерное вещество приближенно компенсируют друг друга. Наличие положительной A_t -зависимости $\langle n_s \rangle / \langle n_{int} \rangle$, строго говоря, можно рассматривать как противоречие суперпозиционным моделям, однако учет сохранения энергии-импульса, эффекта экранировки, принципа Паули и т. д. может, в принципе, устранить это противоречие.

Весьма показательны зависимости $\langle n_s \rangle$ и $\langle n_s \rangle / \langle n_{int} \rangle$ от n_{int} (или Q), представленные на рис. 10. $\langle n_s \rangle$ быстро меняется с изменением Q и эта зависимость в весьма грубом приближении - линейна, $\langle n_s \rangle / \langle n_{int} \rangle$ зависит от Q сравнительно слабо, что отражает приближенную пригодность простых суперпозиционных подходов к описанию такой грубой характеристики соударения, какой

^{*)} Здесь и ниже при расчете A_t -зависимостей различных величин мы используем две "точки": $A_t = 14$ (мишень CNO) и $A_t = 95$ (мишень $AgBr$), игнорируя то обстоятельство, что действительная A_t -зависимость во всем диапазоне изменения A_t может иметь достаточно сложный характер.

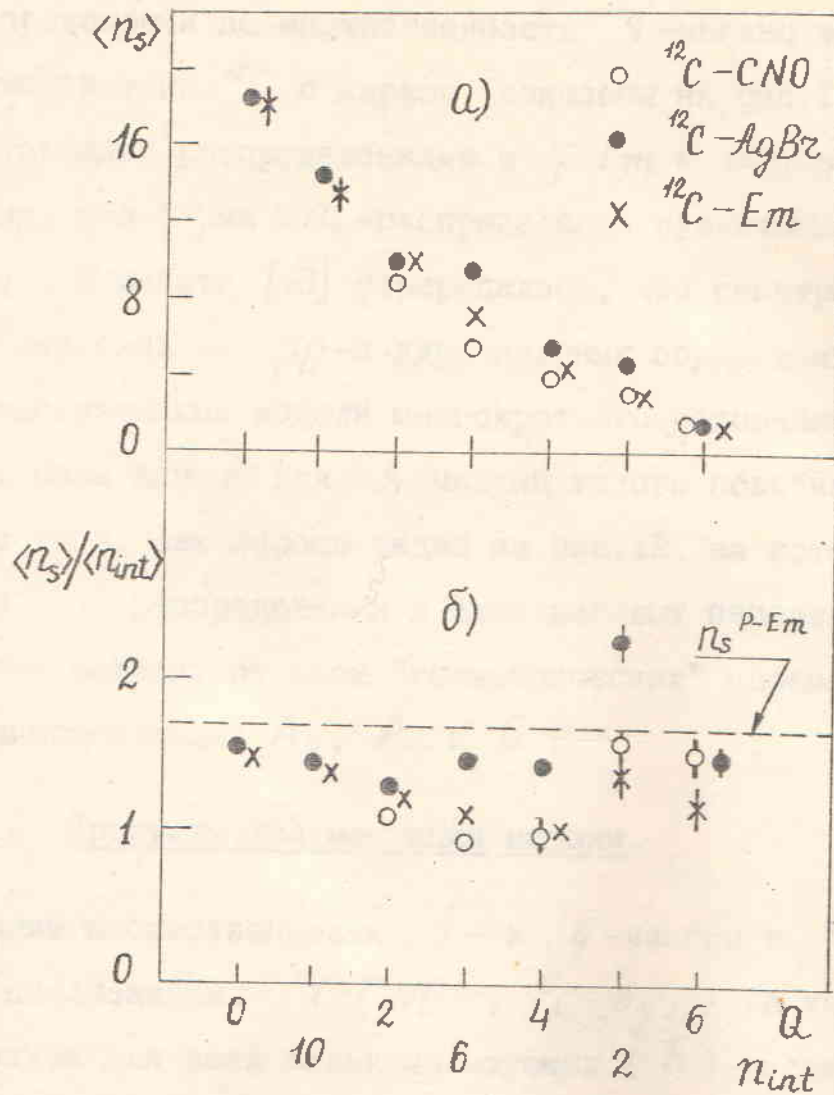


Рис. 10. Зависимости $\langle n_s \rangle$ (а) и $\langle n_s \rangle / \langle n_{int} \rangle$ (б) от Q (n_{int}) в различных подансамблях соударений ядер ^{12}C с ядрами фотоземлюли.

является средняя множественность "рожденных" частиц, при рассматриваемых энергиях.

Распределения по множественности S -частиц в различных группах взаимодействий ^{12}C с ядрами показаны на рис. II в сравнении с соответствующими распределениями в p - E_m и α - E_m соударениях.

Видно, что форма n_s -распределений существенно изменяется с A_p и A_t . В работе [48] утверждалось, что спектры множественностей $\pi^\pm$ -мезонов из pp -и ядро-ядерных соударений в соответствии с предсказаниями модели многократного рассеяния [47] подобны по форме. Наши данные для S -частиц такого подобия не обнаруживают. Более того, как хорошо видно из рис. 12, на котором показаны различные n_s -распределения в скейлинговых переменных, форма распределения зависит от всех "геометрических" параметров ядро-ядерного взаимодействия: A_p , A_t и Q .

§ 3.2. Продукты фрагментации мишени.

Средние множественности b - и g -частиц в ^{12}C - E_m соударениях и подансамблях ^{12}C - CNO , ^{12}C - AgBr (а также соответствующие данные для всех сильноионизирующих (h) частиц) приведены в таблице II. Здесь же, для сравнения, представлены данные для p - E_m и α - E_m соударений [14, 15] при том же P_0 .

Видно, что:

а) A_p -зависимость числа b - и g -частиц существенно различна. $\langle n_b \rangle$ в ансамбле взаимодействий с ядрами эмульсии почти не возрастает с увеличением A_p , более точно, можно предположить, что эта зависимость немонотонна: для α - E_m событий $\langle n_b \rangle$ даже несколько выше, чем для ^{12}C - E_m .

При анализе A_p -зависимостей множественностей в соударениях различных ядер-снарядов с ядрами эмульсии следует иметь в виду, что вероятности соударений с различными ее компонентами довольно

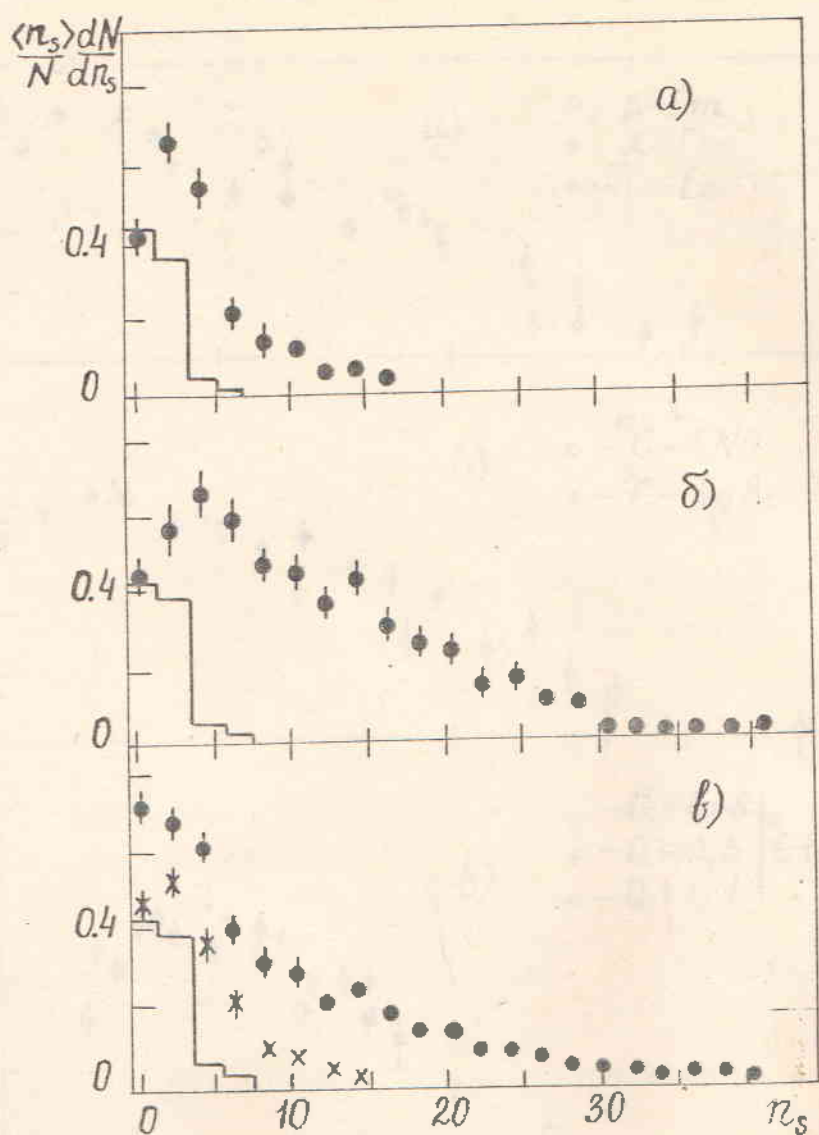


Рис. II. Распределения по n_s в $^{12}\text{C}-\text{CNO}$ (а), $^{12}\text{C}-\text{AgBr}$ (б) и $^{12}\text{C}-\text{Em}$ (в) взаимодействиях (кружки) в сравнении с аналогичными распределениями в $p-\text{Em}$ (гистограмма) и $\alpha-\text{Em}$ (кресты) соударениях.

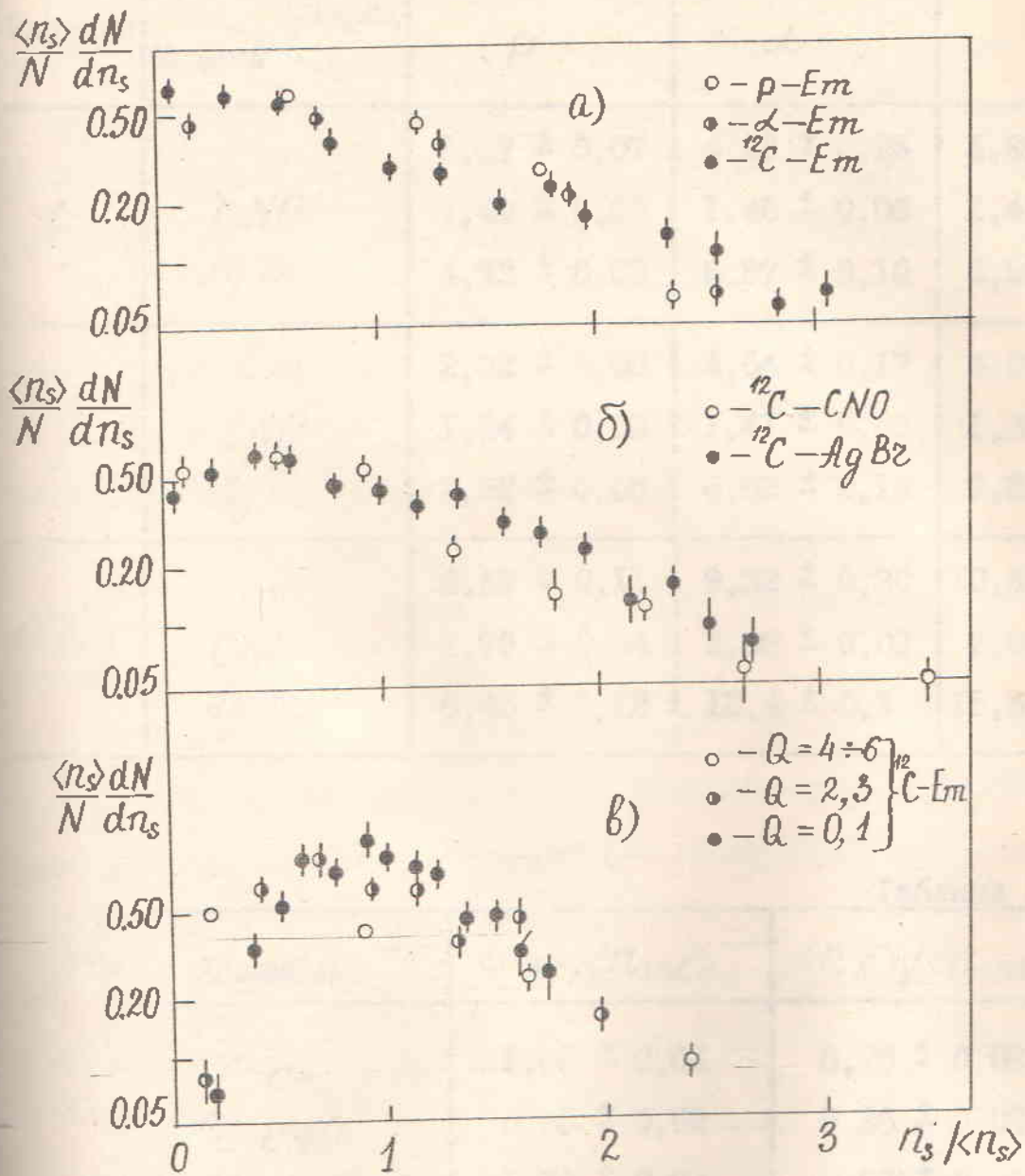


Рис. 12. n_s -распределения в скейлинговых переменных для $\rho-E_m$, $\mathcal{L}-E_m$, $^{12}\text{C}-E_m$ соударений (а) и для различных подансамблей взаимодействий ядер ^{12}C с ядрами фотоэмульсии (б, в).

Таблица II

Частицы	Снаряд		ρ	α	^{12}C
	Мишень				
b	Em		$3,87 \pm 0,07$	$4,68 \pm 0,25$	$4,39 \pm 0,11$
	CNO		$1,49 \pm 0,03$	$1,46 \pm 0,06$	$1,41 \pm 0,06$
	$AgBr$		$4,93 \pm 0,08$	$6,87 \pm 0,16$	$6,50 \pm 0,12$
g	Em		$2,82 \pm 0,05$	$4,64 \pm 0,17$	$6,09 \pm 0,19$
	CNO		$1,24 \pm 0,03$	$1,41 \pm 0,06$	$1,38 \pm 0,06$
	$AgBr$		$3,52 \pm 0,05$	$6,82 \pm 0,18$	$9,29 \pm 0,22$
$h=b+g$	Em		$6,69 \pm 0,11$	$9,32 \pm 0,30$	$10,4 \pm 0,3$
	CNO		$2,73 \pm 0,04$	$2,88 \pm 0,09$	$2,82 \pm 0,07$
	$AgBr$		$8,45 \pm 0,12$	$13,4 \pm 0,3$	$15,6 \pm 0,3$

Таблица I2

Ансамбль	$\langle n_g \rangle / \langle n_{int} \rangle$	$\langle n_b \rangle / \langle n_{int} \rangle$
$^{12}\text{C} - Em$	$1,06 \pm 0,04$	$0,76 \pm 0,02$
$^{12}\text{C} - CNO$	$0,35 \pm 0,02$	$0,36 \pm 0,02$
$^{12}\text{C} - AgBr$	$1,26 \pm 0,04$	$0,88 \pm 0,02$

существенно зависят от A_p . Так для протонов вероятность взаимодействия со свободным водородом эмульсии равна $\sim 4\%$, а для ^{12}C эта вероятность составляет $\sim 9\%$ (см. главу I). Таким образом, более надежно рассматривать подансамбли с фиксированным A_t мишени.

Как видно из таблицы II $\langle n_g \rangle$ в соударениях с CNO -компонентой в пределах ошибок не зависит от A_p в области $A_p = 1+12$; в то время как в столкновениях с AgBr $\langle n_g \rangle$ в α -AgBr и ^{12}C -AgBr заметно больше, чем в p -AgBr.

Множественность g -частиц, $\langle n_g \rangle$, возрастает с A_p значительно сильнее (более чем вдвое от p -Em к ^{12}C -Em) и "регулярней". При этом, рост $\langle n_g \rangle$ значительно более выражен для соударений с "тяжелой" мишенью, а для CNO -компоненты опять-таки нет роста $\langle n_g \rangle$ в области $A_p = 4 + 12$.

Все эти особенности зависимостей $\langle n_g(A_p) \rangle$ и $\langle n_g(A_p) \rangle$, по-видимому, обусловлены механизмом внутриядерного каскада, расчеты по которому, удовлетворительно воспроизводят средние множественности вторичных частиц [16].

Если принять во внимание характер A_p -зависимости $\langle n_s \rangle$ (см. § 3.1.), можно сделать следующий общий вывод: множественности вторичных частиц возрастают с увеличением A_p тем сильнее, чем больше импульс этой частицы. Разумеется, это утверждение нельзя считать верным для узких интервалов изменения импульса.

б) С увеличением массы мишени A_t множественности различных типов сильноионизирующих частиц возрастают существенно и приблизительно одинаково. Это возрастание зависит от A_p : чем больше A_p , тем зависимость сильнее. Так при использовании степенной аппроксимации $\langle n \rangle \sim A_t^\alpha$, α_g и α_v в p -Em соударениях равны соответственно $0,55 \pm 0,01$ и $0,63 \pm 0,01$, а в ^{12}C -Em событиях - $1,00 \pm 0,03$ и $0,80 \pm 0,02$.

Весьма показательным в этом смысле "удельные" средние множе -

ственности $\langle n_i \rangle / \langle n_{int} \rangle$ ($i = g, b$), представленные в таблице 12. Они существенно различны для соударений с CNO и $AgBr$ (внутриядерный каскад) и имеют резкую A_t -зависимость для b - и g -частиц: при степенной аппроксимации $\langle n_g \rangle / \langle n_{int} \rangle (A_t)$ и $\langle n_b \rangle / \langle n_{int} \rangle (A_t)$ показатели степени соответственно равны $0,67 \pm 0,03$ и $0,47 \pm 0,03$. Они - одного порядка с соответствующими для зависимостей $\langle n_g \rangle$ и $\langle n_b \rangle$ от A_t в $p-E_m$ соударениях, но количественного согласия нет: зависимость $\langle n_g \rangle / \langle n_{int} \rangle_{p-E_m}$ сильнее, чем $\langle n_g \rangle^{p-E_m} (A_t)$, а для b -частиц слабее. Этот результат можно, по-видимому, связать с ростом "температуры" остаточного испаряющегося ядра при увеличении A_p , приводящим к увеличению вклада высокоэнергичного "хвоста" испарительного спектра, идентифицируемого как g -частицы.

Зависимости средних $\langle n_g \rangle$ и $\langle n_b \rangle$ от числа провзаимодействовавших нуклонов ядра ^{12}C - $\langle n_{int} \rangle$ (или Q) представлены на рис. 13, 14. Эти зависимости подобны зависимостям $\langle n_s(Q) \rangle$ (§ 3.1.), за исключением группы $^{12}C-CNO$, для которой $\langle n_b \rangle$ практически не зависит от Q (или n_{int}). Для $^{12}C-E_m$ взаимодействий с большими Q (малыми n_{int}) $\langle n_b \rangle$ и $\langle n_g \rangle$ существенно меньше, чем в $p-E_m$ соударениях, хотя $\langle n_{int} \rangle > 1$. Это отражает хорошо известный факт, что ядро-ядерные соударения с большим числом спектральных фрагментов - суть крайне периферические взаимодействия и величина Q является, в сущности, лучшей количественной мерой среднего прицельного параметра столкновения.

На рис. 15 показана зависимость отношения $\langle n_b \rangle / \langle n_g \rangle$ от Q в $^{12}C-E_m$ взаимодействиях. Видно, что это отношение существенно зависит от Q : оно тем больше, чем выше степень "периферичности" соударения независимо от A_t . В "центральных" соударениях $\langle n_g \rangle > \langle n_b \rangle$ в "периферических" соударениях наоборот число испарительных частиц заметно превышает число выбитых в прямых процессах. Отметим, что в адрон-ядерных взаимодействиях отношение $\langle n_b \rangle / \langle n_g \rangle$

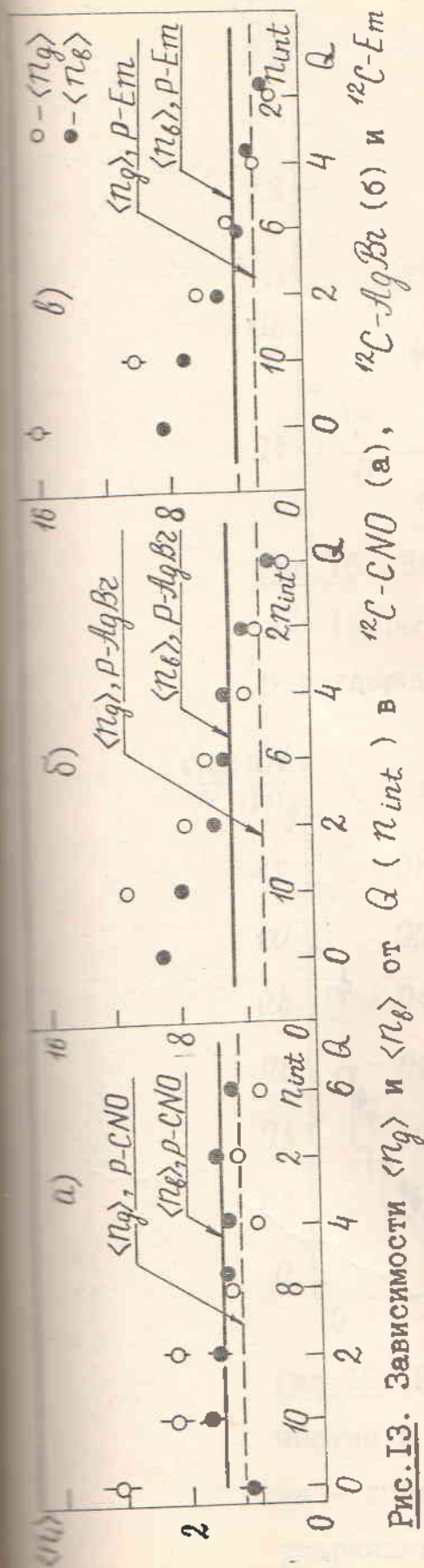


Рис.13. Зависимости $\langle n_g \rangle$ и $\langle n_g \rangle$ от Q (n_{int}) в $^{12}\text{C-CNO}$ (а), $^{12}\text{C-AgBr}$ (б) и $^{12}\text{C-Em}$ (в) взаимодействиях.

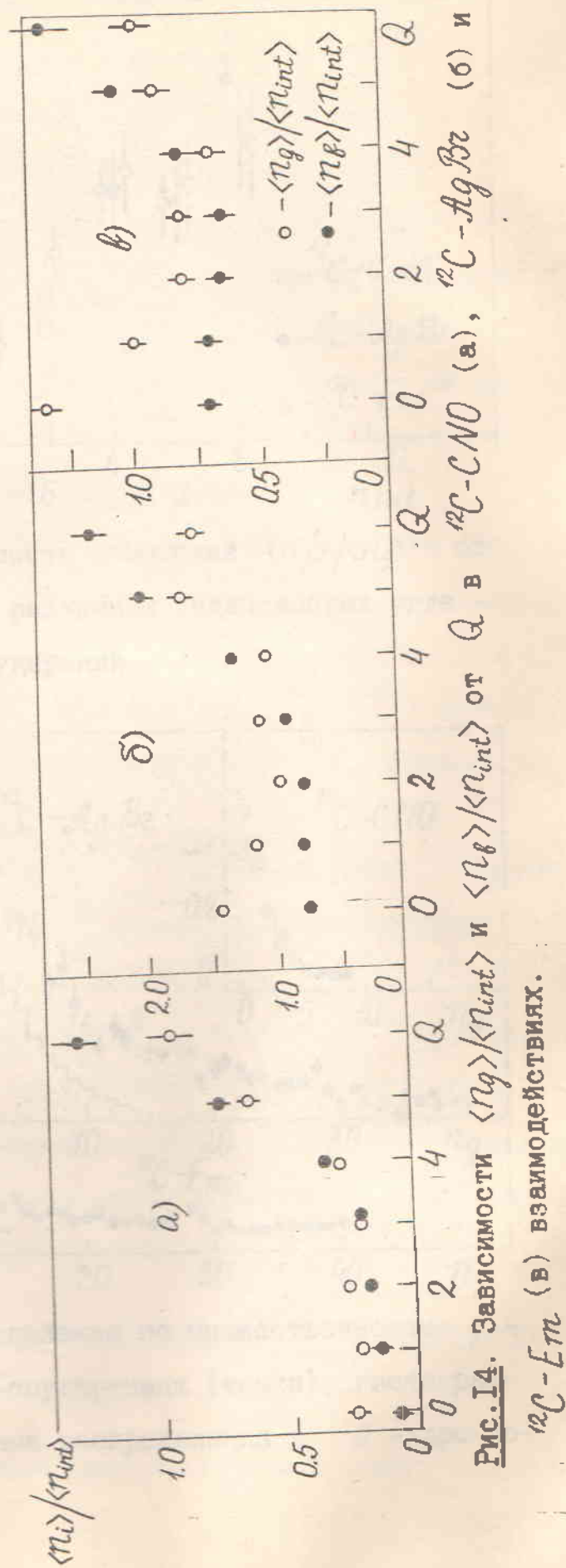


Рис.14. Зависимости $\langle n_g \rangle / \langle n_{int} \rangle$ и $\langle n_g \rangle / \langle n_{int} \rangle$ от Q в $^{12}\text{C-CNO}$ (а), $^{12}\text{C-AgBr}$ (б) и $^{12}\text{C-Em}$ (в) взаимодействиях.

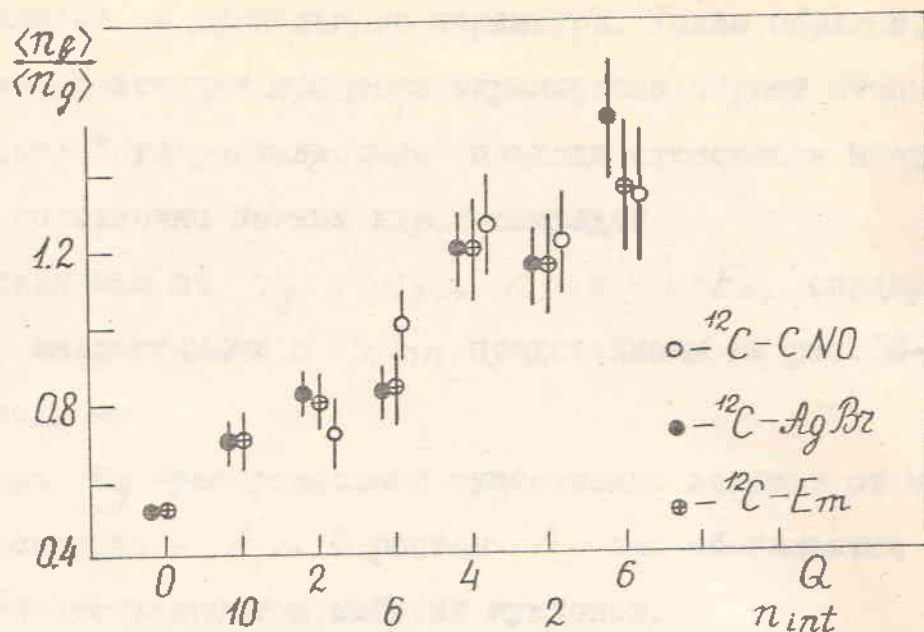


Рис.15. Зависимость отношения $\langle n_t \rangle / \langle n_g \rangle$ от Q (n_{int}) в различных подансамблях угле-род-ядерных соударений.

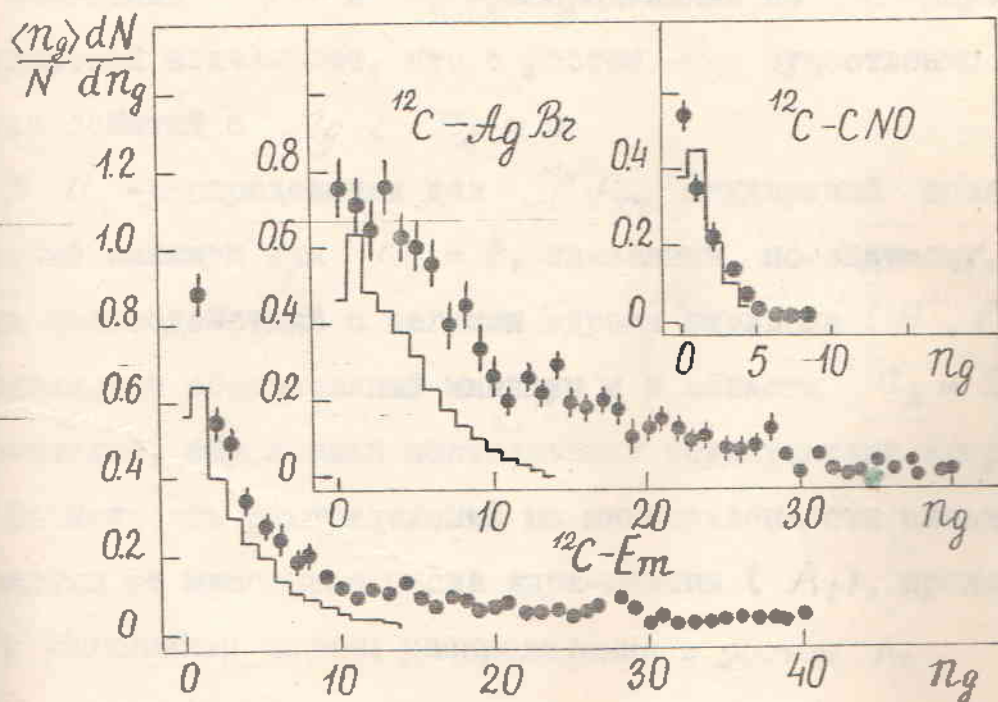


Рис.16. Распределения по множественности g -частиц в ^{12}C -соударениях (точки), гистограммы - аналогичные распределения в ρ -ядро соударениях.

почти не зависит от прицельного параметра. Таким образом, в ядронных взаимодействиях процессы экранировки играют очень важную роль и простые "суперпозиционные" подходы становятся неадекватными уже при достаточно легких ядрах-снарядах.

Распределения по n_g , n_b , n_h в $^{12}\text{C}-E_m$ соударениях в сравнении с аналогичными в $\rho-E_m$ представлены на рис. 16-18. Можно сделать вывод, что:

1. Форма n_g -распределения существенно зависит от массового числа ядра-снаряда - A_p . С ростом A_p оно обогащается случаями с большой множественностью выбитых нуклонов.

2. Для b -частиц зависимость формы распределения по множественности от A_p четко проявляется только в группе взаимодействий с тяжелыми ядрами эмульсии.

3. Сравнение n_g - и n_b -распределений из ^{12}C -ядро и ρ -ядро соударений показывает, что с ростом A_p существенно возрастает число событий с n_g , $n_b = 0$.

4. В n_h -распределении для $^{12}\text{C}-E_m$ соударений появляется обеспеченный минимум при $n_h = 2$, связанный, по-видимому, с ростом числа взаимодействий с легкими ядрами эмульсии (H , C , N и O). Появляется обеспеченный минимум и в области $n_h = 13$, который, очевидно, обусловлен центральными соударениями ядер.

5. Зависимость распределений по множественности сильномонизующих частиц от массового числа ядра-мишени (A_t), проявляется также и в увеличении ширины распределения с ростом A_t .

§ 3.3. Корреляции между множественностями различных типов частиц.

На рис. 19, 20 представлены примеры корреляционных зависимостей типа $\langle n_i(n_j) \rangle$ ($i, j = s, g, b, h$). Можно надеяться, что эти зависимости более чувствительны к различным механизмам гене-

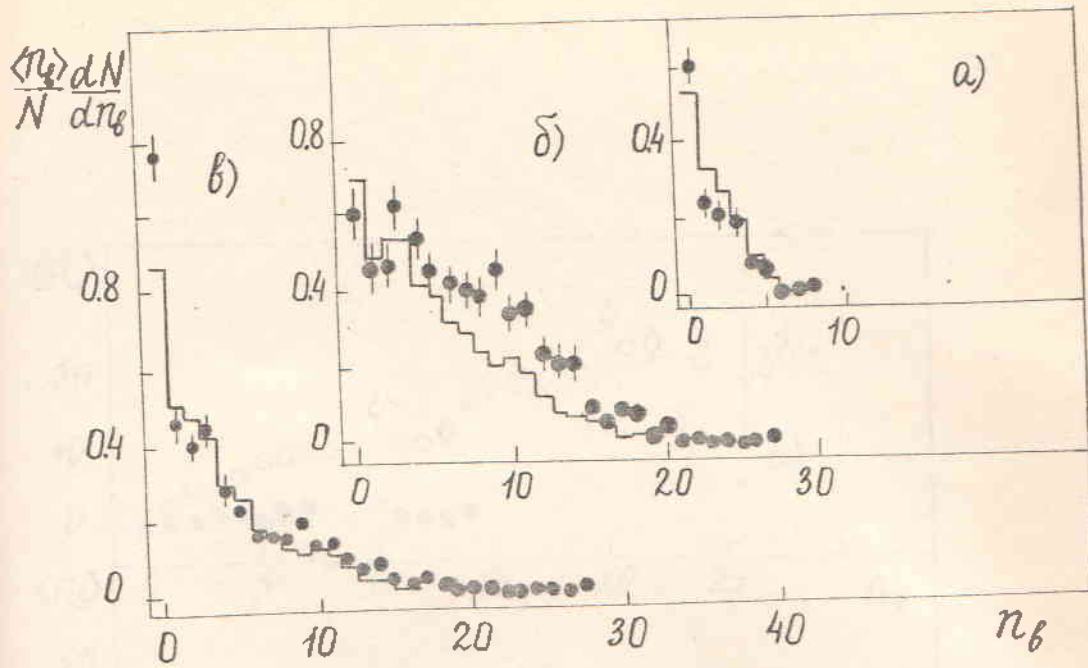


Рис. 17. Распределения по множественности b -частиц в $^{12}\text{C}-\text{CNO}$ (а), $^{12}\text{C}-\text{AgBr}$ (б) и $^{12}\text{C}-\text{Em}$ (в) взаимодействиях (точки); гистограммы - аналогичные распределения в $p-\text{Em}$ соударениях.

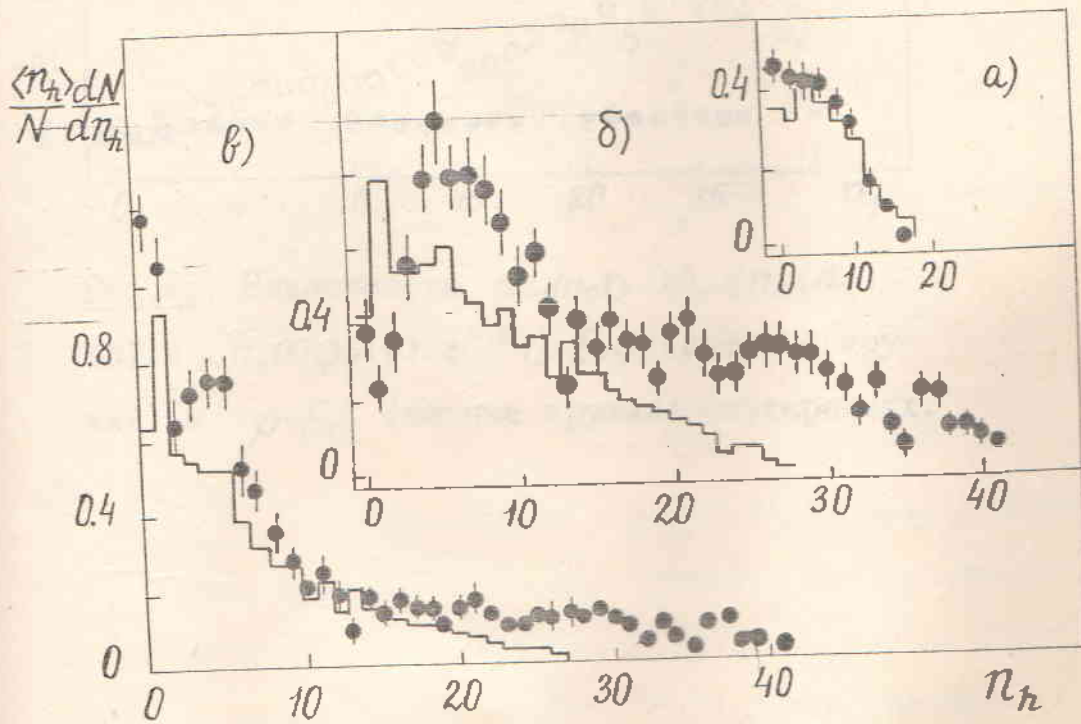


Рис. 18. То же, что на рис. 17 для h -частиц.

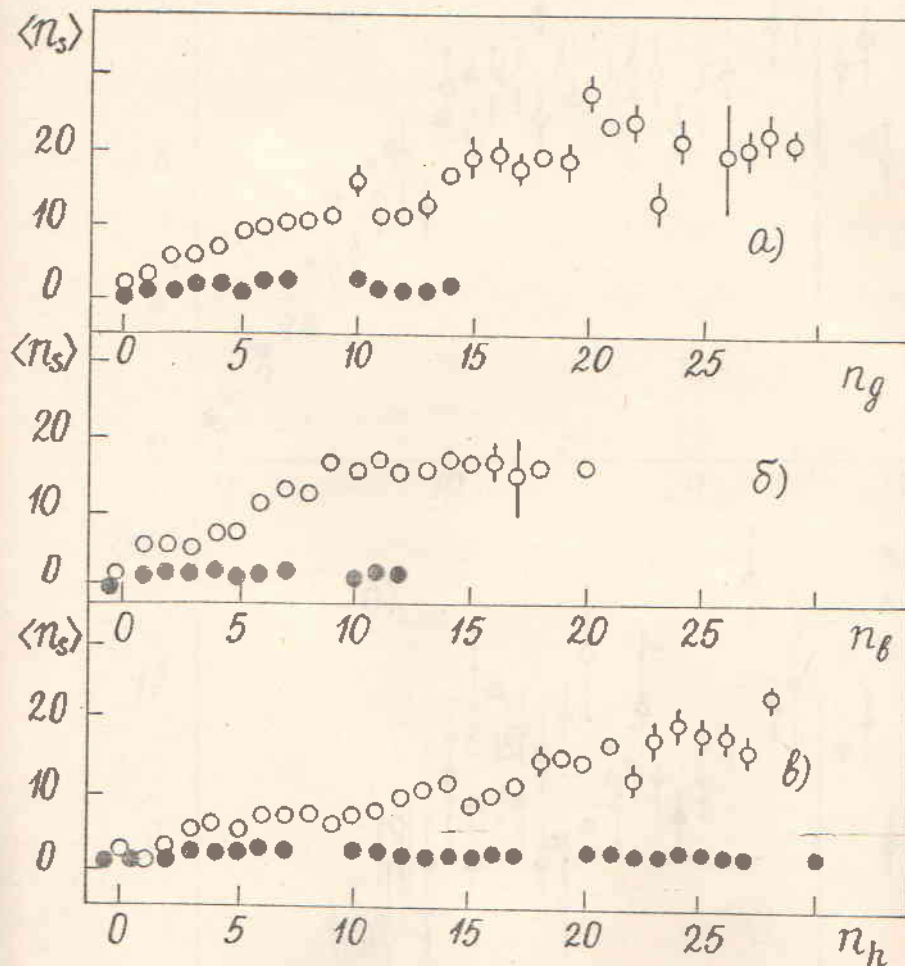


Рис. 19. Зависимости $\langle n_s(n_g) \rangle$ (а), $\langle n_s(n_e) \rangle$ (б) и $\langle n_s(n_h) \rangle$ (в) в $^{12}\text{C}-E_m$ (светлые кружки) и $p-E_m$ (темные кружки) соударениях.

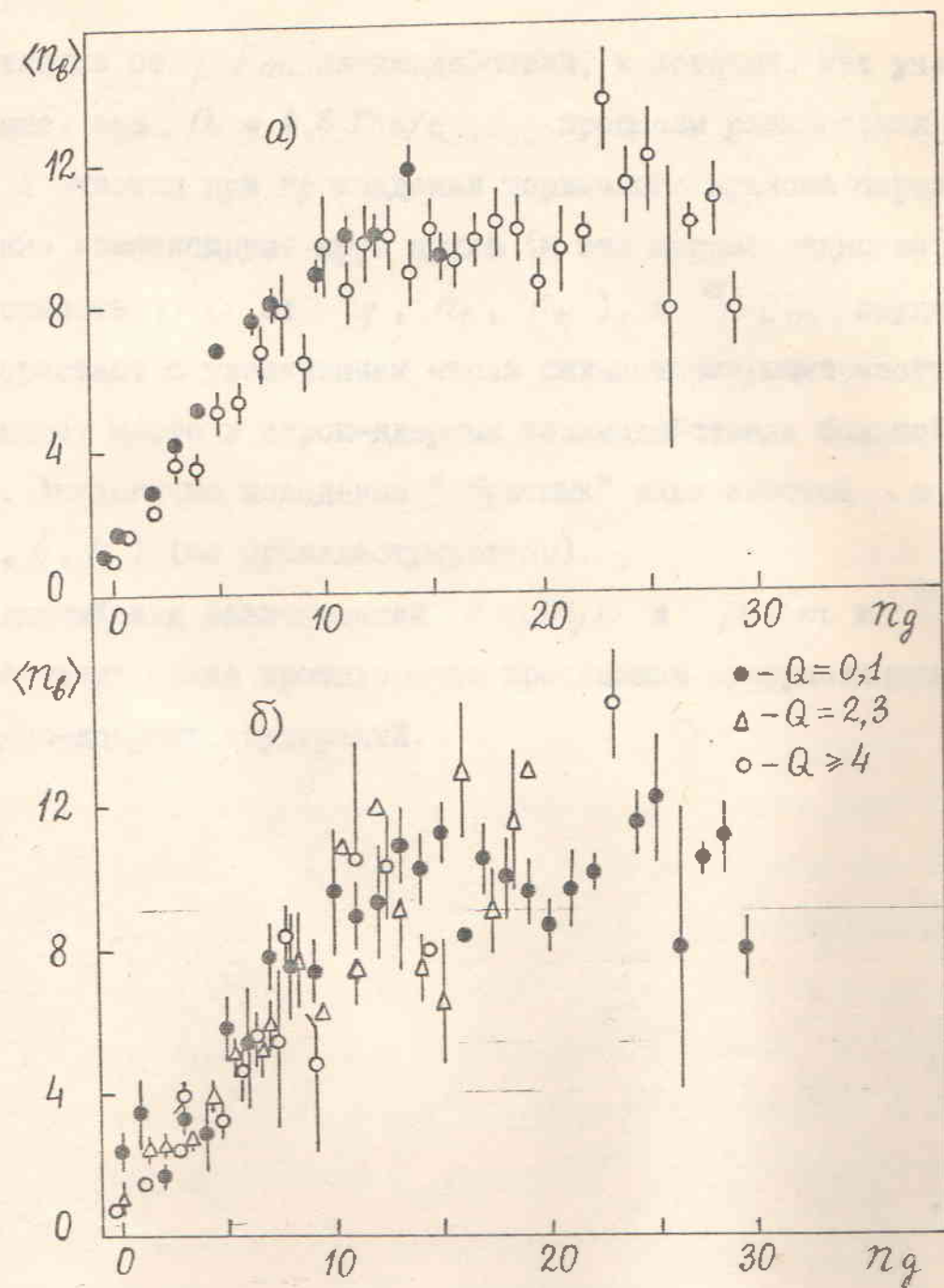


Рис.20. Зависимости $\langle n_g(n_g) \rangle$ в $^{12}\text{C}-E_m$ (светлые кружки) и $\rho-E_m$ (темные кружки) взаимодействиях (а); (б) - те же зависимости в различных Q -группах $^{12}\text{C}-E_m$ соударений.

рации частиц в ядро-ядерных соударениях, нежели средние множественности.

В отличие от p - E_m взаимодействий, в которых, как уже отмечалось выше, при $\rho_0 = 4,5$ Гэв/с процессы размножения и поглощения S -частиц при прохождении первичного нуклона через ядро приблизительно компенсируют друг друга (и это хорошо видно из рис. 19 - независимость $\langle n_s \rangle$ от n_g, n_b, n_h), в ^{12}C - E_m соударениях $\langle n_s \rangle$ возрастает с увеличением числа сильноионизирующих частиц^{*)}, как это имеет место в адрон-ядерных взаимодействиях большой энергии [18]. Аналогично поведение "обратных" зависимостей $\langle n_i(n_s) \rangle$ ($i = g, b, h$) (не проиллюстрировано).

Различный вид зависимостей $\langle n_i(n_j) \rangle$ в p - E_m и ^{12}C - E_m взаимодействиях также противоречит простейшим суперпозиционным схемам ядро-ядерных соударений.

^{*)} За исключением области больших n_b , в которой очевиден эффект "насыщения", обусловленный конечностью числа нуклонов в ядре-мишени.

Глава IV

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Значительный интерес, который вызывает угловые распределения различных типов вторичных заряженных частиц в реакциях множественного рождения частиц, обусловлен, с нашей точки зрения, двумя причинами: во-первых, они могут оказаться более чувствительными, чем множественности, к выбору между различными теоретическими подходами к проблеме множественной генерации частиц в ядро-ядерных взаимодействиях, а во-вторых, именно в угловых распределениях ожидается проявление таких коллективных эффектов, как, например, образование ядерных ударных волн [49,50].

Основные результаты экспериментального изучения угловых распределений вторичных частиц кратко сводятся к следующему:

1. Угловые распределения дивергентных частиц имеют резкий пик в области очень малых углов вылета (θ) в лабораторной системе координат. Этот пик обусловлен однозарядными непрореагировавшими фрагментами ядра-снаряда. Чем больше энергия снаряда, тем меньше угол вылета спектаторных фрагментов. Например, в соударениях ядер азота (^{14}N) с ядрами фотоэмульсии при энергии 2,1 ГэВ/нуклон угол вылета фрагментов - $\theta_0 = 2,7^\circ$ [51], в нашем же эксперименте, при энергии налетающего ядра углерода - 3,6 ГэВ/нуклон этот угол составил $\theta_0 = 2,2^\circ$ (см. главу I).

2. В центральных столкновениях ядер с тяжелыми компонентами эмульсии (Ag, Br) характер углового распределения S -частиц такой же, как в соударениях с легкими ядрами эмульсии (C, N, O), но число S -частиц с малыми θ меньше.

3. Угловые распределения g -частиц очень слабо чувствительны к типу соударения (периферическое или центральное) и обнаруживают общую тенденцию вылета этих частиц в направлении "вперед" в

л.с.к. [52].

4. Угловые распределения β -частиц по сравнению с s - и g -более изотропны [52], хотя и имеется небольшая асимметрия вылета этих частиц в переднюю полусферу. Некоторая анизотропия углового распределения β -частиц вызвана тем, что они, в основном, вылетают из возбужденного остаточного ядра, движущегося по направлению налетающего ядра.

5. Угловые распределения низкоэнергичных фрагментов не зависят от массы налетающего ядра и параметра удара. Распределения $dN/d\theta$ - широкие, подобные максвеловским с максимумом между $70 \div 75^\circ$, с ростом энергии фрагмента распределения сдвигаются в сторону меньших углов [53].

6. В событиях "полного расщепления" тяжелых ядер обнаружена независимость угловых распределений g -частиц от энергии и массы налетающего ядра и массы ядра-мишени в широком диапазоне их изменения [54]. Анализ событий "полного расщепления" показал, что эти случаи слабо коррелированы с числом s -частиц в ядро-ядерном соударении и могут оказаться полезными для проверки ряда теоретических подходов к ядро-ядерным взаимодействиям.

В настоящей главе изложены основные результаты изучения угловых распределений вторичных частиц из $^{12}\text{C}-Em$ соударений, а также их зависимости от "геометрических" параметров ядро-ядерного взаимодействия: A_p , A_t и n_{int} .

§ 4.1. Псевдобыстрые ливневых частиц.

Угловые распределения вторичных частиц - один из основных (а в сверхсверхсветовой области энергий - практически единственный) источников информации об одночастичных спектрах. Для релятивистских частиц наиболее часто используемой угловой переменной является так называемая псевдобыстрота:

$$\eta = \ln \operatorname{ctg}(\theta/2), \quad (15)$$

являющаяся (для пионов) хорошим приближением к продольной скорости [55,56]

$$Y = (1/2) \ln [(E + P_{||}) / (E - P_{||})]. \quad (16)$$

При анализе η -распределений в изучаемых здесь $^{12}\text{C}-E_m$ взаимодействиях следует иметь в виду, что вследствие сравнительно невысокой первичной энергии и значительной примеси релятивистских протонов среди S -частиц, Y - и η -распределения могут заметно отличаться друг от друга. Можно надеяться, тем не менее, что качественные особенности этих распределений могут быть подобны.

На рис. 2Г показаны η -распределения релятивистских однозарядных частиц (S -частиц + релятивистских однозарядных фрагментов снаряда) из $^{12}\text{C}-E_m$ соударений и подансамблей $^{12}\text{C}-\text{CNO}$ и $^{12}\text{C}-\text{AgBr}$ в сравнении с соответствующими для $p-E_m$ [14] (в них спектаторных фрагментов снаряда нет) и $d-E_m$ [57] взаимодействий. По оси ординат отложены инклюзивные плотности

$$\rho(\eta) = (1/6 \ln) (d\sigma/d\eta) \approx 1/N_{36} (\Delta n / \Delta \eta) \quad (17)$$

(N_{36} - число звезд в рассматриваемом ансамбле, Δn - число S -частиц в интервале $\Delta \eta$), так что

$$\int \rho(\eta) d\eta = \langle n_s \rangle. \quad (18)$$

Стрелкой показано значение $\eta_0 = 3,95$, статистически "отделяющее" спектаторные фрагменты в $^{12}\text{C}-E_m$ соударениях от S -("рожденных") частиц. В таблице 13 выписаны средние значения $\langle \eta \rangle$ и стандарты $\sigma(\eta)$ этих распределений.

Для сравнения данных при разных массовых числах ядер-снарядов и (или) разных числах n_{int} необходимо выделение спектаторных фрагментов снаряда, дающих вклад в область больших псевдобыстрот и существенно увеличивающих $\langle \eta \rangle$ и $\sigma(\eta)$. Статистическое

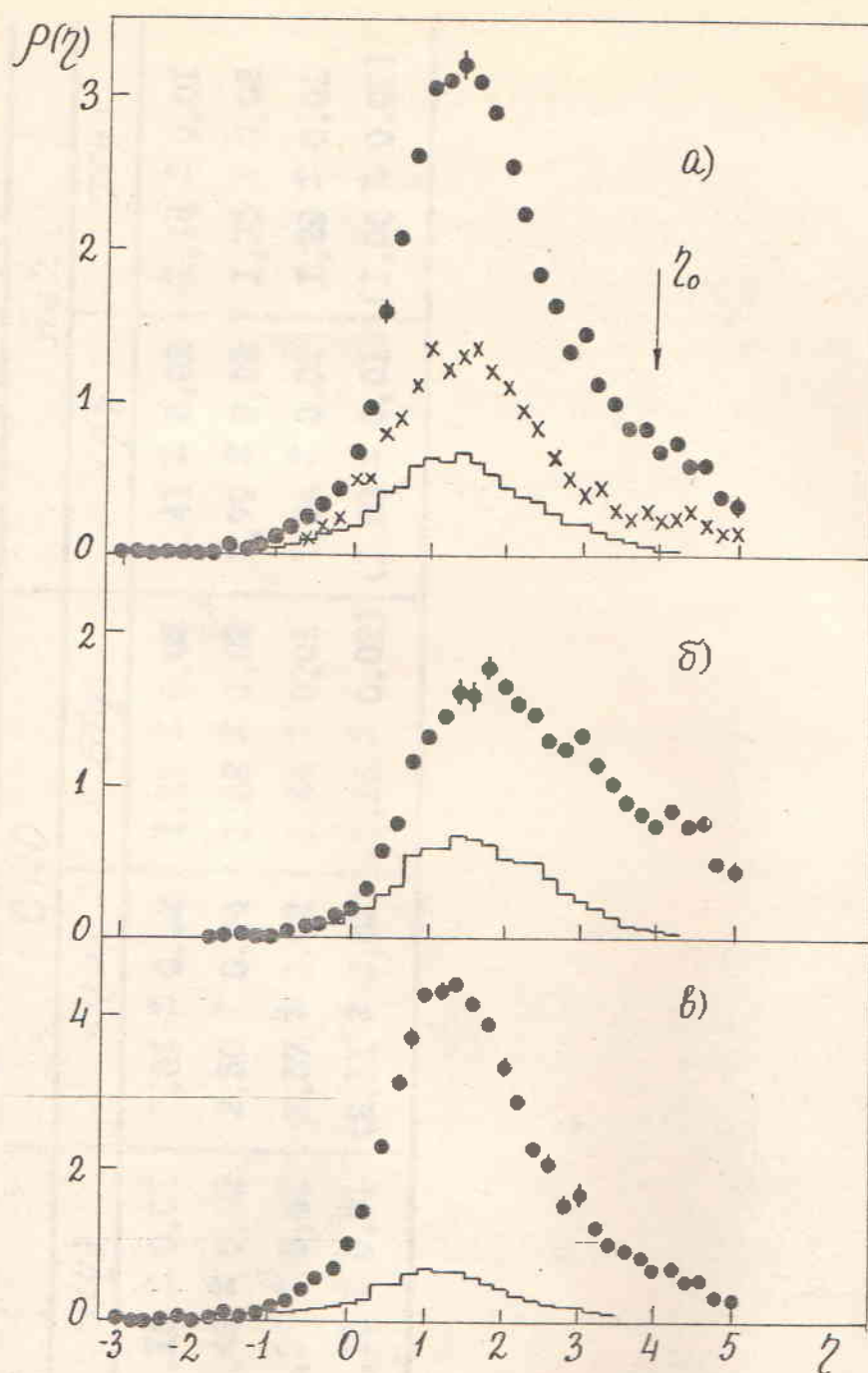


Рис. 2I. Распределения по псевдобыстроте всех релятивистских частиц из $^{12}\text{C}-E_m$ (а), $^{12}\text{C}-\text{CNO}$ (б) и $^{12}\text{C}-\text{AgBr}$ (в) соударений (точки) в сравнении с η -распределениями для $\rho-E_m$ (гистограммы) и $\alpha-E_m$ (кресты) взаимодействий.

Таблица 13

Мишень Снаряд	Em		CND		AgBr	
	$\langle \eta \rangle$	$\sigma(\eta)$	$\langle \eta \rangle$	$\sigma(\eta)$	$\langle \eta \rangle$	$\sigma(\eta)$
P	$1,54 \pm 0,02$	$1,16 \pm 0,01$	$1,81 \pm 0,02$	$1,17 \pm 0,02$	$1,41 \pm 0,02$	$1,14 \pm 0,01$
α	$2,01 \pm 0,02$	$1,49 \pm 0,02$	$2,50 \pm 0,04$	$1,62 \pm 0,02$	$1,79 \pm 0,02$	$1,35 \pm 0,02$
^{12}C	$2,02 \pm 0,01$	$1,37 \pm 0,01$	$2,57 \pm 0,02$	$1,44 \pm 0,01$	$1,84 \pm 0,01$	$1,29 \pm 0,01$
	$(1,73 \pm 0,01)$	$1,10 \pm 0,01$	$(2,11 \pm 0,02)$	$(1,16 \pm 0,02)$	$(1,63 \pm 0,01)$	$(1,06 \pm 0,01)$

выделение их с использованием χ^2 , применявшееся при анализе множественностей в данном случае непригодно.

В этой связи мы воспользовались измеренными спектрами поречных импульсов однозарядных фрагментов ядра ^{12}C и долей дейтронов и тритонов среди них [30,34]. Преобразовав P_L -распределение спектаторных фрагментов в χ -распределение и зная их число в каждом ансамбле событий, мы вычли его из распределений типа приведенных на рис.21 и нашли характеристики χ -распределений S -частиц^{*)}. Средние и стандарты этих распределений приведены в таблице 13 в скобках. На рис.22 приведены Q -зависимости $\langle \chi \rangle$ и $\sigma(\chi)$ для S -частиц.

Анализ позволяет сделать следующие выводы:

а) Форма инклюзивных χ -распределений S -частиц близка к нормальной (гауссовой) в ядро-ядерных взаимодействиях, в особенности для соударений с тяжелой мишенью.

б) При увеличении массового числа ядра-снаряда A_p наблюдается избыток S -частиц с большими χ ($\chi \geq 3$), обусловленный не-привзаимодействовавшими фрагментами ядра-снаряда. За счет этого избытка растут и $\langle \chi \rangle$.

в) С увеличением массового числа ядра мишени A_t χ -распределения S -частиц, аналогично случаю адрон-ядерных взаимодействий [18], смещается в область меньших χ , практически не изменяя своей формы: $\langle \chi \rangle$ заметно уменьшается, а $\sigma(\chi)$ остается почти неизменным.

г) С уменьшением Q (увеличением n_{int}) $\langle \chi \rangle$ уменьшается также, как при увеличении A_t . Очевидно при этом увеличивается степень "центральности" соударения и вместе с ней средняя дли-

^{*)} Мы предполагали при этом, что P_L -распределения фрагментов и доли дейтронов и тритонов среди них не зависят от A_t и n_{int} .

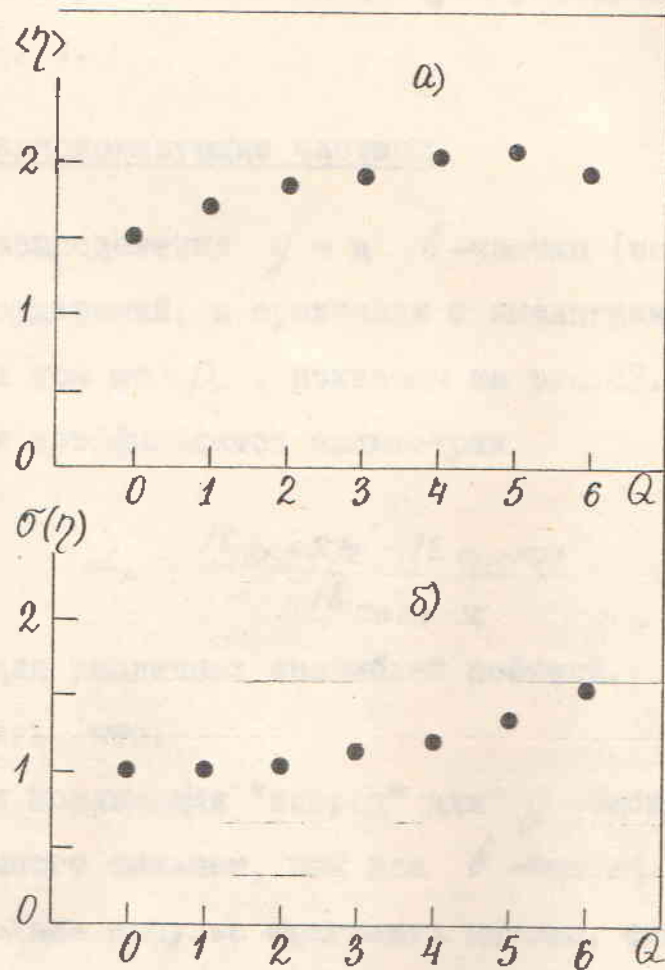


Рис. 22. Q-зависимости $\langle \eta \rangle$ (а) и $\tilde{\sigma}(\eta)$ (б) для S-частиц из $^{12}\text{C}-E_m$ соударений.

на ядерного вещества на пути налетающих нуклонов.

В модели "когерентной трубки" (МНТ) [58], как было показано в [59], должен иметь место рост дисперсии η -распределения с увеличением A_p и A_t , обусловленный ростом эффективной энергии столкновения "трубок" и логарифмическим ростом $\sigma(\eta)$ с увеличением энергии. Наши данные решительно противоречат этому поведению: $\sigma(\eta)$ отнюдь не увеличивается (скорее уменьшаются) с ростом A_p и A_t (или n_{int}).

§ 4.2. Сильноионизирующие частицы.

Угловые распределения g - и v -частиц (по переменной $\cos\theta$) из $^{12}\text{C}-E_m$ соударений, в сравнении с аналогичными из $p-E_m$ взаимодействий при том же p_0 , показаны на рис.23. В таблице I4 приведены значения коэффициентов асимметрии

$$A_k = \frac{N_{\theta_k \leq \pi/2} - N_{\theta_k > \pi/2}}{N_{0 \leq \theta_k < \pi}} \quad (19)$$

($k = g, v$) для различных ансамблей событий.

Можно видеть, что:

а) Угловая коллимация "вперед" для g -частиц в ядро-ядерных соударениях намного сильнее, чем для v -частиц. Аналогичное поведение: чем больше импульс фрагмента мишени, тем больше его коллимация "вперед" - имеет место и в адрон-ядерных соударениях.

б) Угловые распределения v -частиц слабо (или вовсе не) зависят от массовых чисел A_p , A_t и n_{int} , что подтверждает преимущественно "испарительный" механизм их испускания.

в) Угловые распределения "прямых" (g) частиц обнаруживают и A_p и A_t -зависимости. Коэффициент асимметрии g -частиц увеличивается с ростом A_p и уменьшается с ростом A_t . Он особенно велик для $^{12}\text{C}-\text{CNO}$ соударений с $Q = 0,1$ (центральные взаимодей-

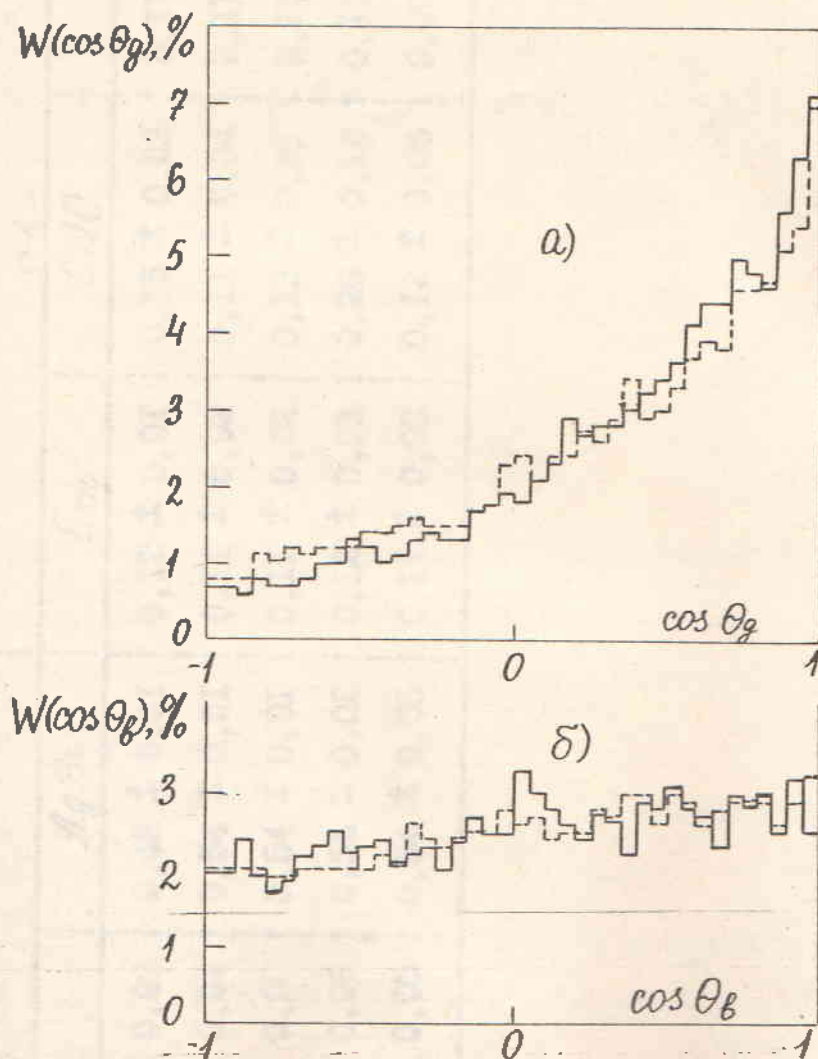


Рис. 23. Распределения по $\cos \theta_g$ (а) и $\cos \theta_\beta$ (б) в $^{12}\text{C}-E_m$ (сплошная гистограмма) и $p-E_m$ (пунктирная гистограмма) взаимодействиях.

Таблица 14

Мишень Снаряд	d_g			d_b		
	E_m	CNO	$AgBr$	E_m	CNO	$AgBr$
P	$0,47 \pm 0,01$	$0,55 \pm 0,03$	$0,46 \pm 0,01$	$0,12 \pm 0,01$	$0,15 \pm 0,03$	$0,11 \pm 0,01$
^{12}C	$0,55 \pm 0,01$	$0,63 \pm 0,04$	$0,54 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,02$	$0,11 \pm 0,04$	$0,11 \pm 0,02$
$^{12}C, Q=0,1$	$0,54 \pm 0,01$	$0,86 \pm 0,08$	$0,54 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,21$	$0,11 \pm 0,02$
$^{12}C, Q=2,3$	$0,56 \pm 0,02$	$0,71 \pm 0,06$	$0,56 \pm 0,02$	$0,12 \pm 0,03$	$0,20 \pm 0,10$	$0,11 \pm 0,03$
$^{12}C, Q \geq 4$	$0,55 \pm 0,03$	$0,61 \pm 0,05$	$0,54 \pm 0,05$	$0,11 \pm 0,03$	$0,12 \pm 0,06$	$0,09 \pm 0,04$

ствия легких ядер), что проливает свет на механизм усиления угловой коллимации при переходе от адрон-ядерных к ядро-ядерным взаимодействиям - он обусловлен "увлечением" нуклонов мишени нуклонами снаряда. Развитие внутриядерного каскада (большие A_t), напротив, уменьшает коллимацию "вперед" за счет, по-видимому, механизма перерассеяния.

г) Распределения по $\cos \theta$ для g - и $\bar{b}$ -частиц не обнаруживают каких-либо "особенностей", могущих быть связанными с какими-либо коллективными явлениями.

§ 4.3. Относительные спектры.

Для изучения зависимостей дифференциальных множественностей различных типов вторичных частиц от A_p и A_t (а также n_{int}) удобно рассматривать "нормированные" спектры, т.е. отношения одностичных спектров вида

$$z(\eta) = \rho_2(\eta) / \rho_1(\eta), \quad (20)$$

где $\rho(\eta)$ одностичные плотности в сравниваемых ансамблях. На рис.24 приведены относительные спектры при разных A_p (и фиксированных A_t), на рис.25 - $z(\eta)$ при разных A_t (и фиксированных A_p), наконец на рис.26 показан пример зависимости от η показателя степени $\Delta(\eta)$ в степенной параметризации вида

$$\rho(\eta) = (1/6_{int}) (d\sigma/d\eta) \sim A_t^{\Delta(\eta)} \quad (21)$$

полученный по данным рис.25.

Приведенные данные позволяют сделать следующие выводы:

I. При увеличении массового числа ядра-снаряда - A_p отношения дифференциальных множественностей существенно зависят от η - именно: они тем больше, чем больше η . В результате инклюзивное η -распределение оказывается сдвинутым в область больших η .

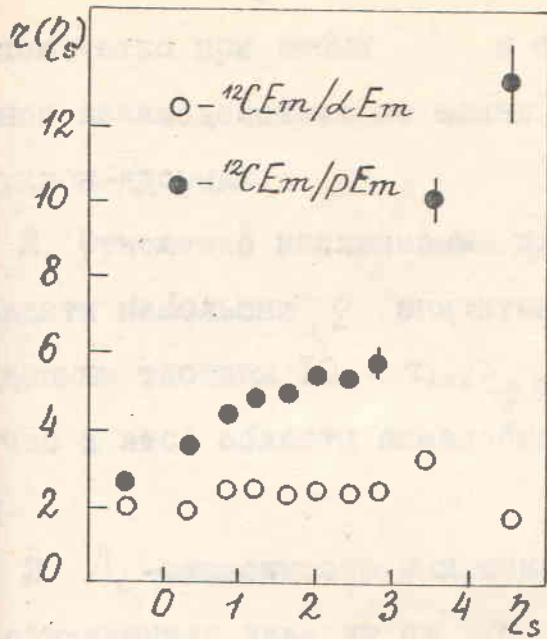


Рис.24. Отношения одночастичных спектров релятивистских частиц при разных A_ρ и фиксированных A_t .

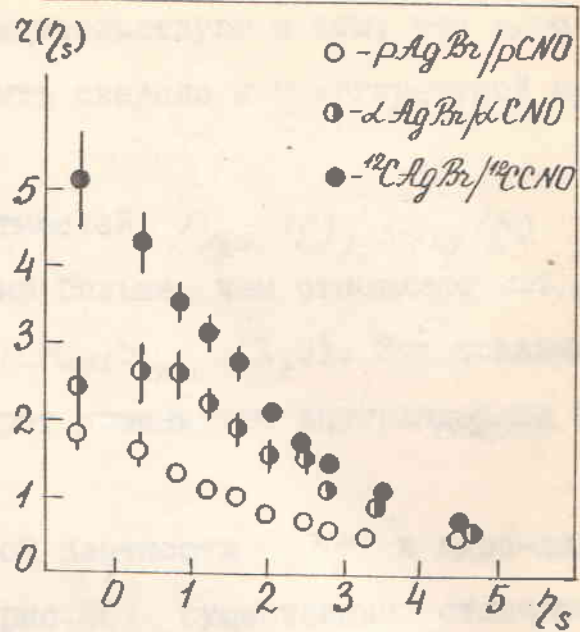


Рис.25. Отношения одночастичных спектров релятивистских частиц при разных A_t и фиксированных A_ρ .

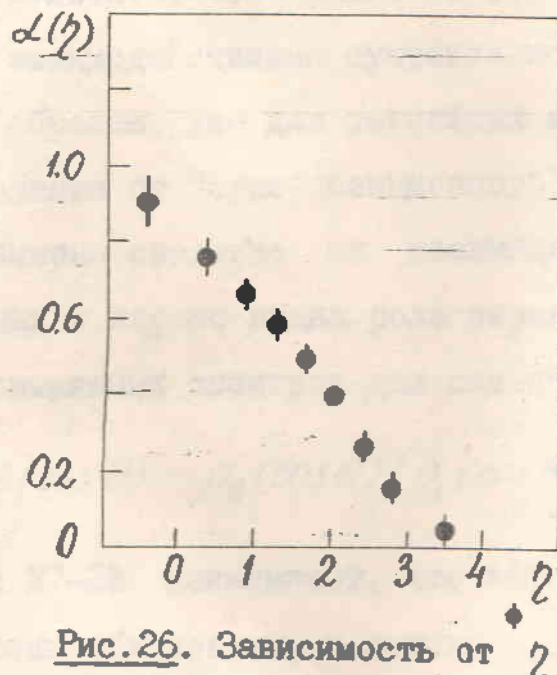


Рис.26. Зависимость от η показателя степени α в параметризации (21).

см. табл. I3) по сравнению с p - E_m взаимодействиями. Этот сдвиг выражен четко при любых A_t и свидетельствует о том, что ядро-ядерное взаимодействие не может быть сведено к некогерентной сумме нуклон-ядерных.

2. Отношение инклюзивных плотностей $\rho_{AgBr}(\eta) / \rho_{CNO}(\eta)$ в области небольших η значительно больше, чем отношение $\langle n_{int} \rangle$ по данным таблицы IO $\langle n_{int} \rangle_{AgBr} / \langle n_{int} \rangle_{CNO} \approx 1,9$. Это доказывает, что в этой области псевдобыстрот доминирует внутриядерный каскад.

3. A_t -зависимость инклюзивной плотности $\rho(\eta)$ в ядро-ядерных соударениях зависит от η (рис. 26) существенно отличным, в сравнении с адрон-ядерными соударениями, образом. При больших η показатель степени в (21) $\approx -0,2$. При уменьшении η он монотонно возрастает и при $\eta < 1$ достигает больших значений $\sim 0,7 - 0,9$, что существенно больше, чем для адрон-ядерных взаимодействий, где $\lambda \sim 1/3$.

4. Интересно отметить, что различие в η -спектрах между C - E_m и p - E_m взаимодействиями существенно больше, чем ^{12}C - E_m и α - E_m . Таким образом, уже для легчайших ядер-снарядов налицо существенное отклонение от "суперпозиционного" принципа: уже для α -частиц неправомерно сведение их взаимодействий с ядрами к сумме нуклон-ядерных и хорошо видна роль экранировок.

Примеры относительных спектров для сильноионизирующих частиц:

$$\eta(\cos \theta) = \rho_2(\cos \theta) / \rho_1(\cos \theta), \quad (22)$$

приведенные на рис. 27-28 показывают, что эффект усиления угловой коллимации g -частиц обусловлен, в основном, соударениями с тяжелыми ядрами и событиями с малыми θ (центральные взаимодействия). Именно в этих событиях число нуклонов на "пути" первичного ядра наиболее велико.

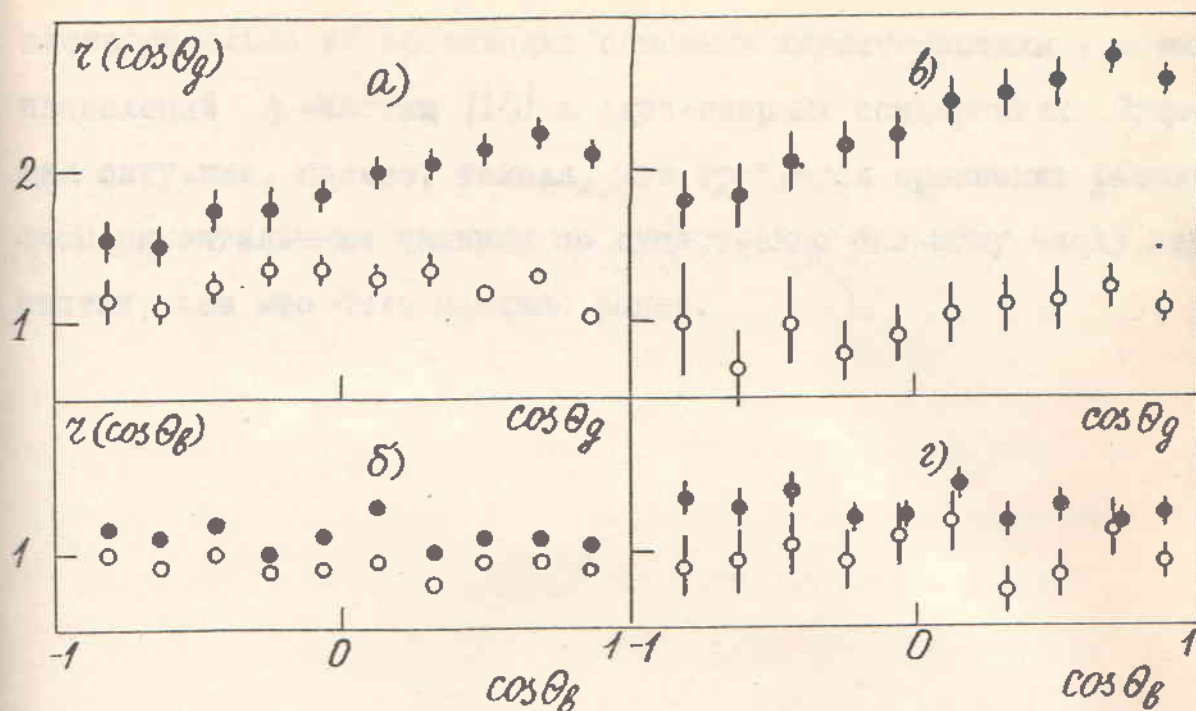


Рис. 27. Относительные спектры g - и ν -частиц для ансамблей: $^{12}\text{C-Em} / \text{L-Em}$ ($^{\circ}$) и $^{12}\text{C-Em} / \text{p-Em}$ ($\bullet$) - (а, б); $^{12}\text{C-CNO} / \text{p-CNO}$ ($^{\circ}$) и $^{12}\text{C-AgBr} / \text{p-AgBr}$ ($\bullet$) - (в, г).

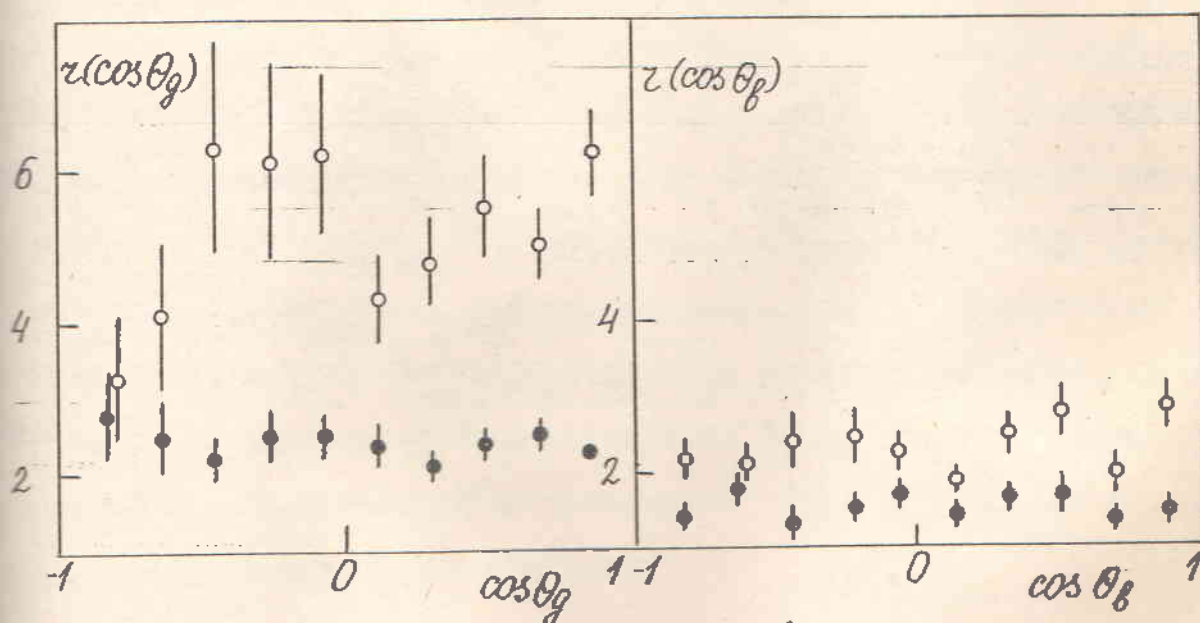


Рис. 28. Относительные спектры g - и ν -частиц для ансамблей $^{12}\text{C-AgBr}$ взаимодействий с различными Q : $(Q = 0, 1) / Q \geq 4$ ($^{\circ}$) и $(Q = 0, 1) / (Q = 2, 3)$ ($\bullet$).

В заключение отметим, что модель внутриядерного каскада удовлетворительно воспроизводит основные характеристики угловых распределений h -частиц [16] в ядро-ядерных соударениях. Существующая ситуация, однако, такова, что требуется сравнение расчетов с экспериментальными данными по существенно большему числу характеристик, чем это было сделано ранее.

Глава У

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Слабая чувствительность множественностей и одночастичных спектров к выбору между различными теоретическими подходами к проблеме множественного рождения частиц стимулирует исследование более тонких характеристик акта взаимодействия для проверки этих подходов. В последние годы заметно вырос интерес к исследованиям многочастичных (корреляционных) характеристик, анализ которых в адрон-ядерных (hA) взаимодействиях показал их большую перспективность для выяснения механизма столкновений с ядрами.

Имеющиеся данные по корреляционным характеристикам, в основном, относятся к адрон-нуклонным и адрон-ядерным взаимодействиям при высоких энергиях, что же касается ядро-ядерных взаимодействий, то здесь исследования корреляционных явлений немногочисленны [51, 57, 60].

В данной главе рассматриваются результаты, полученные при систематическом изучении корреляционных связей между вторичными частицами из взаимодействий ядер углерода с ядрами фотоэмульсии вдоль "продольной" оси столкновения (между псевдобистротами, полярными углами вылета) и в поперечной плоскости (между азимутальными углами). Напомним, что корреляции между непрореагировавшими фрагментами ядра-снаряда были рассмотрены нами в главе II. В данном разделе изучаются корреляции среди сильноионизирующих h - (фрагментов ядра-мишени) и "рожденных" (S -) частиц, а также между частицами разного "происхождения".

§ 5.1. Используемые характеристики корреляций.

Для изучения корреляций между углами вылета (θ) различных типов вторичных частиц из $^{12}C-E_m$ взаимодействий мы использова-

ли аппарат двухчастичных корреляционных функций. Применение этого аппарата к адрон-нуклонным взаимодействиям показало, что эти функции чувствительны к так называемым "коротким" корреляциям по быстрой [61] (т.е. к корреляциям между частицами с близкими значениями быстрой), что, в свою очередь, привело к идее их использования для поиска ядерных ударных волн (ЯУВ) при столкновениях релятивистских ядер [62]. Действительно, модели ЯУВ [63-65] предполагают преимущественное испускание частиц в направлении перпендикулярном поверхности конуса Маха, это с необходимостью приводит к "коротким", по угловым переменным, корреляциям между ними.

Двухчастичные корреляционные функции:

$$C_2(z_1, z_2) = \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d^2\sigma}{dz_1 dz_2} - \frac{1}{\sigma_{in}^2} \frac{d\sigma}{dz_1} \frac{d\sigma}{dz_2} \quad (23)$$

и

$$R_2(z_1, z_2) = \sigma_{in} \frac{d^2\sigma}{dz_1 dz_2} \left/ \frac{d\sigma}{dz_1} \frac{d\sigma}{dz_2} \right. - 1 \quad (24)$$

($\sigma_{in}^{-1} (d\sigma/dz) \approx N_{36}^{-1} (\Delta n / \Delta z)$, $\sigma_{in}^{-1} (d^2\sigma / dz_1 dz_2) \approx N_{36}^{-1} (\Delta n_{12} / \Delta z_1 \Delta z_2)$),

N_{36} - число звезд в ансамбле, Δn - число частиц в интервале Δz , Δn_{12} - число пар частиц с переменными z_1 , в интервале Δz_1 и z_2 - в Δz_2 ; таким образом, σ_{in} - сечение ядро-ядерного соударения с рождением заряженных частиц ($\sigma_{in} = \sigma_{prod}$)

вычислялись в полном наборе $^{12}\text{C}-Em$ взаимодействий и в различных группах звезд для сильноионизирующих и релятивистских вторичных частиц. В качестве переменной z в (23), (24) использовались: для сильноионизирующих частиц $\cos \theta$, для S -частиц $\ln \text{ctg } \theta/2$ (псевдобыстрота).

Как было показано в [61, 66], корреляционные функции C_2 и R_2 чувствительны не только к корреляциям частиц из одного акта взаимодействия, исследуемым в данном разделе, но и к степени неоднородности событий, входящих в состав изучаемого ансамбля соударе-

ний. Неоднородность рассматриваемого ансамбля столкновений (наличие спектра множественностей, зависимость одночастичных спектров $d\delta/dx$ от множественности, распределения по прицельным параметрам и т.д.) приводит к сильным псевдокорреляциям ($C_2, R_2 \neq 0$). Чтобы учесть псевдокорреляции мы для каждого изучаемого ансамбля событий генерировали по методу Монте-Карло соответствующие ансамбли "случайных звезд" согласно модели независимого испускания частиц (IEM), в которой [45,57,62,67]:

1. Частицы вылетают независимо ("выключен" закон сохранения, корреляции между частицами из одного акта соударения отсутствуют).

2. Распределения по множественности изучаемых частиц в точности воспроизводят экспериментальные.

3. Одночастичные распределения $d\delta/dx$ в точности воспроизводят экспериментальные при каждой фиксированной множественности.

Так как массы сталкивающихся ядер неизвестны, то IEM дает максимум информации о псевдокорреляциях, не опираясь на какой-либо конкретный механизм ядро-ядерного соударения.

Очевидный недостаток IEM - неучет тривиальных кинематических корреляций (прежде всего законов сохранения). Однако, как было показано в [68] учет законов сохранения незначительно влияет на величины функций C_2 и R_2 . Поэтому мы ограничимся сравнением экспериментальных данных с расчетами по IEM .

Перейдем к корреляциям в поперечной плоскости соударения. Напомним, что корреляционный анализ, в принципе, способен сделать выбор между двумя классами теоретических подходов, рассматривая ли ядро-ядерное взаимодействие либо как коллективное, либо как сумму независимых субсоударений. В первом случае корреляции между вторичными частицами должны быть близкими к наблюдаемым в элементарном акте при близких множественностях этих частиц, во втором

- корреляции должны быть значительно слабее, чем в соответствующих адрон-нуклонных или адрон-ядерных взаимодействиях.

Для исследования корреляций между азимутальными углами вылета вторичных частиц мы будем использовать:

а) те же простые характеристики - функции азимутальных углов вторичных частиц, что и в главе II при анализе азимутальных корреляций между фрагментами ядра-снаряда: A , B , $\langle \alpha \rangle$ и $\langle \beta \rangle$ (см. главу II формулы (5) - (8)).

б) распределение и среднее значение угла между направлениями преимущественного испускания двух групп частиц из одного события в поперечной плоскости (угла между суммарными векторами, составленными из единичных векторов, направленных по поперечным импульсам каждой частицы обеих групп) [33]:

$$\begin{aligned} \Phi_{ke} &= \arccos \left\{ (a_k a_e + b_k b_e) \cdot [(a_k^2 + b_k^2)(a_e^2 + b_e^2)]^{-1/2} \right\} \\ (a_k &= \sum_i \cos \varphi_i; \quad b_k = \sum_i \sin \varphi_i; \quad a_e = \sum_j \cos \varphi_j; \quad b_e = \sum_j \sin \varphi_j; \\ i &= 1, 2, \dots, n_k; \quad j = 1, 2, \dots, n_e; \\ n_k, n_e &\geq 1). \end{aligned} \quad (25)$$

Некоторые необходимые сведения о свойствах величин A , B , $\langle \alpha \rangle$ и $\langle \beta \rangle$ содержатся в главе II, здесь укажем только, что при независимости вылета частиц и азимутальной изотропии (т.е. например, в IEM) ожидаемые значения (математические ожидания) величин Φ_{ke} и $\langle \Phi_{ke} \rangle = \sum \Phi_{ke} / N$ (где N - число событий в рассматриваемом ансамбле) равны $\pi/2$ (поэтому далее рассматриваются разности $\langle \Phi_{ke} \rangle - \pi/2$); распределение по Φ_{ke} - равномерно в $[0, \pi]$ [33].

В дальнейшем мы будем различать "внутригрупповые" корреляции (между частицами одного типа) и "междугрупповые" корреляции (например, между S - и g -частицами или S - и b -частицами или S -

частицами из разных интервалов псевдобыстрот и т.д.). Коэффициенты A и B могут характеризовать и те, и другие корреляции, угол $\langle \phi_{kl} \rangle$ определяет только междугрупповые эффекты.

Как было показано в [69-71], если частицы принадлежат группе, рождение которой "управляется" свойствами интеграла состояний с поперечной частью вида (модель цилиндрического фазового объема (CPS)):

$$\alpha \delta^{(n)} / \alpha \vec{P}_{11} \dots \alpha \vec{P}_{1n} = \prod_{i=1}^n \Phi(\vec{P}_{1i}) \delta^2(\sum_{i=1}^n \vec{P}_{1i}) \quad (26)$$

(n - полное число частиц в группе, $\Phi(\vec{P}_{1i})$ - "обрезающая" функция, учитывающая свойство ограниченности поперечных импульсов при множественном рождении), математические ожидания величин, используемых для анализа внутригрупповых корреляций в модели CPS равны:

$$M(A) = (8/3\pi) \langle n_k(n_k-1)/(n-1) \rangle / \langle n_k(n_k-1) \rangle, \quad (27)$$

$$M(B) = (2/\pi) \langle n_k(n_k-1)/(n-1)^2 \rangle / \langle n_k(n_k-1) \rangle, \quad (28)$$

$$M(\langle \alpha \rangle) = -(2/3) \langle \sqrt{n_k(n_k-1)} (n-1)^{-1} \rangle, \quad (29)$$

$$M(\langle \beta \rangle) = (1/2) \langle \sqrt{n_k(n_k-1)} (n-1)^{-2} \rangle. \quad (30)$$

Здесь усреднение ($\langle \dots \rangle$) производится по событиям с $n_k \geq 2$. Формулы (27) - (30) соответствуют выбору наблюдаемой плотности распределения поперечных импульсов в виде $\rho(\vec{P}_1) \sim e^{-\alpha P_1}$, если не использовать другие аппроксимации $\rho(\vec{P}_1)$, то значения (27) - (30) изменяются несущественно [69].

Как следует из (27) - (30) действие закона сохранения энергии-импульса в CPS приводит к появлению азимутальных корреляций кинематического типа, исчезающих при конечных n .

§ 5.2. Корреляции между сильноионизирующими частицами.

Рассмотрим, с помощью корреляционных функций (23) - (24), двухчастичные корреляции для сильноионизирующих (g и b) частиц. Как известно, корреляторы C_2 и R_2 могут быть использованы для поиска "коротких" корреляций, т.е., в данном случае, для обнаружения преимущественного направления вылета сильноионизирующих частиц с близкими значениями угла θ . В качестве аргумента в (23), (24) для g - и b -частиц удобно выбрать $x = \cos \theta$. Для учета псевдокорреляций, обусловленных различиями в одночастичных спектрах и наличием распределения по множественности, мы вычисляли значения корреляторов C_2 и R_2 для g - и b -частиц по модели независимого испускания.

На рис. 29, 30 показаны значения C_2 и R_2 для сильноионизирующих частиц из $^{12}C-E_m$ соударений в сравнении с рассчитанными по IEM . На рис. 31, 32 приведены примеры сравнения экспериментальных и расчетных значений C_2 и R_2 для g - и b -частиц из различных подансамблей соударений ядер углерода с ядрами фотоэмульсии. Аналогичные показанным на рис. 29-32 результаты получены и при других значениях аргументов x_1 и x_2 и в любых подгруппах изучаемых взаимодействий. Видно, что корреляционные функции C_2 и R_2 не противоречат, в пределах ошибок, предположению о независимости испускания сильноионизирующих частиц. Таким образом, как и в работах [45, 57, 62, 67] для других налетающих ядер и других энергий, в углерод-ядерных соударениях при энергии 4,5 ГэВ/нуклон не обнаруживается корреляций между углами вылета сильноионизирующих частиц; в частности, какой-либо тенденции к преимущественному испусканию фрагментов ядра-мишени под определенным углом θ , ожидавшейся при реализации механизма образования ядерных ударных волн. Разумеется, не исключено, что этот механизм реализуется с

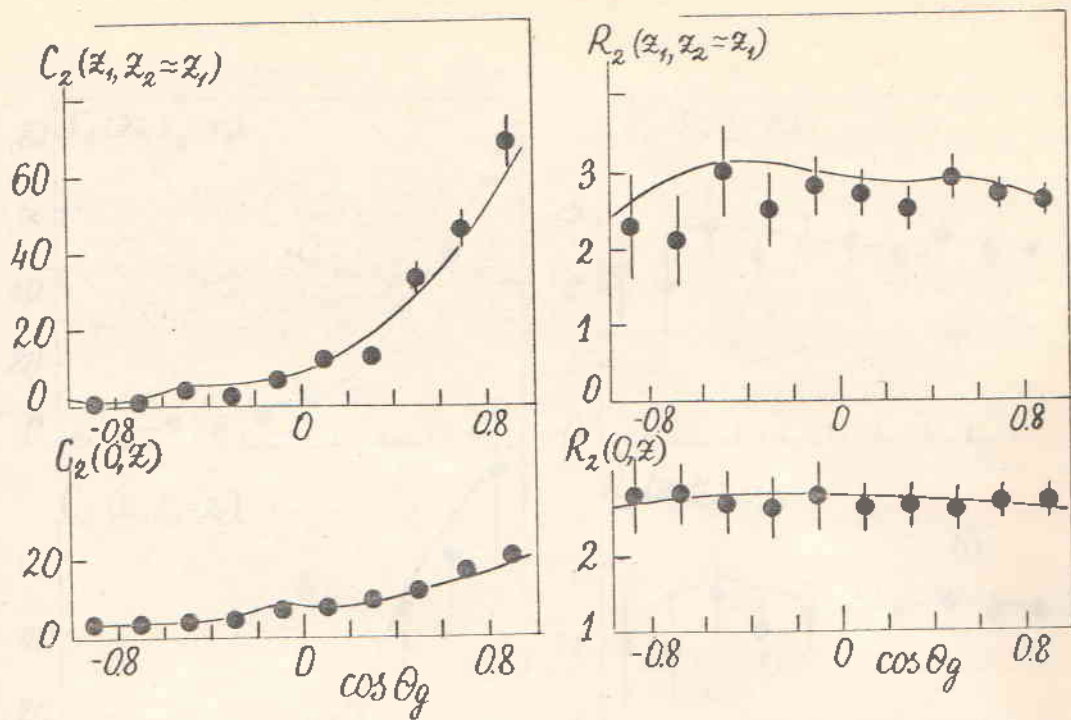


Рис. 29. Корреляционные функции C_2 и R_2 для g -частиц из $^{12}\text{C}-E_m$ соударений. Кривые - расчет по IEM.

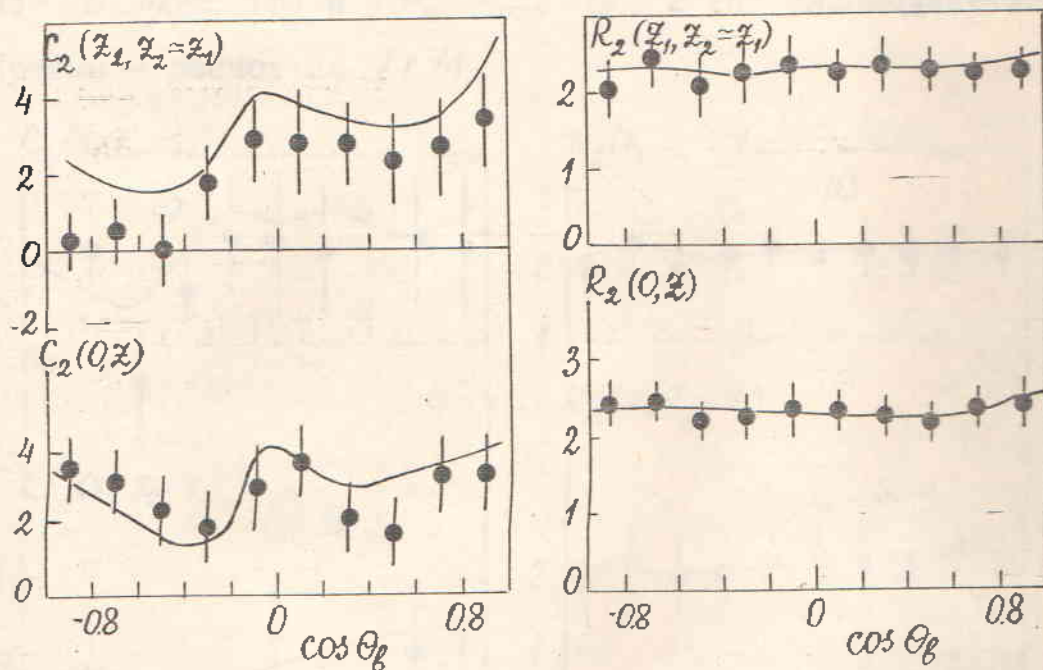


Рис. 30. То же, что на рис. 29, для b -частиц.

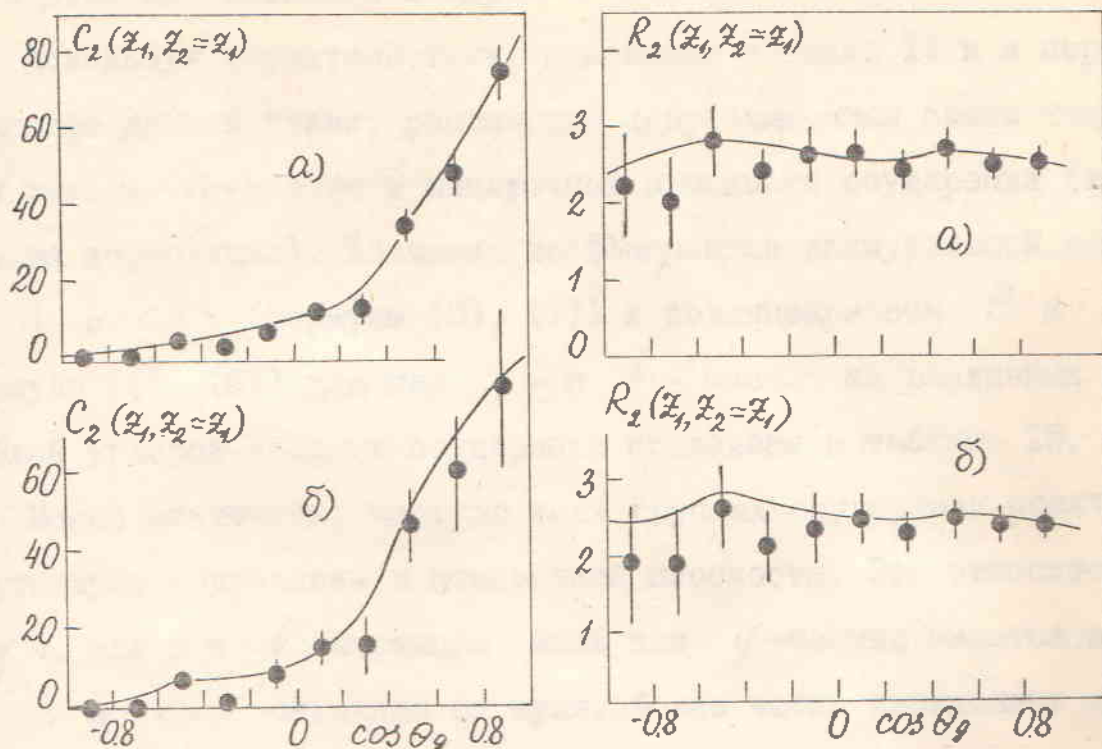


Рис.31. Корреляционные функции C_2 и R_2 для g -частиц из $^{12}\text{C-AgBr}$ (а) и $^{12}\text{C-Em}$, $Q < 2$ (б) взаимодействий. Кривые - расчет по IEM.

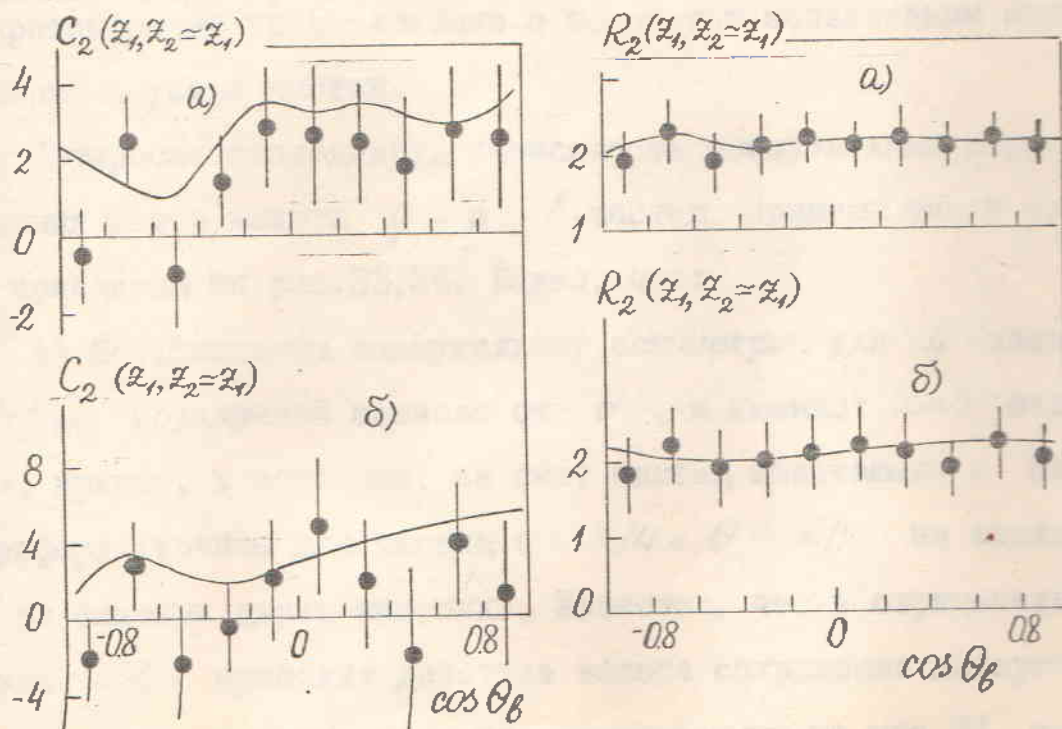


Рис.32. То же, что на рис.31 - для b -частиц.

малым сечением, либо конус Маха существенно размыт из-за фермиевского движения нуклонов в ядре.

Используя характеристики, описанные в главе II и в первом параграфе данной главы, рассмотрим корреляционные связи между углами вылета h -частиц в поперечной плоскости соударения (азимутальные корреляции). Значения коэффициентов азимутальной асимметрии A и $\langle \alpha \rangle$ (формулы (5), (7)) и коллинеарности B и $\langle \beta \rangle$ (формулы (6), (8)) для пар g - и v -частиц из различных подансамблей углерод-ядерных соударений приведены в таблице 15.

Можно заключить, что: во всех группах соударений практически отсутствуют корреляции в поперечной плоскости. Это относится как к g -, так и к v -частицам. Лишь для g -частиц имеются значения A и $\langle \alpha \rangle$ отличные от нуля, более четко выраженные для $^{12}\text{C-CNO}$ соударений. Эти корреляции, конечно, кинематического характера (т.е. обусловлены действием закона сохранения поперечного импульса) однако их появление для g -частиц не лишено интереса, т.к. противоречит предположению о полностью независимом испускании сильноионизирующих частиц.

Интересно исследовать зависимость азимутальных корреляций от полярных углов вылета g - и v -частиц. Примеры таких зависимостей приведены на рис.33,34. Видно, что:

а) Коэффициенты азимутальной асимметрии для g -частиц из $^{12}\text{C-Em}$ соударений зависят от θ , а именно: $\langle \alpha \rangle$ отличен от нуля, причем, в основном, за счет частиц вылетающих в переднюю полусферу (точнее для частиц с $\pi/4 < \theta < \pi/2$ из взаимодействия на тяжелых ядрах-мишенях). Известно, что к отрицательным значениям $\langle \alpha \rangle$ приводит действие закона сохранения поперечного импульса, но, как видно из данных приведенных на рис.33, это влияние ощутимо только в ограниченной области углов вылета частиц.

Таблица 15

Ансамбль	Тип h - час- тицы	A	$\langle \alpha \rangle$	B	$\langle \beta \rangle$
$^{12}\text{C}-E_m$	g	$0,01 \pm 0,01$	$-0,14 \pm 0,04$	$0,00 \pm 0,01$	$0,07 \pm 0,04$
	b	$0,00 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,04$	$0,00 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,04$
$^{12}\text{C}-CNO$	g	$0,08 \pm 0,03$	$-0,17 \pm 0,06$	$0,01 \pm 0,03$	$-0,02 \pm 0,06$
	b	$0,02 \pm 0,03$	$-0,05 \pm 0,06$	$-0,01 \pm 0,03$	$-0,03 \pm 0,05$
$^{12}\text{C}-AgBr$	g	$0,01 \pm 0,01$	$-0,14 \pm 0,04$	$0,00 \pm 0,01$	$0,08 \pm 0,04$
	b	$0,00 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,04$	$0,00 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,04$
$^{12}\text{C}-E_m,$ $Q < 2$	g	$0,01 \pm 0,01$	$-0,18 \pm 0,06$	$-0,01 \pm 0,01$	$-0,02 \pm 0,06$
	b	$-0,01 \pm 0,01$	$0,07 \pm 0,07$	$0,00 \pm 0,01$	$0,00 \pm 0,06$
$^{12}\text{C}-E_m,$ $Q = 2 \div 4$	g	$0,01 \pm 0,01$	$-0,12 \pm 0,06$	$0,03 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,07$
	b	$0,02 \pm 0,01$	$-0,06 \pm 0,06$	$0,00 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,06$
$^{12}\text{C}-E_m,$ $Q > 4$	g	$0,06 \pm 0,04$	$-0,12 \pm 0,09$	$0,07 \pm 0,04$	$0,06 \pm 0,10$
	b	$-0,05 \pm 0,03$	$0,08 \pm 0,08$	$0,01 \pm 0,03$	$0,00 \pm 0,07$
$^{12}\text{C}-E_m,$ $n_h > 20$	g	$0,01 \pm 0,01$	$-0,07 \pm 0,07$	$-0,01 \pm 0,01$	$-0,01 \pm 0,07$
	b	$0,00 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,07$	$0,00 \pm 0,01$	$-0,06 \pm 0,07$

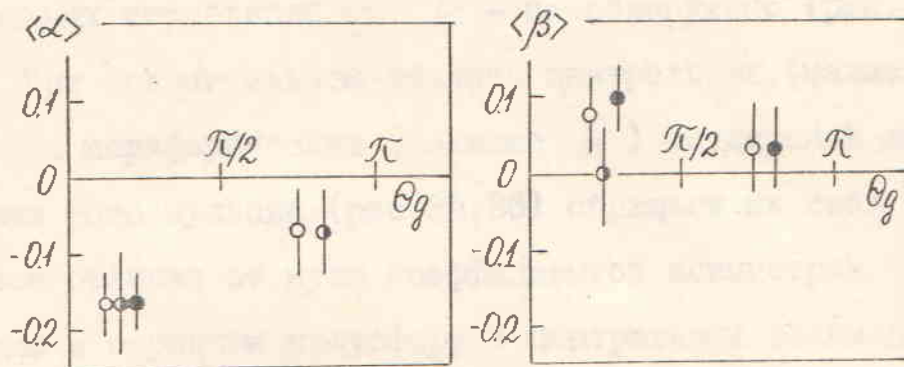


Рис.33. Зависимость коэффициента азимутальной асимметрии $\langle \alpha \rangle$ и коэффициента коллинеарности $\langle \beta \rangle$ от полярного угла g -частицы в $^{12}\text{C-Em}$ ($\circ$), $^{12}\text{C-CNO}$ ($\odot$) и $^{12}\text{C-AgBr}$ ($\bullet$) взаимодействиях.

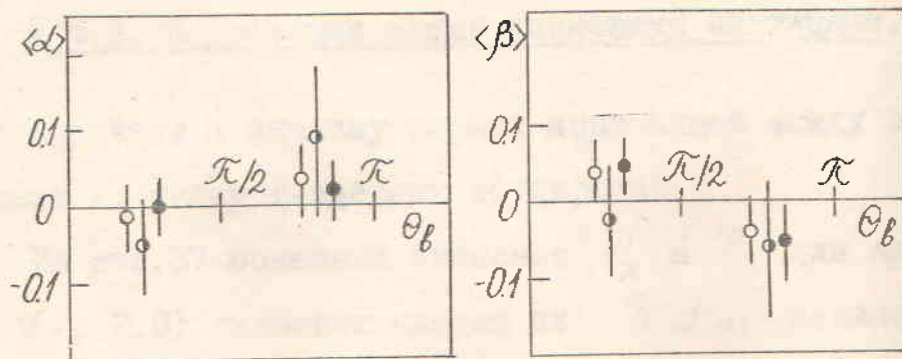


Рис.34. То же, что на рис.33 - для b -частиц.

б) Для h -частиц значения $\langle \beta \rangle$ не зависят от Q и всюду равны нулю (рис. 33, 34), что не противоречит предположению о независимости испускания частиц в поперечной плоскости.

в) Для b -частиц какой-либо зависимости характеристик азимутальных корреляций от Q - не обнаружено (рис. 34).

При сравнительном анализе центральных (малые Q , большие n_h) и периферических (большие Q) соударений ядер углерода с ядрами фотоэмульсии (рис. 35, 36) обращает на себя внимание существенное отличие от нуля коэффициентов асимметрии g -частиц, вылетающих в переднюю полусферу в центральных взаимодействиях и коэффициентов коллинеарности b -частиц, вылетающих в заднюю полусферу в том же классе соударений. Оба эти факта, по-видимому, нельзя объяснить кинематическими корреляциями. Как известно, действие законов сохранения наиболее заметно именно в центральных соударениях.

§ 5.3. Корреляции между ливневыми частицами.

Перейдем к анализу парных корреляций между ливневыми (S) частицами из углерод-ядерных соударений.

На рис. 37 показаны значения C_2 и R_2 для аргументов $x_2 = x_1$ и $(x_1, 2.0)$ ливневых частиц из $^{12}\text{C}-E_m$ взаимодействий. В качестве аргумента корреляторов мы взяли $x = \ln \text{ctg}(\theta/2)$. На этом же рисунке приведены значения C_2 и R_2 , вычисленные по модели независимого испускания частиц. Видно, что и для S -частиц не обнаруживается какого-либо превышения экспериментальных значений C_2 (R_2) над расчетными. Совершенно аналогичный результат получен и для других групп ^{12}C -ядро соударений (не проиллюстрировано).

Экспериментальные данные по внутригрупповым азимутальным корреляциям между S -частицами из углерод-ядерных взаимодействий,

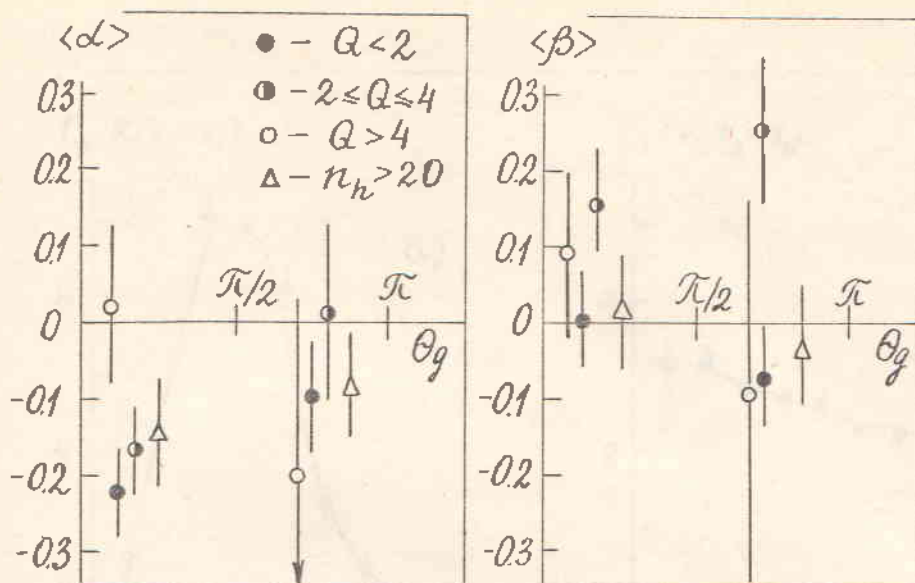


Рис.35. Зависимость коэффициента азимутальной асимметрии $\langle \alpha \rangle$ и коэффициента коллинеарности $\langle \beta \rangle$ от полярного угла θ_g -частицы в некоторых подансамблях $^{12}\text{C}-E_m$ соударений.

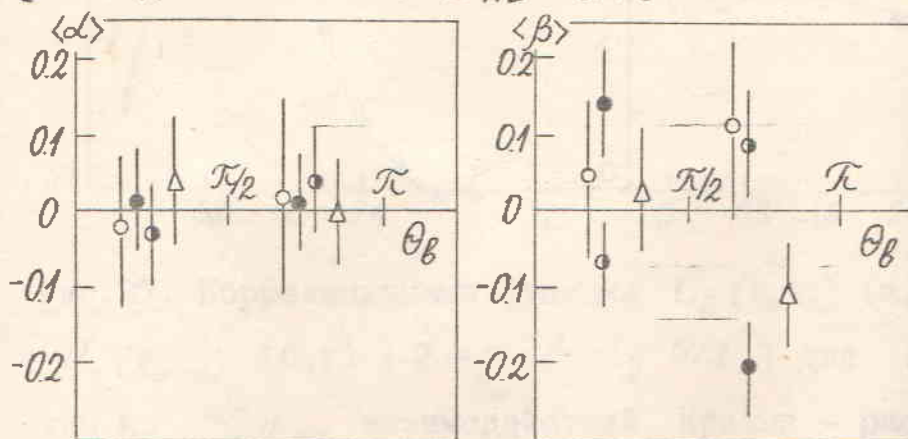


Рис.36. То же, что на рис.35 - для b -частиц.

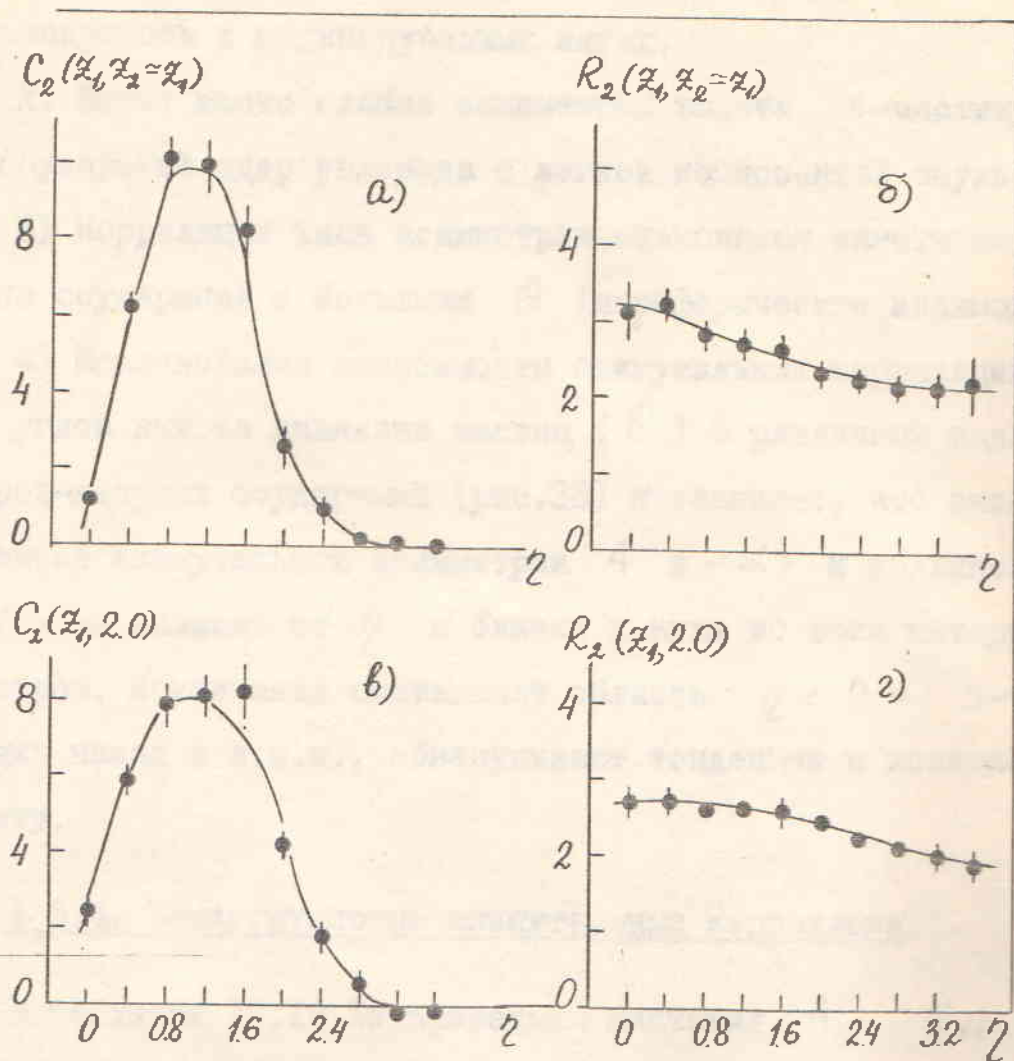


Рис. 37. Корреляционные функции $C_2(z_1, z_2)$ (а, в) и $R_2(z_1, z_2)$ (б, г) ($z = \eta = \ln \cot \theta/2$) для S-частиц из $^{12}\text{C}-E_m$ взаимодействий. Кривые - расчет по IEM.

приведенные в таблице I6 свидетельствуют о следующем:

1) В $^{12}\text{C}-Em$ соударениях корреляции внутри группы S -частиц, в пределах ошибок, отсутствуют. Исключение составляет слабая коллинеарность в индивидуальных актах.

2) Имеет место слабая асимметрия вылета S -частиц в ансамбле соударений ядер углерода с легкой компонентой эмульсии (CNO).

3) Корреляции типа асимметрии становятся заметными и в подгруппе соударений с большими Q (периферические взаимодействия).

4) Исследование зависимости азимутальных корреляций от полярных углов вылета ливневых частиц (Q) в различных подансамблях углерод-ядерных соударений (рис.38) показывает, что значения коэффициентов азимутальной асимметрии A и $\langle \alpha \rangle$ и коллинеарности B и $\langle \beta \rangle$ не зависят от η и близки к нулю во всем интервале псевдобыстрот. Исключение составляет область $\eta < 0$ - S -частицы, летящие назад в л.с.к., обнаруживают тенденцию к коллинеарному разлету.

§ 5.4. Междугрупповые азимутальные корреляции.

В таблицах I7, I8, I9 приведены значения A_{ke} , B_{ke} и $\langle \Phi_{ke} \rangle - \frac{\pi}{2}$ (формулы (5), (6), (25)) для некоторых комбинаций групп частиц k и l , а на рис.39 - примеры Φ_{ke} -распределений. Анализ представленных данных показывает, что в $^{12}\text{C}-Em$ соударениях:

1. Фрагменты ядра-снаряда некоррелированы с другими частицами (ливневыми и сильноионизирующими) (табл. I7). Эта некоррелированность сохраняется для любых прицельных параметров и во всех группах ^{12}C -ядро эмульсионных взаимодействий. [70].

2. Имеют место четкие и обеспеченные корреляции между S - и h -частицами, эти частицы обнаруживают тенденцию быть испущенными в разные стороны в поперечной плоскости соударения (табл. I9, рис.39в).

Таблица I6

Группа событий	A	$\langle \alpha \rangle$	B	$\langle \beta \rangle$
$^{12}\text{C}-\text{CNO}$	$0,04 \pm 0,01$	$-0,27 \pm 0,03$	$0,01 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,04$
$^{12}\text{C}-\text{AgBr}$	$-0,01 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,03$	$0,01 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,03$
$^{12}\text{C}-\text{Em}$	$0,00 \pm 0,00$	$-0,07 \pm 0,03$	$0,01 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,03$
$^{12}\text{C}-\text{Em}, Q > 4$	$0,07 \pm 0,02$	$-0,24 \pm 0,05$	$0,01 \pm 0,02$	$0,06 \pm 0,05$
$^{12}\text{C}-\text{Em}, Q = 2-4$	$0,01 \pm 0,01$	$-0,10 \pm 0,05$	$0,01 \pm 0,01$	$0,10 \pm 0,05$
$^{12}\text{C}-\text{Em}, Q < 2$	$-0,01 \pm 0,01$	$-0,08 \pm 0,05$	$0,01 \pm 0,01$	$0,15 \pm 0,06$
$^{12}\text{C}-\text{Em}, n_k > 20$	$-0,01 \pm 0,01$	$0,15 \pm 0,06$	$0,01 \pm 0,01$	$0,15 \pm 0,07$

Таблица I7

Частица группы κ	Частица группы ℓ	$A_{\kappa\ell}$	$B_{\kappa\ell}$	$\langle \Phi_{\kappa\ell} \rangle - \frac{\pi}{2}$
Фрагменты ядра-снаряда	s	$0,00 \pm 0,01$	$-0,01 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,03$
	g	$-0,04 \pm 0,01$	$-0,02 \pm 0,01$	$0,05 \pm 0,04$
	b	$-0,02 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,01$	$0,09 \pm 0,04$
	h	$-0,03 \pm 0,01$	$-0,01 \pm 0,01$	$0,08 \pm 0,03$
s	g	$-0,05 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$	$0,25 \pm 0,04$
	b	$-0,02 \pm 0,01$	$0,00 \pm 0,01$	$0,18 \pm 0,03$
	h	$-0,02 \pm 0,01$	$0,00 \pm 0,01$	$0,28 \pm 0,03$
s	g, $\theta < \pi/2$	$-0,05 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,01$	$0,21 \pm 0,05$
	g, $\theta > \pi/2$	$-0,06 \pm 0,03$	$0,05 \pm 0,03$	$0,16 \pm 0,08$
s	b, $\theta < \pi/2$	$-0,02 \pm 0,01$	$0,00 \pm 0,01$	$0,15 \pm 0,03$
	b, $\theta > \pi/2$	$-0,03 \pm 0,01$	$-0,01 \pm 0,01$	$0,12 \pm 0,04$

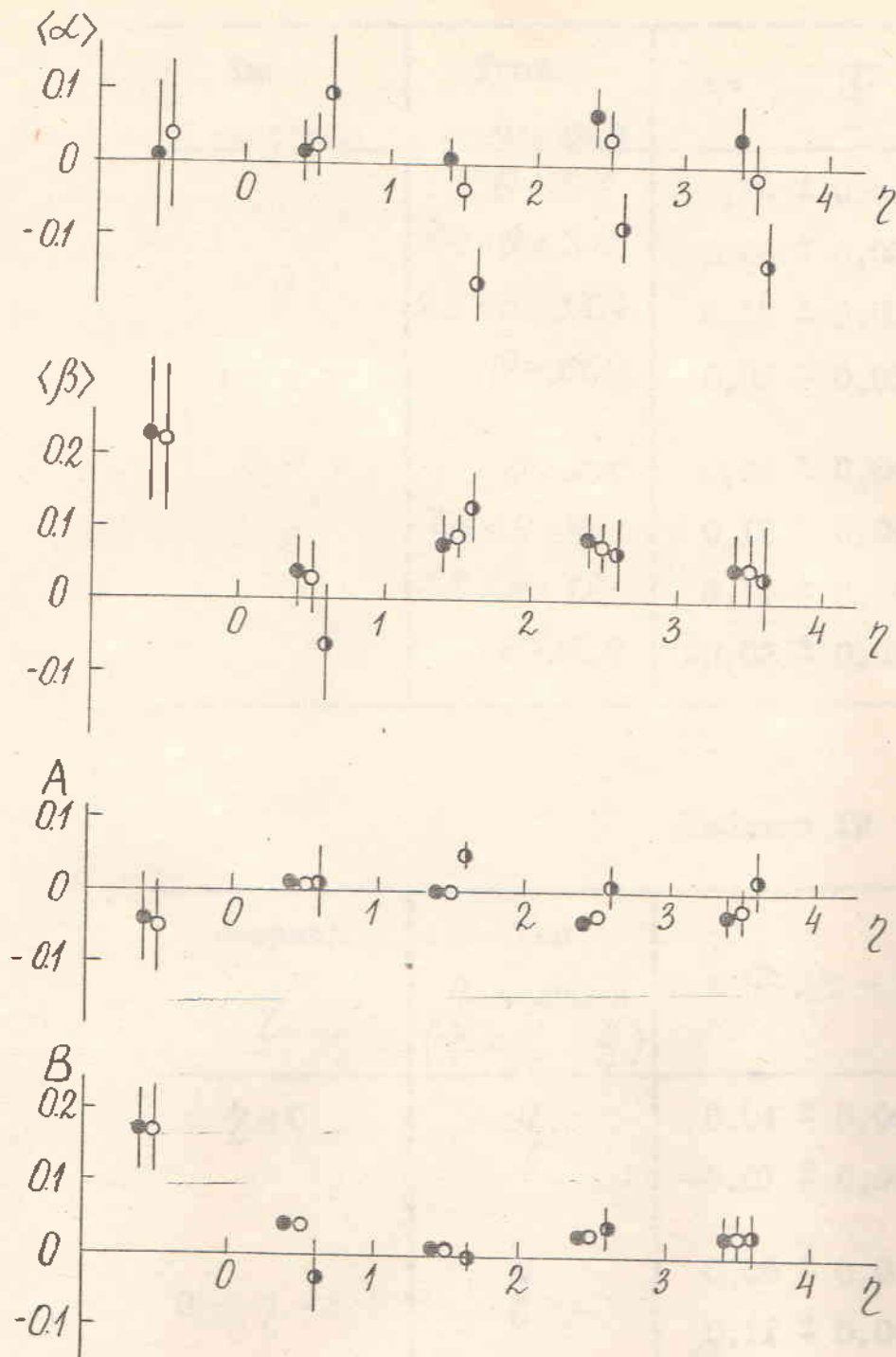


Рис.38. Зависимость характеристик азимутальных корреляций от ζ для S -частиц из $^{12}\text{C}-E_m$ ($\circ$), $^{12}\text{C}-CNO$ ($\bullet$) и $^{12}\text{C}-AgBr$ ($\bullet$) соударений.

Таблица 18

Тип h -частицы	Угол h -частицы	$\langle \Phi_{sh} \rangle - \frac{\pi}{2}$
g	$\theta < \pi/4$	$0,10 \pm 0,04$
	$\pi/4 < \theta < \pi/2$	$0,20 \pm 0,03$
	$\pi/2 < \theta < 3\pi/4$	$0,13 \pm 0,07$
	$\theta > 3\pi/4$	$-0,03 \pm 0,07$
b	$\theta < \pi/4$	$0,05 \pm 0,04$
	$\pi/4 < \theta < \pi/2$	$0,18 \pm 0,04$
	$\pi/2 < \theta < 3\pi/4$	$0,17 \pm 0,04$
	$\theta > 3\pi/4$	$-0,02 \pm 0,05$

Таблица 19

Интервал η	Тип h -частицы $(\frac{\pi}{4} < \theta_h < \frac{\pi}{2})$	$\langle \Phi_{sh} \rangle - \frac{\pi}{2}$
$\eta < 0$	g	$0,04 \pm 0,06$
	b	$-0,01 \pm 0,06$
$0 < \eta < 1$	g	$0,05 \pm 0,04$
	b	$0,11 \pm 0,04$
$1 < \eta < 2$	g	$0,22 \pm 0,04$
	b	$0,09 \pm 0,04$
$2 < \eta < 3$	g	$0,11 \pm 0,04$
	b	$0,07 \pm 0,04$
$3 < \eta < \eta_0$	g	$0,10 \pm 0,04$
	b	$0,15 \pm 0,04$

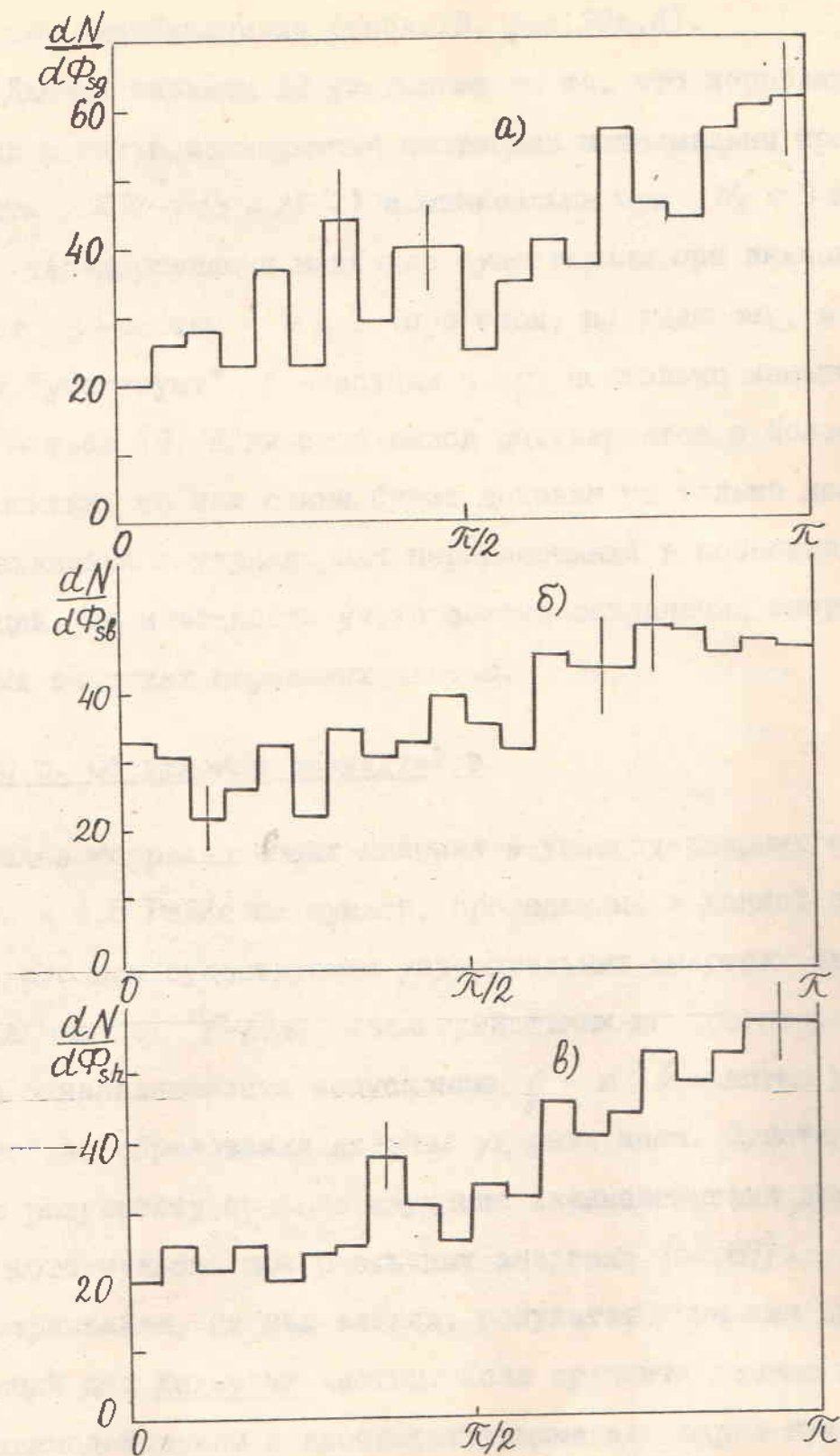


Рис.39. Распределения по Φ_{ke} для sg - (а), sb - (б) и sh - (в) комбинаций в $^{12}\text{C}-E_m$ соударениях.

3. Противоиспускание s - и h - частиц обусловлено как sg - так и sb - комбинациями (табл. I8, рис. 39а, б).

4. Данные таблицы I8 указывают на то, что корреляции между ливневыми и сильноионизирующими частицами максимальны при $\theta \sim \pi/2$ (в области $\pi/4 < \theta_h < 3\pi/4$) и минимальны при $\theta_h \sim 0$ и $\theta_h \sim \pi$.

5. sh - корреляции наиболее существенны при значениях псевдобыстрот s - частиц $\eta \leq 1$ (при этом, по-видимому, в sg - корреляциях "участвуют" s - частицы с η несколько меньшими, чем в sb -) - табл. I9. Если этот вывод подтвердится в более точных экспериментах, то тем самым будет доказан не только доминирующий вклад механизма внутриядерных перерассеяний в возникновение sh - корреляций, но и важность учета закона сохранения энергии при умеренных энергиях первичных частиц.

§ 5.5. Обсуждение результатов.

Анализ корреляционных явлений в углерод-ядерных соударениях при $\rho_0 = 4,5$ ГэВ/с на нуклон, проведенный в данной главе показывает, что при существующих ускорительных энергиях экспериментальные данные по $^{12}\text{C-Em}$ взаимодействиям не противоречат предположению о независимости испускания g - и b - частиц и противоречат гипотезе образования ядерных ударных волн. Отметим, что к такому же результату привело изучение взаимодействий других легких ядер в фотоэмульсии при различных энергиях [62, 67].

Нетривиален, на наш взгляд, результат изучения двухчастичных корреляций для ливневых частиц. Если сравнить данные по ядро-ядерным взаимодействиям с соответствующими для адрон-нуклонных (hN) или адрон-ядерных (hA) соударений при близких средних множественностях s - частиц, то, как было показано в работе [I8], корреляционные функции C_2 и R_2 в последних заметно превосходят рассчитанные по модели независимого испускания частиц в области со -

ответствующих $\langle n_s \rangle$. Т.е. в hN - (и hA -) соударениях существуют определенные корреляции между рожденными частицами. То обстоятельство, что эти корреляции отсутствуют (или значительно ослаблены) в изучаемых здесь углерод-ядерных взаимодействиях означает, что механизм рождения частиц в ядро-ядерных (при рассматриваемых энергиях) и адрон-нуклонных (и адрон-ядерных) взаимодействиях - отличаются, а соответствующие модели, предполагающие идентичность этих механизмов, - некорректны. С еще большей убедительностью об этом свидетельствуют результаты изучения корреляций в азимутальной плоскости соударения.

Как видно из данных, приведенных в таблице I6, азимутальные корреляции внутри группы рожденных частиц намного слабее, чем можно было бы ожидать при предположении, что испускание S -частиц происходит из "единого" распадающегося объекта (мы имеем в виду всего лишь систему, распад которой на вторичные частицы управляется законами сохранения). Отсюда следует, что применение к описанию ядро-ядерных взаимодействий, при достигнутых ускорительных энергиях, моделей чисто коллективного типа, отождествляющих в большинстве случаев ядро-ядерное взаимодействие с адрон-ядерным при большей эффективной энергии в с.ц.м., - нельзя считать оправданным.

Что касается изучения междугрупповых азимутальных корреляций, то здесь, на наш взгляд, наиболее интересный факт - противоиспускание ливневых и сильноионизирующих частиц, обусловленное как sg - так и sb - комбинациями (см. табл. I7 и рис. 39), которое наблюдалось также в других типах взаимодействий (ρ - Em [70], Δ - Em [60], ^{14}N - Em [50]). Прежде всего отметим, что этот эффект трудно согласовать с господствующим представлением о b -частицах как чисто испарительных. По-видимому, он указывает на существенный вклад предиспарительной фазы в формирование наиболее медлен -

ных частиц.

Корреляции типа противоиспускания s - и h -частиц могут возникнуть в рамках моделей суперпозиционного типа (например, каскадно-испарительной) вследствие тенденции к противоиспусканию требуемой законом сохранения поперечного импульса в элементарном субсоударении. При этом можно ожидать исчезновения (или ослабления) эффекта при рассмотрении h -частиц вылетающих в заднюю полусферу ($\theta_h > \pi/2$) в л.с.к.

Как видно из данных табл. I7 эффект sh -корреляций действительно ослабевает при переходе в область $\theta_h > \pi/2$.

Таким образом, из всего сказанного выше можно сделать вывод, что изучение корреляционных явлений в ядро-ядерных взаимодействиях при энергии несколько ГэВ на нуклон определенно исключает применение к ним моделей коллективного типа и указывает на механизм эйконоального типа с каскадом в низкоэнергичной области.

Данные настоящей работы указывают также на перспективность изучения корреляционных явлений для количественной проверки тех или иных теоретических подходов к проблеме рождения частиц и фрагментации ядер. К сожалению, в настоящее время какие-либо расчеты подобного рода практически отсутствуют; остается выразить надежду, что это упущение начнет в ближайшем будущем исчезать: все большее число физиков, занимающихся изучением ядро-ядерных взаимодействий, начинает понимать, что без детального рассмотрения корреляционных характеристик вряд-ли возможно построение реалистической картины этого весьма сложного многочастичного процесса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Краткое перечисление основных результатов проведенного исследования сводится к следующему.

1. Проведен систематический анализ широкого спектра характеристик взаимодействия ядер углерода с ядрами фотозмульсии при максимально доступной на сегодняшний день энергии ускоренных ядер, а также сравнение с соответствующими характеристиками протон-ядерных взаимодействий при той же энергии (на нуклон снаряда).

2. Исследование фрагментации релятивистских ядер-снарядов показывает, что относительные сечения фрагментации зависят от массы ядра-мишени, т.е. принцип факторизации сечений фрагментации, установленный ранее в "0°-экспериментах" для дифференциальных сечений, заметно нарушается для полных сечений.

3. Наличие нестатистического вклада больших $P_{\perp}$ и его зависимость от массы ядра-мишени, наличие поперечного движения и заметного углового момента у фрагментирующего осколка ядра-снаряда свидетельствуют о том, что ядро-мишень отнюдь не является пассивным "зрителем" процесса фрагментации снаряда и оказывает заметное влияние на этот процесс.

4. Анализ $P_{\perp}$ -распределений продуктов фрагментации остаточных ядер и отличие импульсных характеристик Δ -частиц из реакций дифракционной диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\Delta$ от таковых при "обычной" фрагментации ядра-снаряда свидетельствуют о наличии кинематических и динамических эффектов, искажающих импульсные распределения фрагментов. С одной стороны, данные настоящей работы отвергают концепцию пропорциональности наблюдаемых в эксперименте импульсных характеристик фрагментов соответствующим внутриядерным характеристикам нуклонов и нуклонных ассоциаций, но с другой стороны, по-видимому, указывают путь для корректного изучения внутриядерных ха-

рактистических нуклонов и нуклонных кластеров. Этот путь - отбор крайне периферических каналов фрагментации при эксклюзивном изучении фрагментационных процессов.

5. Анализ множественностей вторичных частиц (рожденных в ядро-ядерном взаимодействии и фрагментов ядра-мишени) свидетельствует о том, что модели суперпозиционного типа удовлетворительно описывают средние характеристики, но они непригодны при описании формы распределений по множественностям и корреляций между ними.

6. Исследование угловых распределений фрагментов ядра-мишени свидетельствует об отсутствии каких-либо особенностей в них, которые можно было бы связать с механизмом образования ядерных ударных волн. К такому же результату привело исследование корреляционных зависимостей между углами вылета сильноионизирующих частиц.

7. Изучение корреляционных характеристик ливневых частиц, рожденных в ядро-ядерном соударении и сравнение их с аналогичными характеристиками S -частиц из адрон-ядерных взаимодействий свидетельствует о различии механизмов рождения частиц в этих классах соударений, что еще раз подтверждает вывод о несводимости ядро-ядерного взаимодействия к простой сумме нуклон-нуклонных или нуклон-ядерных соударений.

8. Обнаружены корреляции между ливневыми и сильноионизирующими частицами в азимутальной плоскости, обладающие следующими свойствами: имеется тенденция к противонаиспусканию S - и h -частиц, обусловленная как sg - так и sb -комбинациями; эффект максимален при полярном угле h -частицы $\theta_h \sim \pi/2$. На наш взгляд, этот эффект можно объяснить коллинеарностью разлета частиц в элементарных субсоударениях с нуклонами ядра и с последующим перераспределением нуклонов отдачи.

9. Азимутальные эффекты внутри групп частиц в ядро-ядерных взаимодействиях значительно слабее таковых в адрон-нуклонных и ад-

рон-ядерных соударениях, что говорит о неприменимости к столкновениям ядер с ядрами моделей чисто коллективного типа, например гидродинамических, коллективной трубки и т.д.

Основные результаты проведенного исследования докладывались на: Конференции по физике высоких энергий (Токио, 1978); Научных сессиях Отделения ядерной физики АН СССР в 1978 и 1980-1983 гг; II Проблемном семинаре по предельной фрагментации ядер (ИГЭФ, 1982); Всесрзных проблемных семинарах по взаимодействиям адронов и ядер с ядрами (Ташкент, 1978 и 1981 гг), научных семинарах лаборатории релятивистской ядерной физики и НГМС по ядерной физике ИЯФ АН УзССР. Они опубликованы в работах [14,16,30,34,69,71,35,70].

В заключение автор выражает искреннюю благодарность научным руководителям член-корреспонденту АН УзССР, профессору У.Г.Гулямову за руководство и постоянное внимание к работе, доктору физико-математических наук, профессору Г.М.Чернову за помощь в процессе работы и при написании диссертации. Диссертант благодарен сотрудникам лаборатории высоких энергий и лаборатории релятивистской ядерной физики ФТИ и ИЯФ АН УзССР: д.ф.м.н. К.Г.Гуламову, к.ф.м.н. Л.П.Черновой, Л.Н.Свечниковой, Н.С.Скрипник, А.И.Бондаренко, Е.С.Басовой, Т.П.Трофимовой, м.н.с. У.А.Абдуразаковой; инженерам и лаборантам В.И.Захаровой, У.Тенглибаевой, Д.Джураевой за помощь в просмотре и обработке экспериментального материала.

Автор благодарен коллегам по БВДКИМТ-сотрудничеству за плодотворную совместную работу и помощь в наборе части экспериментального материала.

ЛИТЕРАТУРА

- I. Ставинский В.С. Предельная фрагментация ядер - кумулятивный эффект (эксперимент). - ЭЧАЯ, 1979, 10, №5, с.949-995.
2. Heckman H.H. High energy collisions of nuclei: experiments. - Berkeley, 1977. - 25 p (Prepr./Lawrence Berkeley Laboratory Univ. of California: LBL-7164)
3. Possibility of detecting density isomers in high-density nuclear Mach shock waves. / Hoffman J., Stöcker H., Heinz U. et al. - Phys. Rev. Lett., 1976, 36, N2, p88-91.
4. Банник В.П., Подгорецкий М.И. Метод ускоренного просмотра фотоземмельсий по следу. - ПТЭ, 1960, №3, с.36-37.
5. Балдин А.М., Гольданский В.И., Розенталь И.Л. Кинематика ядерных реакций. - М.: Физматгиз, 1959. - 296 с.
6. Барашенков В.С. Сечения взаимодействия элементарных частиц. - М.: Наука, 1966, - 531 с.
7. Determination of cross sections for ^{12}C -nucleus interactions at 4,5 GeV/c per incident nucleon momentum. / Aksinenko V.D., Anikina M. Kh., Buttsev V.S. et al. - Дубна, 1979 - 7с (Сообш. / Отдел ин-т ядерн. исслед. E1-12713)
8. Чернов Г.М. Угловые распределения вторичных частиц в столкновениях протонов высокой энергии с нуклонами и ядрами. - Дис. канд. физ.-мат. наук. - Ташкент, 1964. - 85 с.
9. Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Д. Исследование элементарных частиц фотографическим методом. - М.: ИИЛ, 1962. - 420 с.
10. Воинов В.Г., Часников И.Я. Многократное рассеяние частиц в ядерных фотоземмельсиях. - Алма-Ата: Наука, 1969. - 131 с.
- II. Fragmentation of accelerated 2,1 GeV/nucleon ^{12}C , ^{14}N and ^{16}O ions in nuclear emulsion. / Medina J., Dura A., Fernandes F et al. - Nuovo Cim., 1975, A28, N3, p. 297-304/.

12. *Interactions of 2,1 GeV/n ^4He , ^{12}C , ^{14}N and ^{16}O nuclei in emulsion.* / Heckman H, Greiner D.E, Lindström P.T, et al. - "14-th. Int. Cosm. Ray Conf., München, 1975, Conf. Pap. vol. 4." München, s.a. p. 2319-2324.
13. *Jakobsson B, Kulberg R, Otterlund I. Transverse momentum distributions of multiply charged fragments in ^{16}O -emulsion nucleus interactions at 2,0 GeV/nucleon.* - *Lett. Nuovo Cim.*, 1976, 15, N2, p. 444-448.
14. Общие характеристики неупругих взаимодействий протонов с ядрами фотоэмульсии при 4,5 ГэВ/с. / Басова Е.С., Бондаренко Р. А., Гуламов К.Г. и др. - Изв. АН УзССР, сер. физ.-мат. наук, 1983, №2, с. 64-70.
15. *Goldhaber A.S. Statistical models of fragmentation processes.* - *Phys. Lett.*, 1974, B53, N4, p. 306-308.
16. Взаимодействия ядер ^{12}C с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон с ядрами фотоэмульсии и каскадно-испарительная модель ядроядерных соударений. / Марин А., Нягу Д., Хайдук М. и др. (БВДКИМТ-сотрудничество). - Ядерная физика, 1979, 29, №1, с. 105-116.
17. Множественное рождение частиц в протон-ядерных соударениях при высоких энергиях. / Гуламов К.Г., Навотный В.Ш., Скрипник Н.С. и др. - В кн. Множественные процессы при высоких энергиях. - Ташкент: ФАН, 1976. - 278 с.
18. Гуламов К.Г., Гулямов У.Г., Чернов Г.М. Экспериментальные данные по множественному рождению на ядрах. - ЭЧАЯ, 1978, 9, №3, с. 554-601.
19. Взаимодействия протонов с энергией 200 ГэВ/с с ядрами эмульсии. Множественности заряженных частиц. / Анзон З.В., Боос Э.Г. Каныгина Э.К. и др. (АЛМТ-сотрудничество). - Ядерная физика, 1975, 22, №4, с. 736-749.

20. Goldhaber A.S., Heckman H.H. High energy interactions of nuclei - *Ann. Rev. Nucl. Part Sci.*, 1978, 28, p.161-205.
21. Hypothesis of limiting fragmentation in high energy collisions. /Benecke I., Chou T.T., Yang C.N. et al - *Phys. Rev.*, 1969, 188, N5, p. 2159-2169.
22. Feynman R.P., Very high energy collisions of hadrons, *Phys. Rev. Lett.*, 1969, 23, N24, p. 1415-1417.
23. Schroeder L.S. High energy nucleus-nucleus studies at the Berkeley Bevalac. - *Acta Phys. Pol.*, 1977, B8, N5, p.355-387.
24. Fragmentation of nitrogen-14 nuclei at 2,1 Gev per nucleon. /Heckman H.H., Greiner D.E., Lindstrom P.J. et al. - *Science*, 1971, 174, N4014, p. 1130-1131.
25. Isotope production cross sections from the fragmentation of ^{16}O and ^{12}C at relativistic energies. /Lindstrom P.J., Greiner D.E., Heckman H.H. et al. - *Berkeley*, 1975-10p. (Prepr. /Lawrence Berkeley Laboratory Univer. of California; LBL-3650).
26. Momentum distributions of isotopes produced by fragmentation of relativistic ^{12}C and ^{16}O projectiles /Greiner D.E., Lindstrom P.J., Heckman H.H. et al. - *Phys. Rev. Lett.*, 1975, 35, N3, p.152-155.
27. Fragmentation of ^4He , ^{12}C , ^{14}N and ^{16}O nuclei in nuclear emulsion at 2,1 Gev/nucleon. /Heckman H.H., Greiner D.E., Lindstrom P.J. et al. - *Phys. Rev.*, 1978, c17, N5, p. 1735-1747.
28. Фрагментация релятивистских ядер азота на ядрах фотоэмульсии. /Бондаренко А.И., Гуламов К.Г., Гулямов У.Г. и др. - *Изв. АН УзССР, сер. физ.-мат. наук*, 1979, №2, с. 73-77.
29. Mougey J. Experiments with 1,03 Gev ^{12}C ions. - *Nucl. Phys.*, 1982, A387, p 109-127.
30. Фрагментация ядер углерода при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон на ядрах фотоэмульсии. /Марин А., Нягу Д., Хайдук М. и др.

(БВДКШМТ-сотрудничество). - Ядерная физика, 1980, 32, №5 (11), с. 1387-1392.

31. *Relativistic α -particles emitted in Fe-emulsion interactions at 1,7 AGeV* (Bhalla K.B., Chandru M., Locant-han S. et al. - *Nucl. Phys.*, 1981, A367, N3, p. 446-458.
32. Фрагментационные характеристики релятивистских ядер железа при их взаимодействиях в эмульсии. /Гуламов К.Г., Гулямов У. Г., Петров Н.В. и др. - ДАН УзССР, 1983, №5, с. 21-23; Поперечные импульсы фрагментов от дезинтеграции релятивистских ядер железа. /Гуламов К.Г., Гулямов У.Г., Навотный В.Ш. и др. - ДАН УзССР, 1983, №6, с. 21-23.
33. Азимов С.А., Чернов Г.М. Статистические методы в физике высоких энергий. - Ташкент: ФАН, 1970. - 108 с.
34. Импульсные и корреляционные характеристики продуктов фрагментации релятивистских ядер углерода при 4,5 ГэВ/с/нуклон. /Бондаренко Р.А., Гуламов К.Г., Гулямов У.Г. и др. - Ядерная физика, 1983, 38, №6 (12), с. 1483-1492.
35. Дифракционная диссоциация $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ на ядрах фотоэмульсии при 4,5 ГэВ/с/нуклон. /Абдуразакова У.А., Бондаренко Р.А., Гулямов У.Г. и др. - Ядерная физика, 1984, 39, №2, с. 272-275.
36. Исследование неупругих адрон-нуклонных взаимодействий при энергиях в десятки и сотни гигаэлектронвольт. /Бондаренко А.И. Гуламов К.Г., Мясковская Н.М. и др. - В кн. Упругие и неупругие соударения частиц большой энергии с нуклонами и ядрами. - Ташкент: ФАН, 1975. - 252 с.
37. *Fujita T., Hüfner J. Momentum distributions after fragmentation in nucleus-nucleus collisions at high energy*. - *Nucl. Phys.*, 1980, A343, N3, p. 493-510.
38. Теоретические исследования взаимодействий высокоэнергетичес-

ких частиц и релятивистских ядер с ядрами. /Барашенков В.С., Гудима К.К., Жереги Ф.Г. и др. - В кн. Квантовая теория систем многих частиц. - Кишинев: Штиинца, 1973. - 143 с.

39. Гаспарян А.П., Чеплаков А.П., Шабельский Д.М. Распределения по числу взаимодействующих нуклонов в соударениях релятивистских ядер. - Ядерная физика, 1981, 34, №5(II), с. 1328-1337.
40. Беденький С.З., Ландау Л.Д. Гидродинамическая теория множественного образования частиц. - УФН, 1955, 56, №3, с. 309-348.
41. *Nix J.P. Relativistic hydrodynamics - Los Alamos, 1978, 33 p. (Prepr./Los Alamos Scientific Laboratory of the Univer. of California: LA-UR 78-571).*
42. *Kalinkin B.N., Koltchinsk S.N., Shmonin V.L. On mechanism of collisions of compound relativistic nuclei. Alma-Ata, 1978, -25 p. (Prepr./High Energy Phys. Inst. HEPI 61-78);*
 Столкновения релятивистских тяжелых ядер с ядрами *Ag* и *Br* при малых параметрах удара и явление ядерной пионизации. /Баранов Д.Г., Варвхин В.В., Гагарин Ю.Ф. и др. - Ленинград, 1977, - 22 с. (Препр./Физ.-техн. ин-т АН СССР: №562).
43. *Nuclear fireball model for proton inclusive spectra from relativistic heavy ion collisions. Westfall G.D., Gosset J., Johansen P.J. et al. - Phys. Rev. Lett., 1976, 37, N18, p. 1202-1205.*
44. Гудима К.К., Тонеев В.Д. Наблюдались ли ударные волны в ядерных столкновениях. - Дубна, 1977. - 27 с. (Препр./Объед. ин-т. ядерн.исслед.: P2-I043I).
45. *A study of inelastic interactions of deuterons and alphas in an emulsion at ~ 3,6 GeV/nucleon. Basova G.S., Chernov G.M., Gulamov K.G. et al. - Z. Phys. A, 1978, A287, p. 393-405.*
46. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. - М.: Атомиздат, 1972. - 648 с.

47. Shabelski Yu. M. What can we learn from collisions of relativistic nuclei. - Ленинград, 1982 - 15с. /Препр. / Ленинградский ин. эк. физ. ин. Б.П. Константинова: LNPI-769).
48. Подобие распределений по множественности π^- -мезонов в элементарных взаимодействиях и во взаимодействиях ${}^4\text{He} + {}^6\text{Li}$ и ${}^4\text{He} + {}^{20}\text{Ne}$. /Аникина М.Х., Варденга Г.Л., Голохвастов А.И. и др. - Ядерная физика, 1978, 27, №3, с. 724-727.
49. Shock waves and Mach cones in fast nucleus-nucleus collisions /Baumgardt H. G., Schott J. U., Sacramento Y. et al. - Z. Phys. A, 1975, 273, N4, p. 359-371.
50. Iwasaki M., Takagi S. A model for shock waves in high energy heavy ion collisions. - Progr. Theor. Phys, 1979, 61, N2, p. 475-486.
51. Насыров Ш.З. Множественное рождение частиц в неупругих соударениях ядер азота ${}^{14}\text{N}$ при $T_{\text{кин}} = 2,1$ ГэВ/нуклон с ядрами фотоэмульсии. - Дис. канд. физ.-мат. наук. - Ташкент, 1979. - III с.
52. Andersson B., Otterlund I., Kristiansson K. A study of relativistic nucleus-nucleus collisions in nuclear emulsions - Arkiv. Fys, 1966, 31, N6, p. 527-548;
Otterlund I. Cascade and evaporation processes in relativistic nucleus-nucleus and proton-nucleus interactions. - Arkiv. Fys, 1969, 38, N5, p. 467-487.
53. Non-peripheral collisions of heavy ions in nuclear emulsion. /Heckman H. H., Crawford H. J., Greiner D. E., et al. - Berkeley, 1977 - 22p (Prepr. /Lawrence Berkeley Laboratory Univer. of California: LBL-6562).
54. Толстов К.Д. Центральный удар релятивистских ядер. - Дубна, 1975. - 10 с. (Сообщ./Объед. ин-т ядерн. исслед.: PI-8662);
Толстов К.Д. Неупругие взаимодействия релятивистских дейтро-

нов и α -частиц с ядрами. - Дубна, 1975. - 18 с. (Препр./Объ-
ед. ин-т ядерн. исслед.: PI-9286).

55. Угловые распределения релятивистских частиц в неупругих про-
тон- ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. /Азимов С.
А., Бондаренко А.И., Гуламов К.Г. и др. - Ядерная физика, 1978,
27, №4, с. 1011-1019.
56. Никитин Д.П., Розенталь И.Л. Ядерная физика высоких энергий.
- М.: Атомиздат, 1980. - 232 с.
57. Корреляции между вторичными частицами из взаимодействий α -
частиц с ядрами при импульсе на нуклон 4,2 ГэВ/с. /Скжипчак
Э.С., Яхонковска А., Толстов К.Д. и др. (ВДКЮИТ-сотрудничест-
во). - Москва, 1976. - 10 с. (Препр./ ФИАН СССР: №103).
58. *The collective tube model for high energy particle-
nucleus and nucleus-nucleus collisions /Afek Y, Ber-
lad G, Dar A. et al. - Proceed. of the Top Meet Trieste,
10-15 June 1976, edd. by Bellini G et al. - IAEA -
SMR-21, Trieste, 1977, p. 591-669.*
59. *Is the "tube" approach to multiple production
on nuclear credible? /Azimov S.A., Chernov G.M,
Gulamov K.G. et al. - Phys. Lett, 1978, B73, N3, p. 339-342.*
60. Азимутальные корреляции между вторичными заряженными частица-
ми из неупругих соударений дейтронов и α -частиц с ядрами
при импульсе 4,5 ГэВ/с/нуклон. /Басова Е.С., Гуламов К.Г.,
Гулямов У.Г. и др. - Ядерная физика, 1979, 30, №6, с. 1599-
1608.
61. *Ko W. Summary of particle correlations study re-
sults. - Inv. Talk at the XVII Int. Conf on High Energy
Phys. - London, 1979 - 26p (Prepr /ИСД - PP2: 7-17-74)*
62. Поиск ударных волн в ядро-ядерных соударениях. /Басова Е.С.,
Бондаренко А.И., Гуламов К.Г. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1976,

- 24, №4, с. 257-260.
63. Wong C.Y., Welton T.A. Supersonic heavy ion collisions. *Phys. Lett.*, 1974, B49, №3, p.243-245.
 64. Shock waves in colliding nuclei. /Sobel M.I., Siemens P.J., Bondorf at al., *Nucl. Phys.*, 1975, A251, №3, p.502-529.
 65. Kitaxoe Y., Sano M. „Excitation spectrum of d-particle nuclear matter and collective resonances - Toynaka, Osaka, Japan. - 1975 - 12 p (Prepr. /Osaka Univ. Lab. of Nucl. Stud: OULNS 45-8).
 66. Исследование корреляций при множественном рождении частиц. /Азимов С.А., Бондаренко А.И., Гуламов К.Г. и др. - В кн. Множественные процессы при высоких энергиях. - Ташкент: ФАН, 1976. - 280 с.
 67. Interactions of relativistic nitrogen nuclei in an emulsion at 2.1 GeV/nucleon /Chernov G.M., Gulamov K.G., Gulyamov U.G. et al. - *Nucl. Phys.*, 1977, A280, p.478-490.
 68. Two particle rapidity correlations among produced particles in proton-nucleus interactions at high energies. /Gulamov K.G., Azimov S.A., Bondarenko A.I. et al. - *Z. Phys.*, 1977, A280, p.107-109/
 69. Изучение корреляций между вторичными частицами, образованными в неупругих соударениях релятивистских ядер углерода с ядрами фотоэмульсии. /Марин А., Нягу Д., Хайдук М. и др. - (БВДКЛМТ-сотрудничество). - Ядерная физика, 1980, 32, №5 (II), с. 1379-1386.
 70. Азимутальные корреляции между вторичными частицами из протон-ядерных соударений при 3,1 и 4,5 ГэВ/с и сравнение с ядро-ядерными взаимодействиями. /Басова Е.С., Бенгус Л.Е., Бондаренко Р.А. и др. - Ядерная физика, 1983, 37, №1, с. 123-131.

71. Азимутальные эффекты при фрагментации релятивистских ядер.

/Л.Е.Бенгус, Бондаренко А.И., Бондаренко Р.А. и др. - Письма в
ЖЭТФ, 1983, 38, №7, с. 353-355.