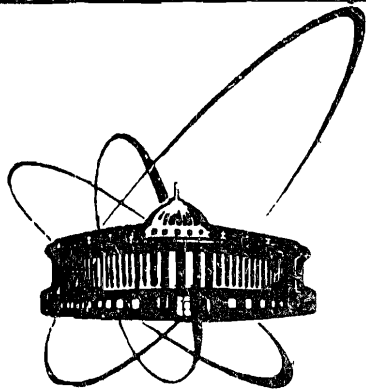


87-552



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-87-552

А.М.Балдин, В.Г.Гришин, Л.А.Диденко,
А.А.Кузнецов, З.В.Метревели*

КЛАСТЕРИЗАЦИЯ В ПРОСТРАНСТВЕ
ЧЕТЫРЕХМЕРНЫХ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ
И ИНВАРИАНТНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
АДРОННЫХ СТРУЙ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

1987

ВВЕДЕНИЕ

В наших предыдущих работах ^{1,2/}, где использовался новый релятивистски-инвариантный метод описания множественного образования частиц ^{3-5/}, в котором процессы $I + II \rightarrow 1 + 2 + 3 \dots$ рассматриваются в пространстве, точками которого являются 4-мерные

скорости $u_i = \frac{P_i}{m_i}$, а основными переменными, описывающими относи-

тельное движение частиц, положительные величины $b_{ik} = -(u_i - u_k)^2 = 2[(u_i u_k) - 1]$, где $i, k = I, II, 1, 2, 3, \dots$, было показано, что свойства адронов в 4-мерных струях, образующихся в адрон-адронных, адрон-ядерных и \bar{N} -взаимодействиях, по переменной b_{ik} универсальны, начиная с энергии $\sqrt{s} \geq 6$ ГэВ. Обнаруженная универсальность означает, что в этих переменных адронизация кварков, дикварков и многокварковых систем одинакова при исследуемых энергиях, и обусловлена взаимодействием цветного заряда с КХД-вакуумом безотносительно к другим свойствам системы, несущей цветной заряд.

С целью дальнейшего изучения свойств адронных струй в пространстве 4-мерных относительных скоростей и проверки гипотезы автомодельности ^{6/} в работе исследуются распределения пио-

нов в струях по переменной $x_k = \frac{b_{ak}}{b_{a\beta}}$ и $\frac{b_{\beta k}}{b_{a\beta}}$, где a и β обознача-

ют струи, образующиеся в областях фрагментации пучка и мишени в различных типах столкновений π^-p и π^-C при импульсе 40 ГэВ/с и pp - при $P = 205$ ГэВ/с/.

В работе изучаются также различные инвариантные распределения струй адронов в π^-p , π^-C и pp -столкновениях относительно первичных взаимодействующих объектов. Эти распределения несут информацию о структурных функциях первичных адронов и ядер.

Данные по π^-p - и π^-C -взаимодействиям при $P = 40$ ГэВ/с получены с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ^{6/}. Статистика событий составила соответственно 17000 и 8790 взаимодействий. Данные по pp -соударениям при $P = 205$ ГэВ/с получены с помощью 76-сантиметровой водородной камеры /ФНАЛ/ ^{7/}, статистика - 5025 событий. В работе анализировались струйные характеристики заряженных пионов. Результаты анализа приводятся ниже.

МЕТОДИКА ВЫДЕЛЕНИЯ АДРОННЫХ СТРУЙ

В релятивистски-инвариантном подходе струя рассматривается как кластер адронов с относительно малыми значениями b_{ik} .

Ось кластера /струи/ определяется как единичный 4-мерный

вектор $V = \sum_k u_k / \sqrt{(\sum_k u_k)^2 / 4}$, который находится из условия минимума величины

$$\sum_k b_k = - \sum_k (V - u_k)^2. \quad /1/$$

Суммирование ведется по всем частицам, относящимся к выделенной группе частиц /кластеру/.

В случае выделения двух таких кластеров использовалась величина

$$A_n = \min \left[\frac{1}{n_\alpha} \sum_k - (V_\alpha - u_k^\alpha)^2 - \frac{1}{n_\beta} \sum_i (V_\beta - u_i^\beta)^2 \right], \quad /2/$$

где n_α и n_β - множественности заряженных частиц в кластерах α и β соответственно.

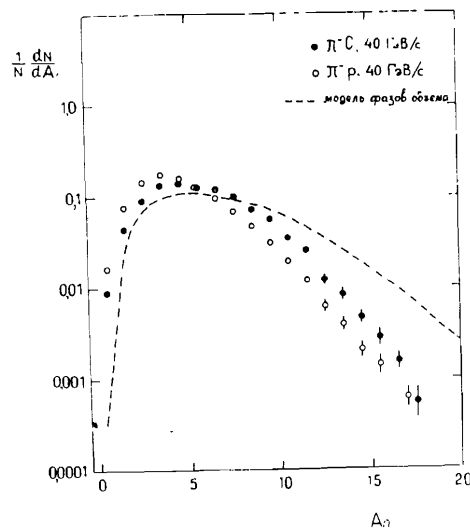
Минимизация величины /2/ производилась относительно осей V_α и V_β соответствующих кластеров частиц α и β .

Конкретно при обработке экспериментального материала величина A_n находилась в каждом событии с множественностью вторичных заряженных пионов (n_\pm) при этом рассматривались все возможные разбиения этих частиц

на две группы /кластеры/. Этот метод выделения двух струй является более общим, по сравнению с тем, который использовался нами в работах /1,2/.

На рис.1 представлены экспериментальные распределения π^-p - и π^-C -взаимодействий

Рис.1. Распределения по величине A_n π^-p -, π^-C -взаимодействий при $P = 40$ ГэВ/с и распределение π^-p -событий, полученное на основе модели сферического фазового объема.



с $n_\pm \geq 4$ по величине A_n . Здесь же показано аналогичное распределение для π^-p событий, полученное на основе модели сферического фазового объема, в которой предполагалось, что вторичные частицы распределены изотропно в фазовом пространстве.

Из рисунка можно видеть, что экспериментальные распределения сильно отличаются от смоделированных по сферическому фазовому объему. Кроме того, распределение по величине A_n реальных событий π^-C -взаимодействий заметно шире, чем аналогичное распределение событий π^-p -взаимодействий.

Из всего этого можно сделать следующие выводы: а/ в событиях как π^-p , так и π^-C -взаимодействий имеет место кластеризация вторичных частиц в пространстве относительных 4-мерных скоростей в основном на два кластера /струи/; б/ обнаруженное различие характера распределений событий по величине A_n для π^-C - и π^-p -столкновений свидетельствует в пользу того, что в событиях π^-C -взаимодействий возможно образование трех и более кластеров /струй/ в этом пространстве.

В дальнейшем считалось, что в событии наблюдается кластеризация на две группы частиц α и β , если средние значения $\langle b_k^\alpha \rangle$ и $\langle b_i^\beta \rangle$ для каждой группы были меньше, чем расстояния, т.е. $b_{\alpha\beta} = -(V_\alpha - V_\beta)^2$ между ними в пространстве относительных 4-мерных скоростей. Другими словами, величины $\langle b_k^\alpha \rangle$ и $\langle b_i^\beta \rangle$ должны удовлетворять условиям

$$\langle b_k^\alpha \rangle < b_{\alpha\beta} \quad \text{и} \quad \langle b_i^\beta \rangle < b_{\alpha\beta}. \quad /3/$$

Кроме того, мы считаем, что два кластера /струи/ разделяются в пространстве относительных 4-мерных скоростей, если для них выполняется условие

$$b_{\alpha\beta} \geq 10. \quad /4/$$

Последнее следует из данных работ /1/, в которых показано, что средние значения $\langle b_k \rangle$ для пионов в струях равны $\langle b_k \rangle \approx 4 \div 5$, а доля частиц в струях с $b_k > 10$ составляет около 5%. По этим критериям было отобрано $\approx 70\%$ π^-p - и π^-C -взаимодействий с множественностью пионов $n_\pm \geq 4$. В работе рассматривалось влияние различных условий отбора $b_{\alpha\beta} \geq 5, 10, 15$ на характеристики частиц в струях. О результатах этого анализа будет сказано ниже.

Для выделения струй, образующихся в областях фрагментации сталкивающихся частиц использовались релятивистски-инвариантные переменные x_{SH} и x_{SM} , которые характеризуют долю 4-импульса первичных адронов, уносимых струей. Эти переменные выражаются в следующем виде:

$$x_{S_H} = \frac{M_{\alpha(\beta)} (V_{\alpha(\beta)} u_{II})}{m_I (u_I u_{II})}$$

и

$$x_{S_M} = \frac{M_{\alpha(\beta)} (V_{\alpha(\beta)} u_I)}{m_{II} (u_I u_{II})}$$

/5/

Здесь $M_{\alpha(\beta)}$ - эффективная масса струи α или β , m_I - масса налетающей частицы, а m_{II} - масса мишени /для ядра $m_{II} = m_0$, где $m_0 = 931$ МэВ/.

Выражения /5/ справедливы для струй, состоящих из частиц с одинаковой массой. Они получаются из законов сохранения, которые в партонных переменных можно записать в виде

$$x_{S_H} P_I + x_{S_M} P_{II} = P_{IS} + P_{IIS} + P_x$$

/6/

где $P_I, P_{II}, P_{IS}, P_{IIS}$ и P_x - 4-импульсы первичных частиц, струй и группы частиц, не вошедших в струи. Выражения /5/ легко получить, умножая левую и правую части равенства /6/ на P_I /или P_{II} / и пренебрегая в нем малыми членами.

На рис.2 а,б,в в качестве иллюстрации приведены двумерные диаграммы по x_{S_M} и x_{S_H} для событий π^-p -, π^-C -столкновений и вычисленных по модели сферического фазового объема. Здесь область больших значений переменной x_{S_M} соответствует области фрагментации мишени, а область больших значений x_{S_H} - фрагментации налетающего пиона. Можно видеть, что реальные события как π^-p -, так и π^-C -взаимодействий в областях фрагментации пучка и мишени обнаруживают эффект кластеризации на две соответствующие группы частиц. В случае смоделированных событий /см.рис.2в/ такого эффекта не наблюдается. Пунктиром на диаграммах отмечены границы области значений переменных x_{S_M} и x_{S_H} , которые использовались нами для выделения струй, образующихся в областях фрагментации мишени и налетающего пиона. Эти области соответствуют следующим значениям переменных: для области фрагментации мишени - $x_{S_M} \geq 0,3$ и $x_{S_H} < 0,3$, а для области фрагментации налетающей частицы - $x_{S_H} > 0,3$ и $x_{S_M} < 0,3$.

Имеет смысл сопоставить новый метод выделения струй с одним из известных, традиционно используемых физиками. Например, метод обработки данных в импульсном пространстве, в котором восстановление осей струй основано на минимизации сумм квадратов поперечных импульсов вторичных частиц относительно оси струй в с.ц.и. сталкивающихся объектов /т.е. нахождения вели-

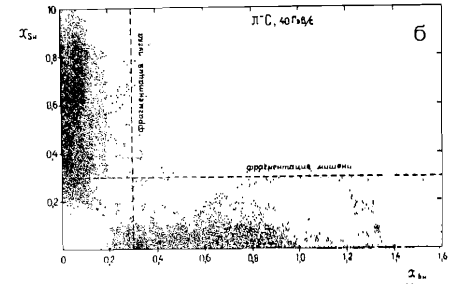
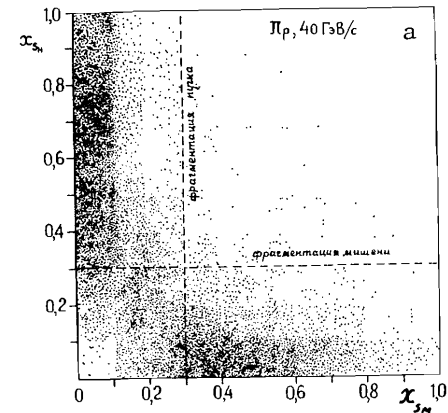


Рис.2. Распределение струй пионов по переменным x_{S_M} и x_{S_H} в π^-p /а/ и π^-C /б/ взаимодействиях и в π^-p -событиях /в/, смоделированных по сферическому фазовому объему.

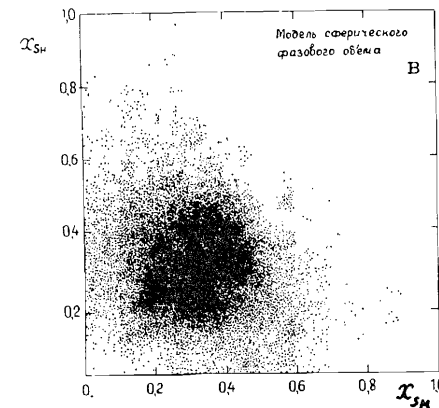
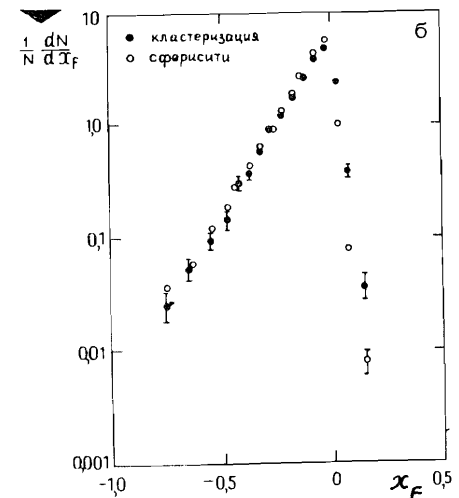
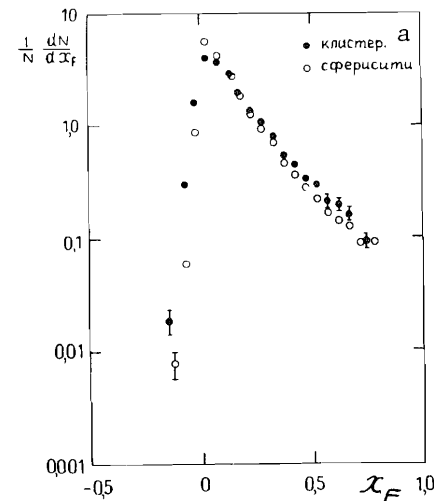


Рис.3. Распределение заряженных пионов по переменной $x_F = \frac{2P_T^*}{\sqrt{s}}$ для струй, образующихся в π^-p -взаимодействии в областях фрагментации пучка /а/ и мишени /б/. Выделение струй производилось двумя методами: с помощью переменной "сферисити" (O) и путем минимизации величины A_p в пространстве 4-мерных относительных скоростей (●).



чины "сферисити" $S = \min \frac{3}{2} \frac{\sum_k P_{\perp k}^2}{\sum_k |P_k|^2} /$.

Указанное сопоставление для π^-p -взаимодействий демонстрируется на рис. За,б, где события, отобранные по двум методам,

представлены в зависимости от переменной $x_F = \frac{2P_{\parallel}^*}{\sqrt{s}}$. Здесь P_{\parallel}^* - продольный импульс пионов в с.ц.и. столкновения, а \sqrt{s} - полная энергия.

Можно видеть, что в пределах ошибок распределения, полученные двумя методами, одинаковы. Существующее различие связано в основном с тем обстоятельством, что в методе, использующем переменную сферисити, восстанавливается только одна ось, которая является общей для обеих струй, в то время как метод минимизации суммы квадратов 4-мерных относительных скоростей восстанавливает две оси, которые в общем случае могут иметь направление под некоторым углом друг к другу.

Таблица 1

Средние характеристики частиц в струях

Тип взаимодействия	Область фрагмент.	N стр. с $n_{\pm} \geq 2$	$\langle n_{\pm} \rangle$	$\langle b_k(\pi^-) \rangle^*$
$\pi^-p, 40 \text{ ГэВ/с}$	фрагм. пучка	4940	$3,78 \pm 0,02$	$3,68 \pm 0,03$
	фрагм. мишени	3267	$3,84 \pm 0,03$	$3,71 \pm 0,04$
$\pi^-C, 40 \text{ ГэВ/с}$	фрагм. пучка	2516	$3,87 \pm 0,03$	$3,88 \pm 0,04$
	фрагм. мишени	2882	$4,53 \pm 0,04$	$3,7 \pm 0,04$
Модель сфер. фаз. об. для π^-p -соб.	фрагм. пучка	1449	$3,62 \pm 0,04$	$4,99 \pm 0,07$
	фрагм. мишени	1414	$3,52 \pm 0,04$	$5,11 \pm 0,07$

* Ошибки приводятся статистические. Систематические ошибки, возникающие из-за погрешности в идентификации положительных частиц, составляют ~10%.

Для выделенных описанным выше способом струй с множественностью $n_{\pm} \geq 2$ были получены распределения пионов по величине b_k для π^-p - и π^-C -взаимодействий как в области фрагментации мишени, так и в области фрагментации налетающего пиона. Средние значения $\langle b_k \rangle$ для π^- -мезонов приведены в табл.1. Как видно из таблицы, эти значения $\langle b_k \rangle$ одинаковы в пределах экспериментальных ошибок для π^-p - и π^-C -взаимодействий в обеих областях, но заметно отличаются от величины $\langle b_k \rangle$ для смоделированных π^-p -взаимодействий. Изменение условий отбора струй $/b_{\alpha\beta} \geq 5, 10, 15/$ меняет величину $\langle b_k \rangle$ не более чем на 8%.

Полученные результаты согласуются с опубликованными ранее в работах /1,2/ и означают, что адронизация кварков, дикварков и многокварковых систем в пионы одинакова в этих переменных и определяется динамикой взаимодействия цветных зарядов с вакуумом.

В этой связи особый интерес представляет изучение в релятивистски-инвариантном подходе различных распределений, характеризующих свойства самих струй. В частности, важным является изучение распределений струй адронов по 4-мерным скоростям относительно первичных взаимодействующих частиц, что позволяет выяснить характерные свойства динамики взаимодействия в целом.

СВОЙСТВА СТРУЙ АДРОНОВ В ПРОСТРАНСТВЕ 4-МЕРНЫХ СКОРОСТЕЙ

В работе /5/ отмечалось, что в пространстве относительных 4-скоростей вероятности процессов W как функции переменных b_{ik} должны обладать свойствами автомодельности по переменным $b_{\alpha\beta}$, принимающим асимптотически большие значения, т.е.

$$W(b_{\alpha\beta}, b_{\alpha k}, b_{\beta k}, \dots) |_{b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} \rightarrow \frac{A}{b_{\alpha\beta}^m} W(b_{\alpha k}, \frac{b_{\beta k}}{b_{\alpha\beta}}, \dots) \quad /7/$$

Здесь α и β также обозначают струи /кластеры/ в пространстве 4-скоростей; параметры A и m находятся из эксперимента или предсказываются теорией.

Аutomодельность величин W является гипотезой и требует всестороннего экспериментального обоснования. Свойства функций $W(b_{\alpha k}, b_{\beta k})$ в различных типах взаимодействий изучались нами ранее /1,2,4/. Здесь исследуется поведение функции W в зависи-

мости от переменной $x_k = \frac{b_{\alpha k}}{b_{\alpha\beta}}$ и $\frac{b_{\beta k}}{b_{\alpha\beta}}$, которая при $b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty$ перехо-

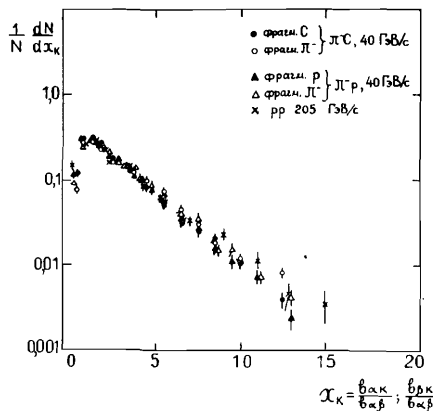


Рис. 4. Распределение π^- -мезонов по величине x_k в струях, образующихся в областях фрагментации пучка и мишени в π^-p -, π^-C - и pp -столкновениях.

дит в переменную светового фронта для частицы k : $x_k^a = u_{k_0}^a - u_{k_z}^a$

и $x_k^\beta = u_{k_0}^\beta - u_{k_z}^\beta$. Анализировались распределения π^- -мезонов по переменной x_k в струях, образующихся в π^-p - и π^-C -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с

и в pp -столкновениях при $P = 205$ ГэВ/с. Полученные распределения показаны на рис. 4. Из рисунка видно, что распределения по переменной x_k , так же как и изучавшиеся ранее распределения пионов по переменной b_k в струях одинаковы для струй, образующихся в областях фрагментации пучка и мишени, и не зависят от типа и энергии столкновения в интервале $P = 40 \div 205$ ГэВ/с. Этот результат означает, что зависимость функции W от переменной x_k носит универсальный характер для процессов фрагментации кварков, дикварков и многокварковых систем на легких ядрах в рассматриваемом интервале энергий.

Полученная зависимость функции W от переменной x_k указывает на то, что угловое распределение пионов в системе покоя струи анизотропно, как следует из формулы /7/.

Анизотропия распада инвариантных изолированных кластеров является общим свойством. Подчеркнем в этой связи, что попытка обнаружить кластеры, изотропно распадающиеся в их системе покоя /в связи с поисками равновесной кварк-глюонной плазмы/ основана на недоразумении.

На рис. 5 и 6 показано распределение отрицательных пионов в системе покоя струи в π^-p -, π^-C - и pp -взаимодействиях по величине $|\cos\theta|$, где θ - угол между вектором скорости частицы \vec{u}_s в этой системе и вектором $\vec{V}_{\alpha\beta}$.

Как видно из рисунков, эти распределения во всех типах взаимодействий действительно имеют анизотропный характер.

Для дальнейшей проверки гипотезы автомодельности изучалось распределение выделенных струй α и β /без ограничений по переменным x_{SM} и x_{SH} / по величине $b_{\alpha\beta}$, которое согласно /7/, начиная с некоторых значений $b_{\alpha\beta}$, должно описываться степенной зависимостью:

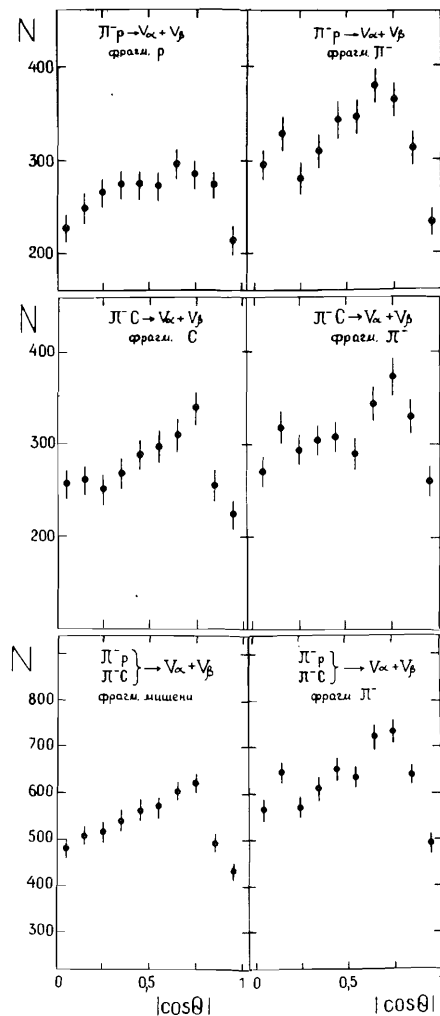
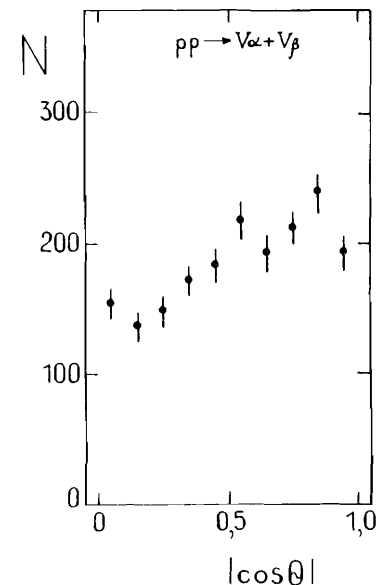


Рис. 5. Угловое распределение π^- -мезонов в системе покоя струй, образующихся в областях фрагментации пучка и мишени в π^-p - и π^-C -столкновениях.

Рис. 6. Угловое распределение π^- -мезонов в системе покоя струй, образующихся в областях фрагментации пучка и мишени /приводится сумма распределений по величине $|\cos\theta|$ в обеих областях/ в pp -столкновениях.



$$\frac{dN}{db_{\alpha\beta}} = \frac{A}{b_{\alpha\beta}^m} \quad /8/$$

Полученные распределения $\frac{dN}{db_{\alpha\beta}^m}$ для π^-p -, π^-C - и pp -столкно-

ний представлены на рис. 7. Из рисунка видно, что в области $b_{\alpha\beta} > 20$ эти распределения действительно описываются зависимостью /8/ с параметром m , равным:

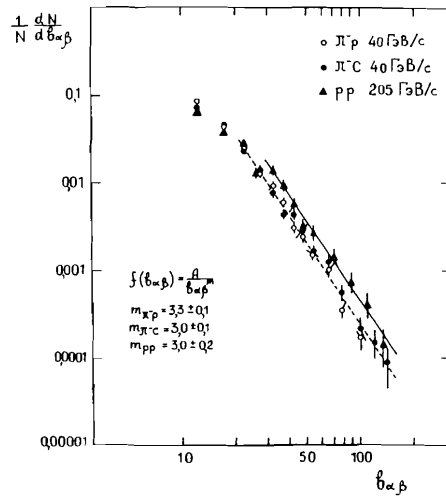


Рис.7. Распределение струй пионов α и β по величине $b_{\alpha\beta}$ в π^-p - и π^-C -взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с и pp -столкновениях при $P = 205$ ГэВ/с. Прямая и пунктирная линии - аппроксимация экспериментальных данных степенной зависимостью /8/.

$$m \begin{cases} = (\pi^- p) - 3,3 \pm 0,1 \\ = (\pi^- C) - 3,0 \pm 0,1 \\ = (pp) - 3,0 \pm 0,2. \end{cases}$$

Таким образом, ожидаемые свойства функции $W(b_{\alpha\beta})$ в пространстве относительных 4-скоростей находят экспериментальное под-

тверждение. Кроме того, величина параметра m в выражении /8/ оказалась не зависящей в пределах ошибок эксперимента от типа взаимодействия и его энергии в интервале $40 \div 205$ ГэВ/с.

В работе исследовались также инвариантные распределения струй адронов в зависимости от переменных b_{SII} и b_{SI} , которые являются 4-мерными скоростями струй относительно мишени (II) и налетающей частицы (I). Эти переменные можно записать в виде

$$b_{SII} = -(u_{II} - V)^2 = 2(V \cdot u_{II}) - 2 = \frac{2(P_S P_{II})}{M_S m_{II}} - 2, \quad /9/$$

$$b_{SI} = -(u_I - V)^2 = 2(V \cdot u_I) - 2 = \frac{2(P_S P_I)}{M_S m_I} - 2. \quad /10/$$

Здесь P_I, P_{II}, P_S - четырехимпульсы первичных частиц и струи; M_S - масса струи.

Инвариантное сечение $E_S \frac{d^3\sigma}{dP_S}$ в зависимости от этих переменных можно представить следующим образом:

$$E_S \frac{d^3\sigma}{dP_S} = f_{II}(b_{SII}, \Omega) = \frac{2}{M_S^2} \frac{1}{\sqrt{b_{SII} + b_{SII}^2/4}} \frac{d\sigma}{db_{SII} d\Omega}, \quad /11/$$

$$E_S \frac{d^3\sigma}{dP_S} = f_I(b_{SI}, \Omega) = \frac{2}{M_S^2} \frac{1}{\sqrt{b_{SI} + b_{SI}^2/4}} \frac{d\sigma}{db_{SI} d\Omega}, \quad /12/$$

Инвариантные функции $f(b_{SII}) = \frac{1}{\sigma} \int f_{II}(b_{SII}, \Omega) d\Omega$ для струй пионов, образующихся в π^-p -, π^-C - и pp -взаимодействиях в области фрагментации мишени, при различных условиях отбора струй: $x_{SM} \geq 0,3$ и $x_{SM} \geq 0,7$, представлены на рис.8*.

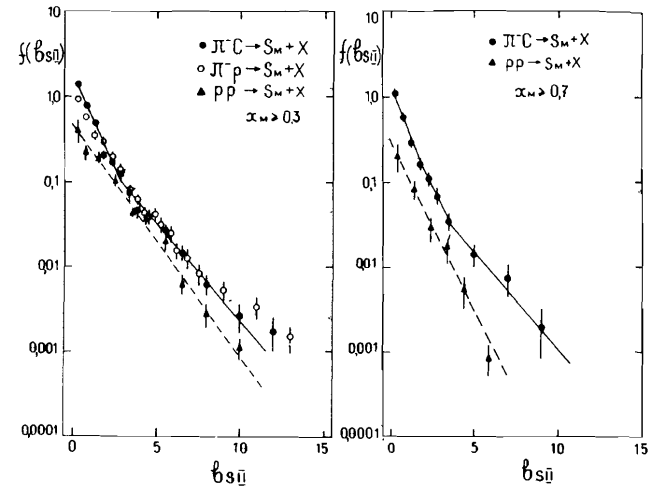


Рис.8. Инвариантные функции $f(b_{SII})$ для струй пионов, рожденных в области фрагментации мишени в π^-p -, π^-C - и pp -столкновениях, при различных условиях их отбора. Прямые и пунктирные линии - аппроксимация экспериментальных данных экспоненциальными зависимостями /13/ и /19/.

На рис.9 приведены инвариантные функции $f(b_{SI}) = \frac{1}{\sigma} \int f_I(b_{SI}, \Omega) \times d\Omega$ для струй пионов, образующихся в области фрагментации налетающего пиона в π^-p - и π^-C -взаимодействиях при аналогичных условиях отбора: $x_{SH} \geq 0,3$ и $x_{SH} \geq 0,7$. Из рисунков мож-

* В π^-p - и π^-C -взаимодействиях функции $f(b_{SII})$ нормированы одинаковым образом в области $b_{SII} \geq 1$. В области $b_{SII} < 1$ в π^-p -событиях возможна примесь пион-углеродных взаимодействий.

Таблица 2

Значения параметров, полученные при аппроксимации инвариантных функций $f(b_{S_{II}})$ для разных типов взаимодействий экспоненциальными зависимостями:

$$f(b_{S_{II}}) = A_1 \exp(-b_{S_{II}} / \langle b_S \rangle_1) + A_2 \exp(-b_{S_{II}} / \langle b_S \rangle_2)$$

$$\text{и } f(b_{S_{II}}) = A_1 \exp(-b_{S_{II}} / \langle b_S \rangle_1)$$

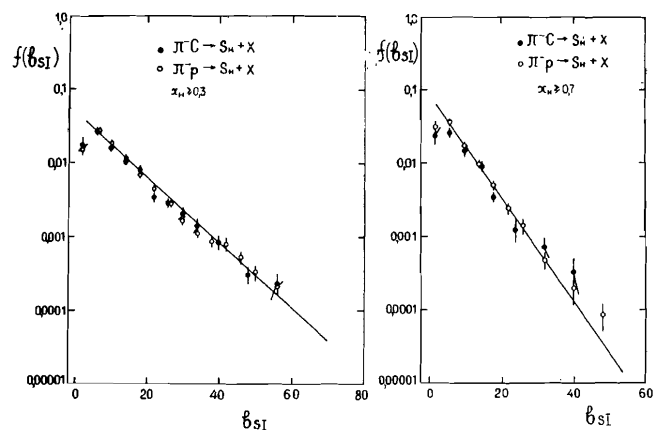


Рис.9. Инвариантные функции $f(b_{S_I})$ для струй пионов, рожденных в области фрагментации пучка в π^-p - и π^-C -взаимодействиях, при различных условиях их отбора. Прямые линии — аппроксимация экспериментальных данных экспоненциальной зависимостью /13/.

но видеть, что поведение функции $f(b_{S_{II}})$ для π^-p - и pp -столкновений описывается экспоненциальной зависимостью

$$f(b_{S_{II}}) = A_1 \exp(-b_{S_{II}} / \langle b_S \rangle) \quad /13/$$

и одинаковыми средними значениями $\langle b_S \rangle^{\pi^-p} = 1,62 \pm 0,06$ и $\langle b_S \rangle^{pp} = 1,63 \pm 0,06$ при $x_{SM} \geq 0,3$ /табл.2/.

Из-за погрешностей в определении эффективной массы струи, возникающей за счет примеси неидентифицированных протонов, величина $\langle b_S \rangle$ может быть завышена на 7%.

Для струй, образующихся в области фрагментации налетающей частицы, инвариантные функции $f(b_{S_I})$ также описываются экспоненциальной зависимостью /13/ в области $b_{S_I} \geq 4$ с одинаковыми значениями $\langle b_S \rangle \approx 10$ для π^-p - и π^-C -столкновений. С увеличением доли 4-импульса струй $/x_{SM} \geq 0,7$ и $x_{SH} \geq 0,7/$ значения $\langle b_S \rangle$ для обеих струй уменьшаются в области фрагментации мишени до ~ 1 , а в области фрагментации налетающей частицы до 6 /см. табл.2/.

Таким образом, средняя относительная 4-скорость струи, образующейся от протона, меньше относительной скорости струи, рожденной от налетающего пиона. Однако величина их отношения

Тип взаимодействия	Параметры	Условия отбора струй	Фрагментация мишени				Фрагментация пучка	
			$x_{SM} \geq 0,2$	$x_{SM} \geq 0,3$	$x_{SM} \geq 0,7$	$x_{SH} \geq 1,0$	$x_{SM} \geq 0,3$	$x_{SM} \geq 0,7$
π^-C	A_1		$0,82 \pm 0,10$	$0,86 \pm 0,10$	$0,88 \pm 0,11$	$1,0$	$1,0$	$1,0$
	A_2		$0,18 \pm 0,04$	$0,14 \pm 0,06$	$0,12 \pm 0,08$	-	-	-
π^-p	$\langle b_S \rangle_1$		$0,65 \pm 0,09$	$0,69 \pm 0,09$	$0,66 \pm 0,11$	$0,83 \pm 0,05$	$1,0 \pm 0,3$	$6,1 \pm 0,4$
	$\langle b_S \rangle_2$		$2,2 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,2$	$2,0 \pm 0,4$	-	-	-
pp	A_1		$1,0$	$1,0$	$1,0$	-	-	-
	$\langle b_S \rangle_1$		$1,82 \pm 0,07$	$1,63 \pm 0,06$	$1,01 \pm 0,07$	-	-	-
π^-p	A_1		$1,0$	$1,0$	-	$1,0$	$1,0$	
	$\langle b_S \rangle_1$		$1,81 \pm 0,06$	$1,62 \pm 0,06$	-	$1,0 \pm 0,4$	$6,0 \pm 0,2$	

для одинаковых условий отбора по x_{SM} и x_{SH} составляет $6,2^{+0,5}_{-0,3}$, то есть приблизительно равна отношению масс мишени (m_p) и налетающей частицы (m_π).

Чтобы понять этот результат, представим инвариантные функции $f(b_{S_{II}})$ и $f(b_{S_I})$ в следующем виде:

$$f(b_{S_{II}}) = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{2(P_S P_{II})}{M_S m_p}\right) / \langle b_S \rangle_{II} \quad /14/$$

$$f(b_{S_I}) = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{2(P_S P_I)}{M_S m_\pi}\right) / \langle b_S \rangle_I \quad /15/$$

Как показал наш анализ:

$$m_p \langle b_S \rangle_{II} \approx m_\pi \langle b_S \rangle_I \quad /16/$$

Если вместо масс m_π и m_p в выражение относительных скоростей $b_{S_{II}}$ и b_{S_I} подставить некоторую эффективную массу m_M , то распределения $f(b_{S_{II}})$ и $f(b_{S_I})$ будут описываться экспоненциальными функциями:

$$f(b_{S_{II}}) = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{2(P_S P_{II})}{M_S m_M}\right) / \langle b_S \rangle \quad /17/$$

$$f(b_{S_I}) = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{2(P_S P_I)}{M_S m_M} / \langle b_S \rangle\right), \quad /18/$$

где $\langle b_S \rangle_{II} = \langle b_S \rangle_I \equiv \langle b_S \rangle$. Этот результат указывает на то, что во взаимодействиях пионов и протонов источниками пионных струй в областях фрагментации сталкивающихся частиц являются кварковые объекты с одинаковой эффективной массой.

В случае π^-C -взаимодействий распределение $f(b_{S_{II}})$ для области фрагментации мишени при всех условиях отбора по $x_{S_M}^{II}$ /кроме $x_{S_M} \geq 1,0$ / хорошо описывается выражением, состоящим из суммы двух экспоненциальных функций:

$$f(b_{S_I}) = A_1 \exp(-b_{S_{II}} / \langle b_S \rangle_1) + A_2 \exp(-b_{S_{II}} / \langle b_S \rangle_2). \quad /19/$$

Из таблицы видно, что одна из них имеет значение $\langle b_S \rangle_2 = 2,2 \pm 0,2$, близкое к величине $\langle b_S \rangle$ в адрон-адронных взаимодействиях, величина другой $\langle b_S \rangle_1 = 0,69 \pm 0,09$ существенно меньше значения $\langle b_S \rangle$ для π^-p - и pp -столкновений.

Для кумулятивных струй с $x_{S_M} \geq 1,0$ инвариантная функция $f(b_{S_{II}})$ /рис. 10/ описывается только одной экспоненциальной функцией /13/ с параметром $\langle b_S \rangle = 0,83 \pm 0,05$. Это значение параметра в пределах ошибок эксперимента совпадает с величиной $\langle b_S \rangle$ для π^-p - и pp -взаимодействий в области фрагментации мишени при $x_{S_M} \approx 1,0$.

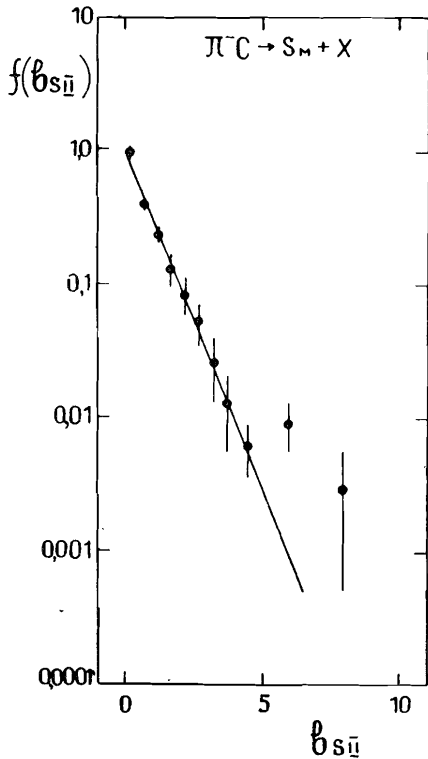


Рис. 10. Инвариантная функция $f(b_{S_{II}})$ для кумулятивных струй ($x_{S_M} \geq 1$) в π^-C -взаимодействиях. Прямая линия - аппроксимация экспериментальных данных экспоненциальной зависимостью /13/.

ИНВАРИАНТНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СТРУЙ АДРОНОВ ПО ПЕРЕМЕННОЙ x_S

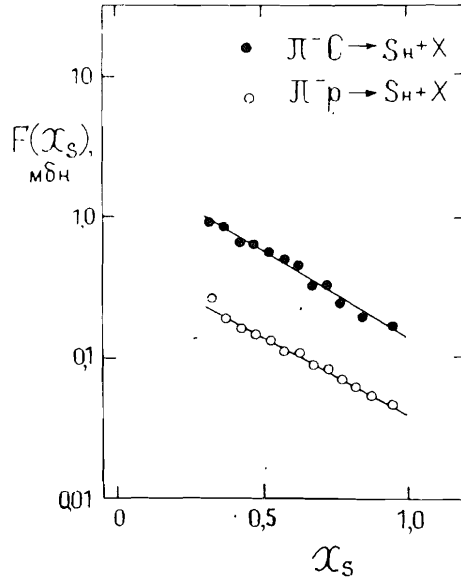
Изучение x_S -зависимости инвариантных распределений струй адронов позволяет получить сведения о характере распределения фрагментирующих кварков систем во взаимодействующих объектах.

Инвариантное сечение образования струй можно выразить следующим образом:

$$E_S \frac{d^3\sigma}{dP_S} \equiv f(x_S, \Omega) = \frac{1}{[(u_I u_{II}) m_{N(\pi)}]^2} \times \quad /20/$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{x_{S_{M(H)}}^2 - \frac{M_S^2}{[(u_I u_{II}) m_{N(\pi)}]^2}}} \frac{d\sigma}{dx_{S_{M(H)}} d\Omega}$$

Поведение $F(x_S) = \int f(x_S, \Omega) d\Omega$ -функции в π^-p - и π^-C -взаимодействиях для струй, образующихся в процессах фрагментации налетающей частицы при $x_{S_{M(H)}} \geq 0,3$, показано на рис. 11. В области фрагментации мишени в рассматриваемых типах событий среди положительных частиц имеется примесь неидентифицированных протонов. Поэтому, чтобы не искать распределения струй пионов по величине x_S в этой области, отбирались π^-p - и pp -события с идентифицированным протоном.



В случае π^-C -столкновений отбирались события с суммарным зарядом $Q = n_+ - n_- = +1$, в которых было зарегистрировано 2 протона с импульсом $P_{\text{лаб}} \geq 300$ МэВ/с /предполагалось, что протоны с $P_{\text{лаб}} < 300$ МэВ/с являются в основном спектрами/.

Рис. 11. Инвариантные функции $F(x_S)$ для струй пионов, образующихся в области фрагментации пучка в π^-p - и π^-C -столкновениях. Прямые линии - аппроксимация экспериментальных данных зависимостью /21/.

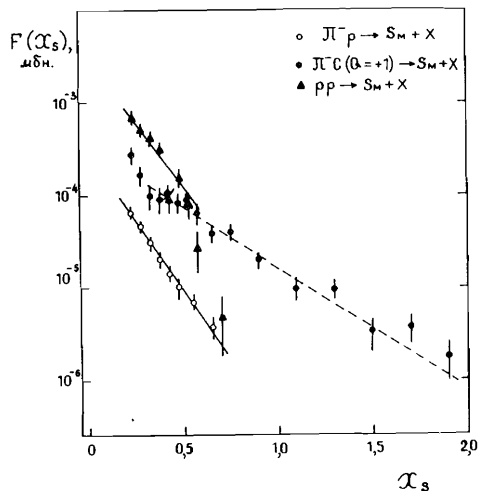


Рис.12. Инвариантные функции $F(x_S)$ для струй пионов, образующихся в области фрагментации мишени в π^-p - и pp -столкновениях с идентифицированным протоном и в π^+C -событиях с зарядом $Q = +1$ и двумя идентифицированными протонами. Прямые линии – аппроксимация данных экспоненциальной зависимостью /21/.

На рис.12 приведены инвариантные функции $F(x_S)$ для струй заряженных пионов, образующихся в области фрагментации мишени в отобранных та-

ким образом π^-p -, pp - и π^+C -взаимодействиях. Из рисунков можно видеть, что функции $F(x_S)$ для струй, образующихся в процессах фрагментации налетающего π^- -мезона в π^-p - и π^+C -событиях, хорошо описываются экспоненциальной зависимостью:

$$F(x_S) = A \exp(-x_S / \langle x_S \rangle) \quad /21/$$

с приблизительно одинаковыми значениями $\langle x_S \rangle$ /табл.3/.

Таблица 3

Значения параметров $\langle x_S \rangle$

Область фрагментации \ Тип взаимодействия	π^-p	pp	π^+C
Фрагментация пучка	$0,41 \pm 0,01$	-	$0,36 \pm 0,02$
Фрагментация мишени	$0,13 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,01$	$0,34 \pm 0,02$

Поведение $F(x_S)$ для струй, образующихся в области фрагментации мишени $/0,2 \leq x_S \leq 0,6$ для π^-p - и pp -взаимодействий и $x_S > 0,4$ для π^+C -столкновений/, также описывается зависимостью /21/. Обрывающийся характер распределений в pp -столкновениях при $x_S > 0,6$ связан с ограниченным импульсным интервалом протонов $/P_{lab} \leq 1,5$ ГэВ/с/.

Величина $\langle x_S \rangle$ для π^-p - и pp -соударений в рассматриваемой области x_S , как видно из табл.3, в пределах ошибок эксперимента одинакова $/0,13 \pm 0,01$ и $0,14 \pm 0,01$ соответственно/ и значительно меньше среднего значения $\langle x_S \rangle$ для струй, образующихся в процессах фрагментации налетающего пиона $\langle x_S \rangle \approx 0,4$ /.

Полученный результат указывает на то, что распределение фрагментирующих кварковых систем в пионах и нуклонах имеет разный характер.

В π^+C -соударениях с зарядом $Q = +1$ величина $\langle x_S \rangle$ в области $x_S \geq 0,4$ равна $0,34 \pm 0,02$, т.е. значительно больше, чем значение $\langle x_S \rangle$ для струй, образующихся от протонов. В общем случае в π^+C -взаимодействиях инвариантная функция $F(x_S)$ в области фрагментации мишени /рис.13/ описывается выражением, состоящим из суммы двух экспоненциальных функций:

$$F(x_S) = A_1 \exp(-x_S / \langle x_S \rangle_1) + A_2 \exp(-x_S / \langle x_S \rangle_2) \quad /22/$$

со средними значениями $\langle x_S \rangle_1 = 0,12 \pm 0,02$ и $\langle x_S \rangle_2 = 0,37 \pm 0,01$. Второй член в формуле /22/ дает значительный вклад в кумулятивной области образования пионных струй. Величина $\langle x_S \rangle_2$ в этом случае почти в три раза больше, чем для струй, образующихся в процессах фрагментации нуклонов. Полученные данные указывают на то, что для кумулятивных процессов распределение фрагментирующих кварковых систем в мультикварковых конфигурациях не совпадает с распределением кварковых объектов в нуклоне и подобно распределению в пионе.

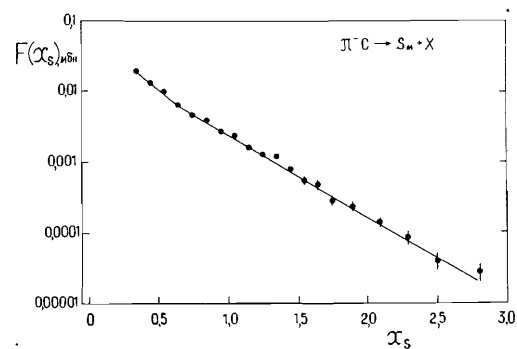


Рис.13. Инвариантная функция $F(x_S)$ для струй пионов, образующихся в π^+C -взаимодействиях в области фрагментации мишени. Прямая линия – результат аппроксимации данных зависимостью /22/.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный более общий /по сравнению с ранее использованным нами в работах [1]/ релятивистски-инвариантный метод выделения струй /кластеров/ адронов в пространстве 4-мерных относительных скоростей был применен к анализу свойств струй, образующихся в π^-p^- , $\pi^-C/40$ ГэВ/с/- и $pp/205$ ГэВ/с/- взаимодействиях.

В результате анализа установлено следующее:

1. В этих типах взаимодействий наблюдается образование преимущественно двух струй адронов: одна из них в области фрагментации налетающей частицы, а другая - в области фрагментации мишени.

2. Впервые исследованы свойства автомодельности функции W , характеризующей распределения пионов в струях в зависимости

от переменной $x_k = \frac{b_{ak}}{b_{a\beta}}; \frac{b_{\beta k}}{b_{a\beta}}$. Показано, что в различных типах

столкновений распределения пионов по переменной x_k , так же как и по переменной b_k , имеют универсальный характер в интервале импульсов $40 \div 205$ ГэВ/с.

3. Экспериментально установлено, что угловые распределения пионов в системе покоя струй, образующихся в областях фрагментации пучка и мишени, анизотропны.

4. Характер инвариантных $b_{S_{II}}$ и b_{S_I} распределений струй относительно сталкивающихся частиц приводит к выводу о том, что фрагментирующие кварковые объекты в пионе, нуклоне и в мультикварковых конфигурациях ядра углерода, являющиеся источником адронных струй, имеют /в пределах ошибок/ одну и ту же величину эффективной массы.

5. Свойства инвариантных x_S -распределений адронных струй, отражающих распределение фрагментирующих кварковых объектов в первичных взаимодействующих частицах, указывает на различный характер распределения этих объектов в пионе и нуклоне. При аппроксимации этих распределений экспоненциальной зависимостью вида $F(x_S) = A \exp(-x_S / \langle x_S \rangle)$ средняя величина $\langle x_S \rangle$ для струй, образующихся от протона, имеет значение $0,14 \pm 0,01$, а образующихся от пиона $0,41 \pm 0,01$. В случае кумулятивных процессов значение $\langle x_S \rangle$ для струй, образующихся от мультикварковых конфигураций в ядрах углерода, близко к значению $\langle x_S \rangle$ для пионов и равняется $0,34 \pm 0,02$.

В заключение нам приятно поблагодарить интернациональный коллектив двухметровой пропановой камеры за предоставление экспериментального материала и полезные обсуждения. Авторы

выражают благодарность также сотрудничеству Аргонн - Монреаль - Торонто за предоставление данных по pp-взаимодействиям при $P = 205$ ГэВ/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. и др. - ЯФ, 1986, т.44, с.1209; В сб.: "Краткие сообщения ОИЯИ", № 16-86, Дубна, 1986, с.24; JINR, E1-85-675, Dubna, 1985.
2. Балдин А.М. и др. В сб.: "Краткие сообщения ОИЯИ", № 1[21]-87, Дубна, 1987, с.17.
3. Baldin A.M. - Nucl.Phys., 1985, A434, p.695c.
4. Балдин А.М., Диденко Л.А. В сб.: "Краткие сообщения ОИЯИ", № 3-84, Дубна, 1984, с.5.
5. Балдин А.М., Балдин А.А. В сб.: "Краткие сообщения ОИЯИ", № 17-86, Дубна, 1986, с.19.
6. BBCDSSTU-BW Collaboration. - Phys.Lett., 1972, v.39B, p.371; Ангелов Н.С. и др. - ЯФ, 1977, т.25, с.1013.
7. Cho Y. et al. - Phys.Rev.Lett., 1973, v.31, p.413.
8. Балдин А.М., Диденко Л.А. В сб.: "Краткие сообщения ОИЯИ", № 8-85, Дубна, 1985, с.5.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 июля 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р.55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984./2 тома/	7 р.75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	4 р.50 к. 13 р.50 к.
D1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
D9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. /2 тома/	13 р.45 к.
D7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986	7 р.10 к.
D2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986	4 р.45 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Балдин А.М. и др.
Кластеризация в пространстве четырехмерных относительных скоростей и инвариантные распределения адронных струй

P1-87-552

Рассматривается релятивистски-инвариантный метод выделения адронных струй, основанный на минимизации суммы квадратов относительных 4-мерных скоростей. Этот метод был применен к анализу свойств струй в π^+p - π^-C -взаимодействиях при 40 ГэВ/с и pp -соударениях при $P = 205$ ГэВ/с. В результате анализа показано, что в этих типах взаимодействий наблюдается образование преимущественно двух струй адронов: одна из них в области фрагментации налетающей частицы, а другая - в области фрагментации частицы - мишени. Экспериментально исследуются автомодельные свойства инвариантной функции $W(b_{ak}, b_{\beta k}, b_{a\beta}, \dots)$ в пространстве 4-мерных относительных скоростей. Показано, что распределения пионов в струях по переменной $x_k = b_{ak}/b_{a\beta}$; $b_{\beta k}/b_{a\beta}$, так же как и по переменной b_k , изучавшейся ранее, имеют универсальный характер в различных типах столкновений в интервале импульсов 40 ± 205 ГэВ/с. Анализируются инвариантные функции $E_s \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}_s^3}$ для выделенных струй в зависимости от их 4-скоростей относительно

первичных взаимодействующих частиц b_{sII} и b_{sI} . В результате анализа показано, что фрагментирующие кварковые объекты в пионе, нуклоне и в мультикварковых конфигурациях ядра углерода, являющиеся источником пионных струй, имеют преимущественно одинаковую эффективную массу. Изучаются инвариантные x_s -распределения пионных струй. Полученные данные указывают на различный характер распределения фрагментирующих кварковых объектов в пионе, нуклоне и в мультикварковых конфигурациях ядра углерода.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Baldin A.M. et al.
Clustering in Four-Dimension Relative Velocity Space and Invariant Distributions of Hadron Jets

P1-87-552

The new relativistic invariant method for separation of hadron jets is considered. It is based on minimization of the sum of squared relativistic four-dimensional velocities and is used for analysing jet properties in π^+p - and π^-C -interactions at 40 GeV/c and pp -interactions at $P = 205$ GeV/c. It has been observed that two hadron jets are formed mainly in these types of interactions: one of them in the beam particle fragmentation region and the second - in the target particle fragmentation region. The automodel properties of invariant function $W(b_{ak}, b_{\beta k}, b_{a\beta}, \dots)$ is investigated experimentally in the space of four-dimensional velocities. It is shown that the distributions of pions in jets over $x_k = b_{ak}/b_{a\beta}$, $b_{\beta k}/b_{a\beta}$ variable have universal character for various types of interactions in the $P_{lab} = 40 \pm 205$ GeV/c region. The dependence of invariant function $E_s \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}_s^3}$ for jets on their four-velocities with

respect to primary interacting particles b_{sII} and b_{sI} is studied. It is shown that the fragmenting quark objects in pions, nucleons and multiquark configurations of carbon nucleus which are a source of pion jets have the identical effective mass mainly. The invariant distributions for pion jets are analysed. It has been observed that the distributions of fragmenting quark object in pion nucleon and multiquark configurations of carbon nucleus have different character.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1987