

203



Институт теоретической и
экспериментальной физики

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.**

Москва 1998

SCAN-9902040



CERN LIBRARIES, GENEVA

sw9907

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.Окорок[†], 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 $\langle b_k \rangle$ для области фрагментации пучка. Обнаружены струи пионов с температурой $\langle T_k \rangle \sim 190$ 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 $\langle b_k \rangle$ в других адрон-адронных взаимодействиях при близких энергиях.

✓ THE FOURDIMENSIONAL 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 channels 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 $\langle b_k \rangle$ for beam fragmentation region at increasing of multiplicity of second pions in the channel is observed. The pion jets with the temperature $\langle T_k \rangle \sim 190$ 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 $\langle b_k \rangle$ 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 $I + II \rightarrow 1 + 2 + 3 + \dots$ академиком А.М.Балдиным был предложен метод, использующий только релятивистски-инвариантные переменные b_{ik} ($i, k = I, II, 1, 2, \dots$), 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 обесцветивания 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 группы 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 $\pi^+ p$ -взаимодействий при импульсе налетающего π^+ -мезона 4,23 ГэВ/с:

$$\pi^+ + p \rightarrow p + 2\pi^+ + \pi^-, \quad (1)$$

$$\pi^+ + p \rightarrow p + 2\pi^+ + \pi^- + \pi^0, \quad (2)$$

$$\pi^+ + p \rightarrow n + 3\pi^+ + \pi^-, \quad (3)$$

$$\pi^+ + p \rightarrow p + 3\pi^+ + 2\pi^-, \quad (4)$$

$$\pi^+ + p \rightarrow p + 3\pi^+ + 2\pi^- + \pi^0, \quad (5)$$

$$\pi^+ + p \rightarrow n + 4\pi^+ + 2\pi^-. \quad (6)$$

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 полу-сферу в интервале углов $\pm 75^\circ$ 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 $\langle b_{ik} \rangle \sim 1$ [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

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

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_n^i , X_m^i характеризуют долю 4-импульса первичных адронов, уносимую вторичными частицами. Ось струи определяется как единичный четырехмерный вектор V , который находится из условия минимума величины

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

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

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

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 π^\pm -мезоны [2-5]. В данном случае π^+ -р-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 $\langle b_k \rangle$ 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 $\langle b_k \rangle$ для струй заряженных π -мезонов (а) и для струй всех вторичных π -мезонов (б), образующихся в π^+p -взаимодействиях.

Тип события	Вариант струи	$X_{zp}=0,1$		$X_{zp}=0,2$	
		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 π^\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_{zp} 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 $\langle b_k \rangle$ в области фрагментации пучка и мишени (при $X_{zp}=0,2$), 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 $\langle b_k \rangle$ для различных каналов π^+p -взаимодействия.

Канал	$X_{ep}=0,1$		$X_{ep}=0,2$	
	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:

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

где $N = p$ или n ; $k = 1, \dots, 4$; $l = 1, 2$; $m = 0, 1$. 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 $\langle b_k \rangle$ для струй вторичных π -мезонов без введения весов (а) и с введенными относительными весами пионов (б).

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

сфигурованы экспоненциальной зависимостью вида $\frac{1}{N} \frac{dN}{db_k} = A \exp\left(-\frac{b_k}{B}\right)$ 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 $X_{sp} \geq 0,2$.

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

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 $\left(E \frac{d\sigma}{dp}\right)$, 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 $X_{sp}=0,1$; для области

фрагментации мишени (в) и пучка (г) при $X_{zp}=0,2$. 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 $F(b_k) = p_1^* \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_1^*) + p_2^* \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_2^*)$. При $X_{zp}=0,1$ (рис.4а) $F(b_k)$ аппроксимировалась в области $b_k < 2$, при $X_{zp}=0,2$ (рис.4в) - в области $b_k < 4$. В области фрагментации пучка (рис.4б,4г) инвариантные функции $F(b_k)$ были аппроксимированы экспоненциальной функцией вида $F(b_k) = p_1^* \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_1^*)$. При обоих рассматриваемых значениях X_{zp} $F(b_k)$ аппроксимировалась в области $b_k < 3$. В случае $X_{zp}=0,2$ (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 $\langle b_k \rangle_i$ (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"):

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

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_{zp} приведены в табл.5. В области фрагментации мишени образуются пионные струи двух типов: струи вторичных пионов первого типа характеризуются температурами $\langle T_k \rangle_1^* \sim 10$ МэВ, средняя кинетическая энергия пионов в этих струях слабо зависит от значения X_{zp} ; струи второго типа характеризуются большими температурами $\langle T_k \rangle_2^* \sim 100-200$ МэВ, кинетическая энергия пионов в этих струях обнаруживает значительный рост при увеличении X_{zp} . В области фрагментации пучка наблюдается один тип пионных струй, которые характеризуются температурами $\langle T_k \rangle_1^* \sim 100-200$ МэВ, кинетическая энергия пионов в этих струях, так же как и в случае струй второго типа в области фрагментации мишени, растет при увеличении X_{zp} . В работе [13] для пионных струй было получено значение $\langle T_k \rangle \simeq 150$ МэВ. При изучении pC -реакций при начальном импульсе 10 ГэВ/с и π^-C -взаимодействий при 40 ГэВ/с для π^- -мезонов в случае второго наклона экспоненты полу-

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

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

Параметр	$X_{ep}=0,1$		$X_{ep}=0,2$	
	Обл.фрагм. мишени	Обл.фрагм. пучка	Обл.фрагм. мишени	Обл.фрагм. пучка
p_1^*	31 ± 15	—	14 ± 2	—
$\langle b_k \rangle_1^*$	$0,09 \pm 0,04$	—	$0,20 \pm 0,04$	—
$\langle T_k \rangle_1^*$, МэВ	6 ± 3	—	14 ± 3	—
p_2^*	28 ± 1	—	$5,3 \pm 0,4$	—
$\langle b_k \rangle_2^*$	$0,89 \pm 0,03$	—	$2,8 \pm 0,2$	—
$\langle T_k \rangle_2^*$, МэВ	62 ± 2	—	193 ± 14	—
p_1^n	—	$10,8 \pm 0,1$	—	$4,51 \pm 0,09$
$\langle b_k \rangle_1^n$	—	$1,60 \pm 0,02$	—	$2,83 \pm 0,09$
$\langle T_k \rangle_1^n$, МэВ	—	112 ± 1	—	198 ± 6
$\chi^2/\text{ст.св.}$	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 $X_{ep}=0,2$ 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 $b'_{ik} = (m_i m_k / m_0^2) b_{ik}$ (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 $\langle T_k \rangle$ для различных взаимодействий. Для π^-p -, π^-C -взаимодействий приведены значения $\langle T_k \rangle$ 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 $\langle T_k \rangle$ 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 π^-C -взаимодействиях обладают универсальными свойствами по особенностям распада.

Таблица 6. Значения температуры $\langle T_k \rangle$ для π^- -мезонов в различных взаимодействиях.

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

На рис.6 показаны зависимости среднего значения $\langle b_k \rangle$ для π^- -мезонов для различных типов взаимодействий от начальной энергии $\sqrt{S}(W)$ при $X_{ep}=0,1$ (а) и $X_{ep}=0,2$ (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: \blacktriangledown - $\bar{p}p$ -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: \blacktriangle - $\bar{\nu}N$ -реакции при средней энергии конечного адронного состояния $\langle W \rangle$, равной 3,5, 4,9, 8 ГэВ.

3. Пионные взаимодействия: $\circ(\bullet)$ - 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); \blacksquare - $\pi^-(C_2F_5Cl_3)$ 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: \blacklozenge - 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:

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

со следующими значениями параметров:

при $X_{2p} = 0,1$ получаем $a_1 = 1,09 \pm 0,03$, $a_2 = 0,07 \pm 0,06$, $\chi_1^2 = 2,38$,

при $X_{2p} = 0,2$ - $a_1 = 1,40 \pm 0,07$, $a_2 = -0,5 \pm 0,2$, $\chi_1^2 = 1,71$

(для неупругих адрон-адронных и $\bar{\nu}N$ -реакций - штриховая линия);

при $X_{2p} = 0,1$ имеем $a_1 = 3,15 \pm 0,05$, $a_2 = -7,6 \pm 0,1$, $\chi_1^2 = 2,5$,

при $X_{2p} = 0,2$ - $a_1 = 2,8 \pm 0,1$, $a_2 = -5,7 \pm 0,3$, $\chi_1^2 = 2,0$

(для адрон-ядерных взаимодействий - сплошная линия), где χ_1^2 - значение параметра χ^2 в расчете на одну точку, $\Lambda = 0,2$ 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 $\langle b_k \rangle (\sqrt{S})$ может измениться (стать более быстрым) по сравнению с областью энергий $3 \leq \sqrt{S} \leq 10$ ГэВ. Следовательно, можно предположить, что отличие значения $\langle b_k \rangle$ для π^+p -взаимодействий от других элементарных взаимодействий объясняется тем, что в данной области энергий происходит смена динамических режимов, что отражается в ходе зависимости $\langle b_k \rangle (\sqrt{S})$. 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 $\langle b_k \rangle$, 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 $\langle b_k \rangle$ 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 $\langle T_k \rangle_1^* \sim 10$ 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 $\langle T_k \rangle_2 \sim 100$ МэВ при $X_{2p}=0,1$ и $\langle T_k \rangle_2 \sim 200$ МэВ при $X_{2p}=0,2$. 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 $\langle b_k \rangle$ в случае π^+p -взаимодействий меньше, чем в других элементарных взаимодействиях при близких энергиях, что, возможно, объясняется наличием точки перегиба в зависимости $\langle b_k \rangle (\sqrt{S})$ при энергиях $\sqrt{S} \sim 3$ ГэВ.

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

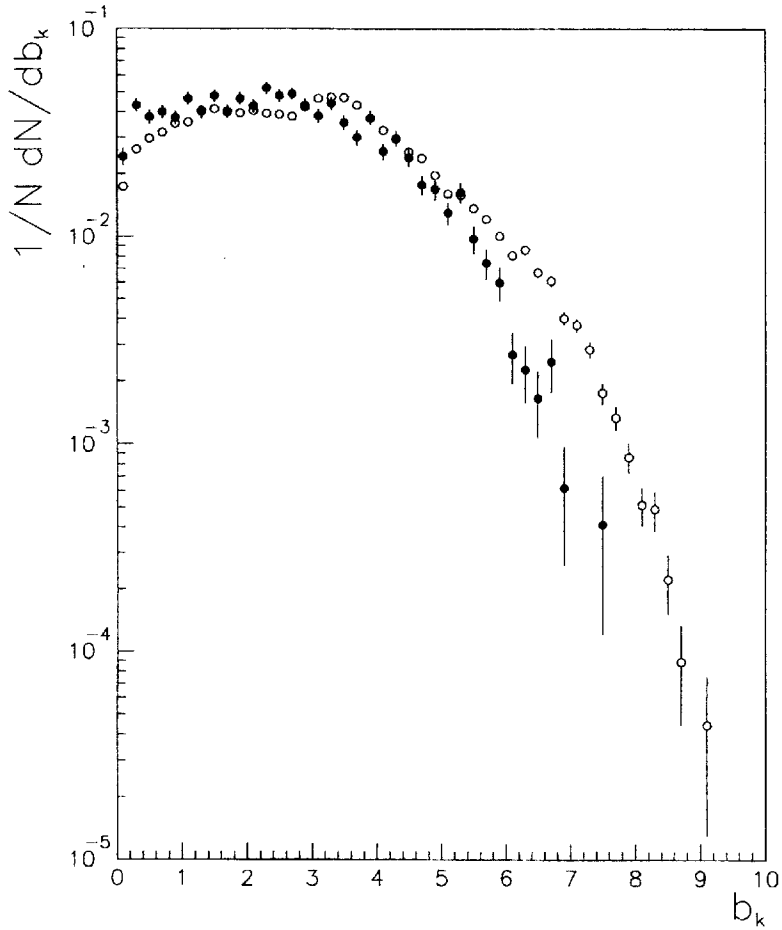


Рис.1. Распределения вторичных пионов по переменной b_k в области фрагментации мишени (●) и в области фрагментации пучка (○) при $X_{2p}=0,2$.

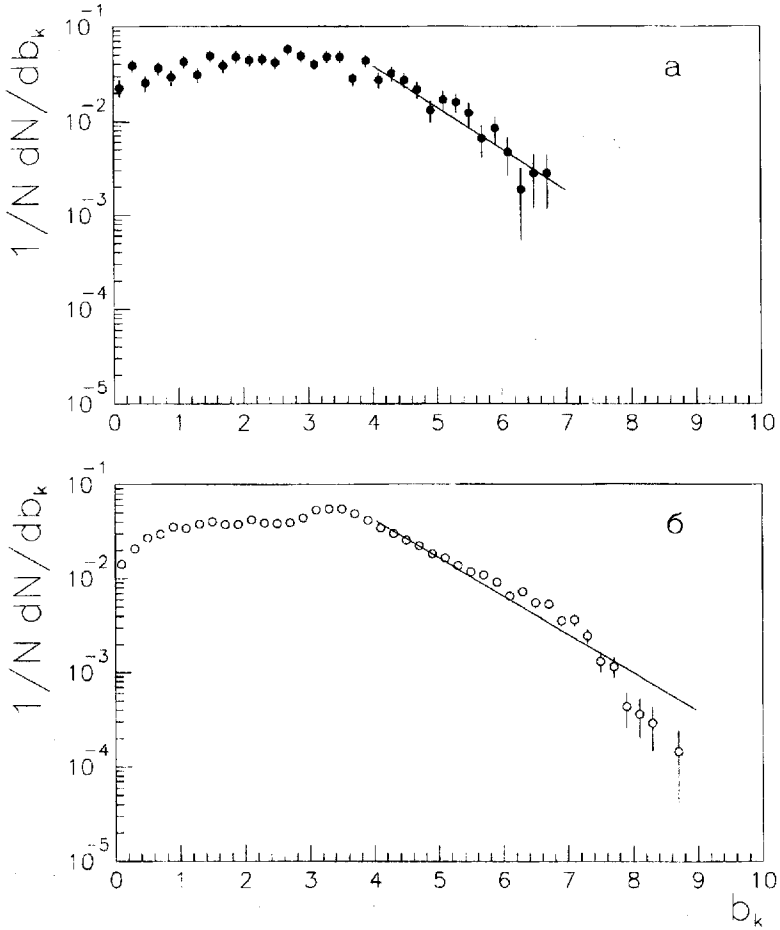


Рис.2. Распределения π^- -мезонов по переменной b_k в области фрагментации мишени (а) и в области фрагментации пучка (б) при $X_{ep}=0,2$.

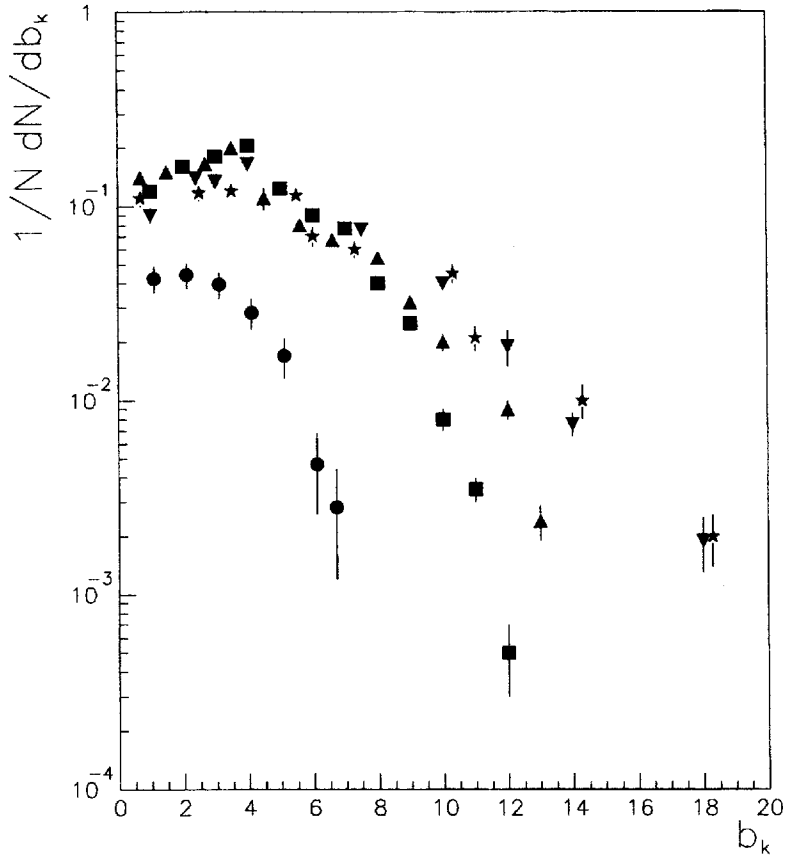


Рис.3. Распределения π^- -мезонов по переменной b_k в области фрагментации мишени при $X_{ep}=0,2$: \bullet - π^+p (4,2 ГэВ/с); \blacksquare - $\bar{p}p$ (5,7 ГэВ/с); \blacktriangle - $\bar{p}p$ (12 ГэВ/с); \blacktriangledown - $\bar{p}p$ (22,4 ГэВ/с); \star - π^-p (40 ГэВ/с).

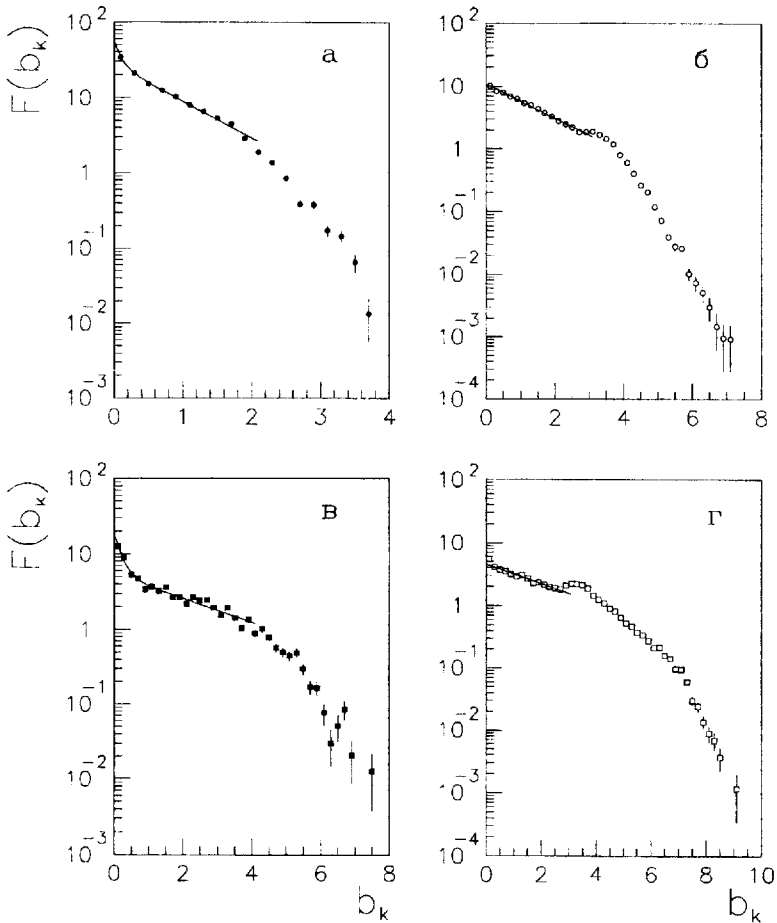


Рис.4. Инвариантная функция $F(b_k)$ для вторичных заряженных пионов: \bullet - область фрагментации мишени при $X_{2p}=0,1$ (а), \circ - область фрагментации пучка при $X_{2p}=0,1$ (б); \blacksquare - область фрагментации мишени при $X_{2p}=0,2$ (в), \square - область фрагментации пучка при $X_{2p}=0,2$ (г).

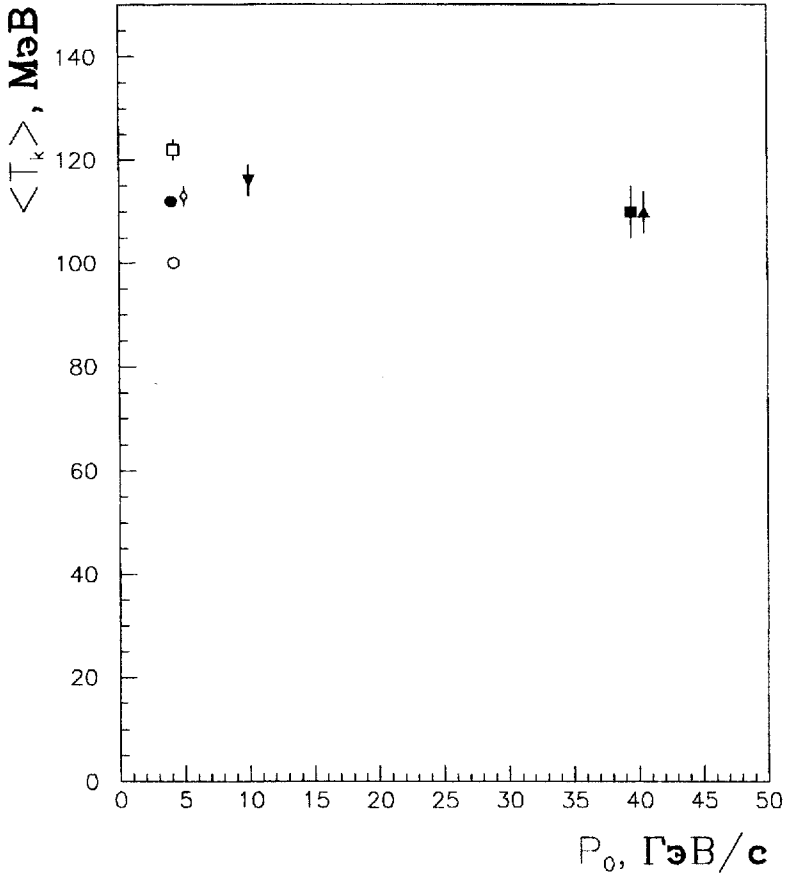


Рис.5. Зависимость $\langle T_k \rangle$ от начального импульса налетающей частицы P_0 для отрицательных пионов для различных типов взаимодействий: ● - π^+p (4,2 ГэВ/с); ◇ - dC (4,2 ГэВ/с на нуклон); □ - HeC (4,2 ГэВ/с на нуклон); ○ - CC (4,2 ГэВ/с на нуклон); ▼ - pC (10 ГэВ/с); ▲ - π^-C (40 ГэВ/с);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

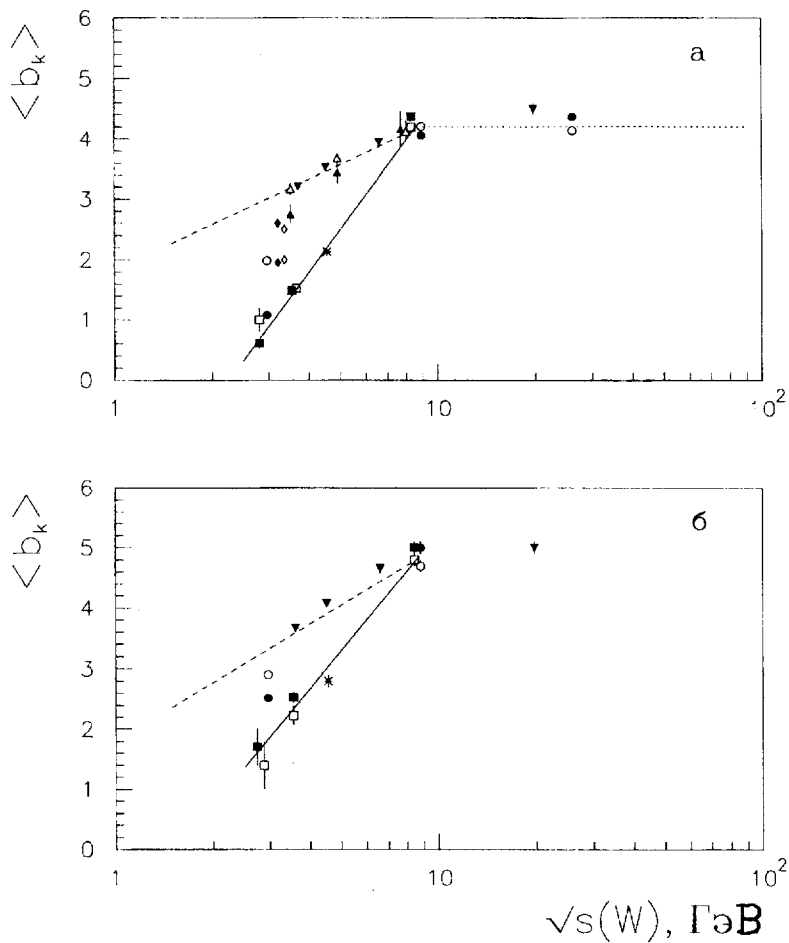


Рис.6. Зависимость $\langle b_k^\pi \rangle$ от $\sqrt{S}(W)$ для различных типов взаимодействий при $X_{zp}=0,1$ (а) и при $X_{zp}=0,2$ (б).

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. Окорочков 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 1/16
Усл.-печ.л.1,25. Уч.-изд.л.0,9. Тираж 121 экз. Заказ 26.
Индекс 3649

Отпечатано в ИТЭФ, П17259, Москва, Б.Черемушкинская, 25