22

Институт теоретической и
экспериментальной физики

FERMILAB
MAR 22 1999
LIBRARY

26-98

В.И.Михайличенко, В.А.Окороков,
А.К.Поносов, Ф.М.Сергеев

ЧЕТЫРЕХМЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И АВТОМОДЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПИОННЫХ СТРУЙ В π^+p-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 ГэВ/с.

Fermilab Library
0 1160 0062341 7

Москва 1998

УДК 539.I М-I6

ЧЕТЫРЕХМЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И АВТОМОДЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПИОННЫХ СТРУЙ В π^+p-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 ГэВ/с:
Препринт ИТЭФ 26-98/

В.И.Михайличенко, В.А.Окороков[+], А.К.Поносов[+], Ф.М.Сергеев[+] - М., 1998 - 20с.

Впервые в релятивистски-инвариантном подходе исследованы эксклюзивные каналы взаимодействия π^+-мезонов с протонами при начальном импульсе 4,2 ГэВ/с. Получены распределения вторичных пионов по переменной b_k относительно оси струи для различных областей фрагментации. С увеличением множественности вторичных пионов в канале наблюдается уменьшение величины $< b_k >$ для области фрагментации пучка. Обнаружены струи пионов с температурой $< T_k > \sim$ 190 МэВ, которые образуются, возможно, при адронизации кварк-глюонной фазы. Энергетические характеристики пионных струй обнаруживают скейлинговые свойства в области энергий $\sqrt{S} < 10$ ГэВ. Для π^+p-взаимодействий среднее значение переменной b_k меньше, чем $< b_k >$ в других адрон-адронных взаимодействиях при близких энергиях.

THE FOURDIMENTIONAL CHARACTERISTICS AND AUTOMODEL PROPERTIES OF THE PION JETS IN THE π^+p-INTERACTION AT MOMENT 4,2 GeV/c.

V.I. Mikhailichenko, V.A. Okorokov, A.K. Ponosov, F.M. Sergeev

The exclusive chanals of the π^+p-interaction with primary moment 4,2 GeV/c in the framework of a relativistic invariant method have been investigated for the first time. The second pions distributions on variable b_k relative to jet axis for different regions of fragmentations have been obtained. The decrease of value $< b_k >$ for beam fragmentation region at increasing of multiplicity of second pions in the chanal is observes. The pion jets with the temperature $< T_k > \sim$ 190 MeV were obtained. Possibly, these jets are formed at hadronization of quark-gluon phase. The scaling properties of energy characteristics of pion jets were obtained at the energy region $\sqrt{S} < 10$ GeV. The average value of variable b_k for π^+p-interaction seems smaller, than $< b_k >$ in other hadron-hadron interactions at similar energies.

Рис. - 6, список лит. - 19 наим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, 1998

[+]Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет)

I

Определенные надежды на достаточно быстрое создание теории сильных взаимодействий к настоящему времени не оправдались. Если пертурбативная КХД в хорошем согласии с экспериментом описывает взаимодействие на малых расстояниях, то изучение области сильной связи остается одной из ключевых задач теории и эксперимента. Следовательно, по-прежнему имеют существенное значение исследования характеристик мягких процессов. При этом в общем перечне направлений исследований важное (а может быть и решающее) место должно быть отведено поискам новых чувствительных, информативных переменных, новых эффективных степеней свободы, которые, возможно, позволят обойтись без константы связи как параметра будущей теории, то есть позволят преодолеть трудности, связанные с большими значениями α_S в мягких процессах.

Для исследования коллективных эффектов в процессах множественного рождения частиц $I + II \to 1 + 2 + 3 + ...$ академиком А.М.Балдиным был предложен метод, использующий только релятивистски-инвариантные переменные b_{ik} $(i, k = I, II, 1, 2, ...)$, имеющие смысл квадратов расстояний в пространстве 4-скоростей частиц $u_i = P_i/m_i$ [1]. Использование данного подхода позволило обнаружить новые коллективные свойства частиц, образованных в различных адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях [2,3]. В мягких процессах установлено образование мезонных струй, являющихся результатом обесцвечивания кварк-глюонной фазы, и нуклонных кластеров, которые в исследованной области энергий $\sqrt{S} \sim 10$ ГэВ имеют универсальные асимптотические характеристики.

Следуя направлению, предложенному в [1], необходимо изучить переходную область, процесс выхода на асимптотический режим, так как именно

здесь ярко проявляется развитие процесса взаимодействия в пространстве-времени. Принципиальным моментом современных представлений о формировании наблюдаемых конечных состояний является вопрос о динамике размеров адронных систем, цветовой экранировке и связанной с этим "цветовой прозрачности" ядер.

Ранее мы показали, что при промежуточных энергиях $\sqrt{S} \leq 3-5$ ГэВ, где происходит переход от описания процессов взаимодействия на языке нуклон-мезонных степеней свободы к описанию на языке кварков и глюонов, ядро воздействует на процесс адронизации [4,5]. Сортировка групп вторичных частиц по величинам b_{ik} позволила выделить процессы, в которых ядро обнаруживает повышенную "прозрачность" [6]. Так как величины b_{ik} (и с ними связанные) отражают пространственно-временные размеры системы, то упомянутый факт означает, что имеются возможности выделения кинематических областей множественных реакций, где проявляются "сжатые" адронные состояния с уменьшенным сечением последующего взаимодействия. Представляется важным более подробно исследовать условия появления этих возможностей.

Таким образом, возникают задачи: провести четырехмерный анализ конкретных эксклюзивных реакций в области промежуточных энергий; исследовать системы различных вторичных частиц, в том числе отличающихся от заряженных пионов и нуклонов; выявить влияние множественности вторичных частиц на четырехмерные характеристики систем. Особый интерес представляют реакции с рождением резонансов, по сути представляющих собой уже выявленные кластеры. Ниже приводятся полученные в данной работе общие характеристики пионных струй.

II

В данной работе рассматривались следующие каналы π^+p-взаимодействий при импульсе налетающего π^+-мезона 4,23 ГэВ/с:

$$\pi^+ + p \to p + 2\pi^+ + \pi^-, \tag{1}$$

$$\pi^+ + p \to p + 2\pi^+ + \pi^- + \pi^0, \tag{2}$$

$$\pi^+ + p \to n + 3\pi^+ + \pi^-, \tag{3}$$

$$\pi^+ + p \to p + 3\pi^+ + 2\pi^-, \tag{4}$$

$$\pi^+ + p \to p + 3\pi^+ + 2\pi^- + \pi^0, \tag{5}$$

$$\pi^+ + p \to n + 4\pi^+ + 2\pi^-. \tag{6}$$

Использован материал, полученный на 2-метровой жидководородной пузырьковой камере ИТЭФ. При анализе событий с 4-лучевой топологией рассматривались только события с вылетом π^--мезона в переднюю полусферу в интервале углов $\pm 75^o$ по отношению к пучку в л.с. Для событий с 6-лучевой топологией ограничений на угол вылета π^--мезона не накладывалось. Чувствительность эксперимента составила 5,3 соб./мкбн для 4-лучевых каналов и 7,3 соб./мкбн для 6-лучевых каналов. Подробно методика выделения реакций и статистика по каналам описана в [7]. Суммарная окончательная статистика по каналам (1) - (6) составила 43337 событий.

Общий способ выделения струй состоит в нахождении групп скоррелированных частиц в пространстве b_{ik} с радиусом корреляций $< b_{ik} > \sim 1$ [8]. Это особенно важно для выделения многоструйных событий. Результаты изучения рождения струй адронов в мягких адронных столкновениях показали, что в этих процессах наблюдается рождение двух струй, испускаемых в переднюю и заднюю полусферы в с.ц.м. В этом случае в релятивистски-инвариантном методе анализа взаимодействий отбор частиц, принадлежащих области фрагментации пучка или мишени, можно выполнять с помощью переменных

$$X_н^i = \frac{m_i\,(u_i u_{II})}{m_I\,(u_I u_{II})} \geq (0,1 - 0,2) \text{ или } X_м^i = \frac{m_i\,(u_i u_I)}{m_{II}\,(u_I u_{II})} \geq (0,1 - 0,2)$$

для фрагментов налетающей частицы или мишени. Здесь m_i - масса i-й вторичной частицы, m_I - масса налетающей частицы, m_{II} - масса мишени, $(u_i u_k)$ - скалярное произведение 4-скоростей. Переменные $X_н^i$, $X_м^i$ характеризуют долю 4-импульса первичных адронов, уносимую вторичными частицами. Ось струи определяется как единичный четырехмерный вектор V, который находится из условия минимума величины

$$\sum_{k=1}^{N} b_k = -\sum_{k=1}^{N} (V - u_k)^2 . \qquad (7)$$

Суммирование ведется по частицам, относящимся к выделенной группе. Минимум величины (7) соответствует

$$V = \left(\sum_{k=1}^{N} u_k\right) \Big/ \sqrt{\left(\sum_{k=1}^{N} u_k\right)^2} .$$

Подробно метод выделения струй в пространстве 4-скоростей описан в работе [2].

При рассмотрении адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействий в состав струй включались только $\pi^{\pm}$-мезоны [2-5]. В данном случае $\pi^+ p$-взаимодействий в отдельных каналах присутствуют в качестве вторичных

частиц π^0-мезоны, характеристики которых надежно определены. Адронные струи образуются в процессах сильного взаимодействия, которое нечувствительно к электрическому заряду частицы. Поэтому представлялось оправданным включать в состав струй все вторичные пионы. В табл.1 приведены средние значения переменной $< b_k >$ для двух различных вариантов:

а) в состав адронных струй включаются только заряженные π-мезоны;

б) в состав адронных струй включаются все вторичные π-мезоны, образующиеся в событии.

Таблица 1. Значения переменной $< b_k >$ для струй заряженных π-мезонов (а) и для струй всех вторичных π-мезонов (б), образующихся в π^+p-взаимодействиях.

Тип события	Вариант струи	$X_{гр}$=0,1		$X_{гр}$=0,2	
		Обл.фрагм. мишени	Обл.фрагм. пучка	Обл.фрагм. мишени	Обл.фрагм. пучка
4-лучевые события	(а)	$1,12 \pm 0,01$	$2,12 \pm 0,01$	$2,61 \pm 0,03$	$3,07 \pm 0,01$
	(б)	$1,14 \pm 0,01$	$2,11 \pm 0,01$	$2,60 \pm 0,02$	$2,98 \pm 0,01$
6-лучевые события	(а)	$0,96 \pm 0,01$	$1,42 \pm 0,01$	$1,97 \pm 0,05$	$2,18 \pm 0,02$
	(б)	$0,98 \pm 0,01$	$1,47 \pm 0,01$	$1,97 \pm 0,05$	$2,11 \pm 0,02$

Усреднение проводилось по всем частицам, попавшим в выделенную группу. Отдельно рассмотрены 4-лучевые и 6-лучевые события. Из табл.1 видно, что средние характеристики адронных струй в обоих случаях имеют близкие значения. Это означает, что расстояние вторичной частицы от оси струи не зависит от электрического заряда этой частицы. В дальнейшем (если не оговорено специально) приводятся характеристики струй, в состав которых наряду с $\pi^\pm$-мезонами были включены и π^0-мезоны.

В табл.2 приводятся средние значения переменной b_k для области фрагментации пучка и мишени для разных значений $X_{гр}$ для каждого рассматриваемого канала π^+p-взаимодействия. Видно, что с увеличением множественности вторичных пионов $N_\pi = N_\pi^+ + N_\pi^- + N_\pi^0$, где N_π^+ - число вторичных π^+-мезонов в событии, N_π^- - число π^--мезонов, N_π^0 - число π^0-мезонов в событии, наблюдается уменьшение $< b_k >$ в области фрагментации пучка и мишени (при $X_{гр}$=0,2), то есть поперечные размеры струй адронов в обычном координатном пространстве r_{ik} увеличиваются. Это согласуется с результатами, полученными при изучении адрон-ядерных взаимодействий с помощью традиционных коллективных переменных: с ростом

множественности вторичных частиц сферичность события увеличивается, то есть струи вторичных частиц становятся все более широкими [9].

Таблица 2. Значения переменной $<b_k>$ для различных каналов π^+p-взаимодействия.

Канал	$X_{гр}$=0,1		$X_{гр}$=0,2	
	Обл.фрагм. мишени	Обл.фрагм. пучка	Обл.фрагм. мишени	Обл.фрагм. пучка
(1)	$1,08 \pm 0,02$	$2,79 \pm 0,01$	$2,82 \pm 0,06$	$3,48 \pm 0,01$
(2)	$1,18 \pm 0,01$	$1,87 \pm 0,01$	$2,56 \pm 0,03$	$2,67 \pm 0,01$
(3)	$1,12 \pm 0,02$	$1,91 \pm 0,01$	$2,49 \pm 0,05$	$3,15 \pm 0,02$
(4)	$1,01 \pm 0,02$	$1,63 \pm 0,02$	$2,05 \pm 0,07$	$2,44 \pm 0,04$
(5)	$0,99 \pm 0,01$	$1,38 \pm 0,01$	$1,85 \pm 0,08$	$1,78 \pm 0,03$
(6)	$0,86 \pm 0,02$	$1,45 \pm 0,02$	$1,9 \pm 0,2$	$2,02 \pm 0,05$

Каналы (1)-(6) являются сбалансированными кинематически и по сечениям. Таким образом, суммируя события всех шести каналов и определяя характеристики адронных струй, можно определить средние характеристики адронных струй в квазиинклюзивном π^+p-взаимодействии:

$$\pi^+ + p \rightarrow N + k\pi^+ + l\pi^- + m\pi^0, \qquad (8)$$

где N = p или n; $k = 1,...4$; $l = 1, 2$; $m = 0, 1$. Вклад остальных возможных каналов с множественностью вторичных пионов $N_\pi > 6$ незначителен [10]. При изучении коллективных явлений в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях методом 4-мерных скоростей анализируются события с повышенной множественностью вторичных пионов [2-5]. Поэтому отсутствие в случае π^+p-взаимодействий (8) двухлучевых событий не влияет на полученные результаты, так как такие события (при их наличии в статистике) были бы исключены из рассмотрения в силу ограничения на нижнюю границу множественности вторичных пионов в событии.

Как было сказано выше, чувствительность эксперимента различна для 4- и 6-лучевых событий. При суммировании всех каналов это можно учесть, введя относительные веса для вторичных пионов следующим образом: $w_{(4)}$=1 - для пионов из 4-лучевых событий и $w_{(6)}$=0,726 - для пионов из 6-лучевых событий. В табл.3 приводятся средние значения переменной b_k для различных областей фрагментации для вторичных пионов при суммировании по всем каналам без введения весов (а) и с введением весов (б).

Таблица 3. Значения переменной $< b_k >$ для струй вторичных π-мезонов без введения весов (а) и с введенными относительными весами пионов (б).

Значение $X_{гр}$	Вариант построения распределений	Обл. фрагм. мишени	Обл. фрагм. пучка
0,1	(а)	$1,08 \pm 0,01$	$1,98 \pm 0,01$
	(б)	$1,09 \pm 0,01$	$2,01 \pm 0,01$
0,2	(а)	$2,52 \pm 0,02$	$2,90 \pm 0,01$
	(б)	$2,54 \pm 0,02$	$2,92 \pm 0,01$

Как видно из табл.3, значения $< b_k >$ для указанных двух вариантов совпадают в пределах экспериментальных ошибок. Таким образом, особенности эксперимента (различная чувствительность для 4- и 6-лучевых событий) не влияет на вычисляемые средние характеристики адронных струй. В дальнейшем, чтобы не усложнять процедуру четырехмерного анализа коллективных свойств реакции (8), рассматриваются распределения и средние значения физических характеристик адронных струй, полученные без введения относительных весов вторичных пионов.

На рис.1 приведены распределения вторичных пионов из квазиинклюзивной реакции (8) по переменной b_k для области фрагментации пучка и мишени для $X_{гр}$=0,2. Распределения для области пучка и мишени имеют различный вид в области больших b_k: доля пионов с относительно большими b_k выше в области фрагментации пучка, чем в области фрагментации мишени. Струи, образующиеся в области фрагментации пучка имеют большее значение $< b_k >$, чем струи образующиеся в области фрагментации мишени (см. рис.1 и табл.3), то есть по свойству пространства переменных b_k [1,2] в области фрагментации пучка струи имеют меньшие поперечные размеры в обычном координатном пространстве, чем в области фрагментации мишени. Это означает, что характеристики струй адронов в рассматриваемой области энергий, в отличие от области высоких энергий, зависят от типа фрагментирующей системы.

На рис.2 приведены распределения вторичных π^--мезонов из струй вторичных пионов для области фрагментации мишени (а) и области фрагментации пучка (б) при $X_{гр}$=0,2 для рассматриваемой реакции (8). На рис.3 приведены распределения вторичных π^--мезонов из струй вторичных пионов для области фрагментации мишени при $X_{гр}$=0,2 для различных элементарных процессов. Данные по $\bar{p}p$- и $\pi^- p$-взаимодействиям взяты из [3]. В случае рассматриваемого процесса (8) распределения π^--мезонов по b_k были

сфитированы экспоненциальной зависимостью вида $\frac{1}{N}\frac{dN}{db_k} = Aexp\left(-\frac{b_k}{B}\right)$ в области значений $b_k \geq 4$ (рис.2). Для области $b_k \geq 4$ значения параметра B для различных адрон-адронных и адрон-ядерных процессов приведены в табл.4. Из рис.2,3 и табл.4 следует, что при энергиях $\sqrt{S} \leq 5$ ГэВ форма распределения π^--мезонов по b_k зависит от начальной энергии и типа взаимодействия. С уменьшением энергии происходит ослабление проявления кварк-глюонных степеней свободы. Все более значительную роль играют нуклон-мезонные степени свободы, соответствующие области малых $b_k \leq 1$. Это приводит к тому, что по мере уменьшения начальной энергии распределения вторичных струйных частиц по b_k становятся все более узкими, что и подтверждают экспериментальные данные (рис.2,3).

Таблица 4. Значения параметра B при $X_{гр} \geq 0,2$.

Взаимодействие	$P_{лаб.}$ ГэВ/с	Область фрагментации	B	χ_1^2
π^-p, [3]	40	пучка	$3,6 \pm 0,1$	—
π^+p,	4,2	($X^i_м \leq 0,2$;	$1,07 \pm 0,02$	4,83
наши данные		$X^i_н \geq 0,2$)		
π^-p, [3]	40	мишени	$3,8 \pm 0,2$	—
$\bar{p}p$, [3]	22,4	($X^i_м \geq 0,2$;	$3,1 \pm 0,2$	—
$\bar{p}p$, [3]	12	$X^i_н \leq 0,2$)	$1,9 \pm 0,1$	—
$\bar{p}p$, [3]	5,7		$1,13 \pm 0,04$	—
π^+p,	4,2		$0,98 \pm 0,09$	0,87
наши данные				

При изучении автомодельных свойств пионных струй и барионных кластеров в различных взаимодействиях рассматриваются инвариантные $F(b_k)$-распределения. Инвариантные функции $F(b_k)$, характеризующие инвариантные сечения $\left(E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}\right)$, выраженные в переменных b_k и проинтегрированные по углам, имеют для пионов следующий вид (по аналогии с работами [11,12]):

$$F(b_k) = \frac{2}{m_\pi^2}\frac{1}{N}\int \frac{1}{\sqrt{b_k + b_k^2/4}}\frac{dN}{db_k d\Omega}d\Omega.$$

На рис.4 показаны инвариантные $F(b_k)$-распределения пионов из струй для области фрагментации мишени (а) и пучка (б) при $X_{гр}$=0,1; для области

фрагментации мишени (в) и пучка (г) при $X_{гр}$=0,2. При этом в состав струй включались только заряженные пионы.

В области фрагментации мишени (рис.4а,4в) инвариантные распределения $F(b_k)$ были аппроксимированы экспоненциальной зависимостью вида $F(b_k) = p_1^м exp(-b_k/ <b_k>_1^м) + p_2^м exp(-b_k/ <b_k>_2^м)$. При $X_{гр}$=0,1 (рис.4а) $F(b_k)$ аппроксимировалась в области $b_k < 2$, при $X_{гр}$=0,2 (рис.4в) - в области $b_k < 4$. В области фрагментации пучка (рис.4б,4г) инвариантные функции $F(b_k)$ были аппроксимированы экспоненциальной функцией вида $F(b_k) = p_1^п exp(-b_k/ <b_k>_1^п)$. При обоих рассматриваемых значениях $X_{гр}$ $F(b_k)$ аппроксимировалась в области $b_k < 3$. В случае $X_{гр}$=0,2 (рис.4г) можно говорить лишь об указаниях на второй наклон в области малых значений переменной b_k: $b_k \leq 0{,}5$. Поведение $F(b_k)$ в области $b_k \sim$ 3-4 объясняется, возможно, вкладом мезонных резонансов, которые интенсивно образуются в области фрагментации пучка. Результаты аппроксимации приведены в табл.5. В системе покоя струи значение параметра аппроксимации $<b_k>_i$ (в данном случае $i = 1, 2$ - для области фрагментации мишени, $i = 1$ - для области фрагментации пучка) однозначно связано со средней кинетической энергией частиц в струе (ее часто называют "температурой"):

$$<b_k>_i = \left\langle \frac{2E_k}{m_k} - 2 \right\rangle_i = \frac{2 <T_k>_i}{m_k},$$

где E_k, T_k, m_k - полная энергия, кинетическая энергия и масса k-й частицы (пиона) в струе [11-14]. Анализируя распределения $F(b_k)$ можно определить "температуру" пионной струи. Значения температуры пионных струй для различных областей фрагментации и для разных значений $X_{гр}$ приведены в табл.5. В области фрагментации мишени образуются пионные струи двух типов: струи вторичных пионов первого типа характеризуются температурами $<T_k>_1^м \sim$ 10 МэВ, средняя кинетическая энергия пионов в этих струях слабо зависит от значения $X_{гр}$; струи второго типа характеризуются большими температурами $<T_k>_2^м \sim$ 100-200 МэВ, кинетическая энергия пионов в этих струях обнаруживает значительный рост при увеличении $X_{гр}$. В области фрагментации пучка наблюдается один тип пионных струй, которые характеризуются температурами $<T_k>_1^п \sim$ 100-200 МэВ, кинетическая энергия пионов в этих струях, так же как и в случае струй второго типа в области фрагментации мишени, растет при увеличении $X_{гр}$. В работе [13] для пионных струй было получено значение $<T_k> \simeq$ 150 МэВ. При изучении pC-реакций при начальном импульсе 10 ГэВ/с и $\pi^- C$-взаимодействий при 40 ГэВ/с для π^--мезонов в случае второго наклона экспоненты полу-

чены значения $<T_k>\simeq$ 170-180 МэВ, а для мезонных кумулятивных взаимодействий - $<T_k>\simeq$ 200-250 МэВ [15].

Таблица 5. Значения параметров аппроксимации инвариантной функции $F(b_k)$.

Параметр	$X_{гр}$=0,1		$X_{гр}$=0,2	
	Обл.фрагм. мишени	Обл.фрагм. пучка	Обл.фрагм. мишени	Обл.фрагм. пучка
$p_1^м$	31 ± 15	——	14 ± 2	——
$<b_k>_1^м$	$0,09 \pm 0,04$	——	$0,20 \pm 0,04$	——
$<T_k>_1^м$, МэВ	6 ± 3	——	14 ± 3	——
$p_2^м$	28 ± 1	——	$5,3 \pm 0,4$	——
$<b_k>_2^м$	$0,89 \pm 0,03$	——	$2,8 \pm 0,2$	——
$<T_k>_2^м$, МэВ	62 ± 2	——	193 ± 14	——
$p_1^п$	——	$10,8 \pm 0,1$	——	$4,51 \pm 0,09$
$<b_k>_1^п$	——	$1,60 \pm 0,02$	——	$2,83 \pm 0,09$
$<T_k>_1^п$, МэВ	——	112 ± 1	——	198 ± 6
χ^2/ст.св.	2,64	3,07	2,74	3,25

В рассматриваемых реакциях (1)-(6) наблюдается интенсивное рождение Δ (1232)-изобары и других более тяжелых нуклонных резонансов. Возможно, что в состав струй первого типа, образующихся в области фрагментации мишени, входят пионы от распада нуклонных резонансов, чем и объясняются малые температуры этих струй. Согласно теоретическим представлениям, температура 150-200 МэВ соответствует переходу адронной материи в кварк-глюонную плазму (фазу). Можно предположить, что при $X_{гр}$=0,2 пионные струи второго типа в области фрагментации мишени и пионные струи в области фрагментации пучка образовались при адронизации первичной кварк-глюонной фазы.

В работе [16] изучались распадные особенности кластеров в различных взаимодействиях адронов и ядер с атомными ядрами с образованием и без образования Λ-гиперонов и K^0-мезонов в конечном состоянии. Рассматривались кластеры, образованные в адрон-адронных, адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях с быстротами $y > 0,5$, то есть кластеры, расположенные, в основном, в центральной области и в области фрагментации налетающей частицы. Выделение кластеров проводилось в пространстве нормированных к одинаковой массе относительных 4-скоростей, то есть в

пространстве переменных $b'_{ik} = \left(m_i m_k / m_0^2\right) b_{ik}$ (m_i, m_k - массы i-й и k-й вторичной частицы, m_0 - атомная единица массы) с помощью алгоритма "минимально-разветвленного дерева". В табл.6 приведены значения $<T_k>$ для различных взаимодействий. Для $\pi^- p$-, $\pi^- C$-взаимодействий приведены значения $< T_k >$ для π^--мезонов для кластеров без странных частиц в событиях с Λ-гиперонами и K^0-мезонами в конечном состоянии. Для остальных взаимодействий приведены данные для π^--мезонов в событиях без странных частиц. Из табл.6 видно, что результаты нашей работы не противоречат полученным ранее данным. На рис.5 приведена зависимость $<T_k>$ от начального импульса налетающей частицы P_0 для отрицательных пионов. Видно, что энергетические характеристики π^--мезонов в системе покоя струи слабо зависят от типа взаимодействия и от начальной энергии. Таким образом, можно предположить наличие скейлинга для распадных характеристик струй (кластеров) в области энергий $\sqrt{S} < 10$ ГэВ. Эта гипотеза подтверждает вывод, сделанный в работе [15], о том, что кластеры в pC- и $\pi^- C$-взаимодействиях обладают универсальными свойствами по особенностям распада.

Таблица 6. Значения температуры $<T_k>$ для π^--мезонов в различных взаимодействиях.

Тип взаимодействия	Начальный импульс, ГэВ/с	$<T_k>$, МэВ	χ^2/ст.св.	Ссылка
$\pi^+ p$	4,2	112 ± 1	3,07	наши данные
dC	4,2 ГэВ/с на нуклон	113 ± 2	1,30	[16]
HeC	-//-	122 ± 2	1,60	-//-
CC	-//-	100 ± 1	1,70	-//-
pC	10	116 ± 3	1,00	-//-
$\pi^- C$	40	110 ± 5	1,00	-//-
$\pi^- p$	40	110 ± 4	0,90	-//-

На рис.6 показаны зависимости среднего значения $<b_k>$ для π^--мезонов для различных типов взаимодействий от начальной энергии $\sqrt{S}(W)$ при $X_{гр}$=0,1 (а) и $X_{гр}$=0,2 (б). Для взаимодействий адронов и ядер с атомными ядрами значения $\sqrt{S}$ (W) приводятся в расчете на нуклон. Эксперимен-

тальные данные для различных реакций для области фрагментации пучка (мишени) обозначаются следующим образом.

1. Нуклонные и антинуклонные взаимодействия: ▼ - $\bar{p}p$-реакции (область фрагментации мишени) при импульсах 5,7; 12; 22,4 ГэВ/с; pp-взаимодействия (область фрагментации мишени) при импульсе 205 ГэВ/с.

2. Антинейтринные взаимодействия: $\triangle$(▲) - $\bar{\nu}N$-реакции при средней энергии конечного адронного состояния $<W>$, равной 3,5, 4,9, 8 ГэВ.

3. Пионные взаимодействия: o(•) - π^+p при $P_\pi = 4{,}2$ ГэВ/с; π^-p при $P_\pi = 40$ ГэВ/с; результаты расчета по лунд-модели для π^-p-взаимодействий при $P_\pi = 360$ ГэВ/с.

4. Адрон-ядерные взаимодействия: $*$ - $p(C_3H_8) + pTa$-взаимодействия при $P_p = 10$ ГэВ/с (область фрагментации мишени); □(■) - $\pi^-(C_2F_5Cl_3)$ при $P_\pi = 3{,}9$ ГэВ/с, π^-Ne при $P_\pi = 6{,}2$ ГэВ/с, π^-C при $P_\pi = 40$ ГэВ/с.

5. Ядро-ядерные взаимодействия: ◇(◆) - CC при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон, $MgMg$ при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон.

В области энергий $3 \leq \sqrt{S} \leq 10$ ГэВ экспериментальные данные по адрон-ядерным и элементарным взаимодействиям хорошо аппроксимируются логарифмической функцией. Зависимость в этой области энергий имеет вид:

$$<b_k> = a_1 ln(\sqrt{S/\Lambda^2}) + a_2$$

со следующими значениями параметров:
при $X_{гр} = 0{,}1$ получаем $a_1 = 1,09 \pm 0,03$, $a_2 = 0,07 \pm 0,06$, $\chi_1^2 = 2{,}38$,
при $X_{гр} = 0{,}2$ - $a_1 = 1,40 \pm 0,07$, $a_2 = -0,5 \pm 0,2$, $\chi_1^2 = 1{,}71$
(для неупругих адрон-адронных и $\bar{\nu}N$-реакций - штриховая линия);
при $X_{гр} = 0{,}1$ имеем $a_1 = 3,15 \pm 0,05$, $a_2 = -7,6 \pm 0,1$, $\chi_1^2 = 2{,}5$,
при $X_{гр} = 0{,}2$ - $a_1 = 2,8 \pm 0,1$, $a_2 = -5,7 \pm 0,3$, $\chi_1^2 = 2{,}0$
(для адрон-ядерных взаимодействий - сплошная линия), где χ_1^2 - значение параметра χ^2 в расчете на одну точку, Λ=0,2 ГэВ - параметр КХД [17]. Пунктирная линия - аппроксимация экспериментальных данных из [18]. Данные по $\bar{\nu}N$-, адрон-адронным, адрон-ядерным и ядро-ядерным взаимодействиям взяты из [2,3,17-19].

Точки для π^+p-взаимодействий находятся ниже общей, для остальных элементарных взаимодействий, зависимости. Согласно сути метода четырехмерного анализа взаимодействий, если реакции происходят на нуклон-мезонном уровне, то этому соответствуют малые $b_k \ll 1$. В области низких энергий ($\sqrt{S} \sim 1$ ГэВ) взаимодействия, по-видимому, проходят на том уровне материи, на котором проявление цветовых степеней свободы сильно ослаблено. Таким образом, исходя из общих положений четырехмерного

анализа следует ожидать, что по мере уменьшения $\sqrt{S}$ ход зависимости $< b_k >$ $(\sqrt{S})$ может измениться (стать более быстрым) по сравнению с областью энергий $3 \leq \sqrt{S} \leq 10$ ГэВ. Следовательно, можно предположить, что отличие значения $< b_k >$ для π^+p-взаимодействий от других элементарных взаимодействий объясняется тем, что в данной области энергий происходит смена динамических режимов, что отражается в ходе зависимости $< b_k >$ $(\sqrt{S})$. Для проверки этого предположения необходимы дополнительные данные по элементарным взаимодействиям в области энергий $\sqrt{S} \sim 2 - 5$ ГэВ.

Из рис.5,6 видно, что в области энергий $\sqrt{S} \sim 3 - 5$ ГэВ характеристики распада (энергетические характеристики) пионных струй (кластеров) в различных реакциях имеют близкие значения, в то время как характеристики образования пионных струй в случае адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействий отличаются друг от друга [4,5]. Таким образом, в экспериментальном плане можно сделать следующее предположение относительно развития процесса взаимодействия в пространстве-времени. При промежуточных энергиях $\sqrt{S} \sim 3 - 5$ ГэВ в адрон-ядерных реакциях пионные струи (кластеры) формируются внутри ядра, причем струи с большими значениями $< b_k >$, то есть высокотемпературные струи, образуются при адронизации кварк-глюонной фазы. Процесс распада струй (кластеров) завершается за пределами ядра, поэтому не наблюдается влияния ядра на распадные характеристики струй (кластеров). Для проверки справедливости этой картины необходимы систематические исследования особенностей образования и распада струй (кластеров) вторичных частиц для различных взаимодействий в рассматриваемой области энергий.

III

Краткие итоги представленной работы заключаются в следующем.

1. В области промежуточных энергий $\sqrt{S} \sim 3$ ГэВ наблюдается зависимость свойств адронных струй от типа фрагментирующей системы (области фрагментации).

2. В области промежуточных энергий форма распределения вторичных адронов по $< b_k >$ зависит от начальной энергии и типа взаимодействия.

3. В π^+p-взаимодействиях наблюдается два типа пионных струй. Струи первого типа образуются в области фрагментации мишени и характеризуются температурой $< T_k >_1^* \sim 10$ МэВ. Возможно, в состав этих струй входят пионы от распадов нуклонных резонансов. Струи второго типа

образуются как в области фрагментации мишени, так и в области фрагментации пучка. Струи пионов второго типа характеризуются температурой $< T_k >_2 \sim$ 100 МэВ при $X_{гр}$=0,1 и $< T_k >_2 \sim$ 200 МэВ при $X_{гр}$=0,2. Можно предположить, что пионные струи второго типа образуются при адронизации первичной кварк-глюонной фазы. Энергетические характеристики π^--мезонов в струях не зависят от начального импульса и типа взаимодействия в области энергий $\sqrt{S} < 10$ ГэВ.

4. Среднее значение $< b_k >$ в случае π^+p-взаимодействий меньше, чем в других элементарных взаимодействиях при близких энергиях, что, возможно, объясняется наличием точки перегиба в зависимости $< b_k >$ $(\sqrt{S})$ при энергиях $\sqrt{S} \sim 3$ ГэВ.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-02-17542).

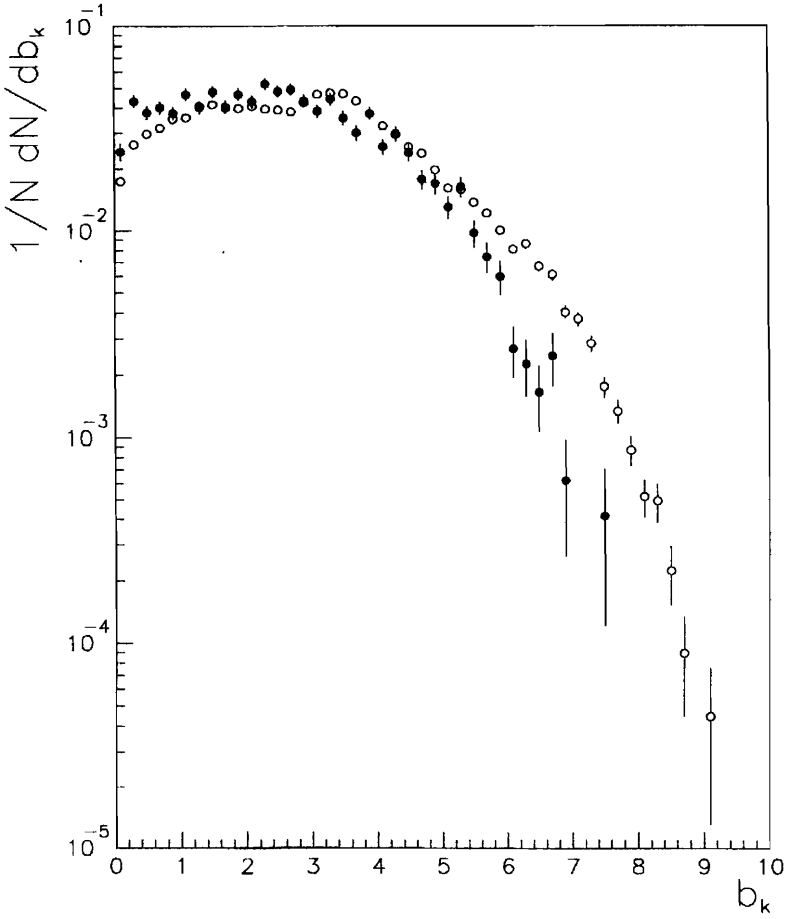

Рис.1. Распределения вторичных пионов по переменной b_k в области фрагментации мишени (•) и в области фрагментации пучка (○) при $X_{гр}$=0,2.

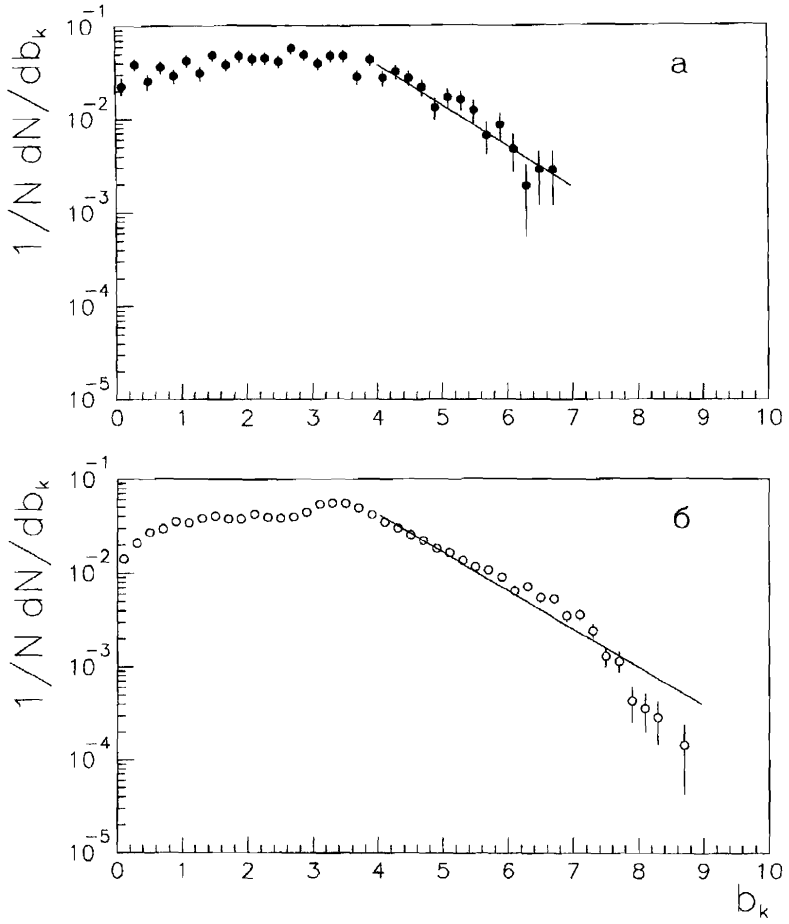

Рис.2. Распределения π^--мезонов по переменной b_k в области фрагментации мишени (а) и в области фрагментации пучка (б) при $X_{гр}$=0,2.

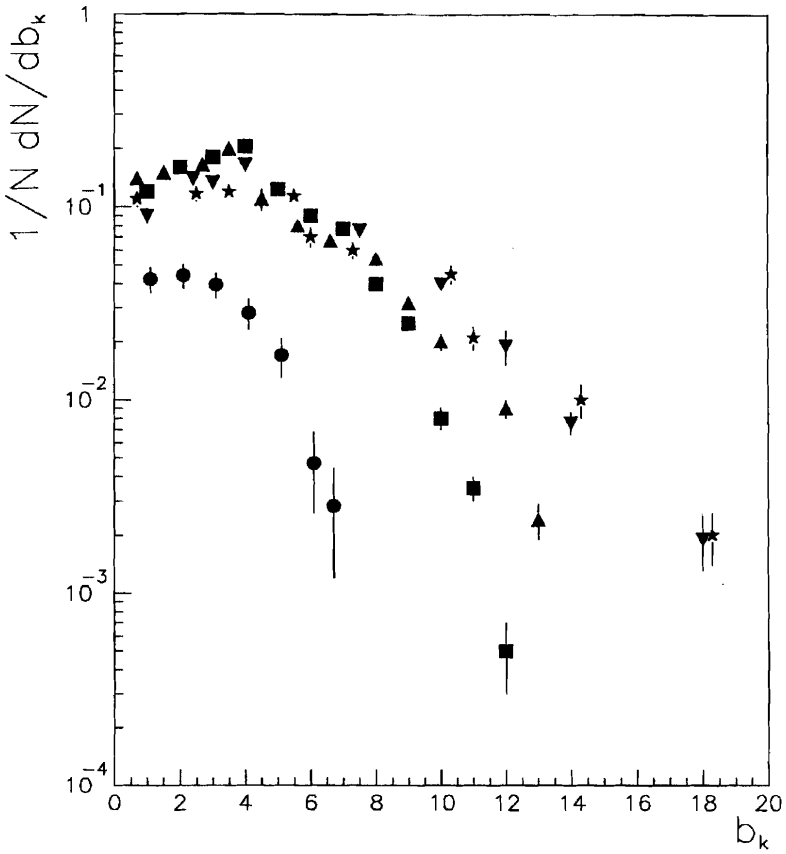

Рис.3. Распределения π^--мезонов по переменной b_k в области фрагментации мишени при X_{ep}=0,2: ● - π^+p (4,2 ГэВ/с); ■ - $\bar{p}p$ (5,7 ГэВ/с); ▲ - $\bar{p}p$ (12 ГэВ/с); ▼ - $\bar{p}p$ (22,4 ГэВ/с); ⋆ - π^-p (40 ГэВ/с).

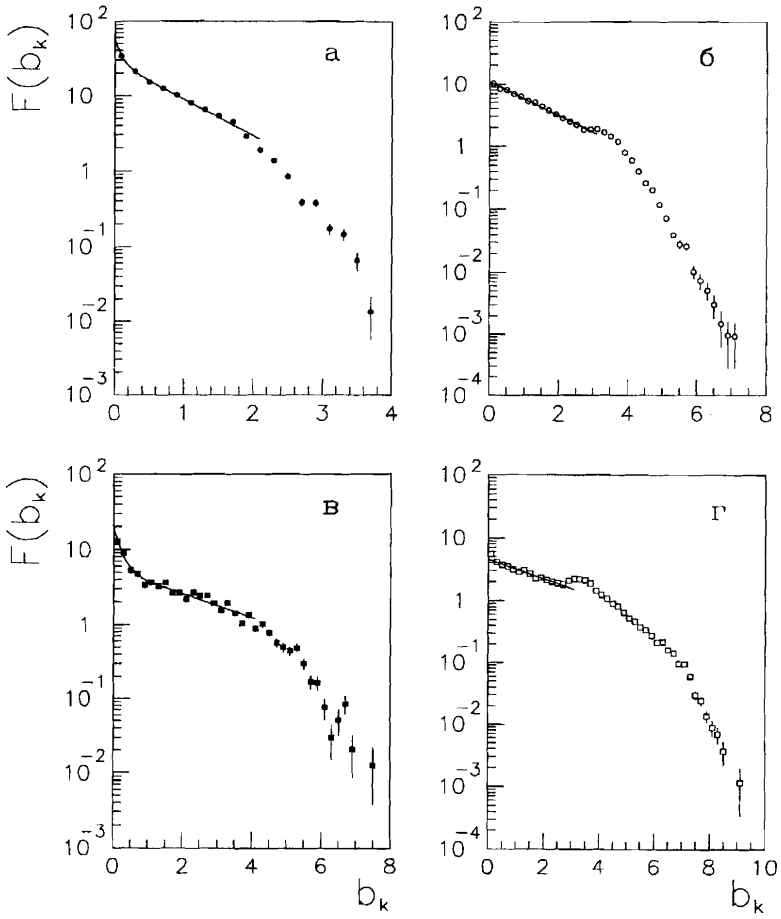

Рис.4. Инвариантная функция $F(b_k)$ для вторичных заряженных пионов: • - область фрагментации мишени при $X_{гр}$=0,1 (а), ○ - область фрагментации пучка при $X_{гр}$=0,1 (б); ■ - область фрагментации мишени при $X_{гр}$=0,2 (в), □ - область фрагментации пучка при $X_{гр}$=0,2 (г).

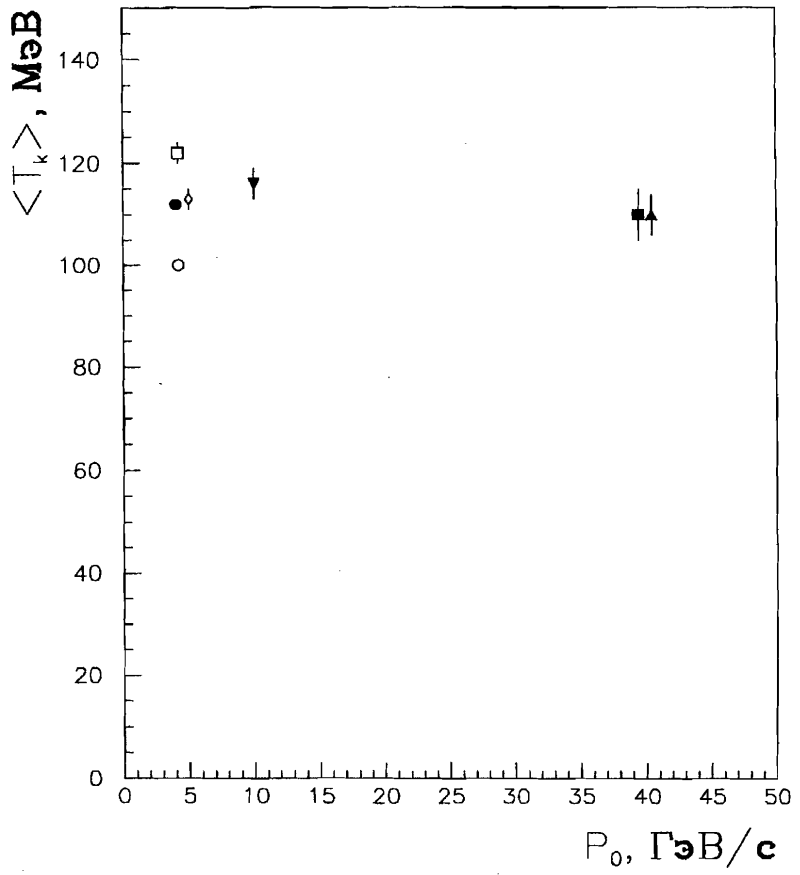

Рис.5. Зависимость $<T_k>$ от начального импульса налетающей частицы P_0 для отрицательных пионов для различных типов взаимодействий: • - π^+p (4,2 ГэВ/с); ◇ - dC (4,2 ГэВ/с на нуклон); □ - HeC (4,2 ГэВ/с на нуклон); ○ - CC (4,2 ГэВ/с на нуклон); ▼ - pC (10 ГэВ/с); ▲ - π^-C (40 ГэВ/с); ■ - π^-p (40 ГэВ/с).

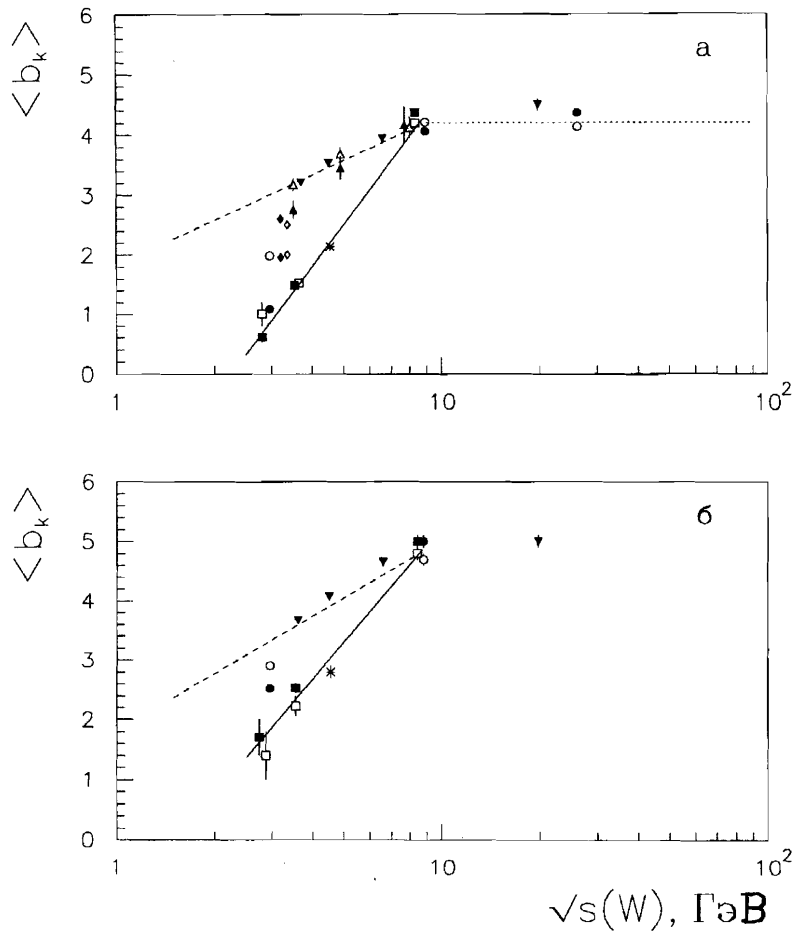

Рис.6. Зависимость $< b_k^\pi >$ от $\sqrt{S}$ (W) для различных типов взаимодействий при $X_{гр}$=0,1 (а) и при $X_{гр}$=0,2 (б).

Литература

1. Балдин А.М.// Доклады АН СССР, 1975, Т.222. С.1064.
2. Балдин А.М.: Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий / ОИЯИ, Д1, 2-86-668, Дубна, 1986, С.302.
3. Балдин А.М. и др. Дубна, Препринт ОИЯИ Р1-85-820, 1985.
4. Киселевич И.Л. и др. // ЯФ, 1994, Т.57, С.2225.
5. Михайличенко В.И. и др. М:, Препринт МИФИ, 1995, N002-95.
6. Михайличенко В.И. и др. // ЯФ, 1997, Т.60, С.652.
7. Бровкин Л.Ю. и др. // ЯФ, 1992, Т.55, С.978; ЯФ, 1992, Т.55, С.986.
8. Балдин А.М., Диденко Л.А. // Краткие сообщения ОИЯИ, Дубна, 1984, N3-84, С.5; Дубна, 1985, N8-85, С.5.
9. Гришин В.Г. и др. Дубна, Препринт ОИЯИ Р1-82-252, 1982.
10. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М: Атомиздат, 1972.
11. Балдин А.М. и др. // ЯФ, 1989, Т.49, С.1034.
12. Балдин А.М. и др. // ЯФ, 1990, Т.52, С.1427.
13. Гришин В.Г. и др. Дубна, Препринт ОИЯИ Р1-89-838, 1989.
14. Дедович Т.Г. и др. Дубна, Препринт ОИЯИ Р1-94-98, 1994.
15. Ангелов Н. и др. // Краткие сообщения ОИЯИ, Дубна, 1989, N5-89, С.11.
16. Ангелов Н. и др. // Краткие сообщения ОИЯИ, Дубна, 1990, N2-90, С.4.
17. Окороков В.А. // Диссертация к.ф.-м.н., С.75, МИФИ, Москва, 1996.
18. Гришин В.Г. Кварки и адроны во взаимодействиях частиц высоких энергий. М: Энергоатомиздат, 1988.
19. Кулаков Б.А. и др. // Краткие сообщения ОИЯИ, Дубна, 1997, N4-97, С.45.

Подписано к печати 22.07.98 Формат 60x90 I/I6
Усл.-печ.л.I,25. Уч.-изд.л.0,9. Тираж I2I экз. Заказ 26.
Индекс 3649

Отпечатано в ИТЭФ, II7259, Москва, Б.Черемушкинская, 25