



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи
УДК 539.171.1; 539.172.17

1-97-274

Б-811

БОНДАРЕНКО
Александр Иванович

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ
И АЗИМУТАЛЬНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ
ПРИ ФРАГМЕНТАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР**

Специальность: 01.04.16 — физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 1997

Работа выполнена в Институте ядерной физики АН Узбекистана и в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

ГЛАГОЛЕВ
Виктор Викторович

доктор физико-математических наук,
профессор

ДРЕМИН
Игорь Михайлович

доктор физико-математических наук

СМИРНITСКИЙ
Владимир Александрович

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета

Защита диссертации состоится "30" "10" 1997 года в "10³⁰" часов на заседании диссертационного совета Д-047.01.02 в лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "26" "09" 1997 года

Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор физико-математических наук,
профессор

Лихачев М.Ф. Лихачев

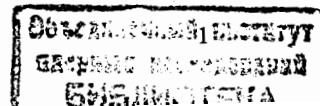
ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы.

Фрагментация остаточных возбужденных ядер – одна из составляющих процесса неупругого адрон-ядерного или ядро-ядерного взаимодействия при высоких энергиях. Закономерности и механизм этого явления во многом еще не ясны, поэтому понятен интерес к экспериментальным и теоретическим исследованиям в этой области, который обусловлен в основном тем, что измерения относительных сечений, кинематических характеристик и корреляционных связей различных осколков (фрагментов) остаточных ядер позволяют надеяться на получение информации о вероятностях образования и волновых функциях нуклонов и соответствующих нуклонных ассоциаций (кластеров) внутри ядра [1, 2].

Исторически основное внимание исследователей уделялось изучению фрагментации ядра-мишени. В силу ряда веских причин не менее привлекательны исследования фрагментации релятивистского ядра-снаряда:

- Фрагменты остаточного релятивистского ядра-снаряда, имеющие в его собственной системе центра масс (с.п.м.) относительно малые импульсы, являются релятивистскими частицами в лабораторной системе координат (л.с.к.) и по этой причине отсутствуют пороговые эффекты при их регистрации, имеющие место при изучении аналогичных фрагментов ядра-мишени. Таким образом открывается возможность исследования фрагментации при любой сколь угодно малой передаче энергии-импульса и степени возбуждения фрагментирующего ядра.
- При работе с ядерной фотоэмульсией немалую роль играют значительно более высокие легкость и точность определения зарядов фрагментов ядра-снаряда по измерению ионизационных характеристик при околосветовых скоростях по сравнению с идентификацией подобных фрагментов ядра-мишени, имеющих малые в л.с.к. импульсы. Кроме того большая продольная скорость фрагментов ядра-снаряда позволяет оценивать их поперечные импульсы по угловым измерениям.
- С появлением встречных пучков релятивистских ядер на новейших ускорителях понятие ядра-мишени, как покоящегося в л.с.к.



объекта, исчезает, и анализ продуктов развала релятивистского ядра становится единственно возможным способом изучения фрагментации ядер в этих экспериментах.

- В любом случае исследование фрагментации остаточного релятивистского ядра-снаряда способно дать информацию в дополнение к полученной при изучении фрагментации ядра-мишени

Цель работы – изучение процесса фрагментации и зависимости его свойств от массового числа ядра-снаряда (A_P), ядра-мишени (A_T) и других характеристик соударения. Выбор метода исследования – изучение корреляций – обусловлен тем, что низкая информативность данных по множественностям вторичных частиц и одночастичным спектрам и их слабая чувствительность к выбору между различными теоретическими подходами стимулирует изучение более тонких, прежде всего корреляционных, характеристик вторичных частиц, образованных в неупругом столкновении релятивистских ядер.

Настоящая работа посвящена систематическому исследованию поперечных импульсов и азимутальных корреляций между фрагментами в процессе фрагментации остаточных ядер-снарядов, образованных в неупругих взаимодействиях релятивистских налетающих ядер с ядрами фотоэмульсии при первичных импульсах ускорителей Дубны и Беркли, а также некоторых смежных вопросов. Мы сознательно в нашей работе ограничились азимутальными углами и поперечными импульсами, т.к. изучение корреляций продольных переменных, проведенное нами, в применении к фрагментации ядра-снаряда не принесло какой-либо ценной информации. Поэтому мы выбрали переменные, доступные нам в эмульсионном эксперименте и инвариантные по отношению к лоренцевым преобразованиям вдоль продольной оси столкновения. Использование этих простых характеристик в сочетании с применением методов анализа корреляций между вторичными частицами позволило получить довольно интересную информацию и сделать некоторые выводы относительно свойств процесса фрагментации.

Научная новизна работы.

Впервые на основе единой методики, опирающейся на широкое применение азимутальных корреляций, проанализирован уникальный экспериментальный материал по фрагментации релятивистских ядер от

углерода до железа при энергиях ускорителей Дубны и Беркли. Применение методов анализа корреляций между вторичными частицами позволило установить ряд ранее неизвестных свойств изучаемых явлений.

Отметим, что первичные энергии ядер, достигнутые на ускорителях в Дубне и Беркли (несколько ГэВ на нуклон), являются оптимальными для изучения явления фрагментации снаряда, так как независимость фрагментационных характеристик от первичной энергии наступает при энергиях на нуклон $1 \div 2$ ГэВ, что было установлено еще в работах с космическими лучами [3], а точности угловых измерений, как показано в работе, падают с ростом энергии и при энергиях в десятки и сотни ГэВ сильно уступают таковым для энергий, рассматриваемых в данной работе.

Научная и практическая значимость.

Результатом работы является установление ряда новых, ранее не известных экспериментальных фактов и закономерностей процесса фрагментации остаточных релятивистских ядер-снарядов. Эта информация должна учитываться при теоретическом рассмотрении фрагментации ядер и планировании новых экспериментов. Методы, разработанные при исследовании фрагментации релятивистских ядер-снарядов, могут быть полезными при анализе данных экспериментов на встречных пучках релятивистских ядер.

Установленные экспериментальные характеристики фрагментации релятивистских ядер-снарядов могут иметь приложения к вопросам происхождения и взаимодействия с веществом космических лучей, радиационной физики и техники, а также радиационной безопасности космических полетов.

Апробация работы.

Основные результаты работы докладывались на научных сессиях Отделения ядерной физики АН СССР (России), посвященных физике элементарных частиц, физике высоких энергий, ядерной физике и адронным взаимодействиям в 1983-1995 гг; на XX международной конференции по космическим лучам и ряде других конференций, на совещаниях ФЭК ОИЯИ, на семинарах ИЯФ АН РУз и ЛВЭ ОИЯИ и опубликованы в 43 работах, список которых приведен в конце авторе-

ферата.

Объем и структура работы.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и двух приложений. Общий объем – 195 страниц, включая 44 рисунка и 26 таблиц. Список литературы – 134 наименования.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** сформулированы основные цели работы и обоснована актуальность выбора объекта и методов его исследования, также сделан краткий анализ состояния экспериментальных и теоретических исследований фрагментации.

Основные экспериментальные закономерности процесса фрагментации ядер-снарядов, установленные, например, в [1], [4]–[8] сводились к следующему: средние скорости фрагментов в л.с.м. практически равны скорости налетающего ядра, распределение компонент импульсов фрагментов в с.д.м. фрагментирующего ядра описывается нормальным распределением. На основе этих закономерностей в [9, 10] была разработана статистическая модель быстрой фрагментации, опирающаяся на минимум допущений и устанавливающая простую связь между измеренными характеристиками фрагментов и внутриядерными импульсными характеристиками нуклонов и нуклонных кластеров. Основные положения данной модели: возбужденное остаточное фрагментирующее ядро представляет собой газ некоррелированных нуклонов, единственная связь между нуклонами – закон сохранения импульса, распределение компонент импульсов фрагментов в с.д.м. фрагментирующего ядра описывается нормальным распределением. В работе эта модель используется в качестве исходного (нулевого) приближения.

В **первой главе** дается краткое описание эксперимента и приводятся некоторые сведения о методах анализа и используемых характеристиках.

Раздел 1.1 содержит описание экспериментального материала по взаимодействиям релятивистских ядер-снарядов ^{12}C , ^{24}Mg и ^{28}Si при первичном импульсе $p_0 = 4.5$ ГэВ/нуклон, ^{22}Ne при 4.1 ГэВ/нуклон, ^{14}N при 2.9 ГэВ/нуклон и ^{56}Fe при 2.5 ГэВ/нуклон на ядрах фотоэмульсии.

Часть статистики набиралась в рамках Международных сотрудничеств, организованных под эгидой Фотоэмульсионного комитета ОИЯИ. Автор пользуется случаем выразить свою глубокую признательность ФЭК ОИЯИ и коллегам по Сотрудничествам за многолетнюю плодотворную совместную работу.

Следует отметить, что анализируемый в работе экспериментальный материал – уникальный по широкому набору ядер-снарядов и рекордный по статистике для фотоэмульсионных работ.

В этом же разделе введены необходимые для дальнейшего изложения определения; разделение вторичных заряженных частиц на типы: "черные" (b) – частицы с пробегом ≤ 3 мм, в основном отождествляемые с испарительными фрагментами ядра-мишени; "серые" (g) – частицы с пробегом > 3 мм и относительной ионизацией ≥ 1.4 – в основном медленные частицы отдачи из мишени; "релятивистские" (s) – однозарядные частицы с относительной ионизацией < 1.4 , среди s -частиц присутствуют как "нефрагменты" (рожденные вторичные частицы, произошедшие протоны снаряда, релятивистские однозарядные частицы отдачи из мишени), так и однозарядные непроизшедшие фрагменты ядра-снаряда; многозарядные (с зарядом $z \geq 2$) непроизшедшие фрагменты ядра-снаряда.

Описано разделение на подансамбли взаимодействий с различными ядрами эмульсии:

- с водородом (события $A-H$, массовое число ядра-мишени $A_T = 1$);
- с легкими ядрами эмульсии C , N и O (события $A-CNO$, среднее массовое число $\langle A_T \rangle = 14$);
- с тяжелыми ядрами Ag и Br (события $A-AgBr$, $\langle A_T \rangle = 95$).

Общая статистика анализируемых ансамблей превышает 1.5×10^4 неупругих ядро-ядерных взаимодействий.

В разделе 1.2 описывается разделение многозарядных фрагментов с $z \geq 2$ по зарядам и разделение релятивистских частиц на однозарядные фрагменты (протоны, дейтроны и ядра трития) и "нефрагменты" с использованием результатов угловых и импульсных измерений.

В разделах 1.3 и 1.4 проведен теоретический анализ распределения $f(\epsilon)$ парных азимутальных углов между векторами поперечных им-

пульсов частиц, где $\varepsilon \equiv \varepsilon_{12}$

$$\varepsilon_{12} = \arccos \left(\frac{(\vec{p}_{\perp 1} \vec{p}_{\perp 2})}{p_{\perp 1} p_{\perp 2}} \right) = \arccos (\cos(\varphi_1 - \varphi_2)) , \quad 0 \leq \varepsilon_{12} \leq \pi , \quad (1)$$

($\vec{p}_{\perp 1,2}$ и $\varphi_{1,2}$ – двумерный вектор поперечного импульса и азимутальный угол частиц 1 и 2 соответственно) На основе разложения распределения $f(\varepsilon)$ в ряд Фурье по $\cos k\varepsilon$ вводятся наиболее информативные характеристики – Фурье-коэффициенты и их экспериментальные оценки; определяются кинематически исходные значения Фурье-коэффициентов, т.е. значения, которые они принимают под действием законов сохранения, прежде всего – закона сохранения поперечного импульса.

Необходимые для дальнейшего изложения экспериментальные характеристики азимутальных корреляций суть таковы:

$$\alpha = \sum_{i \neq j} \cos \varepsilon_{ij} / \sqrt{n(n-1)} \quad (2)$$

– коэффициент асимметрии в индивидуальном акте взаимодействия, пропорциональный коэффициенту Фурье при $\cos \varepsilon$ (n – число рассматриваемых частиц),

$$\beta = \sum_{i \neq j} \cos 2\varepsilon_{ij} / \sqrt{n(n-1)} \quad (3)$$

– коэффициент коллинеарности в индивидуальном акте взаимодействия, пропорциональный коэффициенту Фурье при $\cos 2\varepsilon$, а также

$$A = (N_{\varepsilon \geq \frac{\pi}{2}} - N_{\varepsilon < \frac{\pi}{2}}) / N_{0 \leq \varepsilon < \pi} \quad \text{и} \quad (4)$$

$$B = (N_{\varepsilon < \frac{\pi}{4}} + N_{\varepsilon \geq \frac{3\pi}{4}} - N_{\frac{\pi}{4} \leq \varepsilon < \frac{3\pi}{4}}) / N_{0 \leq \varepsilon < \pi} \quad (5)$$

– коэффициенты асимметрии и коллинеарности инклюзивного распределения, также связанные с коэффициентами Фурье.

Поскольку приведенные в этих разделах кинематически исходные значения коэффициентов (2), (3), (4) и (5) непосредственно пригодны только для случая тождественных частиц с одинаковым распределением поперечных импульсов, а фрагменты ядра-снаряда таковыми не являются и средние поперечные импульсы их различаются в несколько раз, то для корректного вычисления кинематически исходных значений характеристик фрагментации в работе применяются специально

разработанные численные модели: поперечного фазового объема системы частиц с произвольными импульсами (**приложение А**) и основанная на ней модель фрагментации движущегося ядра (**приложение Б**), с максимальной возможной точностью учитывающие все особенности топологии событий фрагментации.

И, наконец, в разделе 1.5 подробно описано влияние ошибок измерений координат треков на изучаемые характеристики фрагментов снаряда.

Во второй главе проводится анализ множественностей фрагментов ядра-снаряда, необходимый для дальнейшего корреляционного анализа и представляющий самостоятельный интерес.

Сильная зависимость числа и типа фрагментов от прицельного параметра столкновения и степени возбуждения остаточного ядра используется в работе для классификации ядро-ядерных соударений. Величина заряда сохранившейся в соударении части ядра-снаряда, равная сумме зарядов всех фрагментов $Q = \sum_i z_i$, характеризует параметр удара (в среднем): большие Q – периферическое столкновение, малые Q – центральное. Наличие среди вторичных частиц конечного состояния фрагментов с большими зарядами (массами) интерпретируется как слабое возбуждение остаточного ядра, их отсутствие – как указание на сильное возбуждение.

В разделе 2.1 установлено, что в области рассматриваемых первичных энергий, масс ядер-снарядов и мишеней средняя множественность фрагментов с $z = 2$ (в дальнейшем α -фрагментов) больше средних множественностей легких составных фрагментов (дейтронов и ядер трития), на порядок больше, чем средняя множественность тяжелых фрагментов с $z > 2$ и одного порядка с множественностью однонуклонных фрагментов – протонов (рис. 1).

В разделе 2.2 исследуются распределения по множественности α -фрагментов в переменных КНО-скейлинга и некоторые моменты этих распределений. Установлены зависимости характеристик этих распределений от масс ядер-снарядов и ядер-мишеней. Впервые показано, что распределения не подчиняются КНО-скейлингу, шире пуассоновского, моменты распределений качественно описываются перколяционной моделью [11, 12] и не противоречат предположению о фазовом переходе 2-го рода в рамках этой модели.

В третьей главе представлены данные по изучению поперечных

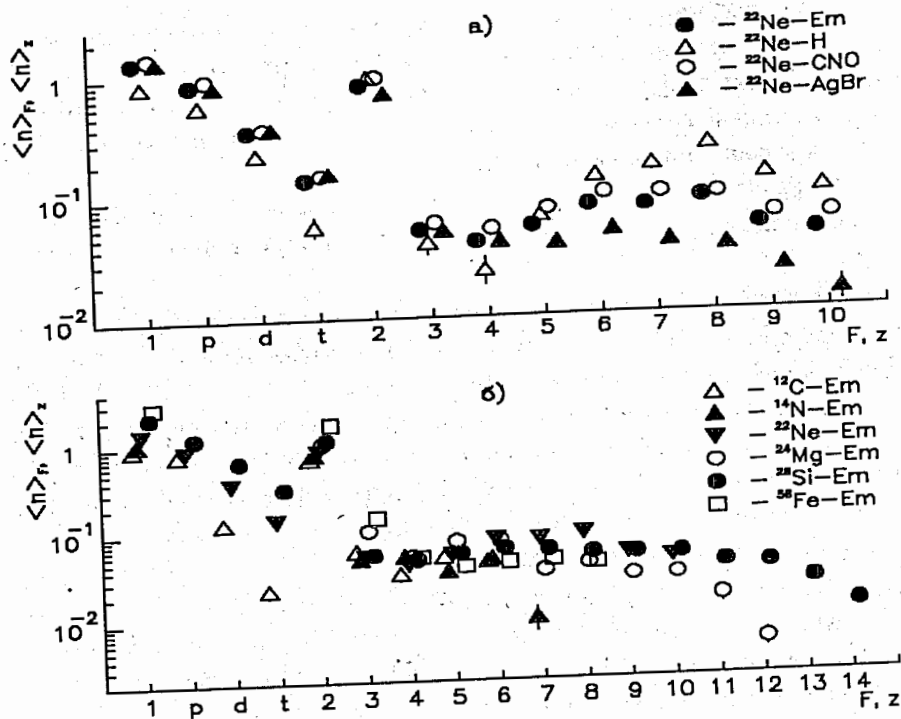


Рис. 1: Средние множественности фрагментов снаряда в различных ансамблях ядро-ядерных взаимодействий в зависимости от заряда фрагмента (и от массы (p, d, t) при $z = 1$).

импульсов релятивистских фрагментов. Для оценки поперечных импульсов используется угловое приближение

$$p_{\perp} = F p_0 \sin \theta \quad (6)$$

(p_0 – первичный импульс, приходящийся на один нуклон ядра-снаряда, F – массовое число и θ – полярный угол вылета фрагмента). $F = 1, 2, 3$ для идентифицированных протонов, дейтронов и ядер трития из числа однозарядных фрагментов, $F = 2z$ для многозарядных фрагментов.

Анализ ϵ -распределений, опирающийся на расчеты по модели фрагментации движущегося ядра (приложение Б), позволил установить, что причина, приводящая к наблюдаемой азимутальной асимметрии – поперечное движение фрагментирующей системы как целого. Это

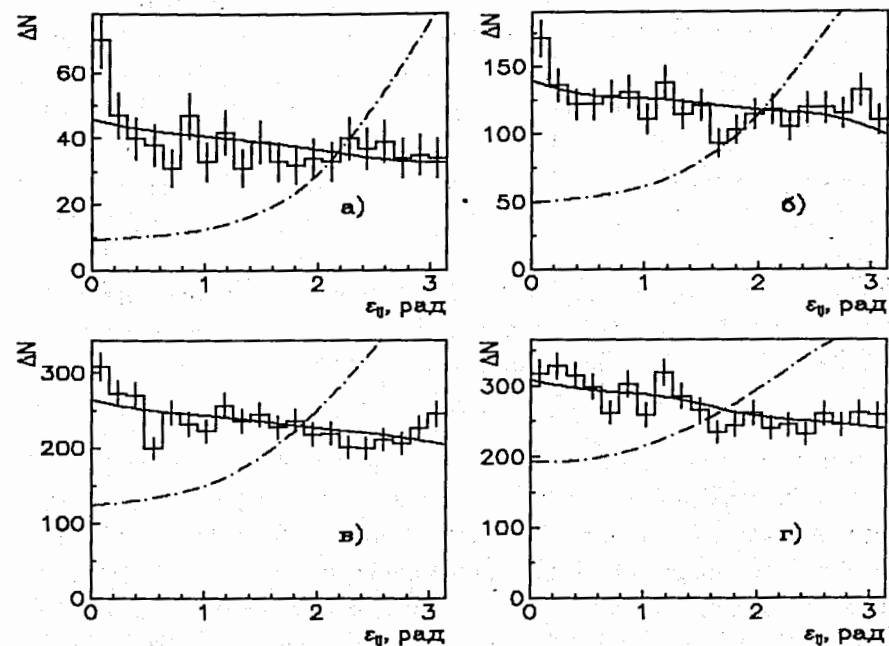


Рис. 2: Инклюзивные ϵ -распределения для пар фрагментов с $z \geq 2$ в ($^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$) – Em (а), $^{22}\text{Ne} - Em$ (б), $^{28}\text{Si} - Em$ (в) и $^{56}\text{Fe} - Em$ (г) взаимодействиях. Кривые: сплошная – расчет с учетом поперечного движения распадающейся системы, штрих-пунктирная – без учета поперечного движения фрагментирующего ядра.

движение, накладываясь на импульсы фрагментов, искажает распределение азимутальных углов ϵ (рис. 2) и распределения поперечных импульсов фрагментов. Возникают две задачи:

- оценить величину этого движения – поперечный импульс фрагментирующего ядра как целого, а также его зависимость от различных характеристик ядро-ядерного взаимодействия и
- устранить искажения, вносимые поперечным движением в ϵ - и p_{\perp} -распределения фрагментов и определить "истинные" характеристики фрагментации в с.ц.м. фрагментирующего ядра, которые только и могут быть источником информации о внутриядерных процессах.

Раздел 3.1 представляет данные по средним поперечным импульсам фрагментов. Изучено их поведение в зависимости от массового числа ядра-снаряда A_P , мишени A_T и заряда фрагмента z ; показано, что мишень не является простым свидетелем процесса фрагментации снаряда. Установлено, что средний поперечный импульс α -фрагмента существенно зависит от заряда (или массы) фрагментирующего остаточного ядра и степени его дезинтеграции для фиксированных ядер-снарядов.

Раздел 3.2 посвящен подробному анализу формы распределения поперечных импульсов α -фрагментов. Показано (рис. 3), что распределение поперечных импульсов не описывается функцией Рэлея

$$f(p_{\perp}) = (p_{\perp}/\sigma_1^2) \exp(-p_{\perp}^2/2\sigma_1^2), \quad \sigma_1 = \sqrt{2/\pi} \langle p_{\perp} \rangle, \quad (7)$$

следующей из нормального распределения каждой из компонент 3-импульса фрагмента. Напомним, что нормальное распределение компонент импульса установлено в электронных экспериментах по фрагментации релятивистских ядер и предполагается в статистической модели быстрой фрагментации. Главная причина расхождения экспериментального спектра с распределением Рэлея – избыток α -фрагментов с большими p_{\perp} . Впервые показано, что эффект присущ всем ансамблям событий, в том числе и соударениям с водородом – p - A -соударениям в антилабораторной системе.

В рамках предположения, что наблюдаемые экспериментальные спектры представляют собой смесь различных распределений, в работе проводится аппроксимация спектров поперечных импульсов α -фрагментов следующими способами:

- одним распределением Рэлея (7), с требованием описания экспериментального спектра только в области его максимума, при этом игнорируется избыток α -фрагментов с большими поперечными импульсами (предполагается, что он обусловлен наличием дополнительных механизмов образования фрагментов, не содержащихся в простой схеме прямого распада остаточного ядра [9, 10]). Технически такая аппроксимация выполнялась введением в качестве дополнительного параметра "граничного" значения $p_{\perp}^{гран}$ и фитирования эмпирического p_{\perp} -распределения в области $p_{\perp} < p_{\perp}^{гран}$.
- суммой двух распределений Рэлея

$$f(p_{\perp}^2) = a(p_{\perp}/\sigma_2^2) \exp(-p_{\perp}^2/2\sigma_2^2) + (1-a)(p_{\perp}/\sigma_3^2) \exp(-p_{\perp}^2/2\sigma_3^2), \quad (8)$$

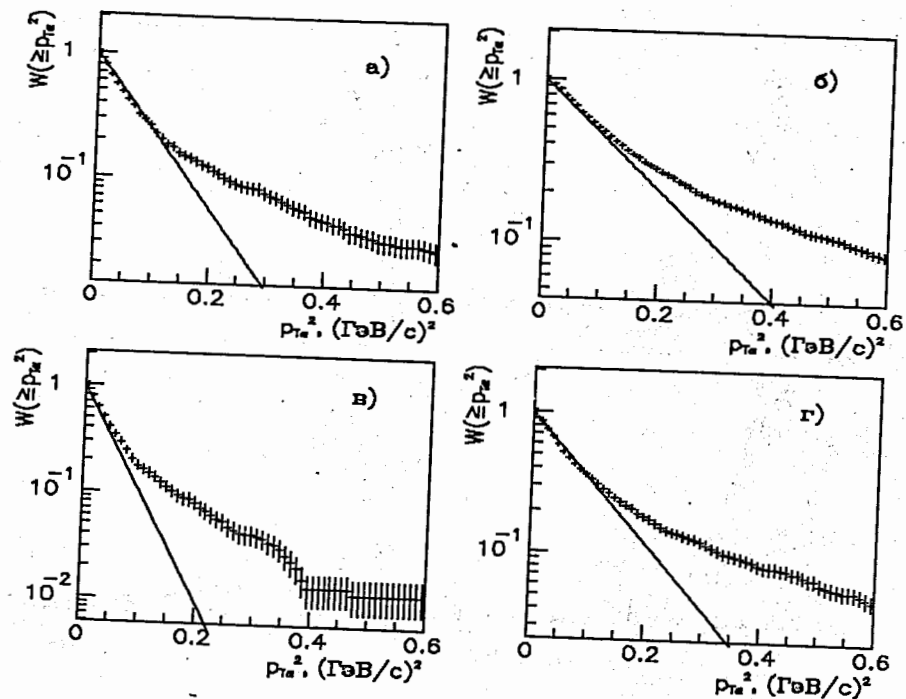


Рис. 3: Интегральные распределения p_{\perp}^2 α -фрагментов в $^{12}\text{C}-\text{Em}$ (а), $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ (б), $^{22}\text{Ne}-\text{H}$ (в) и $^{22}\text{Ne}-\text{AgBr}$ (г) взаимодействиях. Прямые – распределения Рэлея при $\sigma_1 = \sigma_{exp}$, где σ_{exp} – экспериментальная оценка стандарта распределения поперечных импульсов.

$\sigma_3 > \sigma_2$. Это соответствует, например, ситуации с наличием двух независимых "источников" рождения α -частиц с различными "температурами" σ_2 и σ_3 .

Подчеркнем, что под термином "температура фрагмента" здесь и далее мы подразумеваем стандарт распределения поперечного импульса данного фрагмента, а под "температурой фрагментирующего ядра" – стандарт распределения поперечного импульса однонуклонного фрагмента σ_N в с.д.м. ядра. Хотя такая терминология отличается от общепринятой (у нас "температура" имеет размерность импульса, а не энергии) мы все же будем ею пользоваться, чтобы не загромождать текст. "Термодинамическая температура", введенная в работе [10],

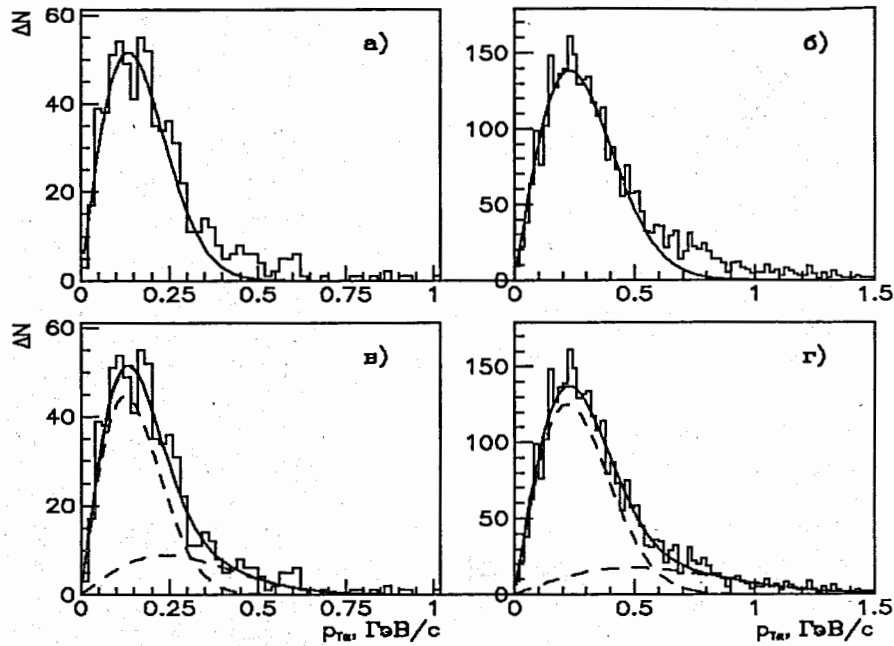


Рис. 4: Распределения поперечных импульсов релятивистских α -фрагментов из $^{22}\text{Ne}-\text{H}$ (а,в) и $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ (б,г) взаимодействий. Аппроксимация одним рэлеем в области максимума, продолженная на всю область – (а,б), суммой двух рэлеев – (в,г). Штриховые кривые на (в,г) – вклады отдельных слагаемых в сумму.

связана со стандартом импульсного распределения нуклонов соотношением $kT = (\sigma_N^2/m_N)A/(A-1)$.

Аппроксимация эмпирических распределений поперечных импульсов релятивистских α -частиц распределениями (7) (в области максимума) и (8) была выполнена во всех рассматриваемых ансамблях и подансамблях ядро-ядерных соударений. Во всех случаях оба варианта аппроксимации одинаково хорошо описывают опытные данные ($\chi^2/\text{ст.св.} \approx 0.7 \div 1.7$), так что выбрать между ними не представляется возможным. Примеры обеих аппроксимаций представлены на рис. 4.

В разделе 3.3 на основе разработанного оригинального метода междугрупповых азимутальных корреляций с плавающей границей между группами показано, что α -фрагменты с большими поперечными им-

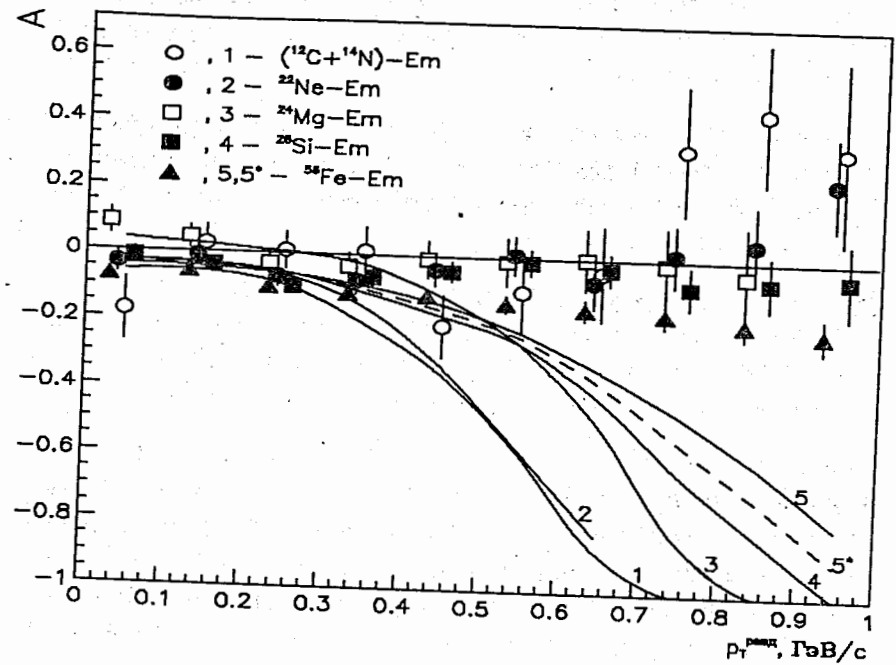


Рис. 5: Зависимости коэффициента асимметрии A инклюзивного распределения парного азимутального угла ε_{ij} от величины p_{\perp}^{pazd} , разделяющей α -фрагменты с $p_{\perp} > p_{\perp}^{pazd}$ (группа j , "жесткие" фрагменты) и все остальные фрагменты с $z \geq 2$ (группа i , "мягкие" фрагменты). Кривые – расчеты по модели.

пульсами не могут быть испущены из одного источника вместе с другими фрагментами, что убедительно продемонстрировано на рис. 5. Видно, что начиная с величины $p_{\perp} > p_{\perp}^{pazd} \approx 0.5 \div 0.6$ ГэВ/с опытные данные резко расходятся с расчетами по модели фрагментации движущегося ядра (приложение Б).

Основные результаты главы сводятся к следующему:

- Средние поперечные импульсы всех α -фрагментов растут с увеличением A_P и A_T , степенная аппроксимация $\langle p_{\perp} \rangle \sim (A_{P,T})^{b_{P,T}}$ даст значения $b_P = 0.26 \div 0.35$ и $b_T = 0.05 \div 0.09$.
- A_P -зависимость низкоэнергетической ("мягкой") части распределения поперечных импульсов α -частиц примерно такая же, как и

всего распределения в целом. Степенная аппроксимация дает для них $b_P = 0.38 \pm 0.03$ и 0.33 ± 0.03 для одного и двух распределений Рэля соответственно.

- A_T -зависимость "мягкой" части распределения поперечных импульсов α -частиц несколько слабее, чем всего распределения в целом. Степенная аппроксимация дает значения соответственно $b_T = 0,04 \pm 0,01$ и $0,03 \pm 0,01$.
- A_P -зависимость высокоэнергетической нестатистической ("жесткой") части распределения поперечных импульсов не обнаружена из-за значительно большей погрешности, A_T -зависимость качественно такая же, как и всего распределения в целом.
- Относительные вклады "мягких" и "жестких" α -фрагментов в распределение p_{\perp} зависят от A_P и A_T достаточно слабо. Доля "жестких" среди всех α -частиц составляет величину порядка $1/6 \div 1/5$ при однорэлеевской аппроксимации (это разность между экспериментальным спектром и аппроксимирующей кривой) и $\sim 1/4 \div 1/3$ при двухрэлеевской (здесь эта цифра соответствует вкладу второго из двух слагаемых в (8)).
- Интересную зависимость обнаруживают основные характеристики распределения поперечных импульсов от массы фрагментирующего остаточного ядра (пропорциональной величине Q) и степени его дезинтеграции (характеризующейся величиной z^{max} - максимальным зарядом фрагментов в данном акте взаимодействия) при фиксированных A_P и A_T . Экспериментальные значения $\langle p_{\perp} \rangle$ и вклад "жесткой" части распределения поперечных импульсов увеличиваются для центральных взаимодействий (малые Q) по сравнению с периферическими (большие Q) в $\sim 1.5 \pm 1$ и $\sim 2.2 \pm 3$ раза соответственно. Параметры σ_1 , σ_2 и σ_3 практически неизменны ($\sim 1.2 \pm 1$). Подобная же картина наблюдается при увеличении степени разрушения фрагментирующей системы (при переходе от больших z^{max} к малым). Таким образом практически весь рост наблюдаемого среднего поперечного импульса обусловлен увеличением доли "жестких" α -частиц, в то время, как сами характеристики "жесткого" и "мягкого" вкладов практически не меняются.

Четвертая глава посвящена оценке характеристик фрагментов в

системе покоя остаточного ядра и поперечного импульса ядра как целого с использованием модели фрагментации движущегося ядра, описанной в **приложении Б**. Для определения двух свободных параметров модели "температуры" σ_N и среднего поперечного импульса остаточного ядра $\langle q_{\perp} \rangle$ выбраны независимые и надежно измеряемые экспериментальные величины - коэффициент азимутальной асимметрии A (4) (или $\langle \alpha \rangle$ (2)) для фрагментов с зарядом $z \geq 2$ и среднее значение поперечного импульса α -частиц $\langle p_{\perp} \rangle_{\alpha}$.

Опираясь на результаты описанного в третьей главе анализа распределений поперечных импульсов α -частиц для расчетов использованы три различных величины $\langle p_{\perp} \rangle_{\alpha}$:

- $\langle p_{\perp} \rangle_0$ - среднее экспериментальное значение поперечного импульса α -частиц для эмпирического распределения.
- $\langle p_{\perp} \rangle_1 = \sigma_1 \sqrt{\pi/2}$, где σ_1 - параметр однорэлеевской аппроксимации (7) эмпирического распределения в области пика ($p_{\perp} < p_{\perp}^{gran}$).
- $\langle p_{\perp} \rangle_2 = \sigma_2 \sqrt{\pi/2}$, где σ_2 - параметр первого из двух слагаемых распределения (8).

На рис. 2 и 6 представлены результаты расчетов по модели в сравнении с экспериментом. Если описание азимутальных корреляций (рис. 2) или распределений поперечных импульсов α -частиц в области максимума распределения рис. 6 (а) может казаться тривиальным, учитывая, что имела место подгонка под параметры этих распределений, то рис. 6 (б,в,г) иллюстрируют следующее заключение: разработанная нами модель удовлетворительно описывает все измеренные в работе характеристики фрагментации ядра-снаряда. Это справедливо для всех зарядов фрагментов, для любых рассматриваемых ансамблей и подансамблей соударений и для обоих вариантов аппроксимаций (с $\langle p_{\perp} \rangle_{1,2}$), учитывающих необходимость обрезания больших p_{\perp} для легких фрагментов.

Основные результаты расчетов приведены на рис. 7 и в табл. 1. Установлено, что "температура" нуклонного фрагмента σ_N и средние поперечные импульсы всех фрагментов, связанные с ней параболическим законом

$$\langle p_{\perp} \rangle_F^2 = (\pi/2) \sigma_N^2 F(A_P - F)/(A_P - 1)$$

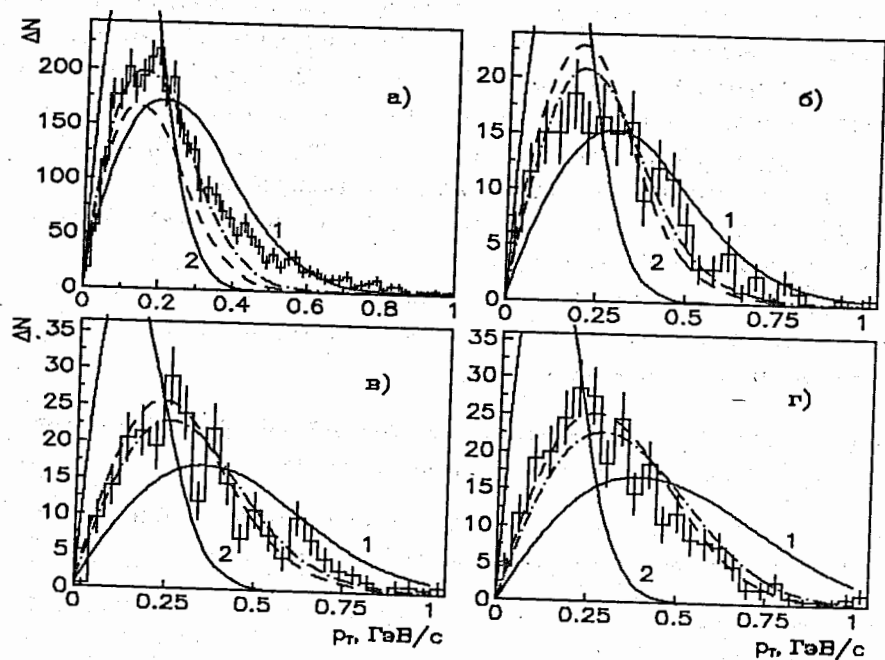


Рис. 6: Распределения поперечных импульсов фрагментов с $z = 2$ (а), $z = 3, 4$ (б), $z = 5, 6$ (в) и $z = 7, 8$ (г) из $^{22}\text{Ne} - \text{Em}$ соударений. Кривые — модельный расчет с различными вариантами аппроксимаций: при $\langle p_{\perp} \rangle_0$ — кривая 1, $\langle p_{\perp} \rangle_1$ — штрих-пунктир, $\langle p_{\perp} \rangle_2$ — штриховая, $\langle q_{\perp} \rangle = 0$ — кривая 2.

зависят только от A_P (растут) и не зависят от других характеристик соударения A_T , Q и z^{max} . Средний поперечный импульс остаточного фрагментирующего ядра-снаряда ведет себя подобным же образом.

В разделе 4.2 показано, что статистическая модель быстрой фрагментации противоречит эксперименту в той части, где устанавливает связь между средними импульсами фрагментов и ферми-импульсами нуклонов в ядре, в то время как нормальное распределение компонент 3-импульса и параболический закон подтверждаются нашими исследованиями.

В разделе 4.3 проведено изучение коллинеарности разлета фрагментов в азимутальной плоскости с помощью коэффициентов B (5) и β (3). В ансамблях соударений $^{12}\text{C} - \text{Em}$, $^{22}\text{Ne} - \text{Em}$ и, возможно, $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$

Таблица 1: Значения σ_N и $\langle q_{\perp} \rangle$ в модели фрагментации движущегося ядра для различных анализируемых подансамблей ядро-ядерных взаимодействий, цифрами 0, 1 и 2 обозначены колонки с результатами расчетов при использовании $\langle p_{\perp} \rangle_{0,1,2}$ соответственно (см. текст), $z^m \equiv z^{max}$.

Ансамбль	$\langle q_{\perp} \rangle$, МэВ/с			σ_N , МэВ/с		
	0	1	2	0	1	2
$\text{CN} - \text{Em}, Q \leq 4$	500 ± 30	320 ± 20	300 ± 20	92 ± 6	64 ± 4	59 ± 4
$\text{CN} - \text{Em}, Q \geq 5$	380 ± 20	300 ± 10	290 ± 10	74 ± 2	59 ± 2	58 ± 2
$\text{Ne} - \text{Em}, Q \leq 4$	630 ± 50	400 ± 30	340 ± 30	102 ± 13	65 ± 8	54 ± 6
$\text{Ne} - \text{Em}, Q = 5, 6$	640 ± 40	460 ± 30	410 ± 40	92 ± 6	69 ± 5	63 ± 5
$\text{Ne} - \text{Em}, Q = 7, 8$	610 ± 30	460 ± 20	420 ± 20	93 ± 4	72 ± 4	65 ± 4
$\text{Ne} - \text{Em}, Q = 9, 10$	470 ± 20	390 ± 20	370 ± 20	89 ± 3	67 ± 3	62 ± 3
$\text{Fe} - \text{Em}, Q \leq 9$	1260 ± 80	770 ± 100	640 ± 130	149 ± 9	105 ± 4	93 ± 5
$\text{Fe} - \text{Em}, Q \geq 10$	1390 ± 40	1000 ± 50	950 ± 50	130 ± 2	106 ± 2	100 ± 2
$\text{CN} - \text{Em}, z^m = 2$	430 ± 20	300 ± 10	300 ± 10	84 ± 3	59 ± 2	59 ± 2
$\text{CN} - \text{Em}, z^m \geq 3$	380 ± 40	330 ± 30	310 ± 30	74 ± 6	59 ± 4	53 ± 5
$\text{Ne} - \text{Em}, z^m = 2$	550 ± 30	420 ± 20	390 ± 20	85 ± 4	61 ± 2	57 ± 2
$\text{Ne} - \text{Em}, z^m = 3 \div 5$	560 ± 50	460 ± 50	430 ± 80	83 ± 6	71 ± 3	65 ± 6
$\text{Ne} - \text{Em}, z^m \geq 6$	430 ± 40	370 ± 60	360 ± 60	72 ± 4	69 ± 2	66 ± 2
$\text{Mg} - \text{Em}, z^m = 2$	580 ± 20	400 ± 20	380 ± 20	93 ± 2	64 ± 2	62 ± 2
$\text{Mg} - \text{Em}, z^m = 3 \div 7$	440 ± 20	350 ± 20	340 ± 20	82 ± 2	65 ± 2	62 ± 2
$\text{Mg} - \text{Em}, z^m \geq 8$	380 ± 70	320 ± 60	330 ± 60	73 ± 6	63 ± 4	63 ± 3
$\text{Si} - \text{Em}, z^m = 2$	720 ± 20	500 ± 10	500 ± 10	103 ± 2	70 ± 1	68 ± 2
$\text{Si} - \text{Em}, z^m = 3 \div 7$	690 ± 20	540 ± 20	530 ± 20	97 ± 2	76 ± 2	75 ± 2
$\text{Si} - \text{Em}, z^m \geq 8$	550 ± 30	470 ± 30	460 ± 20	88 ± 3	78 ± 2	77 ± 2
$\text{Fe} - \text{Em}, z^m = 2$	1450 ± 70	900 ± 70	840 ± 80	142 ± 5	100 ± 5	93 ± 6
$\text{Fe} - \text{Em}, z^m = 3 \div 7$	1450 ± 60	1060 ± 70	960 ± 80	136 ± 3	107 ± 4	96 ± 5
$\text{Fe} - \text{Em}, z^m \geq 8$	1290 ± 60	1000 ± 50	950 ± 50	126 ± 2	106 ± 3	101 ± 8

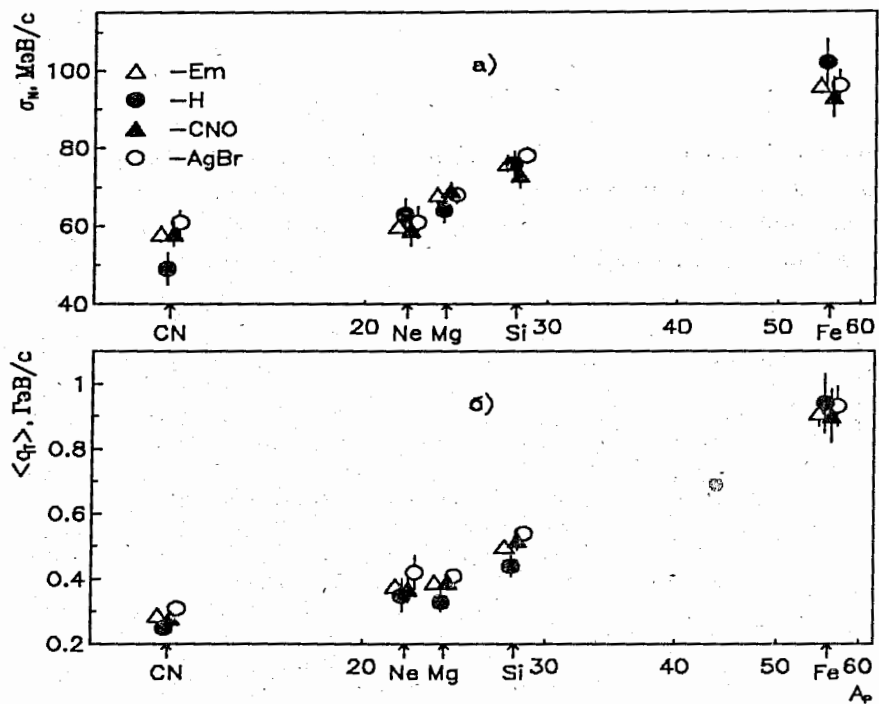


Рис. 7: A_p -зависимость "температуры" нуклонного фрагмента σ_N (а) и среднего поперечного импульса $\langle q_{\perp} \rangle$ фрагментирующего остаточного ядра (б) при фиксированных A_T .

значения коэффициентов коллинеарности несколько превышают рассчитанные по модели. Наиболее естественное, по нашему мнению, объяснение этого превышения состоит в том, что остаточное фрагментирующее ядро приобретает в соударении не только поперечный импульс, но и, вероятно, некоторый угловой момент.

В разделе 4.4 показано, что распределения пространственных углов между векторами 3-импульсов и эффективных масс пар α -фрагментов обнаруживают два статистически обеспеченных пика (более 7 стандартных отклонений над некоррелированным фоном для суммарного спектра по всем ансамблям), положение которых соответствует значениям, ожидаемым при распаде нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$ в основном ($0, 0^+$) и первом возбужденном ($2.9 \text{ МэВ}, 2^+$) состояниях. Впервые оценена

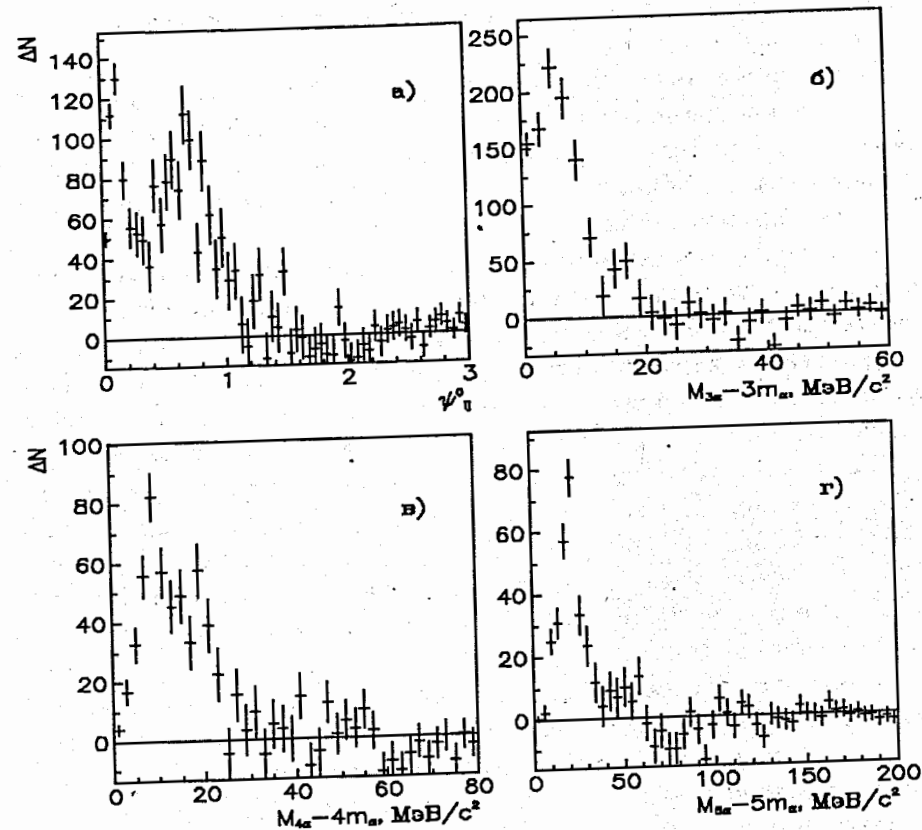


Рис. 8: Суммарное для ансамблей ${}^{12}\text{C}$, ${}^{22}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$ и ${}^{28}\text{Si}$ при близких первичных энергиях на нуклон распределение пространственных углов пар α -фрагментов (а), суммарный для ансамблей ${}^{22}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{56}\text{Fe}$ спектр эффективных масс трех α -фрагментов ($M_{3\alpha} - 3m_{\alpha}$) (б), суммарный для ансамблей ${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{56}\text{Fe}$ спектр эффективных масс четырех α -фрагментов ($M_{4\alpha} - 4m_{\alpha}$) (в) и суммарный для ансамблей ${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{56}\text{Fe}$ спектр эффективных масс пяти α -фрагментов ($M_{5\alpha} - 5m_{\alpha}$) (г), все гистограммы - разность с некоррелированным фоном.

доля пар α -фрагментов от распада (10%), показана ее независимость от A_P и энергии столкновения.

Впервые показано, что в спектрах эффективных масс трех, четырех и пяти α -фрагментов также присутствуют особенности, которые могут быть обусловлены распадами промежуточных возбужденных состояний ядер ^{12}C , ^{16}O и ^{20}Ne . Статистическая обеспеченность – свыше шести стандартных отклонений (рис. 8).

В пятой главе механизм анализа азимутальных корреляций распространен на другие области ядро-ядерного взаимодействия, здесь рассмотрены азимутальные корреляции внутри групп b -, g - и s -частиц – фрагментов ядра-мишени и "рожденных" частиц, а также междугрупповые корреляции – корреляции между частицами из разных групп, включая и группу f -частиц – фрагментов ядра-снаряда с $z \geq 2$.

Впервые показано, что внутри групп b -, g - и s -частиц азимутальная асимметрия растет как с увеличением A_P при фиксированных A_T , так и с увеличением A_T при фиксированных A_P . В ансамблях $^{22}\text{Ne}-Em$ и $^{56}\text{Fe}-Em$ асимметрия растет для центральных взаимодействий (малые Q). Кроме того, в ансамбле $^{56}\text{Fe}-Em$ имеется зависимость асимметрии от полярного угла θ .

При изучении междугрупповых корреляций впервые показано, что во всех ансамблях $A-Em$ событий имеются четкие корреляции типа вылета в противоположные стороны в поперечной плоскости соударения для комбинаций sg , sb и комбинаций gf , bf , возрастающие с увеличением A_P , а в ансамбле $^{56}\text{Fe}-Em$ присутствует зависимость их от A_T , степени центральности взаимодействия и угла θ . Отсутствуют заметные корреляции между f - и s -, а также g - и b -частицами в столкновениях легких ядер, однако, в $^{56}\text{Fe}-Em$ событиях появляется указание на противоположную другим комбинациям вторичных частиц тенденцию – к вылету в одну сторону в поперечной плоскости.

В **Заключении** сформулированы основные выводы

1. Проведено систематическое экспериментальное исследование фрагментации релятивистского налетающего ядра в реакциях неупругого взаимодействия на ядрах фотоэмульсии на уникальном материале, охватывающем область легких и средних масс ядер-снарядов при энергиях ускорителей Дубны и Беркли.
2. Впервые установлено, что среднее число протонов, вылетающих при фрагментации в составе α -частиц, или средний электриче-

ский заряд, уносимый α -фрагментами, выше чем аналогичная величина для любых других фрагментов с фиксированным зарядом (включая однозарядные) для всех анализируемых ансамблей ядро-ядерных взаимодействий.

3. Установлены зависимости характеристик распределений по множественности α -частиц от масс ядер-снарядов и ядер-мишеней. Впервые показано, что распределения не подчиняются КНО-скейлингу, шире пуассоновского, моменты распределений качественно описываются перколяционной моделью и не противоречат предположению о фазовом переходе 2-го рода в рамках этой модели.
4. Систематически исследованы корреляции в поперечной плоскости соударения между фрагментами остаточного релятивистского ядра-снаряда. Показано, что фрагментирующее остаточное ядро приобретает в соударении значительный поперечный импульс, искажающий измеряемые угловые и импульсные характеристики фрагментов.
5. Обнаружена "жесткая" компонента в распределениях поперечных импульсов α -фрагментов (избыток больших p_{\perp}), впервые показано, что она присутствует во всех ансамблях и подансамблях рассматриваемых взаимодействий.
6. С помощью разработанного оригинального метода междугрупповых азимутальных корреляций с плавающей границей между группами впервые установлено, что "мягкая" и "жесткая" компоненты распределения поперечных импульсов не могут происходить из единой фрагментирующей системы.
7. Впервые проанализированы свойства "мягкой" и "жесткой" компонент в зависимости от характеристик взаимодействия. Показано, что общее возрастание поперечного импульса α -фрагментов с увеличением степени центральности взаимодействия и степени дезинтеграции фрагментирующего ядра обусловлено ростом относительного вклада "жесткой" компоненты, характеристики как "мягкой", так и "жесткой" компонент практически не меняются. Напротив, при увеличении массы ядра-снаряда возрастание общего поперечного импульса обусловлено ростом поперечного импуль-

са "мягкой" компоненты, относительный вклад и характеристики "жесткой" компоненты не меняются.

8. С помощью разработанной модели фрагментации движущегося ядра оценены величины передаваемого ядру поперечного импульса и "температуры" фрагментации – стандарта распределения поперечного импульса нуклонного фрагмента в с.д.м. фрагментирующего ядра – для всех анализируемых ансамблей и подансамблей и их зависимости от характеристик взаимодействия.
9. Впервые показана независимость "температуры" фрагментации от массы ядра-партнера, степени центральности взаимодействия, степени дезинтеграции фрагментирующей системы. Таким образом установлено, что "температура" фрагментации – характеристика первичного налетающего ядра и, возможно, функция первичной энергии.
10. Обнаружены и проанализированы особенности в спектрах пространственных углов и эффективных масс пар релятивистских α -фрагментов. Впервые установлено, что эти особенности отвечают распаду промежуточного нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$ в основном ($0, 0^+$) и первом возбужденном состоянии ($2.9 \text{ МэВ}, 2^+$); вклад от распада не зависит от массы ядра-снаряда и составляет $\sim 10\%$ среди всех пар α -фрагментов.
11. Впервые обнаружены обеспеченные особенности в спектрах эффективных масс трех, четырех и пяти α -фрагментов остаточного ядра-снаряда, которые также могут быть интерпретированы как распады промежуточных нестабильных ядер.
12. Впервые систематически исследованы азимутальные корреляции между продуктами фрагментации ядер-мишеней и релятивистскими частицами. Показано, что азимутальная асимметрия всех типов вторичных частиц возрастает с увеличением массовых чисел снаряда и мишени и степени центральности соударения. Основная черта междугрупповых корреляции – тенденция к противоиспусканию в поперечной плоскости соударений частиц различной природы: релятивистских частиц и фрагментов мишени, фрагментов снаряда и мишени.

Основные результаты диссертации изложены в работах:

1. Бондаренко А.И., Гуламов К.Г., Мялковская Н.М. и др. Исследование неупругих адрон-нуклонных взаимодействий при энергиях в десятки и сотни гигаэлектронвольт. // В сб. Упругие и неупругие соударения частиц большой энергии с нуклонами и ядрами. – Ташкент. – ФАН. – 1975. – с.119-165.
2. Азимов С.А., Бондаренко А.И., Гуламов К.Г. и др. Исследование корреляций при множественном рождении частиц. // В сб. Множественные процессы при высоких энергиях. – Ташкент. – ФАН. – 1976. – с.120-164.
3. Басова Е.С., Бондаренко А.И., Гуламов К.Г. и др. Поиск ударных волн в ядро-ядерных соударениях. // Письма в ЖЭТФ. – 1976. – т.24, N4. – с.257-260.
4. Azimov S.A., Bondarenko A.I., Gulamov K.G. et al. Two-Particle Rapidity Correlations Among Produced Particles in Proton-Nucleus Interactions at High Energies. // Z.Phys. – 1977. – v.A280 – p.107-109.
5. Бондаренко А.И., Гуламов К.Г., Гулямов У.Г. и др. Фрагментация релятивистских ядер азота на ядрах фотоэмульсии. // Изв. АН УзССР, сер. физ.-мат. наук. – 1979. – N2. – с.73-77.
6. Марин А., Нягу Д., ..., Бондаренко А.И. и др. Фрагментация ядер углерода при импульсе $4.5 \text{ ГэВ}/c$ на нуклон на ядрах фотоэмульсии. // ЯФ. – 1980. – т.32, N5(11). – с.1387-1392.
7. Марин А., Нягу Д., ..., Бондаренко А.И. и др. Изучение корреляций между вторичными частицами, образованными в неупругих соударениях релятивистских ядер с ядрами фотоэмульсии. // ЯФ. – 1980. – т.32, N5(11) – с.1379-1386.
8. Bannik B.P., Vokal S., ..., Bondarenko A.I. et al. Inelastic Interactions of Protons with Photoemulsion Nuclei at $4.5 \text{ GeV}/c$. // Czech.J.Phys. – 1981. – v.B31. – p.490-498.
9. Бенгус Л.Е., Бондаренко А.И., Бондаренко Р.А. и др. Азимутальные эффекты при фрагментации релятивистских ядер. // Письма в ЖЭТФ. – 1983. – т.38. – с.353-355.

10. Бенгус Л.Е., Бондаренко А.И., Гулямов У.Г. и др. Поиск двухчастичных корреляций между полярными углами вылета вторичных частиц из ^{56}Fe -ядерных взаимодействий при энергии 1.7 ГэВ/нуклон. // ДАН УзССР. – 1984. – N2. – с.33-34.
11. Azimov S.A., Bengus L.E., Bondarenko A.I. et al. Evidence for Azimuthal Correlations in Inelastic Interactions of ^{56}Fe Nuclei in Emulsion at 2.5 GeV/c. // Z.Phys. – 1985. – v.A322. – p.677-683.
12. Bannik V.P., Batusov Y.A., ..., Bondarenko A.I. et al. Interaction Mean Free Path in Nuclear Emulsion of Fragments of ^{22}Ne Nuclei with Momentum 4.1 GeV/c and the Problem of Anomalons. // Z.Phys. – 1985. – v.A321. – p.249-254.
13. Бондаренко А.И., Чернов Г.М. О влиянии ошибок измерения координат на характеристики вторичных частиц в области малых углов вылета. // Препр. ИЯФ АН УзССР. – P-7-182. – Ташкент. – 1985.
14. Вокалова А., Краснов С.А., ..., Бондаренко А.И. и др. Неупругие столкновения ядер неона-22 с ядрами фотоэмульсии при импульсе 90 ГэВ/с. // Краткие сообщ. ОИЯИ. – 1985. – N12-85. – с.15-21.
15. Бондаренко А.И., Гулямов У.Г., Петров Н.В. и др. Поперечные импульсы многозарядных продуктов фрагментации релятивистских ядер железа-56. // ДАН УзССР. – 1987. – N11. – с.28-31.
16. Бондаренко А.И. Поперечный фазовый объем системы частиц с произвольными импульсами. // Препр. ИЯФ АН УзССР. – P-7-259. – Ташкент. – 1987.
17. Андреева Н.П., Анзон З.В., ..., Бондаренко А.И. и др. Фрагментация ядер ^{22}Ne при 4.1 А ГэВ/с в эмульсии. // Труды XX Международной конференции по космическим лучам. – М., Наука. – 1987. – т.5. – с.58-60.
18. Андреева Н.П., Анзон З.В., ..., Бондаренко А.И. и др. Фрагментация релятивистских ядер ^{22}Ne в соударениях со свободными и квазисвободными нуклонами. // Труды XX Международной конференции по космическим лучам. – М., Наука. – 1987. – т.5. – с.61-64.
19. Андреева Н.П., Анзон З.В., ..., Бондаренко А.И. и др. Некоторые особенности угловых распределений вторичных частиц в неупругих взаимодействиях 4.1 А ГэВ/с ионов неона-22 с эмульсией. // Труды XX Международной конференции по космическим лучам. – М., Наука. – 1987. – т.5. – с.65-68.
20. Андреева Н.П., Анзон З.В., ..., Бондаренко А.И. и др. Поперечный импульс альфа-фрагментов из 4.1 А ГэВ/с неон-эмульсионных соударений. // Труды XX Международной конференции по космическим лучам. – М., Наука. – 1987. – т.5. – с.69-72.
21. Бенгус Л.Е., Бондаренко А.И., Гулямов У.Г. и др. Поиск многочастичных корреляций между углами вылета медленных частиц из соударений релятивистских ядер железа-56 в эмульсии. // ДАН УзССР. – 1987. – N7. – с.19-21.
22. Бенгус Л.Е., Бондаренко А.И., Гулямов У.Г. и др. Азимутальная асимметрия продуктов фрагментации мишени в соударениях релятивистских ядер железа-56 в эмульсии. // ДАН УзССР. – 1987. – N8. – с.22-24.
23. Андреева Н.П., Анзон З.В., ..., Бондаренко А.И. и др. Множественности и угловые распределения заряженных частиц во взаимодействиях ядер ^{22}Ne в фотоэмульсии при импульсе 4.1 ГэВ/с. // ЯФ. – 1987. – т.45, с.123-131.
24. Андреева Н.П., Анзон З.В., ..., Бондаренко А.И. и др. Фрагментация релятивистских ядер неона-22 на ядрах фотоэмульсии. // ЯФ. – 1988. – т.47, N1. – с.157-167.
25. Абдуразакова У.А., Бенгус Л.Е., Бондаренко А.И. и др. О форме распределения по поперечным импульсам релятивистских α -частиц в ядро-ядерных взаимодействиях большой энергии. // ЯФ. – 1988. – т.47, N5. – с.1299-1308.
26. Абдуразакова У.А., ..., Бондаренко А.И., ..., Чернов Г.М. и др. Корреляционные явления при фрагментации релятивистского ядра ^{22}Ne при $p_0 = 90$ ГэВ/с и динамика этого процесса. // ЯФ. – 1988. – т.47, N4. – с.949-958.
27. Андреева Н.П., Анзон З.В., ..., Бондаренко А.И. и др. Изучение двухчастичных корреляций в неупругих взаимодействиях ядер

- ^{22}Ne при $P_0 = 4.1 \text{ А ГэВ/с}$ на нуклон с ядрами эмульсии. // ЯФ. – 1988. – т.47. – с.1309-1319.
28. Андреева Н.П., Анзон З.В., ..., Бондаренко А.И. и др. Поперечные импульсы альфа-фрагментов из взаимодействий неона-22 с ядрами фотоэмульсии при импульсе 4.1 А ГэВ/с . // Письма в ЖЭТФ. – 1988. – т.47. – с.20-23.
29. Andreeva N.P., Anzon Z.V., ..., Bondarenko A.I. et al. Experimental Study of Nuclear Flow in $^{22}\text{Ne} + (\text{Ag}, \text{Br})$ Inelastic Interactions at 4.1 А GeV/c . // Acta Phys. Slov. – 1988. – v.38. – p.65-72.
30. Бабаев А.Х., Бенгус Л.Е., Бондаренко А.И. и др. Об угловом моменте фрагментирующих остаточных ядер, испытавших неупругое соударение при высоких энергиях. // ЯФ. – 1989. – т.50, N5(11). – с.1324-1328.
31. Бабаев А.Х., Бенгус Л.Е., Бондаренко А.И. и др. Азимутальные корреляции между вторичными заряженными частицами из неупругих взаимодействий релятивистских ядер. // ЯФ. – 1990. – т.51, N2. – с.524-534.
32. Бондаренко А.И., Русакова В.В., Саломов Дж.А., Чернов Г.М. Релятивистские альфа-частицы из неупругих соударений ядер магния-24 в фотоэмульсии при $4,5 \text{ ГэВ/с/нуклон}$. // Изв. ВУЗов СССР. – 1991. – N5. – с.19-23.
33. Бондаренко А.И., Русакова В.В., Саломов Дж.А. и др. Изучение неупругой фрагментации ядра магния-24 при $p_0/A = 4.5 \text{ ГэВ/с}$ в фотоэмульсии. // ЯФ. – 1992. – т.55. – с.137-149.
34. Бондаренко А.И., Соловьева З.И., Чернов Г.М. Метод анализа трековой информации о фрагментации ядра-снаряда в ультрарелятивистских ядерных взаимодействиях. // ПТЭ. – 1992. – N2. – с.52-56.
35. Бондаренко А.И., Плюшев В.А., Соловьева З.И. и др. Метод анализа механизма фрагментации релятивистских ядер-снарядов в инклюзивных экспериментах. // ПТЭ. – 1992. – N2. – с.57-62.

36. Амеева Б.У., Андреева Н.П., ..., Бондаренко А.И. и др. Фрагментация релятивистских ядер-снарядов и А-зависимость ферми-импульсов нуклонов. // Краткие сообщ. ОИЯИ. – 1994. – N5[68]-94. – с.43-50.
37. Бондаренко А.И., Чернов Г.М., Юлдашев Б.С. Реакция диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ на ядрах водорода, углерода и тантала при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон. // ЯФ. – 1994. – т.57, N3. – с.430-434.
38. Аветян Ф.А., Адамович М.И., ..., Бондаренко А.И. и др. Когерентная диссоциация $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ в фотоэмульсии при импульсе 4.5 ГэВ/с на нуклон. // ЯФ. – 1996. – т.56, N1. – с.110-116.
39. Белага В.В., Бондаренко А.И., Канарек Т. и др. Фрагментация ядра углерода в три α -частицы в пропановой пузырьковой камере при импульсе 4.2 А ГэВ/с . // ЯФ. – 1996. – т.59, N5. – с.869-877.
40. Белага В.В., Бондаренко А.И., Каршиев Д.А. и др. Фрагментационные характеристики релятивистского ядра углерода при его взаимодействии с водородом. // ЯФ. – 1996. – т.59, N6. – с.1036-1041.
41. Белага В.В., Бондаренко А.И., Канарек Т. и др. Изучение фрагментации релятивистского ядра углерода в неупругих соударениях с ядрами пропана и тантала. // ЯФ. – 1996. – т.59, N11. – с.2008-2014.
42. Белага В.В., Бондаренко А.И., Рустамова Ш.А. и др. Изучение парных корреляций между альфа-частицами – фрагментами релятивистских ядер. // ЯФ. – 1996. – т.59, N7. – с.1254-1256.
43. Бондаренко А.И., Бондаренко Р.А., Русакова В.В. и др. Свойства распределений по множественности альфа-частиц, образованных при фрагментации релятивистских ядер. // Препр.ОИЯИ. – P1-97-99. – Дубна. – 1997.; ЯФ(в печати).

Цитированная литература

- [1] Балдин А.М. // ЭЧАЯ. – 1977. – т.8, N3. – с.429.
- [2] Goldhaber A.S., Heckman H.H. // Prepr. Lowr. Berk. Lab. – 1978. – LBL-6570.
- [3] Powell C.F., Fowler P.H., Perkins D.H. Study of Elementary Particles by the Photographic Method. – London: Pergamon Press, 1959. Русский перевод: Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Д. Исследование элементарных частиц фотографическим методом. – М.: ИЛ, 1962.
- [4] Heckman H.H., Greiner D.E., Lindstrom P.J. et al. // Phys. Rev. Lett. – 1972. – v.28. – p.926.
- [5] Steiner H. // Preprint LBL-2144. – 1973.
- [6] Heckman H.H., Greiner D.E., Lindstrom P.T., et. al. // Sci. – 1971. – v.174, N 4014. – p.1130.
- [7] Greiner D.E., Lindstrom P.T., Heckman H.H. et. al. // Phys. Rev. Lett. – 1975. – v.35. – p.152.
- [8] Lindstrom P.J., Greiner D.E., Heckman H.H. et. al. // Berkeley. – 1975. – 10p. – Preprint Lowr. Berk. Lab. LBL-3650.
- [9] Feshbach H., Huang K. // Phys. Lett. – 1973. – v.B47. – p.300.
- [10] Goldhaber A.C. // Phys. Lett. – 1974. – v.B53. – p.306.
- [11] Bauer W. et al. // In: "Proc.7th High Energy Heavy Ion Study", Darmstadt. – 1985. – p.701.
- [12] EL-Waged Kh., Uzhinskii V.V. // Preprint JINR. – 1994. – E2-94-127. Dubna.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 сентября 1997 года.