

T-505



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

На правах рукописи

1-93-277

**ТОГОО  
Равдандорж**

УДК 539.172.1  
539.172.8

**ПРОЦЕССЫ КЛАСТЕРИЗАЦИИ  
ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ  
ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ**

**Специальность: 01.04.16 — физика ядра  
и элементарных частиц**

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук**

Дубна 1993

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты :

доктор физико-математических наук  
профессор

Виктор Викторович  
ГЛАГОЛЕВ

доктор физико-математических наук  
профессор

Владимир Алексеевич  
НИКИТИН

доктор физико-математических наук  
профессор

Бехзад Садыкович  
ОЛДАШЕВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение :

Научно - исследовательский институт ядерной физики  
МГУ, г.Москва

Защита диссертации состоится " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 1993 г.  
в \_\_\_\_\_ часов на заседании Специализированного совета  
Д-047.01.02 при Лаборатории высоких энергий Объединенного  
института ядерных исследований, г.Дубна Московской области,  
Лаборатория высоких энергий, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 1993 г.

Ученый секретарь Специализированного совета.

М. Ф. ЛИХАЧЕВ

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

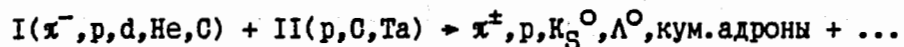
**Актуальность проблемы.** Природа сильновозбужденной материи является важной проблемой в бурно развивающихся в последние годы областей физики высоких энергий. Поэтому большое внимание в теоретических и экспериментальных работах уделяется вопросам фазового перехода адронной материи в кварк-глюонную плазму (КГП) и возможности формирования этого "нового" состояния вещества в лабораторных условиях. Изучение проявлений КГП в ядрах составляет одну из главных перспектив фундаментальных исследований в области релятивистской ядерной физики. Такие исследования проводятся в разных лабораториях мира (ОИЯИ, ИТЭФ, ИФВЭ г.Серпухов, ЦЕРН, Брукхейвин и др.) в области энергий вплоть до 1.8 ТэВ. Движущиеся с около-световой скоростью пучки атомных ядер открывают новые закономерности в структуре облученных ядер, которые представляют собой сложное флуктуирующее кварк-глюонное образование. Все это стимулирует развитие теоретических модельных представлений о механизме множественного рождения адронов. (кластерных, кварковых, модели кварк-глюонных струн и т.д.).

Характерной особенностью множественного рождения частиц является кластеризация, в результате которой частицы, образуя сгущения, не заполняют равномерно весь кинематически разрешенный объем фазового пространства. Поэтому кластерами называют сгущения частиц в данном пространстве, занимающие небольшую часть кинематически доступного объема. В большинстве случаев кластеры имеют кинематическую природу и обусловлены малыми 4-импульсами, передаваемыми от первичного объекта к вторичному, «сохранившемуся», в отличие от динамических кластеров, возникающих в результате взаимодействия сталкивающихся объектов в конечном состоянии (например, статистические системы - файрболы). Кластеризация

вторичных частиц может проявляться в распределениях частиц по скорости, в дисперсиях этих распределений и т.д.<sup>/1/</sup>.

Экспериментальное обнаружение и изучение кластеров, принятых в настоящей работе представляют собой исследования проявлений кварковых и глюонных степеней свободы в ядрах, что важно для понимания глобальной проблемы множественной генерации адронов во взаимодействиях высоких (сверхвысоких) энергий.

**Цель работ.** Данная диссертация посвящена экспериментальному изучению процессов кластеризации вторичных адронов в следующих соударениях :



в области энергий от 4 по 40 ГэВ, где I (II) условно обозначается объект снаряда (мишени), p,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $K_S^0$ ,  $\Lambda^0$  – вторичные адроны. Для этого проанализированы общие характеристики адронных кластеров, свойства кластеров во взаимодействиях с рождением странных и кумулятивных адронов, исследованы корреляционные явления в "кластерных" столкновениях и получены данные о температурах кластеров.

**Новизна работ** заключается в том, что в условиях 4 $\pi$  – геометрии систематически изучены закономерности процессов кластеризации вторичных адронов в зависимости от атомного веса ядра-мишени (снаряда) и первичной энергии.

Предложена и разработана методика выделения адронных кластеров, основанная на анализе сгущений в пространстве нормированных к одинаковой массе относительных 4-скоростей.

**Научная и практическая ценность работ.** Полученные в данной работе результаты могут быть использованы в проектировании новых экспериментов по исследованию в области релятивистской ядерной физики и дают обширный фактический

материал для развития теоретических моделей и трактовки механизма взаимодействия при высоких энергиях, в том числе и для неупругих соударений с испусканием странных частиц и кумулятивных адронов.

**Публикации.** В диссертацию вошли 23 работы, опубликованные в течение 1976÷1993 гг. в журналах "Ядерная физика", "Трудах института физики и техники Монгольской Академии Наук", в сборниках "Краткие сообщения ОИЯИ", а также в виде препринтов и сообщений ОИЯИ. Список работ приводятся в конце автореферата /1+23/.

**Апробация.** Основные результаты диссертации представлялись на Международных конференциях по физике высоких энергий в Дубне (1990, 1992), неоднократно докладывались специализированных семинарах и симпозиумах, международных совещаниях стран – участниц ОИЯИ по обработке снимков с 2-метровой пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ.

**Объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Текст содержит 171 страницу, 47 рисунков, 34 таблицы и библиографию из 193 наименований.

**Автор защищает :**

1. Прделанную работу по изучению и обработке ~ 100 тыс. hh – , hA – и AA – взаимодействий, полученных с помощью 2 –метровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ в интервале первичного импульса от 4 до 40 ГэВ/с.
2. Разработку методики выделения адронных кластеров, состоящих из пионов, протонов, нейтральных странных частиц и кумулятивных адронов, т.е. всех частиц, регистрируемых пузырьковой камерой (кроме частиц нулевой массы).
3. Результаты общих характеристик адронных кластеров (число частиц, образующихся через кластеры, множественные

характеристики кластеров, энергетические характеристики кластеров и их зависимость от числа частиц в кластерах, значений быстрот кластеров и т.д.).

4. Результаты исследований процессов кластеризации вторичных адронов во взаимодействиях, сопровождающихся испусканием кумулятивных адронов и странных частиц.

5. Данные по корреляционным явлениям в «кластерных» столкновениях (флуктуации в ядро-ядерных соударениях и сравнение их с результатами расчетов по каскадной модели, азимутальные асимметрии между «свободными» частицами и кластером как целым, частицами из одного кластера, двухкластерные корреляции).

### СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обосновывается актуальность проведенных исследований, дано обоснование необходимости экспериментального изучения процессов кластеризации адронов во взаимодействиях при высоких энергиях и формулируются основная цель и задачи работы.

В первой главе диссертации рассмотрены методические вопросы. Экспериментальные данные получены с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ТПК - 500 ЛВЭ ОИЯИ с внутренней мишенью из танталовых пластин толщиной 1 мм, помещенной в магнитном поле напряженностью  $H \approx 15$  кГс. Камера экспонировалась в пучке релятивистских ядер на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий. Дано краткое описание пропановой пузырьковой камеры, системы фотографирования, системы вывода и характеристики пучков ядер, а также магнитного поля.

Просмотр стереофотографий проводился на просмотровых столах типа БПС-1 и БПС-2. Отобранные при просмотре события измерялись на полуавтоматах типа ПУОС и САМЕТ, работающих на линии связи с ЭВМ ЕС-1033 и ЭВМ М-222. Точность измерения

координат на пленке составляет  $\approx 10$  мкм. Математическая обработка событий проводилась на ЭВМ CDC-6500 по программе ГЕОФИТ и на ЭВМ М-222 по программе "1-6" <sup>13/</sup>. После проверки качества измерения треков события вся информация записывалась на ленту суммарных результатов (DST). Точность определения параметров вторичных частиц оказалась равной  $\langle \Delta p/p \rangle = (9.1 \pm 0.1) \%$ ,  $\langle \Delta t g \alpha \rangle = (0.045 \pm 0.001)$ ,  $\langle \Delta \beta \rangle = (13.2 \pm 0.3)$  мрад, где  $p$  - импульс,  $\alpha$  - глубинный угол,  $\beta$  - азимутальный угол вылета частицы.

Были внесены поправки на потерю частиц, вылетающих под большими углами к плоскости фотографирования, а также на потери «застывших» частиц в танталовых пластинах.

С целью улучшения процедуры выделения событий на углероде из совокупности событий в пропане ( $C_3H_8$ ) к обычно применяемому добавлялся критерий, основанный на измерении массы мишени ( $M_t^{ch}$ ). Величина  $M_t^{ch}$  находилась для каждого события, не удовлетворяющего критериям выделения углеродных событий, при этом событие относилось к углеродным, если для него  $M_t^{ch} > 1,1 m_p$ . В результате применения дополнительного критерия эффективность выделения неупругих ( $p, d, He, C$ )  $C$  - столкновений оказалась близкой к единице <sup>14,9/</sup>.

Вопрос о кластеризации вторичных частиц во взаимодействиях высоких энергий является принципиальным для понимания проблемы множественного рождения адронов в целом. Поэтому очень важно было найти четкие экспериментальные возможности обнаружения самого факта кластеризации вторичных частиц. Прежде всего был рассмотрен вопрос о выборе переменных (или пространства) наиболее удобных для обнаружения самого факта кластеризации частиц. Для этого были изучены: пространство относительных 4-скоростей  $b_{ik}$  [ $b_{ik} = - (u_i - u_k)^2$ ,  $u_{i(k)}$  - 4-скорость  $i(k)$ -ой частицы], быстрое пространство Лобачевского  $\rho_{ik}$ , пространство эффективных масс ( $M_{ik}^{эф}$ ) и пространство нормированных  $k$

одинаковой массе относительных 4-скоростей  $b_{ik}' / 12, 15, 21 /$   
 $\{ b_{ik}' = (m_{i(k)} / m_0^2) * b_{ik}$ , где  $m_{i(k)}$  - масса  $i(k)$ -ой  
 частицы,  $m_0$  - атомная единица массы, равная 0.931 МэВ/с. В  
 этих пространствах был рассмотрен распад некой гипотетичес-  
 кой частицы, покоящейся в лабораторной системе координат  
 (л.с.к), на всевозможные пары частиц ( $\lambda\lambda, \lambda\rho, \lambda K$  и т.д.) и  
 для каждого пространства вычислены расстояния между  
 частицами выбранных пар в зависимости от их импульсов в л.с.  
 Выяснилось (см. рис.1), что только для пространства  
 переменных  $b_{ik}'$  эти расстояния не зависят от выбора пар  
 распадных частиц в диапазоне рассмотренных импульсов  $0 \div 2.5$   
 ГэВ/с. Этот результат явился главным основанием  
 использования пространства переменных  $b_{ik}'$  для обнаружения  
 факта кластеризации вторичных частиц.

Выделение кластеров производилось в событиях с числом  
 вторичных частиц  $n \geq 4$ . Методика выделения кластеров  
 выбиралась с расчетом на то, чтобы она не ограничивала как  
 число возможных кластеров в событии, так и их принадлежность  
 к определенной части фазового пространства. С нашей точки  
 зрения, этому удовлетворяет методика, основанная на  
 использовании алгоритма «минимально-разветвленного дерева»,  
 в котором  $n$  частиц связываются  $n-1$  элементами «длины» в  
 пространстве  $b_{ik}'$  так, чтобы их суммарная длина была  
 минимальной. Получающиеся при этом конфигурации для  
 событий с  $n \geq 4$  приведены на рис.2. В первом приближении  
 кластерами считались разветвления, состоящие не менее чем из  
 трех частиц. Затем использовалась процедура итераций, в  
 которой проводилось сравнение отношения  $\zeta_r = b_r' / \langle b_r' \rangle$ ,  
 вычисленного для каждой  $r$ -й частицы кластера, с граничным  
 значением  $\zeta_{гр}$ . Здесь  $b_r'$  - расстояние  $r$ -й частицы от  
 центра кластера,  $\langle b_r' \rangle$  - среднее значение этих расстояний.  
 Для  $\zeta_{гр}$  использовалось значение  $\zeta = 2.5$ , которое было  
 найдено, в частности, по величине среднего значения  
 отношения  $(b_r')_{\max} / \langle b_r' \rangle$ , вычисленного для всех

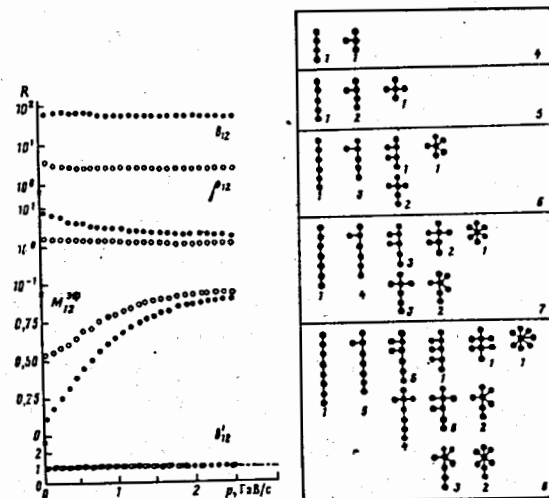


Рис. 1. Зависимость отношения расстояний в пространствах  $b_{12}, \rho_{12}, M_{12}^{\text{эф}}$  и  $b_{12}'$  между парами  $\lambda\lambda$  к расстояниям между парами  $\lambda\lambda^0$  (●) и расстояний между частицами  $KK$  к расстояниям между  $\rho\rho$  (○) от импульса частицы пары в л.с.

Рис. 2. Одна из возможных конфигураций минимально разветвленного дерева для 4-, 5-, 6-, 7-, и 8- лучевых событий.

кластеров первого приближения. Здесь  $(b_r')_{\max}$  - наибольшее расстояние между всевозможными парами частиц кластера, а величина  $\langle b_r' \rangle$  вычислялась при этом для оставшихся частиц данного кластера. В каждой итерации частицы  $\zeta_r > 2.5$  исключались из кластера, а «свободные» частицы с  $\zeta_r < 2.5$  включались, затем находился новый центр кластера, вычислялись значения  $\zeta_r$  и т.д. Итерационный процесс

заканчивался, когда в результате последующих проб состав кластера продолжал оставаться неизменным. Для конфигураций типа «цепочка», т.е. конфигураций без разветвлений (см. рис.2), итерационный процесс включался после «разрезания» цепочки на участке, соответствующим максимальному расстоянию между частицами.

Вторая глава посвящена результатам изучения общих характеристики адронных кластеров во взаимодействиях высоких энергий /12,14+16,21+22/. В  $hC$  - взаимодействиях при импульсах 4+40 ГэВ/с доля вторичных частиц, связанная с распадом образовавшихся в столкновениях кластеров, растет в области энергии 4 + 10 ГэВ, а затем остается постоянной например, (29.8±0.9)% в  $pC$  при 4.2 ГэВ/с ; (58.9±1.7)% в  $pC$  при 10 ГэВ/с и (53.8±1.6)% в  $\pi C$  при 40 ГэВ/с. Рост с энергией сечения взаимодействий с образованием кластеров обусловлен увеличением доли столкновений, сопровождающихся формированием многокластерных систем.

Распределения по расстояниям между кластерами (в пространстве  $b_{ik}$ )  $b_{\alpha\beta} = - (V_{\alpha} - V_{\beta})^2$ , ( $V_{\alpha(\beta)}$  - 4-скорости  $\alpha(\beta)$  кластеров как целых), в области  $b_{\alpha\beta} > b_{\alpha\beta}$ , где  $b_{\alpha\beta}$  - среднее значение  $b_{\alpha\beta}$ , описываются степенной зависимостью вида  $dN / db_{\alpha\beta} \sim (b_{\alpha\beta})^{-m}$  с одинаковым для всех соударений параметром  $m \sim 3$ . Универсальные свойства величин  $b_{\alpha\beta}$  проявляются и в зависимости средних значений  $b_{\alpha\beta}$  от числа кластеров ( $N_{кл}$ ): они очень слабо зависят от  $N_{кл}$ .

Экспериментальные распределения по быстротам кластеров ( $u_{кл}$ ) имеют два максимума, причем первый из них ( $u_{кл} < 0.5$ ) можно объяснить каскадным механизмом. На шкале переменных  $x_{кн}$  и  $x_{км}$  кластеры располагаются как в областях фрагментаций сталкивающихся объектов, так и в центральной области. Здесь:

$$x_{км(н)} = \frac{M_{\alpha(\beta)} (V_{\alpha(\beta)} u_{м(н)})}{m_{н(м)} (u_{н} u_{м})} - \text{доля 4-импульса налетающего}$$

ядра (н) и ядра мишени (м), уносимая кластером,  $M_{\alpha(\beta)}$  - масса кластера  $\alpha$  (или  $\beta$ ),  $m_{н(м)}$  и  $u_{м(н)}$  - масса и 4-скорость налетающего ядра (или ядра мишени).

Энергетические характеристики распада кластеров изучались при помощи структурных функций  $F(T_k) = Ed^3\sigma/dp^3$ , где  $T_k$  - кинетическая энергия частицы в системе покоя кластера. Эти функции аппроксимировались экспонентой типа  $F(T_k) \sim \exp(-T_k / T_0)$  с параметром  $T_0$ , имеющим смысл "температуры". Наибольшие значения параметров  $T_0$  наблюдаются в центральной области соударения. В этой области намечаются значимые отличия результатов с расчетами по каскадной модели (ДКМ).

Структурные функции  $F(x)$  в зависимости от переменных  $x = b_{IIC}$  и  $x_{км}$  характеризуют процесс фрагментации рассматриваемого объекта на кластеры (здесь  $b_{IIC} = - (u_{II} - v_c)^2$ ). При  $u_{кл} > 0.5$   $F(x_{км})$  - функции имеют во всех случаях экспоненциальный вид с наклоном, не зависящим от типа взаимодействия ( $\langle x_{км} \rangle = 0.059 \pm 0.002$  для  $pC$  (10 ГэВ/с) и  $0.053 \pm 0.001$  для  $\pi C$  (40 ГэВ/с)). В  $F(b_{IIC})$  - функциях, которые также имеют экспоненциальный вид, параметры наклона  $\langle b_{IIC} \rangle$  сильно отличаются в кластерах с  $u_{кл} < 0.5$  и  $u_{кл} > 0.5$ .

В первой части третьей главы представлены результаты исследований особенностей  $hC$  - взаимодействий с испусканием кумулятивных адронов /2+6,8,10+11/. Для выделения кумулятивных адронов использовалась световая переменная  $\beta^0$  ( $\beta^0 = (E - p_{||}) / m_N$ , где  $E, p_{||}$  - энергия, продольный импульс частицы,  $m_N$  - масса нуклона). Кумулятивными считались пионы с  $\beta^0 > 0.6$  и протоны с  $\beta^0 > 1.2$ . В дальнейшем события с кумулятивными пионами получили название "мезонных" кумулятивных взаимодействий - МКВ, а события, имеющиеся только кумулятивные протоны (или дейтроны), но без кумулятивных пионов - "протонные" кумулятивные

взаимодействия - ПКВ (или ДКВ). Дейтроны идентифицировались по соответствию в пределах двухкратных ошибок их импульса, найденного по пробегу, с импульсом, измеренным по кривизне следа.

Полученные результаты для сечений кумулятивных рС - взаимодействий при 10 ГэВ/с приведены в табл.1. В последней строке этой таблицы приведен результат для событий с кумулятивными  $\chi^0$ -мезонами, найденными по  $\gamma$ -квантам, испущенным в заднюю полусферу (ЗП) ЛСК с  $E_\gamma > 100$  МэВ.

Таблица. 1

Тип взаимодействия	Число кум. адронов	Число взаимодействий	$\sigma$ (мб)
МКВ	$>1$	542	$2.42 \pm 0.24$
ПКВ	$>1$	1302	$5.61 \pm 0.21$
ДКВ	1	95	$0.43 \pm 0.10$
рС $\rightarrow$ кум. $\chi^0$	$>1$	879	$5.7 \pm 1.0$

Анализ отобранных взаимодействий кумулятивного типа показывает, что вероятность испускания дополнительного пиона ( $W_\pi = (2+3)\%$ ) или протона ( $W_p = (9+10)\%$ ) в 3+4 раза больше вероятности соответствующего кумулятивного взаимодействия среди всех неупругих рС - столкновений.

Для кумулятивных рС - взаимодействий при 10 ГэВ/с получены средние импульсы - ( $\bar{p}$ ), углы испускания - ( $\bar{\theta}$ ), средние множественности - ( $\bar{n}$ ), средние поперечные импульсы -  $\bar{p}_T$  и скорости - ( $\bar{v}$ ) всех вторичных адронов. Обнаружены отличия свойств  $\chi^-$ -мезонов в МКВ от свойства этих мезонов в "обычных" столкновениях, в особенности, это относится к значениям их средних множественностей.

По зарегистрированным  $\gamma$  - квантам, испущенным из отобранных событий, найдены средние характеристики вторичных  $\chi^0$ -мезонов. Это средняя множественность  $\bar{n}_{\chi^0} = 1.41 \pm 0.14$  и среднее значение полной энергии  $\chi^0$ - мезонов :  $\bar{E}_{\chi^0} = (1.37 \pm 0.37)$  ГэВ. Эти результаты в пределах ошибок согласуются с данными для заряженных пионов :  $\bar{n}_{\pi^\pm} = 1.14 \pm 0.05$  и  $\bar{E}_{\pi^\pm} = (1.01 \pm 0.05)$  ГэВ. Результаты по средним характеристикам вторичных частиц получены также для разных групп кумулятивных рС - взаимодействий, сопровождающихся испусканием странных частиц ( $K_S^0, \Lambda^0$ ). В пределах статистической точности не обнаружено существенных различий разных типов кумулятивных взаимодействий по импульсным, угловым характеристикам вторичных  $\chi^-$ - мезонов, множественностям  $\chi^+$ - мезонов и протонов. При этом, в кумулятивных рС - взаимодействиях с рождением странных частиц наблюдается существенное уменьшение вероятности образования лидирующего адрона. Намечается тенденция к уменьшению средних импульсов  $K_S^0$ - мезонов в МКВ по сравнению с ПКВ.

Инвариантные инклюзивные сечения образования кумулятивных адронов (рис.3,4), испущенных в интервал телесных углов ЗП с  $\theta > 135^\circ$ , аппроксимировались экспоненциальной зависимостью вида :  $E d^3\sigma/dp^3 \sim \exp(-x / \langle x \rangle)$ , где  $x = \beta^0$  и  $T_K$ . Найдено, что значения параметра  $\langle \beta^0 \rangle$  группируются в районе  $0.14 \pm 0.17$ , а  $\langle T_K \rangle$  для барионов  $40 \pm 50$  МэВ, для пионов  $60 \pm 70$  МэВ.

Для анализа связи кумулятивных взаимодействий с формированием в них адронов с большими поперечными импульсами изучены характеристики этих взаимодействий в зависимости от числа вторичных частиц в них ( $N$ ), имеющих поперечный импульс  $p_\perp > p_\perp^{ГР}$ . В качестве граничного значения поперечного импульса взято  $p_\perp^{ГР} = 0.45$  ГэВ/с, приблизительно равное среднему значению поперечного

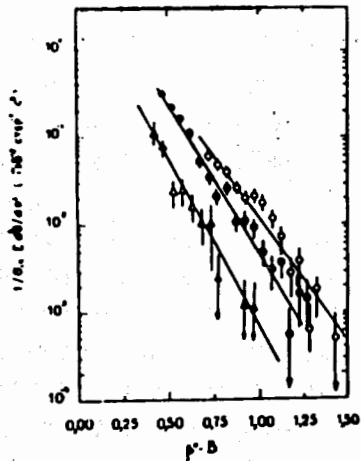


Рис. 3. Инвариантные инклюзивные сечения образования адронов, по которым отбирались  $p_C$  - взаимодействия кумулятивного типа.  
( $\circ$  - пионы,  $\bullet$  - протоны,  $\Delta$  -  $\gamma$  кванты)

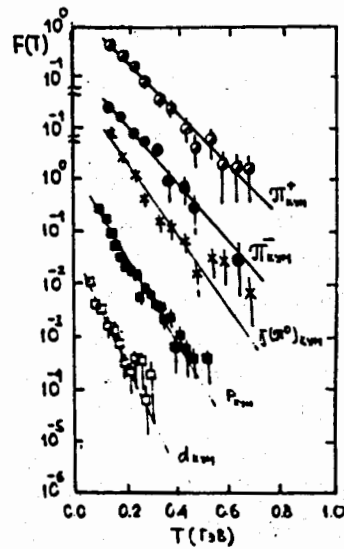


Рис. 4. Спектры кумулятивных частиц в зависимости от кинетической энергии в  $p_C$  - соударениях при 10 ГэВ/с. Здесь обозначаются:  $\bullet$  -  $\pi^+$  - мезоны,  $\bullet$  -  $\pi^-$  - мезоны,  $\times$  -  $\gamma$  кванты (от  $\pi^0$  - мезонов),  $\square$  - протоны,  $\blacksquare$  - дейтроны.

импульса всех вторичных частиц в исследуемых столкновениях. При этом наиболее четкие корреляции с числом вторичных частиц, имеющих большие поперечные импульсы, обнаруживаются только в МКВ. Это видно из рис. 5, где приведены  $N$  - зависимости отношений нормированных

сечений кумулятивных  $p_C$  - и  $\pi^-$  - взаимодействий при  $p_p = 10$  ГэВ/с и  $p_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с ( $\sigma_C^*$ ) к нормированным неупругим сечениям

соответствующих  $hC$  - взаимодействий ( $\sigma_{in}^*$ ). Для МКВ отношение  $\sigma_C^* / \sigma_{in}^*$  растет с увеличением  $N$  приблизительно одинаковым образом для двух ансамблей  $hC$  - столкновений. Для ПКВ с увеличением  $N$  наблюдается приблизительно постоянство этого отношения.

Изучены азимутальные корреляции кумулятивных адронов с вторичными частицами (протонами

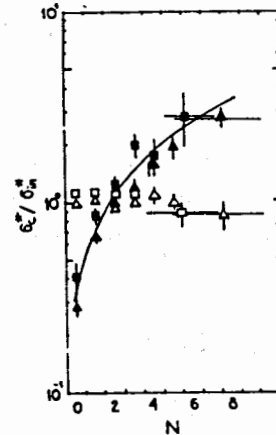


Рис. 5.  $N$  - зависимости отношений нормированные кумулятивных сечений к нормированным неупругим сечениям для МКВ и ПКВ. Черные точки соответствуют МКВ, светлые - ПКВ.

и  $\pi^\pm$  - мезонами), испущенными как в переднюю полусферу /ПП/, так и заднюю полусферу /ЗП/ в ЛСК. В качестве фона были взяты распределения, рассчитанные способом случайной выборки значений азимутальных углов из экспериментально измеренных азимутальных распределений изучаемых адронов с учетом топологии по их множественности. В пределах имеющейся статистической точности не обнаружены азимутальные корреляции кумулятивных  $\pi^\pm$  - мезонов с протонами и пионами, вылетающих в ПП. Наблюдаются азимутальные корреляции кумулятивных протонов с вторичными протонами.



Спектры эффективных масс самых кумулятивных пионов (протонов) с протонами (пионами), испущенными в ЗП, удовлетворительно описываются фоновым распределением. Распределения эффективных масс кумулятивных протонов с остальными протонами, испущенными в ЗП, не имеют четко выраженных аномалий. Поэтому происхождение кумулятивных пионов и протонов в рС - взаимодействиях при 10 ГэВ/с не связано с распадом  $\Delta$  - изобар и дибарионных резонансов.

Сделана попытка определения размеров области испускания кумулятивных адронов на основе традиционного метода интерференции частиц. Для определения размеров области испускания пионов эффект интерференции тождественных бозонов выражается в виде :

$$R(P_1, P_2) = D(P_1, P_2) / D_0(P_1, P_2)$$

где  $P_1, P_2$  - импульсы рассматриваемых частиц,  $D(P_1, P_2)$  - плотность пар тождественных частиц в фазовом пространстве,  $D_0(P_1, P_2)$  - плотность пар при отсутствии интерференции (ФОН). Для описания эффекта в случае нС - взаимодействий удобно пользоваться переменной  $Q^2 = -(P_1 - P_2)^2$ .

Количественно корреляционный эффект извлекался из анализа  $Q$  - зависимости отношения  $R = N / N_\phi$ ,  $N$  - число пар тождественных пионов в выбранных интервалах  $Q$ ,  $N_\phi$  - число фоновых комбинаций. По традиционной методике это распределение аппроксимировалось выражением вида :

$$R(Q^2, r_0) = A (1 + \delta Q^2) (1 + \lambda e^{-Q^2 r_0^2})$$

где  $A, \delta, \lambda, r_0$  - параметры аппроксимации,  $r_0$  связан с со среднеквадратичным радиусом области испускания соотношением :  $\langle r^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{3} r_0$ . В качестве фона было взято распределение по  $Q$  пар нетождественных пионов. Значения параметров  $r_0$  для кумулятивных пионов оказались

равны  $1.0 \pm 0.7$  фм и для рС - взаимодействий и  $1.0 \pm 0.5$  фм для  $\pi^-$ С- соударений. Для пионов "сопровождения" в этих событиях для  $r_0$  получено :  $2.2 \pm 3.2$  фм.

Размеры области испускания кумулятивных протонов были определены по величине отношения  $R(k^*) = W / W_\phi$  в интервале значений  $k^*$  от 10 до 60 МэВ, где  $k^* = 0.5 \sqrt{Q^2}$ ,  $W$  - число пар протонов в указанном интервале  $k^*$ ,  $W_\phi$  - число фоновых пар протонов в этом же интервале. Фон был получен путем случайного комбинирования тех же протонов, но взятых из разных событий. Таким же способом сделаны оценки размеров области испускания протонов "сопровождения" в МКВ и ПКВ. Используя соответствующее теоретическое распределение, связывающее величину  $R(k^*)$  с размерами области образования протонов, получены значения параметра  $r_0$ , которые для протонов "сопровождения" оказались равными  $1.2^{+0.4}_{-0.1}$  фм (МКВ),  $2.5^{+0.6}_{-0.3}$  фм (ПКВ) и для кумулятивных протонов -  $1.8^{+0.5}_{-0.3}$  фм.

Таким образом размеры области испускания кумулятивных протонов оказались сравнимыми с размерами области испускания всех остальных протонов. Для протонов "сопровождения" из МКВ эти размеры оказываются меньшими. Получены указания на то, что кумулятивные пионы испускаются из области меньших размеров, чем все остальные пионы, причем эти размеры сравнимы с размерами области испускания протонов "сопровождения" в этих событиях.

Вторая часть третьей главы посвящена вопросам кластеризации в кумулятивных взаимодействиях<sup>12, 14, 20, 22/</sup>. В этом случае к кумулятивным адронам относились  $\pi^\pm$  - мезоны с  $\beta^0 > 0.6$  и протоны  $\beta^0 > 1.8$ , вылетающие под углом рассеяния  $\theta$  больше  $120^\circ$  в ЛСК. Для анализа использовались только те кумулятивные взаимодействия, в которых обнаруживался хотя бы один кластер. Доли кумулятивных адронов, испущенных кластерами (в %, представлены во второй

и третьей колонках табл. 2).

Таблица.2

Тип взаимо- действия	кум. $\pi^{\pm}$	кум. p	$K_S^0$	$\Lambda^0$	$\pi^-$
$\pi^-C$ (40 ГэВ/с)	35 ± 2	51 ± 3	83 ± 5	75 ± 6	63 ± 2
$\pi^-p$ (40 ГэВ/с)			85 ± 2	79 ± 6	67 ± 1
pC (10 ГэВ/с)	27 ± 4	43 ± 3	87 ± 20	82 ± 16	78 ± 10
$A_pC$ (4.2A ГэВ/с)	26 ± 2	36 ± 1			
CC (4.2A ГэВ/с)			84 ± 8	82 ± 6	79 ± 4

В качестве примера на рис.6 показаны  $F(T_K)$  - распределения  $\pi^-$  - мезонов и протонов из следующих трех типов кластеров в pC - соударениях : Т1) кластеры, содержащиеся кумулятивные адроны; Т2) кластеры, без кумулятивных адронов, но из событий, в которых обнаружен кластер с кумулятивным адроном ( $N_{кл} > 2$ ); Т3) кластеры без кумулятивных адронов в событиях со "свободными" кумулятивными адронами. В результате аппроксимации  $F(T_K)$ -распределений экспонентой оказалось, что значения  $T_0$  для частиц из кластеров типа Т1 систематически больше, чем для частиц из кластеров Т2 и Т3 (см. табл.3). Значения  $T_0$  для частиц из Т2 и Т3 близки друг к другу. Последнее можно рассматривать как указание на то, что "свободные" кумулятивные адроны также образуются через кластеры, состоящие в основном из нейтральных частиц ( $\pi^0$ -мезонов, нейтронов и т.д.). Этот вывод подтверждается, в частности, повышенной долей нейтральных странных частиц и  $\gamma$ -квантов в событиях, соответствующих образованию кластеров типа Т3 (см. табл.4), а также поведением структурных функций  $F(\beta^0)$ , которые для "свободных" и "кластерных" кумулятивных адронов,

Таблица.3

Тип взаимо- действия	Тип час- тицы кластера	Тип кластеров		
		1	2	3
$\pi^-C$	h	172± 7(1.1)	121± 5(1.4)	107± 4(1.3)
	p	140±26(0.7)	156±27(0.7)	101±15(0.8)
	$\pi^-$	168±13(0.8)	118± 8(1.3)	100± 6(0.8)
pC	h	142± 5(1.2)	107± 4(1.6)	93± 3(1.3)
	p	123±17(0.8)	105± 5(1.2)	81± 4(1.2)
	$\pi^-$	152± 8(0.8)	111±10(1.2)	116± 7(0.6)
CC	h	145± 8(1.2)	64± 4(1.1)	77± 3(0.9)
	p	149±20(1.2)	78± 6(0.5)	69± 4(1.4)
	$\pi^-$	151±23(0.6)	65± 9(0.8)	74± 7(2.0)
pTa	h	85± 8(2.5)	58± 9(0.8)	53± 4(1.8)
	p	75± 7(2.3)	50± 9(0.9)	53± 4(2.5)
	$\pi^-$	113±33(1.3)	78± 3(1.1)	80±11(0.6)
CTa	h	90± 5(0.3)	56± 2(2.4)	65± 2(1.3)
	p	78± 7(0.6)	56± 3(0.8)	57± 2(1.2)
	$\pi^-$	78±10(0.8)	45± 6(1.2)	68± 5(1.0)

имеют экспоненциальный вид с одинаковыми параметрами наклона  $\langle \beta^0 \rangle$  (данные не приводятся) т.е. демонстрируют одинаковые структуры систем, фрагментирующих на кумулятивные адроны.

Таблица.4

	тип кластеров	
	T1	T3
$\bar{n}_{K_S^0}$	0.097±0.040	0.19±0.074
$\bar{n}_{\Lambda^0}$	0.19 ±0.07	0.20±0.05
$\bar{n}_{\gamma}$	4.01 ±0.60	5.97±0.90

Получены данные о зависимости значений  $T_0$  всех адронов от числа кластеров ( $N_{кл}$ ) в кумулятивных соударениях и чисел частиц ( $n_{\pm}$ ) в этих кластерах. Из анализа следует, что формирование высокотемпературных систем связано с целиком с присутствием в кластерах кумулятивных адронов и слабо зависит от числа кластеров в событии и чисел частиц в кластерах.

Четвертая глава посвящена результатам исследования процессов кластеризации вторичных адронов в неупругих столкновениях, сопровождающихся образованием странных частиц /15,22/. Рождение странных частиц в ядро-ядерных столкновениях служит инструментом к изучению сильно возбужденной адронной материи, или формирования кварк-глюонной плазмы (КГП) в условиях большой барионной плотности, которая может образоваться при достаточно низких энергиях налетающих ядер ( $2 \div 10$  А ГэВ).

Из данных по отношению (в %) числа странных частиц, связанных с кластерами, к числу всех странных частиц в исследуемых взаимодействиях (см. последние 3 колонки в табл.2) видно, что доля странных частиц, которые рождаются через кластеры больше, чем для обычных адронов (в данном случае  $\pi^-$ -мезонов), причем  $K_S^0$ -мезоны образуются через кластеры чаще, чем  $\Lambda^0$ -гипероны.

В событиях со странными частицами структурные функции  $F(T_K)$  изучены отдельно для частиц из кластеров с  $K_S^0$ -мезонами и  $\Lambda^0$  гиперонами (первая и вторая группы кластеров соответственно), кластеров с одновременными образованиями  $K_S^0$  и  $\Lambda^0$  (третья группа) и наконец, кластеров без странных частиц (четвертая группа). Полученные значения параметров  $T_0$  для случая  $\pi^0$ -взаимодействий приведены в табл.5. В  $F(T_K)$  - распределениях  $\pi^-$ -мезонов и  $K_S^0$ -мезонов проявляются два наклона, причем для кластеров с  $K_S^0$ -мезонов. Из табл.5 видно, что  $T_0$  для кластеров без странных частиц как правило меньше значений  $T_0$  в кластерах

Таблица 5

Но группы кластеров	$\pi^-$	$p$	$K_S^0$	$\Lambda^0$
1	122±14	-	77±7	-
2	178±26	-	129±13	-
3	120±8 (0.3)	97±10 (0.6)	-	78±6 (1.0)
4	168±17 (1.0)	-	69±10 (1.2)	55±5 (0.6)
4	121±4 (1.9)	65±5 (1.4)		

со странными частицами. Таким образом в событиях со странными частицами имеются указания на формирование высокотемпературных систем, которые в основном связаны с кластерами, содержащими  $K_S^0$ -мезоны.

Результатам анализа корреляционных явлений в "кластерных" взаимодействиях посвящена пятая глава. Здесь рассмотрены флуктуации в множественной генерации адронов, двухчастичные азимутальные корреляции пар объектов (кластер-частицы и частицы в кластерах) и двухкластерные корреляции /12,21,23/.

Проблема изучения процессов множественного рождения частиц приобрела как бы новое направление в связи с открывшейся возможностью анализа динамических флуктуаций плотности вторичных частиц в самых различных реакциях, вызванных лептонами, адронами и ядрами. Флуктуации изучаются на основе анализа свойств масштабных факториальных моментов ( $\langle F_1 \rangle$ ), трактуемых по аналогии с феноменом, известным как эффект "Intermittence" (перемежаемость) в гидродинамике турбулентных потоков жидкости. В случае динамических флуктуаций  $\delta u$  - зависимость  $\langle F_1 \rangle$  имеет степенной характер  $\ln \langle F_1 \rangle = a_1 - \Phi_1 \ln \delta u$ . Здесь  $\delta u = \Delta u / M$ ;  $\Delta u$  - изучаемый интервал быстрот,  $M$  - число разбиений этого интервала. Степенная зависимость получена в анализе наших экспериментальных данных, причем она отсутствует в наборе

событий случайно смоделированных по каскадной модели (см.рис.6). Такой же степенной характер сохраняется для  $\Delta y$  - зависимости моментов  $\langle F_i \rangle$  для "кластерных" взаимодействий, т.е. событий, в которых выделен хотя бы один кластер. Но самое главное для этих событий наблюдаются увеличение  $\Phi_1$  для  $\langle F_i \rangle$  всех порядков  $i$  в сравнении с неупругими взаимодействиями (см.рис.7). Это демонстрирует существенную роль явления кластеризации в процессах множественного рождения частиц.

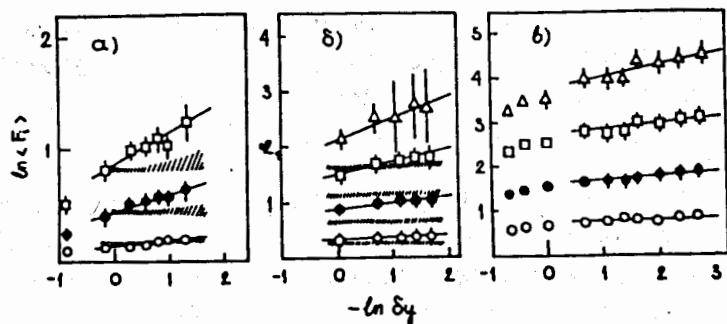


Рис.6. Факториальные моменты  $\langle F_i \rangle$  ( $\circ$  -  $i=2$ ,  $\bullet$  -  $i=3$ ,  $\square$  -  $i=4$ ,  $\Delta$  -  $i=5$ ) для pC - взаимодействий при  $p_p = 10$  ГэВ/с (а), CC - столкновений при  $p_0 = 4.2$  ГэВ/с на нуклон (б) и pTa - соударений при  $p_0 = 4.2$  ГэВ/с на нуклон (в). (Заштриховано - ДКМ).

Изучены азимутальные корреляции между частицами, вошедшими в состав кластеров, корреляции "свободных" частиц с кластерами как целым. На рис.8 показаны зависимости коэффициента азимутальной асимметрии ( $A$ ) от разности быстрот ( $\Delta y$ ) рассматриваемых объектов. Здесь  $A = (N(\Delta\phi > 90^\circ) - N(\Delta\phi < 90^\circ)) / N_{tot}$ ,  $N(\Delta\phi > 90^\circ)$  (или  $N(\Delta\phi < 90^\circ)$ ) число пар с разностью  $\phi$  больше

(или меньше)  $90^\circ$  и  $N_{tot}$  - полное число таких пар. Корреляции по  $A$  наблюдаются при значениях  $\Delta y < \Delta y_{gr}$  (где  $\Delta y_{gr} \approx 0.7$  (для ядра - мишени  $^{181}\text{Ta}$ ,  $\approx 1.0$  для ядра-мишени  $^{12}\text{C}$  и  $\approx 1.5$  для pp - соударений при 205 ГэВ/с). С ростом  $\Delta y$  они исчезают. Из приведенных данных можно сделать вывод в том, что корреляционная длина ( $\Delta y$ ) зависит от первичной энергии и атомных весов сталкивающихся объектов. Корреляции между частицами, входящими в кластер, не обнаруживаются.

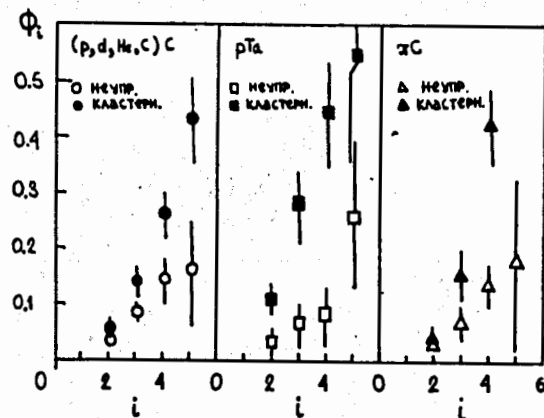


Рис.7. Зависимости параметров наклона  $\Phi_1$  от порядка моментов  $i$  для AA - и pA - столкновений (обозначения: темные точки - для "кластерных", светлые - для неупругих соударений).

Двумя способами изучены корреляции между кластерами. В первом анализировались коэффициенты азимутальной асимметрии (они приведены на рис.8), во втором изучены корреляционные функции:  $C(x_1, x_2) = \rho(x_1, x_2) - \rho(x_1) * \rho(x_2)$ , где  $\rho(x_1, x_2)$  - двумерные и  $\rho(x_1)$ ,  $\rho(x_2)$  - одномерные

плотности распределений кластеров по переменным  $x_1$  и  $x_j$ , нормированные на единицу. В качестве переменных  $x_1, x_j$  выбраны величины, характеризующие вылет кластеров:

а) в продольном направлении - продольная быстрота  $y$  и  $|\Delta y| = |y_1 - y_j|$  ( $0 < y < y_{\max}$ , где  $y_{\max} = 4.8$  для  $\pi p$ - и  $\pi C$ - и  $y_{\max} = 2.4$  для AA - соударений);

б) в поперечном направлении - поперечный импульс  $p_{\perp}$  и  $|\Delta p_{\perp}| = |\vec{p}_{\perp 1} - \vec{p}_{\perp 2}|$ ,  $|\Delta p_{\perp}| = |p_{\perp 1} - p_{\perp 2}|$  и  $|\Delta \phi| = |\phi_1 - \phi_2|$ , где  $\phi_1, \phi_2$  - азимутальные углы, ( $p_{\perp 1}, |\Delta p_{\perp}| \leq 2.4$  ГэВ/с,  $|\Delta p_{\perp}| \leq 4.8$  ГэВ/с). В случае  $(y_1, y_j)$  и  $(p_{\perp 1}, p_{\perp j})$  в двумерных распределениях проводилась симметризация по индексам 1 и j.

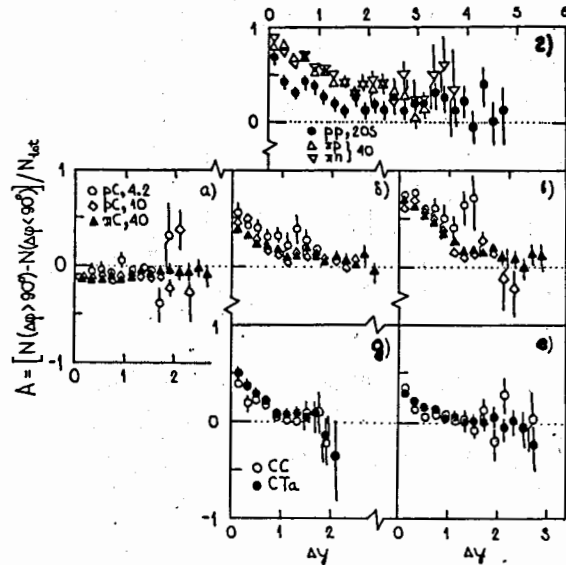


Рис.8. Зависимость коэффициента азимутальной асимметрии от разности быстрот пар адронов одного кластера (а), свободных частиц и кластера (б,д), пар кластеров (в,г,е). Здесь обозначения (а,б,в) и (д,е) одинаковы.

Значения корреляционных функций вычислялись для всех пар переменных. В области переменных, где  $C(x_1, x_j) > 0$  и  $\Delta C(x_1, x_j) / C(x_1, x_j) < 1$  ( $\Delta C$  - ошибка функции  $C$ ), анализировались величины  $N_C = N_{\text{кл}} (C > 0) / N_{\text{кл}}$ , где  $N_{\text{кл}} (C > 0)$  - количество кластеров, дающих положительные корреляции,  $N_{\text{кл}}$  - полное число кластеров.

Из анализа корреляционных функций можно сделать выводы:

1. Положительные корреляции наблюдаются во всех наборах переменных и типов взаимодействий;
2. В основном  $N_C (\pi p) \approx 1.5 N_C (\pi C) \approx N_C (AA)$ ;
3. Азимутальные корреляции практически не зависят от неазимутальных переменных, типа взаимодействия и составляют  $5 + 8\%$ .

Поведение  $C(x_1, x_j)$  указывает на существование "дальнодействующих" корреляций в областях мишени и налетающего ядра и положительных корреляций в центральной области. Из рис.9 видно, что существуют три области с положительными корреляциями:

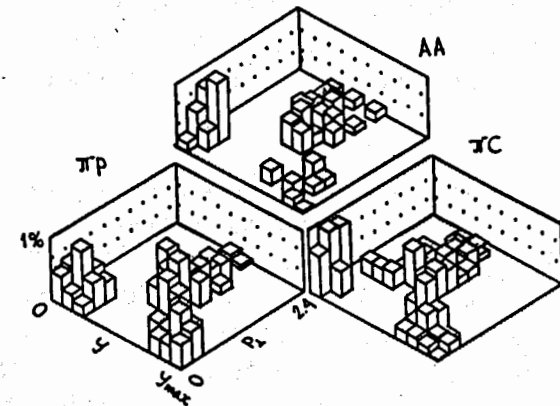


Рис.9. Корреляционные функции  $C(y, p_{\perp})$

I ) фрагментация мишени -  $0 < y < 0.2 u_{\max}$  и  $0 < p_{\perp} < 0.6$  (ГэВ/с) ;

II ) фрагментация налетающей частицы (ядра) -  $0.7 u_{\max} < y < u_{\max}$  и  $0 < p_{\perp} < 0.6$  (ГэВ/с) ;

III ) центральная область -  $0.3 u_{\max} < y < 0.6 u_{\max}$  и  $0.8 < p_{\perp} < 2.4$  (ГэВ/с). При этом, примерно в 50 % случаев положительные корреляции являются следствием образования кластеров в области мишени и снаряда. В остальных 50 % случаев кластеры вылетают в центральной области с большими поперечными импульсами и под большими углами между ними. Они имеют большие множественности и температуру, чем кластеры из других областей.

"Дальнодействующие" корреляции между кластерами наблюдаются в областях фрагментации мишени и снаряда. Их множественности и температура меньше в сравнении с остальными кластерами.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы :

1. Впервые предложена и разработана методика выделения адронных кластеров, основанная на использовании пространства нормированных к одинаковой массе относительных четырех скоростей.

2. С использованием разработанной методики проведен анализ процессов кластеризации вторичных адронов в  $\pi\pi$  - ,  $\pi p$  - ,  $\pi C$  - столкновениях при 40 ГэВ/с,  $pC$  - ,  $pTa$  - взаимодействиях при 10 ГэВ/с,  $pC$  - ,  $dC$  - ,  $HeC$  - ,  $CC$  - и  $pTa$  - ,  $dTa$  - ,  $HeTa$  - и  $CTa$  - соударениях при 4.2 ГэВ/с на нуклон. Общая статистика событий около 100 тысяч. Для выделения события на ядре углерода из событий в пропане ( $C_3H_8$ ) использован дополнительный критерий по массе мишени.

В результате этого эффективность отбора неупругих  $pC$  - ,  $dC$  - ,  $HeC$  - и  $CC$  - взаимодействий стала близка единице.

3. Рассмотрены общие свойства кластеров в процессах множественной генерации адронов в  $hh$  - ,  $hA$  - и  $AA$  - взаимодействиях в области энергий от 4 до 40 ГэВ/с , найдено :

- доля вторичных частиц, образовавшихся через кластеры, растет в области энергии  $4 \div 10$  ГэВ, а затем остается постоянной ;

- сечения взаимодействий с образованием кластеров возрастают за счет увеличения доли столкновений с формированием многокластерных систем ;

- кластеры располагаются как в областях фрагментаций сталкивающихся объектов, так и в центральной области ;

- расстояния между кластерами в пространстве переменных  $b_{ik}$  (относительных 4-скоростей) обладают универсальными свойствами. Они описываются степенной зависимостью вида  $dN / db_{\alpha\beta} \sim b_{\alpha\beta}^{-m}$  с параметром  $m \sim 3$ . Средние значения рассматриваемых расстояний очень слабо зависят от числа кластеров в событии ;

- "Температуры" кластеров ( $T_0$ ) зависят от их быстрот, причем наибольшие значения  $T_0$  проявляются в центральной области соударения, где также наблюдаются отличия с результатами расчетов по каскадной модели (ДКМ) ;

- структурные функции  $F(x)$ , где  $x = b_{IIC}$  и  $x_S$ , имеют во всех случаях экспоненциальный вид.  $F(b_{IIC})$  - функции имеют разные параметры наклона ( $\langle b_{IIC} \rangle$ ) для кластеров с  $u_{кл} < 0.5$  и  $u_{кл} > 0.5$ , параметры  $\langle x_S \rangle$  не зависят от типа первичного адрона и его энергий (для  $u_{кл} > 0.5$ ).

4. Проведен анализ свойств кумулятивных столкновений и изучена кластеризация адронов в них. Получены следующие результаты :

- сечения  $\rho\sigma$  - взаимодействий с рождением заряженных кумулятивных пионов в интервале углов испускания  $\theta > 135^\circ$   
 $\sigma_{\text{кум.}\pi^\pm} = 2.4 \pm 0.1$  мб, нейтральных кумулятивных пионов ( $\theta > 90^\circ$ ) -  $\sigma_{\text{кум.}\pi^0} = 5.7 \pm 1.0$  мб, кумулятивных протонов ( $\theta > 135^\circ$ ) -  $\sigma_{\text{кум.}p} = 5.6 \pm 0.2$  мб и кумулятивных дейтронов с  $\theta > 135^\circ$  -  $\sigma_{\text{кум.}d} = 0.42 \pm 0.10$  мб ;

- данные о характеристиках всех вторичных заряженных частиц в кумулятивных взаимодействиях. Наблюдаются, в частности, отличия кумулятивных событий от всех остальных по множественности вторичных частиц и их импульсным характеристикам. В особенности это относится к взаимодействиям с испусканием кумулятивных мезонов ;

- существуют корреляции рождения кумулятивных адронов с фактом формирования в этих событиях частиц с большими поперечными импульсами ;

- происхождение кумулятивных пионов и протонов не связано с распадом  $\Delta$  - изобар или дибарионных резонансов ;

- в пределах имеющейся статистической точности нет азимутальных корреляций кумулятивных пионов с остальными пионами, но наблюдаются азимутальные корреляции кумулятивных протонов и дейтронов с вторичными протонами ;

- получены указания на то, что кумулятивные пионы испускаются из области меньших размеров, чем все остальные пионы, приблизительно из области тех же размеров испускаются протоны, сопровождающие рождение этих пионов ;

- большинство кумулятивных адронов (пионов и протонов) рождаются через кластеры ;

- "температуры" для частиц из кластеров с кумулятивными адронами систематически больше, чем для частиц из кластеров без них и слабо зависит от числа кластеров в событии и числа частиц в кластерах ;

- "свободным" и "кластерным" кумулятивным адронам

соответствуют одинаковые структуры фрагментирующих систем.

5. Проведено исследование процессов кластеризации вторичных адронов в неупругих столкновениях, сопровождающихся образованием  $K_S^0$  - мезонов и  $\Lambda^0$  - гиперонов. Анализ показал:

- в кластерах, содержащих  $K_S^0$  мезоны, наблюдаются температуры до  $\sim 150$  МэВ, такие же как в кластерах из центральной области во всех неупругих взаимодействиях ;

- доля странных частиц, связанных с кластерами достаточно высока и больше, чем для обычных нестранных адронов, причем  $K_S^0$  - мезоны образуются через кластеры чаще, чем  $\Lambda^0$  - гипероны ;

- из анализа структурных функций  $F(b_{IIc})$  и  $F(x_S)$  не видно серьезных отличий процессов кластеризации в событиях со странными и без странных частиц.

6. Проведено изучение с помощью метода факториальных моментов ( $\langle F_1 \rangle$ ) флуктуаций множественностей адронов, рожденных в ядро - ядерных взаимодействиях при 4.2 ГэВ/с на нуклон. Из анализа следует, что существуют динамические флуктуации множественной генерации в этих столкновениях. Они не зависят от первичной энергии и типов сталкивающихся объектов. Такие флуктуации отсутствуют в случайно - смоделированных событиях по каскадной модели.

7. В ядерных взаимодействиях, в которых хотя бы часть вторичных частиц образуются через кластеры, наблюдается эффект усиления динамических флуктуаций плотности частиц.

8. Изучены азимутальные корреляции между частицами, вошедшими в состав кластеров и корреляции "свободных" частиц с кластерами как целым и корреляции между кластерами. Корреляционные длины зависят от первичной энергии и атомных весов сталкивающихся объектов.

9. Проведены исследования двухкластерных корреляций. Корреляции между кластерами показывают, что скоррелированные сгустки (кластеры, струи и т.д.) с большими поперечными импульсами, испускаются в центральной области. Они имеют большие множественности и температуру чем кластеры в других областях. "Дальнодействующие" корреляции между кластерами наблюдаются в областях фрагментации мишени и снаряда. Их множественности и температура оказываются меньше других кластеров.

Таким образом, совокупность экспериментальных результатов по исследованию процессов множественной генерации в ядерных взаимодействиях с помощью релятивистски-инвариантного подхода показывает, что большую роль в них играет образование адронных кластеров, через которые рождается большинство вторичных частиц. Адронные кластеры обладают универсальными свойствами, характеризующими как их образование, так и распад. Очень интересными было бы продолжение исследований по кластеризации вторичных адронов в области более высоких энергий, например, существующих - ISR, ВМ - AGS и ЦЕРН - SPS и будущих - Нуклотрона и УНК (или SSC).

Материалы диссертации опубликованы в следующих работах :

1. Ц.Баатар, И.А.Ивановская, Т.Канарек, Р.Тогоо, Б.Чадраа.  
"Анализ дисперсий распределений частиц по быстроте в  $\pi^-$  -

взаимодействиях при 40 ГэВ/с"

Препринт ОИЯИ, Р1-10456, Дубна, 1977 ; Ядерная физика (ЯФ), т.26 вып.5 (1977) 1022.

2. Ц.Баатар, В.Б.Любимов, Л.Сэрдамба, Р.Тогоо, Д.Тувдендорж.  
"Средние характеристики вторичных частиц в кумулятивных  $\pi^-$  - взаимодействиях при 40 ГэВ/с"

Сообщения ОИЯИ, Р1-85-698, Дубна, 1985.

3. Д.Армутлийски, Н.Ахабабян, ..., Р.Тогоо и др. "Свойства  $pC$  - взаимодействий при  $p_p = 10$  ГэВ/с с испусканием кумулятивных пионов и протонов"

Препринт ОИЯИ, Р1-85-939, Дубна, 1985 ; ЯФ, т.44, вып.6, 1986, с.1495.

4. Д.К.Копылова, В.Б.Любимов, В.Ф.Никитина, Р.Тогоо, У.Д.Шеркулов. "Азимутальные корреляции кумулятивных адронов с вторичными частицами в  $pC$  - взаимодействиях при 10 ГэВ/с"

Сообщения ОИЯИ, Р1-86-251, Дубна, 1986.

5. Д.Армутлийски, Е.Богданович, ..., Р.Тогоо и др. "Исследование  $pC$  - взаимодействий при  $p_p = 10$  ГэВ/с с испусканием кумулятивных нейтральных пионов"

Препринт ОИЯИ, Р1-86-459, Дубна, 1986 ; ЯФ, т.45, вып.6, 1987, с.1676.

6. Д.Армутлийски, Р.Н.Бекмирзаев, ..., Р.Тогоо и др. "Образование  $\Lambda^0$  - гиперонов и  $K_S^0$  - мезонов в кумулятивных  $pC$  - взаимодействиях при 10 ГэВ/с"

Препринт ОИЯИ, Р1-87-97, Дубна, 1987 ; ЯФ, т.47, вып.3, 1988, с.739.

7. Д.Армутлийски, В.Г.Гришин, ..., Р.Тогоо и др. "Размеры области формирования кумулятивных пионов и протонов по данным для  $pC$  - ,  $pTa$  - и  $\pi^-C$  - взаимодействий при  $p_p = 10$  ГэВ/с и  $p_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с"



Сообщения ОИЯИ, P1-87-924, Дубна, 1987.

8. Ц.Баатар, В.Б.Любимов, Р.Тогоо, Д.Тувдендорж. "Зависимость характеристик адрон - углеродных взаимодействий при  $4 \div 40$  ГэВ/с с испусканием кумулятивных  $\pi$  - мезонов и протонов от массы мишени и их связь с формированием частиц с большими поперечными импульсами "

Сообщения ОИЯИ, P1-89-46, Дубна, 1989.

9. Ц.Баатар, Ц.Батсайхан, В.Б.Любимов, Р.Тогоо, Б.Хурелбаатар, Д.Тувдендорж. " К вопросу о методике выделения взаимодействий на углероде при облучении пропановой камеры (p,d,He,C) "

Труды института физики и техники АН МНР, т.27, 1988, Улан - Батор , с.35 .

10. Д.К.Копылова, В.Б.Любимов, В.Ф.Никитина, Р.Тогоо,

У.Д.Шеркулов. " Исследование возможности образования кумулятивных адронов в результате распада изобарных состояний "

Сообщ.ОИЯИ, P1-86-141, Дубна, 1986.

11. Д.Армутлийски, Д.К.Копылова, В.Б.Любимов, Р.Тогоо и др. " Изучение рС - взаимодействий при  $p_p=10$  ГэВ/с с испусканием кумулятивных дейтронов "

Препринт ОИЯИ, P1-87-471, Дубна, 1987. ; ЯФ, т.48, вып.2(8), 1988, с.466;

12. Н.Ангелов, В.Б.Любимов, Р.Тогоо " Кластеризация в процессах множественного рождения частиц на ядрах и ее связь с кумулятивным образованием адронов "

Краткие сообщ.ОИЯИ, No5 [38]-89, Дубна, 1989, с.11.

13. Ц.Баатар, Г.Ганбат, Ч.Дэчинпунцаг, Р.Тогоо, Д.Тувдэндорж, Г.Шархуу " Геометрическая реконструкция для пузырьковой камеры ТПК-500 на системе ПУОС-КАМАК-М222 "

Труды Института физики и техники АН МНР, т.27, 1989, Улан - Батор, с.87.

14. Н.Ангелов, В.Б.Любимов, Р.Тогоо " Кластеризация в процессах множественного рождения частиц на ядрах "

В сб. Труды X Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, 24÷29 сент.1990, г.Дубна, Д1-2-90-456, с.117.

15. Н.Ангелов, В.Б.Любимов, Р.Тогоо " Кластеризация в множественном рождении адронов с участием странных частиц "

Краткие сообщ.ОИЯИ, No2 [41]-90, Дубна, 1990, с.4

16. Н.Ангелов, В.Б.Любимов, Р.Тогоо " Кластеризация в процессах множественного рождения частиц на ядрах " Энергетические характеристики распада кластеров.

Краткие сообщ.ОИЯИ, No4 [43]-90, Дубна, 1990, с.20.

17. Н.Ангелов, В.Б.Любимов, Р.Тогоо " Эффект "intermittence" в кластерных взаимодействиях "

Краткие сообщ.ОИЯИ, No1 [47]-91, Дубна, 1991, с.27.

18. Д.Армутлийски, Ц.Баатар, Ц.Батсайхан, Р.Тогоо и др. " Спектры адронов в адрон-ядерных взаимодействиях "

Сообщ.ОИЯИ, P1-91-191, Дубна, 1991.

19. Баатар Ц, Батсайхан Ц, Гришин В.Г., Тогоо Р. " Флуктуации в множественной генерации адронов в ядро-ядерных столкновениях при  $p_0 = 4.2$  ГэВ/с на нуклон "

ЯФ, т.53, вып.1, 1991, с.204.

20. Н.Ангелов, В.Б.Любимов, Р.Тогоо. " Кластеризация вторичных частиц в кумулятивных адрон- и ядро-ядерных взаимодействиях "

Краткие сообщ.ОИЯИ, No5 [51]-91, Дубна, 1991, с.14

21. Н.Ангелов, В.Б.Любимов, Р.Тогоо " Кластеризация в процессах множественного рождения частиц "

ЯФ, т.54, вып.5 [11], 1991, с.1316.

22. Н.Ангелов, В.Б.Любимов, Р.Тогоо " Кластеризация вторичных адронов в ядерных взаимодействиях с рождением

*странных и кумулятивных адронов "*

ЯФ, т.55, вып.11, 1992, с.2953.

23. N. Angelov, V. B. Lyubimov, R. Togo. " *Clusterization in processes of multiparticle production on nuclei. Two-cluster Correlations* "

Proc. XI International Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, Russia, sept.7+12, 1992.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 июля 1993 года