

КЛАСТЕРИЗАЦИЯ В ПРОЦЕССАХ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ И ЕЕ СВЯЗЬ С КУМУЛЯТИВНЫМ ОБРАЗОВАНИЕМ АДРОНОВ

Н.Ангелов, В.Б.Любимов, Р.Тогоо

Разработана методика выделения кластеров, образующихся в неупругих ядерных столкновениях. Для этого использовано пространство нормированных к одинаковой массе относительных 4-скоростей. По этой методике проведен анализ адрон-ядерных (при 4,2, 10 и 40 ГэВ/с и ядро-ядерных взаимодействий (при 4,2 ГэВ/с на нуклон), обнаруженных на снимках с 2-метровой пропановой камеры. Оказалось, что через кластеры образуется значительная доля вторичных частиц (протонов и пионов), включая кумулятивные. Кластеры обладают универсальными свойствами как по характеристикам рождения, так и распада, не связанными при этом с присутствием в них кумулятивных адронов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Clusterization in Processes of Multiple Particle Production by Nuclei and Its Connection with Cumulative Creation of Hadrons

N.Angelov, V.B.Lyubimov, R.Togoo

The methods of selection of clusters produced in inelastic nuclear collisions have been worked out. The space of normalized to the same mass relative 4-velocities is used for this purpose. The analysis of hadron-nucleus (at 4.2, 10 and 40 GeV/c) and nucleus-nucleus collisions (at 4.2 GeV/c per nucleon) found in pictures from the 2 m propane bubble chamber was made using these methods. It is found that clusters help to produce a considerable part of secondary particles (protons and pions) including cumulative ones. Clusters have universal properties both on production and on decay characteristics independent of the presence of cumulative hadrons.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

В в е д е н и е

Вопрос о кластеризации вторичных частиц, образующихся в неупругих столкновениях ядер при релятивистских энергиях, является принципиальным для понимания множественного рождения адронов в образовании при этом кумулятивных частиц. Поэтому очень важно найти экспериментальные возможности обнаружения факта образования кластеров и их анализа. Перспективным оказался подход, основанный на изучении особенностей ядерных столкновений в пространстве относительных 4-скоростей или переменных $b_{ik} = -(u_i - u_k)^2$, где $u = P/m$ — 4-скорость рассматриваемой частицы (P — 4-импульс частицы, m — ее масса). С использованием этих переменных получен ряд результатов по кластерам и струям вторичных адронов, образующимся в ядерных столкновениях ^{/1-5/}. Методика выделения кластеров и струй в этом подходе существенно связана с необходимостью работать с частицами одинаковой массы, что значительно ограничивает ее возможности ^{/6/}.

В настоящей работе вопрос о выборе пространства, наиболее удобного для обнаружения кластеризации вторичных частиц, образующихся в неупругих ядерных столкновениях, был исследован специально. Наиболее подходящим для этих целей оказалось пространство переменных b_{ik} , нормированных на одинаковую массу или переменных $b'_{ik} = (m_i m_k / m_0^2) b_{ik}$, где m_0 — единица атомной массы. Введение этой переменной меняет, вообще говоря, метрику пространства относительных 4-скоростей (b_{ik}) и дает возможность выделять кластеры с частицами разной массы, что в конечном счете открывает перспективу изучения кластеризации всех вторичных частиц (безотносительно к их массам *), образующихся в неупругих ядерных столкновениях.

Специально отметим, что пространство переменных b'_{ik} использовалось только для выделения кластеров, изучение которых производилось в разных переменных, в том числе и в переменных относительных 4-скоростей. Выяснилось, в частности, что получающиеся при этом результаты включают в себя данные по кластеризации вторичных протонов, выделенных и проанализированных с помощью пространства переменных b_{ik} в работе ^{/5/}.

* Кроме случая вторичных частиц с нулевой массой, который требует специального подхода.

В качестве основы для анализа использовался набор экспериментальных данных по неупругим pC - и π^-C -взаимодействиям при $P_p = 10$ ГэВ/с и $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с, полученный с помощью 2-метровой пропановой камеры Лаборатории высоких энергий ОИЯИ (8308 и 8791 событий соответственно). Часть событий по pC -взаимодействиям (5268 событий) получена в результате специального отбора столкновений, сопровождающихся испусканием в интервал углов $\theta \geq 135^\circ$ протонов с импульсом $P_p > 380$ МэВ/с и π^\pm мезонов с импульсом $P_{\pi^\pm} \geq 200$ МэВ/с. Подробности отбора и обработки событий описаны в [7-9]. С целью специального анализа на указанном материале выделялась группа мезонных кумулятивных pC - и π^-C -взаимодействий (МКВ), сопровождающихся испусканием хотя бы одного π -мезона со значением кумулятивного числа $^{10}/x_{\pi} > 0,6$. Среди остальных событий отбирались протонные кумулятивные взаимодействия (ПКВ), сопровождающиеся испусканием хотя бы одного протона с $x_p > 1,4$.

Ряд результатов получен с использованием данных по pC , dC , αC - и CC -взаимодействиям при 4,2 ГэВ/с на нуклон (5300, 6690, 5922 и 7968 событий соответственно)*.

Выделение кластеров в пространстве переменных b'_{ik} производилось для событий с числом вторичных частиц $n \geq 4$. Для этого использовалась методика "минимально-разветвленного дерева" (МРД), в которой 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. 1 (как пример). В первом приближении кластерами считались разветвления, состоящие не менее чем из трех частиц. Затем использовалась итерационная процедура, в которой производилось сравнение отношения $\eta_k = b'_k / \langle b'_k \rangle$, вычисленного для каждой k -й частицы кластера, с граничным значением $\eta_{гр}$. Здесь b'_k — расстояние k -й частицы от центра кластера, $\langle b'_k \rangle$ — среднее значение этих расстояний. Для $\eta_{гр}$ использовано значение $\eta_{гр} = 2,5$, полученное в результате анализа отношений $(b'_k)_{\max} / \langle b'_k \rangle ((b'_k)_{\max})_{\max}$ — наибольшее расстояние между двумя частицами кластера). Частицы с $\eta_k > 2,5$ исключались из кластера, а "свободные" частицы с $\eta_k < 2,5$ включались в состав кластера

* Методические подробности отбора этих событий имеются в работах [11, 12].

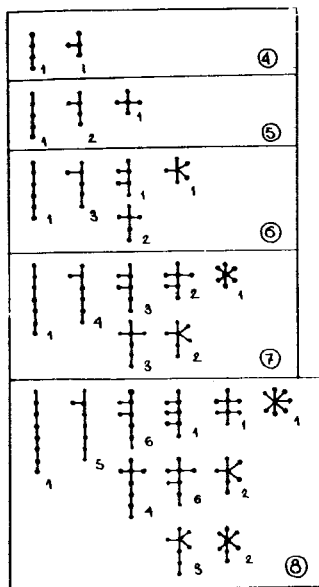
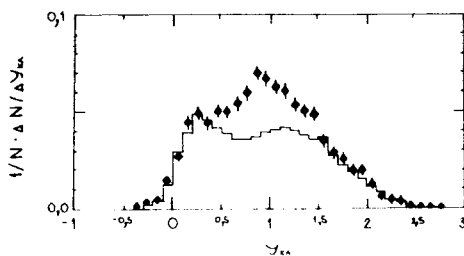


Рис. 1. Один из возможных вариантов "минимально-разветвленного дерева" для 4-, 5-, 6-, 7- и 8-лучевых событий.

Рис. 2. Распределение кластеров по быстротам из рС- взаимодействий при 10 ГэВ/с (точки). Гистограмма – результаты по событиям, рассчитанным по каскадной модели (нормировка распределений по первому максимуму).



(первая итерация). В образовавшемся новом кластере опять вычислялись значения η_k для всех частиц кластера, и операция исключения и включения частиц в кластер повторялась 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. 1) итерационный процесс включался после "разрезания" цепочки на участке, соответствующем максимальному расстоянию между двумя частицами.

Как показал быстроечный анализ получающихся при этом кластеров, часть из них связана с образованием частиц в результате внутриядерных перерассеяний. Это видно из рис. 2, где, для примера, приведены распределения по быстротам кластеров из рС- взаимодействий при 10 ГэВ/с и соответствующие распределения кластеров, выделенных из набора событий, рассчитанных по каскадной модели¹³. Экспериментальные распределения имеют два максимума, причем первый из них (в области $Y < 0,5$) можно целиком объяснить каскадным механизмом. Поэтому в настоящей работе рассматривались кластеры из области быстрой с $Y > 0,5$, а кластеры из области "кластеризации" по каскадному механизму (с $Y < 0,5$) использовались, в основном, для сравнения.

Факт кластеризации частиц при анализе событий описанным выше способом подтверждается, в частности, соотношениями между кинетическими энергиями (T_k) частиц в кластерах (в системе покоя кластера) и кинетическими энергиями (T_s) частиц в этой же системе, но не вошедших в кластер ("свободные" частицы). Этот анализ был проведен для совокупности АС-взаимодействий ($A \equiv d, \alpha, C$) при 4,2 ГэВ/с на нуклон. Так, для среднего значения отношения $x_1 = T_k/T_s$ получено значение $\bar{x}_1 = 0,233 \pm 0,001$. Если в многокластерных системах к "свободным" частицам отнести частицы одного кластера и рассматривать их по отношению к другому кластеру, то получим $\bar{x}_2 = 0,166 \pm 0,001$. Таким образом, величина \bar{x} , которая в данном случае характеризует степень кластеризации вторичных частиц по их кинетическим энергиям, оказывается значительно меньше единицы.

Общие характеристики кластеров

В результате использования изложенной выше процедуры выделения кластеров оказалось, что в 41,2% рС-взаимодействий ($P_p = 10$ ГэВ/с) и 69,6% π^- С-взаимодействий ($P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с) происходит образование кластеров, состоящих из протонов и π -мезонов. В рС-столкновениях при $P_p = 4,2$ ГэВ/с кластеризация происходит в 22,9% случаев, т.е. наблюдается рост с первичной энергией сечений взаимодействий с образованием кластеров. Доля вторичных частиц, связанная с распадом образовавшихся в столкновениях кластеров, растет в области энергий $4 \div 10$ ГэВ, а затем, по-видимому, остается постоянной (табл. 1). Через кластеры образуется значительная доля кумулятивных адронов. Особенно показательны в этом смысле результаты для кумулятивных пионов, которые в большей степени группируются в кластерах с $Y > 0,5$, чем кумулятивные протоны.

На шкале переменных x_s , где x_s — доля 4-импульса налетающего ядра и ядра мишени, уносимая кластером, часть выделенных кластеров располагается в областях, связанных с фрагментацией сталкивающихся ядер, но основная доля кластеров находится в центральной области. Это видно из рис. 3, где в качестве примера приведен двумерный график для кластеров из π^- С-взаимодействий.

Рост с энергией сечений взаимодействий с образованием кластеров обусловлен, в основном, увеличением доли столкновений, сопровождающихся формированием многокластерных си-

Таблица 1. Доля вторичных частиц, связанных с кластерами, %

Тип взаимодействия	pC (4,2 ГэВ/с)	pC (10 ГэВ/с)	π^- C (40ГэВ/с)
Все вторичные адроны	$29,8 \pm 0,9$	$58,9 \pm 1,7$	$53,8 \pm 1,6$
Кумулят. π^\pm	$24,4 \pm 1,2$	$43,2 \pm 2,1$	$32,4 \pm 1,6$
Кумулят. p	$9,0 \pm 0,5$	$24,2 \pm 1,2$	$18,6 \pm 0,9$

стем. Это видно из рис. 4, на котором показаны нормированные распределения событий ($W = \sigma(N_k) / \sigma_{in}$) по числу образовавшихся в них кластеров (N_k). Здесь $\sigma(N_k)$ — сечение взаимодействий с образованием N_k -кластеров, σ_{in} — полное неупругое сечение.

Результаты по множественности различных частиц в кластерах (протоны, π -мезоны, кумулятивные адроны) даны на рис. 5 в виде зависимости их средних значений от быстроты кластера в лск с делением pC- и π^- C-взаимодействий на МКВ и ПКВ, в том числе и для событий с разным числом кластеров. Видно, что средние множественности различных частиц в кластерах практически не зависят от типа взаимодействия (МКВ, ПКВ).

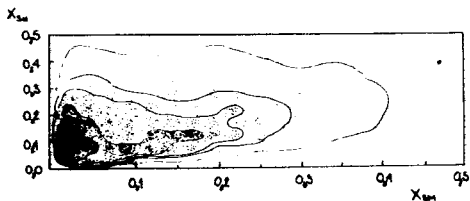
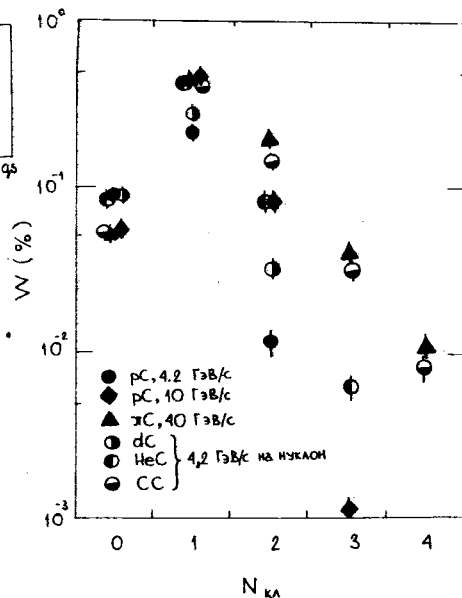


Рис. 3. Распределение кластеров из π^- C-взаимодействий при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с на шкале переменных $X_{ВН}$ и $X_{ВМ}$ (доля 4-импульсов налетающего ядра и ядра мишени, уносимая кластером).

Рис. 4. Нормированные распределения событий по числу образовавшихся в них кластеров.



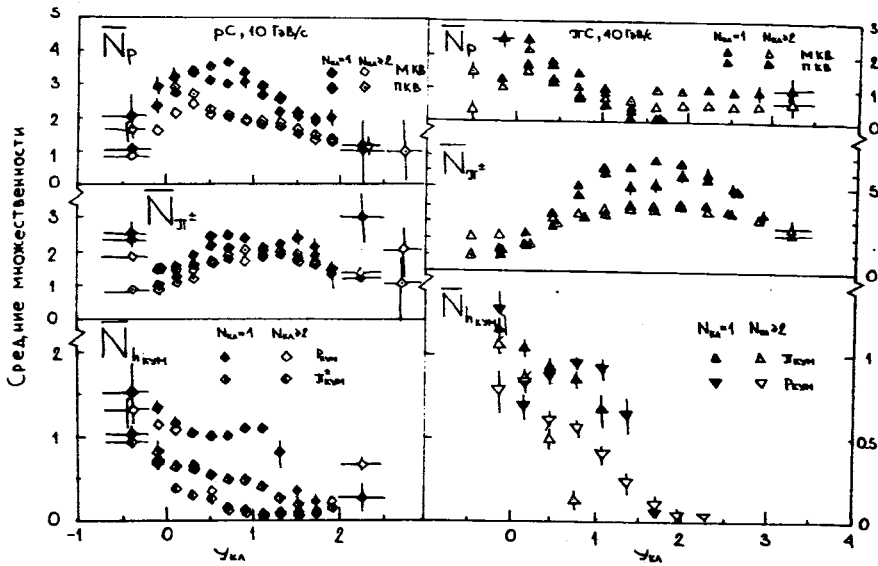
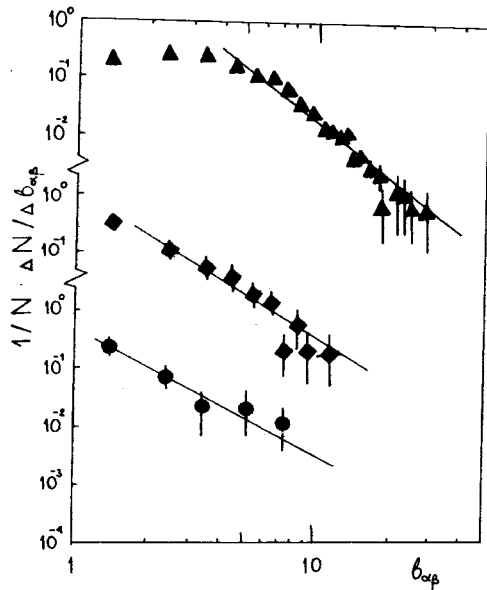


Рис. 5. Зависимость средних множественностей протонов, π^- -мезонов, а также кумулятивных протонов и пионов от быстроты кластеров.

Рис. 6. Распределение пар кластеров из многокластерных систем ($N_k \geq 2$) по расстояниям между ними ($b_{\alpha\beta}$) в пространстве относительных 4-скоростей (обозначения по рис. 4).

На рис. 6 показано распределение пар кластеров (α и β) по расстояниям между ними $b_{\alpha\beta} = -(u_\alpha - u_\beta)^2$ в пространстве относительных 4-скоростей ($u_{\alpha, \beta}$ — 4-скорости кластеров, как целых). Использованы при этом события с числом кластеров $N_k \geq 2$. Эти распределения в области $b_{\alpha\beta} > \langle b_{\alpha\beta} \rangle$ описываются степенной зависимостью вида $dN/db_{\alpha\beta} = A/(b_{\alpha\beta})^m$ с одинаковым для всех рассмотренных взаимодействий параметром $m \approx 3,5$. Универсальные свойства расстояний между кластерами



являются степенной зависимостью вида $dN/db_{\alpha\beta} = A/(b_{\alpha\beta})^m$ с одинаковым для всех рассмотренных взаимодействий параметром $m \approx 3,5$. Универсальные свойства расстояний между кластерами

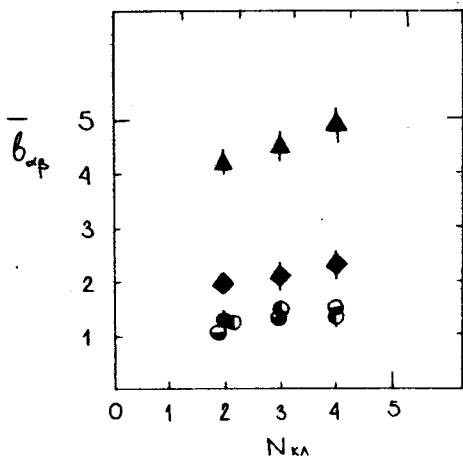


Рис. 7. Зависимость средних значений расстояний ($\bar{b}_{\alpha\beta}$) между кластерами в многокластерных системах от числа кластеров (N_k) для pC^- , dC^- , π^-C^- и π^-C^- -взаимодействий при 4,2 ГэВ/с на нуклон и pC^- и π^-C^- -взаимодействий при $P_p = 10$ ГэВ/с и $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с. (Обозначения по рис. 4).

проявляются и в зависимости средних значений этих расстояний от числа кластеров (N_k), в том числе и для ядро-ядерных столкновений (см. рис. 7).

Как видно из этого рисунка, значения $\bar{b}_{\alpha\beta}$, если и зависят от N_k , то очень слабо.

$F(b_{IIc})$ - и $F(x_g)$ - распределения

Структурные функции $F(x) \equiv E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$ в зависимости от переменных $x \equiv b_{IIc}$, x_g характеризуют процесс фрагментации рассматриваемого объекта, это энергетические характеристики фрагментирующих систем и их структуры. Здесь $b_{IIc} = -(u_{IIc} -$

Таблица 2. Показатели наклона* ($\langle b_{IIc} \rangle$ и $\langle x_g \rangle$) структурных функций $F(b_{IIc})$ и $F(x_g)$

Тип взаимодействия		$\langle b_{IIc} \rangle$	$\langle x_g \rangle$
pC^- (10 ГэВ/с)	Все неупругие	$1,28 \pm 0,05$ (1,8)	$0,059 \pm 0,002$ (0,9)
	МКВ	$1,38 \pm 0,09$ (0,7)	$0,088 \pm 0,003$ (1,9)
	ПКВ	$1,45 \pm 0,13$ (1,1)	$0,078 \pm 0,005$ (1,5)
π^-C^- (40 ГэВ/с)	Все неупругие	$5,82 \pm 0,11$ (3,3)	$0,053 \pm 0,001$ (9,6)
	МКВ	$6,28 \pm 0,37$ (2,1)	$0,070 \pm 0,004$ (2,4)
	ПКВ	$6,50 \pm 0,48$ (1,8)	$0,052 \pm 0,004$ (2,2)

* В скобках указаны значения χ^2 на степень свободы.

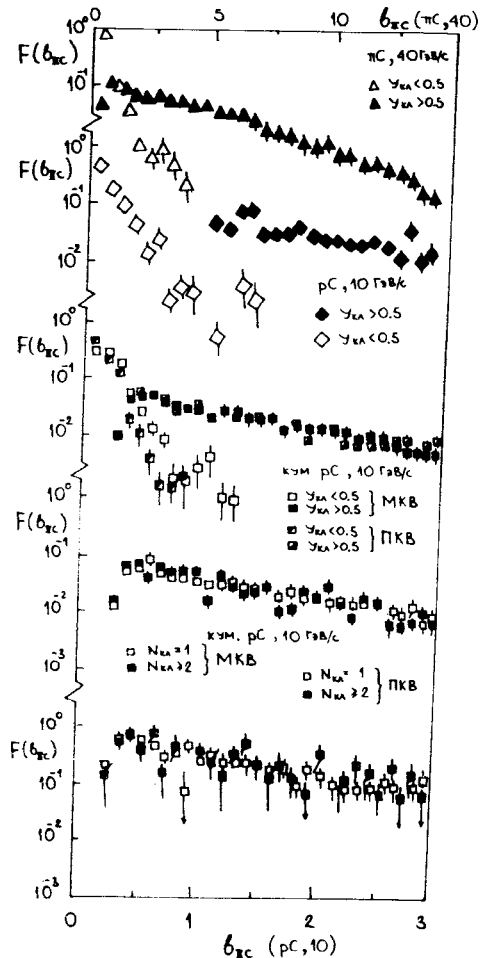
Рис. 8. Структурные функции $F(b_{\text{IIc}})$ для кластеров из рС- и π^- С-взаимодействий ($P_p=10$ ГэВ/с, $P_{\pi^-}=40$ ГэВ/с).

- $u_{\text{кл}}$) (u_{IIc} — 4-скорость мишени, $u_{\text{кл}}$ — 4-скорость кластера), x_b — доля 4-импульса ядра мишени, уносимая кластером. $F(b_{\text{IIc}})$ — функции для кластеров из рС- и π^- С-взаимодействий приведены на рис. 8. Они имеют экспоненциальный вид с одним параметром наклона, характерным для каждой первичной энергии. Эти параметры ($\langle b_{\text{IIc}} \rangle$), полученные при аппроксимации экспериментальных распределений функцией вида $F(x) = \text{const} \exp(-x/\langle x \rangle)$, приведены в табл. 2.

На рис. 8 показаны также $F(b_{\text{IIc}})$ -распределения для кластеров из области "перерасеяния" ($Y < 0,5$). Эти кластеры составляют быстроспадающую часть $F(b_{\text{IIc}})$ -распределений, о которой, в частности, упоминалось в нашей работе ^{5/}, где выделялись и анализировались только протонные кластеры.

Указанная структура $F(b_{\text{IIc}})$ -распределений сохраняется и для специально отобранных типов событий — МКВ и ПКВ (для рС-столкновений при 10 ГэВ/с они приведены на рис. 8). Не зависит она и от числа кластеров в событиях. Таким образом, для всех типов изученных нами взаимодействий, в том числе и кумулятивных, наблюдается одинаковая структура $F(b_{\text{IIc}})$ -распределений.

Структурные функции $F(x_b)$ приведены на рис. 9, они имеют во всех случаях экспоненциальный вид с наклоном, не зависящим от типа взаимодействия (они приведены в табл. 2).



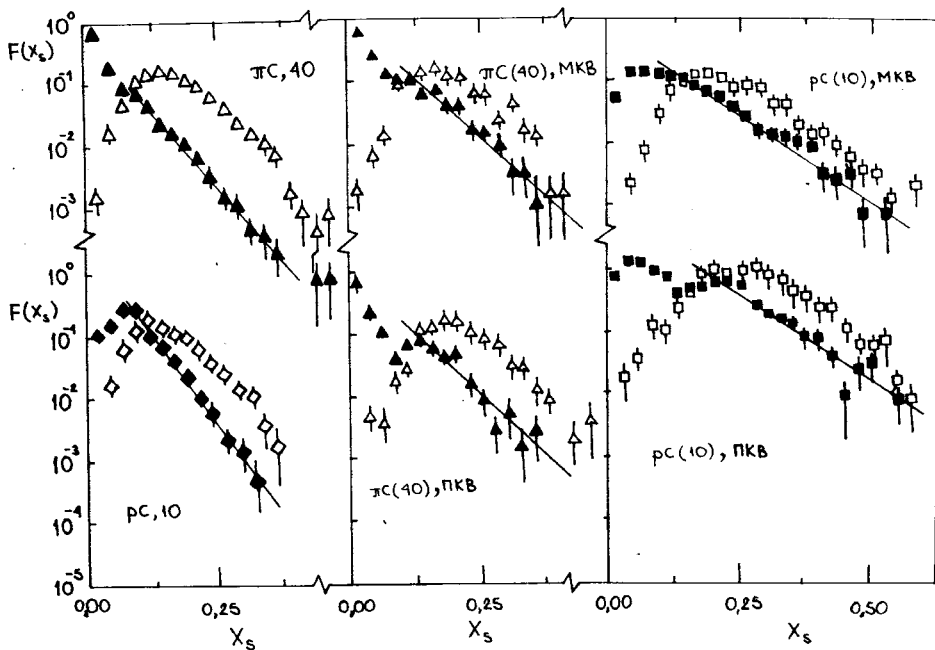


Рис. 9. Структурные функции $F(x_s)$ для pC - и π^-C -взаимодействий при $P_p = 10$ ГэВ/с и $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с (светлые точки относятся к кластерам с $Y < 0,5$, прямые – результат аппроксимации).

Отметим, что четкой экспоненциальной зависимости функций $F(x_s)$, полученных для кластеров из области $Y < 0,5$, не наблюдается. Эти распределения также имеются на этом рисунке.

Распадные свойства кластеров

Достаточно полно распадные свойства кластеров определяет структурная функция $F(T_k) = E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$, где T_k — кинетическая энергия рассматриваемой частицы в системе покоя кластера. Как видно из рис. 10, общий характер $F(T_k)$ -распределений одинаков для π^- -мезонов и протонов, образовавшихся в результате распада кластеров, и не зависит от первичной энергии. Для всех случаев в этих распределениях наблюдаются два наклона. Первый наклон (быстроспадающая часть), по-видимому, связан с остатками кластеров, обусловленных перерасеянием. Это следует, в частности, из сравнения $F(T_k)$ -распределений с результатами для кластеров из области $Y < 0,5$, которые показаны на этом же рисунке.

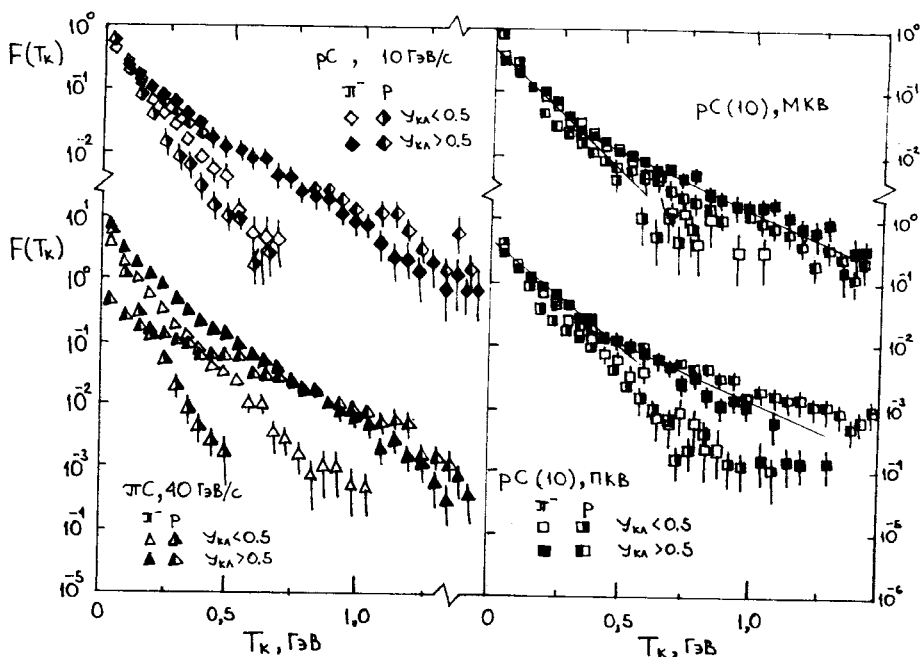


Рис. 10. Структурные функции $F(T_k)$ для pC - и π^-C -взаимодействий ($P_p = 10$ ГэВ/с, $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с).

Таблица 3. Показатели наклона * ($\langle T_k \rangle$) структурных функций $F(T_k)$

Тип взаимодействия		$\langle T_k \rangle$, МэВ	
		π^-	p
pC (10 ГэВ/с)	Все неупругие	176 ± 19 (0,8)	207 ± 6 (1,0)
	МКВ	256 ± 22 (0,6)	225 ± 10 (0,9)
	ПКВ	167 ± 9 (1,0)	281 ± 14 (1,1)
π^-C (40 ГэВ/с)	Все неупругие	167 ± 3 (1,4)	224 ± 4 (5,2)
	МКВ	207 ± 10 (2,2)	184 ± 10 (0,5)
	ПКВ	198 ± 19 (0,9)	229 ± 10 (3,1)

В скобках указаны значения χ^2 на одну степень свободы.

Данные для параметров $\langle T_K \rangle$, полученных при аппроксимации $F(T_K)$ -распределений в области второго наклона экспонентной $F(T_K) \sim \exp(-T_K / \langle T_K \rangle)$, приведены в табл. 3. Видно, что значения этих параметров оказываются близкими по величине для разных взаимодействий и разных частиц.

На рис. 10 даны также $F(T_K)$ -распределения для МКВ и ПКВ, отобранных среди рС-столкновений. Видно, что факт образования кумулятивного адрона не меняет не только характера этих распределений, но и значения параметра второго наклона (они также приведены в табл. 3). Не зависит структура $F(T_K)$ -распределений и от числа кластеров в событиях.

Таким образом, для множественного рождения частиц, включая кумулятивное образование адронов, характерен универсальный наклон $F(T_K)$ -распределений, не зависящий от первичной энергии и приблизительно одинаковый для протонов и π -мезонов.

Наблюдаемая универсальность в распаде кластеров (как и в процессе образования) говорит о том, что получающиеся в результате неупругого столкновения ядер кластеры распадаются вне ядра.

А з и м у т а л ь н ы е к о р р е л я ц и и

Получены данные об азимутальных корреляциях между частицами, вошедшими в состав кластеров, корреляциях "свободных" частиц с кластером как целым и корреляциях между кластерами. Азимутальные углы (ϕ) во всех случаях рассматривались в плоскости, перпендикулярной направлению движения первичной частицы. На рис. 11 результаты по корреляциям в рС- и π С-взаимодействиях ($P_p = 4,2$ и 10 ГэВ/с, $P_\pi = 40$ ГэВ/с) показаны зависимостью коэффициента азимутальной асимметрии (A) от разности быстрот (ΔY) 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 азимутальных углов больше (или меньше) 90° .

Из рисунка видно, что есть указания на корреляции "свободных" частиц с кластером как целым, кластера с кластером для случая, когда эти объекты расположены на шкале быстрот близко друг к другу. С ростом ΔY эти корреляции исчезают. Так, например, для рС-взаимодействий это происходит в области $\Delta Y \geq 1$, для π С-столкновений — при несколько больших значениях ΔY . Корреляции между частицами, входящими в кластер, не обнаруживаются.

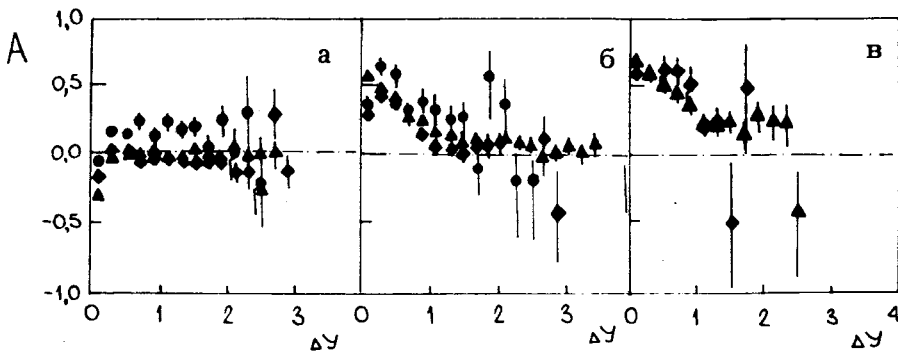


Рис. 11. Зависимость коэффициента азимутальной асимметрии (A) от разности быстрот рассматриваемых объектов: а) адроны с адронами одного кластера; б) "свободные" частицы с кластерами; в) кластер с кластером (обозначения по рис. 4).

Распределения кластеров по быстротам

Распределения кластеров по их быстротам приведены на рис. 12 отдельно для событий с одним кластером ($N_{\text{кл}} = 1$) и событий с образованием многокластерных систем ($N_{\text{кл}} \geq 2$). В распреде-

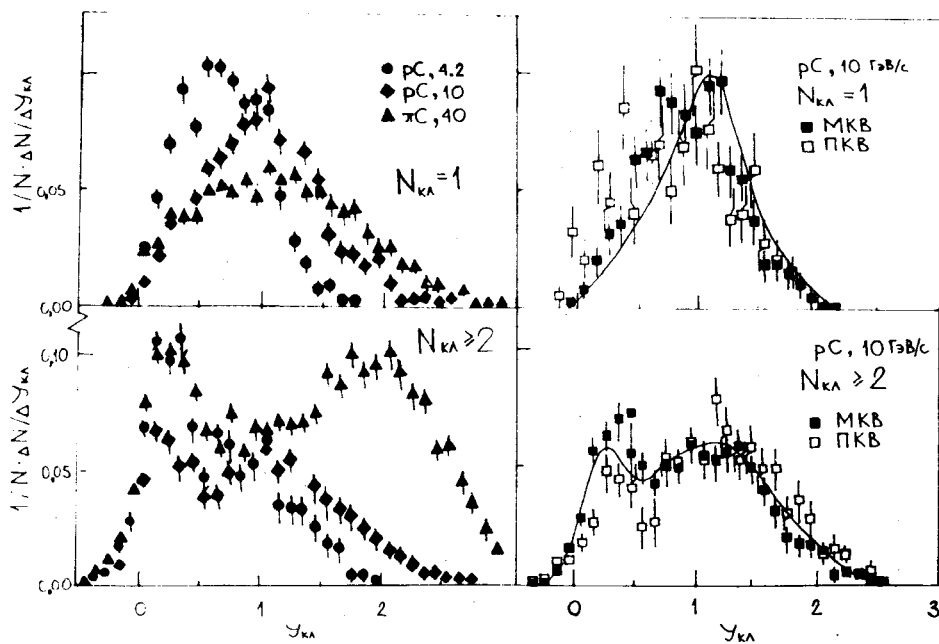


Рис. 12. Распределения кластеров по быстротам (плавные кривые – события без кластеров с кумулятивными адронами).

ления включены кластеры с $Y < 0,5$, происхождение которых можно связывать с каскадным механизмом (см. раздел "Методика эксперимента"). Видно, что "кластеризация" по каскадному механизму относится, в основном, к многокластерным системам и связана с первым максимумом в распределениях этих систем. Что касается области с $Y > 0,5$, то здесь для всех систем наблюдается один максимум. Положение этого максимума на шкале быстрот для рС-взаимодействий при $P_p = 4,2$ и 10 ГэВ приблизительно одинаково для однокластерных и многокластерных систем. При больших энергиях (π^- -С-столкновения при 40 ГэВ/с) максимум для многокластерных систем сдвигается в сторону больших быстрот по сравнению с однокластерными событиями.

На этом же рисунке приведены Y -распределения кластеров для кумулятивных рС-взаимодействий при $P_p = 10$ ГэВ/с. Видно, что характер Y -распределений кластеров не зависит от присутствия в них кумулятивных адронов.

З а к л ю ч е н и е

Предложена и разработана методика выделения кластеров, образующихся в неупругих столкновениях, с использованием пространства нормированных к одинаковой массе относительных 4-скоростей. Она позволяет выделять кластеры, состоящие из частиц разной (но не нулевой) массы. По этой методике проанализированы рС- и π^- -С-взаимодействия ($P_p = 10$ ГэВ/с, $P_\pi = 40$ ГэВ/с). Кроме этого, были использованы данные по рС-, дС-, аС- и СС-взаимодействиям при $4,2$ ГэВ/с на нуклон. Оказалось, что в значительной доле событий (в $30 \div 60\%$) образование вторичных частиц (протонов и π -мезонов) в основном происходит через кластеры, причем число таких взаимодействий растет с первичной энергией. Через кластеры происходит образование не только значительной части протонов и π -мезонов, но и кумулятивных адронов (до 40%). Характерно, что основная часть выделенных кластеров на двумерной шкале переменных x_s , где x_s — доля 4-импульса налетающего ядра или ядра мишени, уносимой кластером, располагается в центральной области.

Кластеры обладают универсальными свойствами для разных типов взаимодействий и разных первичных энергий как по характеристикам их образования, так и по особенностям их распада. Процесс образования кластеров проанализирован при помощи структурных функций $F(b_{IIc})$ и $F(x_s)$ (здесь b_{IIc} — квадрат

разности 4-скоростей кластера и мишени, x_g — доля 4-импульса ядра-мишени, уносимая кластером). Процесс распада изучен с использованием структурных функций $F(T_K)$, где T_K — кинетическая энергия частиц в системе покоя кластера. Если производную по $F(T_K)$ -функциям связывать с температурой распада кластера, то для этой температуры получается значение, лежащее в области 170 ÷ 230 МэВ. Не наблюдаются азимутальные корреляции частиц, связанных с кластерами.

Все проанализированные характеристики кластеров оказались не зависящими от факта образования в них кумулятивных адронов.

Таким образом, в чисто экспериментальном плане вырисовывается следующая картина. Множественное рождение частиц в ядерных столкновениях в значительной степени происходит через кластеры, которые, скорее всего, распадаются вне ядра. Через кластеры происходит образование части кумулятивных адронов. Кластеры обладают универсальными характеристиками как по особенностям рождения, так и распада.

Авторы благодарны коллективу сотрудничества по обработке снимков с 2-метровой пропановой камеры за обсуждения, П.Девенскому за предоставление текста программы MPD.

Л и т е р а т у р а

1. Балдин А.М., Диденко Л.А. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №3-84. Дубна: ОИЯИ, 1984, с.5.
2. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1988, т.44, с.1209.
3. Балдин А.М. и др. — ОИЯИ, P1-87-552, Дубна, 1987.
4. Армутлийски Д. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №4 (24) -87. Дубна: ОИЯИ, 1987, с.5.
5. Любимов В.Б., Тогоо Р. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №7 (33) -88. Дубна: ОИЯИ, 1988, с.5.
6. Боголюбский М.Ю. и др. — ИФВЭ, 89-33, Серпухов, 1989.
7. Агакишиев Г.Е. и др. — ЯФ, 1986, т.44, с.1495.
8. Агакишиев Г.Е. и др. — ЯФ, 1987, т.45, с.1676.
9. Абдурахимов А.У. и др. — ОИЯИ, 1-6967, Дубна, 1973.
10. Baldin A.M. — JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
11. Ангелов Н. и др. — ЯФ, 1981, т.33, с.1046.
12. Агакишиев Г.Е. и др. — ЯФ, 1981, т.31, с.1517.
13. Гудима К.К., Тонеев В.Д. — ЯФ, 1978, т.27, с.669.

Рукопись поступила 3 ноября 1989 года.