

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3788/2-80

11/8-80

1-80-326

ИНКЛЮЗИВНОЕ И ПОЛУИНКЛЮЗИВНОЕ
РОЖДЕНИЕ π^+ -МЕЗОНОВ И ПРОТОНОВ
В РЕАКЦИИ $\bar{p}p$ - ПРИ 22,4 ГэВ/с

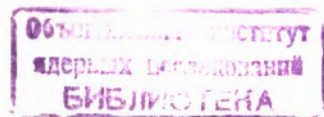
Сотрудничество: Алма-Ата - Дубна - Москва -
Прага - Тбилиси - Хельсинки

1980

1 80 326

ИНКЛЮЗИВНОЕ И ПОЛУИНКЛЮЗИВНОЕ
РОЖДЕНИЕ π^+ -МЕЗОНОВ И ПРОТОНОВ
В РЕАКЦИИ $\bar{p}p$ - ПРИ 22,4 ГэВ/с

Сотрудничество: Алма-Ата - Дубна - Москва
Прага - Тбилиси - Хельсинки



Исследование инклюзивных процессов в настоящее время является одним из основных направлений в физике высоких энергий. Однако многие аспекты поведения инклюзивных спектров в разных областях фазового пространства еще требуют дальнейшего уточнения. Это объясняется отчасти тем обстоятельством, что значительная часть экспериментальных данных получена для ограниченных областей изменения кинематических переменных, неодинаковых при различных энергиях.

В настоящей работе приводятся данные по инклюзивным и полуконъюгированным спектрам π^+ -мезонов и протонов в реакциях

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ + X, \quad /1/$$

$$\bar{p}p \rightarrow p + X \quad /2/$$

во всей области изменения кинематических переменных этих частиц. Предварительно эти вопросы исследовались в работах ^{/1,2/}.

Экспериментальный материал был получен на двухметровой жидководородной камере "Людмила", облученной сепарированными антипротонами с импульсом 22,4 ГэВ/с. Состав пучка и процедура просмотра описаны в работе ^{/3/}. При анализе было использовано $\sim 2 \cdot 10^4$ неупругих взаимодействий, включающих от двух до сорока заряженных вторичных частиц с миллибарн-эквивалентом, равным 0,0012 мб/взвешенное событие. Упругие взаимодействия ~ 4400 были исключены согласно критерию: недостающая масса к положительной частице, которая считалась протоном, $M_x \leq 1,15$ ГэВ и импульс отрицательной частицы $P_{\text{лаб}} \geq 18$ ГэВ/с. Потери упругих $\Delta_{\text{эф}} = 2,6 \pm 0,1$ мб/ и неупругих $\Delta_{\text{ин}} = 0,3 \pm 0,1$ мб/ двухлучевых событий с коротким протоном отдачи определялись на основе методики, приведенной в работе ^{/1/}.

1. СТАТИСТИЧЕСКОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ СПЕКТРОВ

Поскольку в пузырьковых камерах заряженные частицы разной массы могут быть идентифицированы по плотности ионизации треков только в ограниченном интервале импульсов, полное разделение спектров частиц с одинаковыми зарядами в инклюзивных экспериментах при средних и высоких энергиях становится практически невозможным. Однако в P- и CP-симметричных реакциях имеется возможность с хорошей точностью разделить спектры частиц одного знака /в частности, p и π^+ /, используя тот факт,

что лоренц-преобразование импульса частицы из лабораторной системы /л.с./ в с.ц.м. зависит от массы.

Непосредственное применение алгоритма разделения спектров p и π^+ в P-симметричной реакции /4,5/ к $\bar{p}p$ -взаимодействиям позволяет получить только суммарный спектр протонов и антипротонов / π^+ и π^- -мезонов/. Ниже мы приводим алгоритм, позволяющий получить отдельно спектры протонов и π^+ -мезонов.

Частице с продольным импульсом p_L в л.с. присвоим массу π^- -мезона и определим операцию $R_\pi: p_L \rightarrow R_\pi p_L$ как лоренц-преобразование p_L в с.ц.м., отражение относительно $p_L^* = 0$ и обратное лоренц-преобразование с массой пиона в л.с. Под операцией $R_p: p_L \rightarrow R_p p_L$ будем понимать ту же процедуру, но с массой протона. Далее, введем преобразования S_+ и S_- согласно выражениям

$$S_- p_L = R_\pi R_p p_L, \quad S_+ p_L = R_p R_\pi p_L. \quad /3/$$

Можно показать, что

$$S_\pm p_L = p_L \pm D(p_L, p_t), \quad /4/$$

где функция сдвига $D(p_L, p_t)$ определена положительно. Таким образом, S_+ всегда увеличивает продольный импульс, в то время как S_- его уменьшает.

Запишем бесконечные ряды:

$$G_p = \sum_{m=0}^{\infty} S_-^m, \quad \tilde{G}_p = \sum_{m=0}^{\infty} S_-^m R_\pi. \quad /5/$$

Предположим, что $f_+ = f_p + f_{\pi^+}$, $f_- = f_p + f_{\pi^-}$, где $f_j(p_L, p_t)$ - спектр частицы j в л.с. В силу соотношений $R_p f_p = f_p$ и $R_\pi f_{\pi^+} = f_{\pi^-}$, вытекающих из CP-симметрии, имеем

$$G_p f_p - \tilde{G}_p f_p = f_p, \quad G_p f_{\pi^+} - \tilde{G}_p f_{\pi^-} = 0. \quad /6/$$

Сумма равенств /6/ дает протонный спектр:

$$G_p f_+ - \tilde{G}_p f_- = f_p. \quad /7/$$

Аналогичным образом можно получить спектр π^+ -мезонов, т.е.

$$G_\pi = \sum_{m=0}^{\infty} S_+^m, \quad \tilde{G}_\pi = \sum_{m=0}^{\infty} S_+^m R_p, \quad /8/$$

$$G_\pi f_+ - \tilde{G}_\pi f_- = f_{\pi^+}. \quad /9/$$

Таблица 1

Максимальное число m_{\max} членов ряда /5/ как функция p_L и p_t при $\sqrt{s} = 6,6$ ГэВ

p_t /ГэВ/с/	p_L /ГэВ/с/	0,0	4,0	8,0	12,0	16,0	20,0
0,0		2	1	1	1	1	1
0,2		3	2	1	1	1	1
0,4		4	2	1	1	1	1
0,6		5	2	2	1	1	1
0,8		6	3	2	2	1	1
1,0		8	4	3	2	1	1
1,2		10	5	3	2	1	1
1,4		12	6	4	3	2	1
1,6		14	7	4	3	2	1
1,8		17	8	5	3	2	1
2,0		19	10	6	4	2	1

Как видно из условия /4/, члены рядов /5/ и /8/, начиная с некоторого значения m_{\max} , будут сдвигать продольные импульсы p_L в кинематически запрещенную область. Это обстоятельство позволяет прекратить суммирование в /5/ и /8/ при значении $m = m_{\max}(p_L, p_t)$. Величины m_{\max} , подсчитанные с помощью условия /4/ для различных значений p_L и p_t , приведены в табл.1.

Вследствие различной точности измерения медленных положительных и быстрых отрицательных треков разумно вместо /7/ и /9/ использовать следующие симметризованные выражения /см. также /5/ /:

$$\frac{1}{2} \{ G_p f_+ - \tilde{G}_p f_- + R_p G_p f_- - R_p \tilde{G}_p f_+ \} = f_p, \quad /10/$$

$$\frac{1}{2} \{ G_\pi f_+ - \tilde{G}_\pi f_- + R_\pi G_\pi f_- - R_\pi \tilde{G}_\pi f_+ \} = f_{\pi^+}. \quad /11/$$

Спектры f_{π^+} и f_p были поправлены также с учетом частиц приреси K^+ -мезонов*. Эти поправки были сделаны на основании спектров K^0 -мезонов /предполагалось $\sigma(K^+) = \sigma(K^-) = \sigma(K^0)$ /, полученных в этом же эксперименте /8/. Недостаточная статистика не позволила провести разделение спектров в 12- и 14-лучевых взаимодействиях. В дальнейшем все вторичные частицы в этих

*Попытка разделения спектров, состоящих из спектров трех сортов частиц /античастиц/, в рамках изложенного выше подхода оказалась безуспешной.

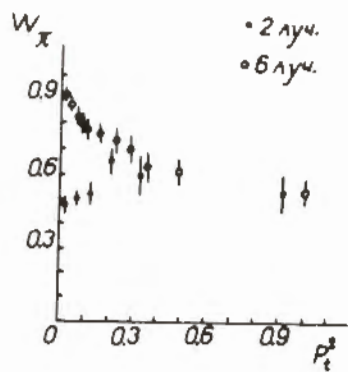


Рис. 1. Весовая функция $w_{\pi^+}(p_L^*, p_t^*, n)$, определенная в /12/ для $p_L^* = -0,1$ ГэВ/с и $n = 2, 6$.

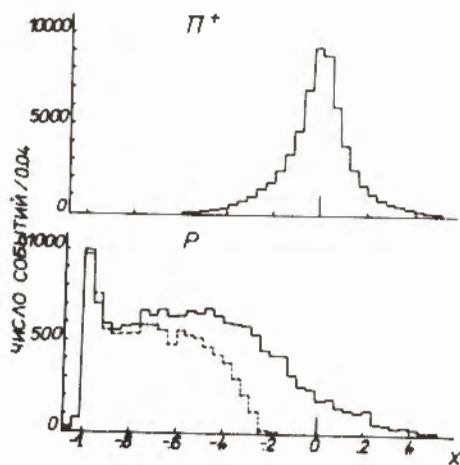


Рис. 2. Распределение по x для π^+ -мезонов и протонов. Пунктирная гистограмма - идентифицированные протоны.

топологиях, представляющих в основном аннигиляционные события, считались π -мезонами.

Для построения различных распределений удобно вычислить с помощью формул /10/ и /11/ весовые функции:

$$w_j(p_L^*, p_t^*, n) = \frac{\Delta N_j(p_L^*, p_t^*, n)}{\Delta N_+(p_L^*, p_t^*, n)}, \quad /12/$$

где ΔN_j - число частиц сорта j / p и π^+ / в заданном интервале p_t и p_L^* для топологии n , ΔN_+ - соответствующее число положительных частиц, которым при переходе в с.ц.м. была приписана масса частицы j .

В работе /2/ мы предполагали, что весовая функция w_{π^+} не зависит от p_t и множественности. Однако оказалось, что, например, для 2- и 6-лучевых $\bar{p}p$ -взаимодействий при 22,4 ГэВ/с эти предположения приблизительно выполняются только для $p_L^* \geq 0$ /где $w_{\pi^+} \rightarrow 1$ /, но неверны для $p_L^* < 0$ /рис.1/.

На рис.2 приведены сепарированные инклюзивные распределения по переменной x для π^+ -мезонов и протонов. Пунктирной линией обозначено аналогичное распределение для идентифицированных протонов с импульсом $p_{\text{лаб.}} < 1,5$ ГэВ/с. Видно, что восстановленный спектр протонов хорошо воспроизводит спектр идентифицированных протонов в области $x < -0,8$, где, используя критерии ионизации, можно хорошо отделить протоны от π -мезонов.

Таблица 2

Средние характеристики $\bar{p}p$ -взаимодействий при 22,4 ГэВ/с

Множественность	Частица j	$\langle n_j \rangle$	σ_j	$n_j(s)$	$\tau_j^A(s)$	$\langle p_t \rangle_j$	$\langle p_t^2 \rangle_j$	D_j
2	p	$0,454 \pm 0,020$	$4,12 \pm 0,09$	$0,134 \pm 0,016$	$0,19 \pm 0,01$	$0,336 \pm 0,005$	$0,242 \pm 0,005$	$0,251 \pm 0,004$
	π^+	$0,485 \pm 0,012$	$4,40 \pm 0,03$	$0,047 \pm 0,006$		$0,332 \pm 0,004$	$0,146 \pm 0,003$	$0,189 \pm 0,003$
4	p	$0,587 \pm 0,008$	$8,25 \pm 0,12$	$0,189 \pm 0,005$	$0,211 \pm 0,006$	$0,434 \pm 0,004$	$0,269 \pm 0,006$	$0,282 \pm 0,004$
	π^+	$1,365 \pm 0,019$	$19,18 \pm 0,18$	$0,126 \pm 0,003$		$0,317 \pm 0,002$	$0,139 \pm 0,002$	$0,196 \pm 0,002$
6	p	$0,471 \pm 0,010$	$4,43 \pm 0,09$	$0,123 \pm 0,008$	$0,17 \pm 0,01$	$0,463 \pm 0,005$	$0,281 \pm 0,007$	$0,259 \pm 0,004$
	π^+	$2,470 \pm 0,041$	$23,29 \pm 0,21$	$0,208 \pm 0,004$		$0,323 \pm 0,002$	$0,149 \pm 0,002$	$0,211 \pm 0,002$
8	p	$0,375 \pm 0,015$	$1,58 \pm 0,03$	$0,082 \pm 0,005$	$0,160 \pm 0,009$	$0,435 \pm 0,010$	$0,259 \pm 0,013$	$0,264 \pm 0,009$
	π^+	$3,58 \pm 0,10$	$15,10 \pm 0,19$	$0,278 \pm 0,008$		$0,318 \pm 0,009$	$0,146 \pm 0,003$	$0,212 \pm 0,003$
10	p	$0,213 \pm 0,020$	$0,30 \pm 0,03$	$0,041 \pm 0,004$	$0,15 \pm 0,02$	$0,34 \pm 0,02$	$0,15 \pm 0,02$	$0,20 \pm 0,02$
	π^+	$4,75 \pm 0,25$	$6,67 \pm 0,15$	$0,329 \pm 0,017$		$0,300 \pm 0,004$	$0,132 \pm 0,005$	$0,205 \pm 0,004$
12	π^+		$1,45 \pm 0,21$	$0,40 \pm 0,05$		$0,292 \pm 0,009$	$0,14 \pm 0,02$	$0,230 \pm 0,008$
14	π^+		$0,44 \pm 0,08$	$0,44 \pm 0,07$		$0,28 \pm 0,02$	$0,11 \pm 0,02$	$0,17 \pm 0,02$
все	p	$0,476 \pm 0,004$	$18,68 \pm 0,18$	$0,150 \pm 0,004$	$0,192 \pm 0,005$	$0,429 \pm 0,003$	$0,256 \pm 0,004$	$0,268 \pm 0,002$
	π^+	$1,803 \pm 0,012$	$70,53 \pm 0,34$	$0,151 \pm 0,002$		$0,318 \pm 0,001$	$0,143 \pm 0,001$	$0,285 \pm 0,001$

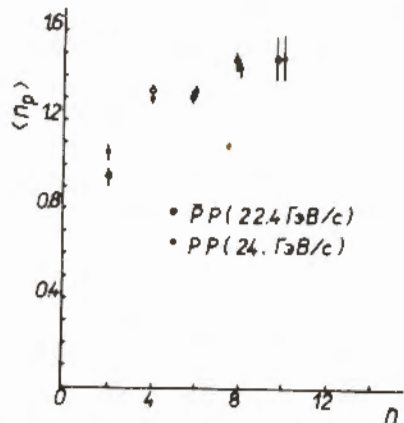


Рис.3. Средняя множественность протонов $\langle n_p \rangle$ для топологии \bar{p} в неупругих неаннигиляционных $\bar{p}p$ /22,4 ГэВ/с/ и неупругих $\bar{p}p$ /24 ГэВ/с/ взаимодействиях.

2. НЕКОТОРЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

В табл.2 приводятся следующие средние характеристики $\bar{p}p$ -взаимодействий при 22,4 ГэВ/с: σ_j - инклюзивные и полуинклюзивные сечения образования частиц различных типов; $\langle n_j \rangle$ - сред-

ние множественности частиц данного типа на одно неупругое взаимодействие; $\eta_j(s)$ - средние доли полной энергии взаимодействия \sqrt{s} , уносимые частицами данного типа:

$$\eta_j(s) = \frac{1}{\sigma_{in}} \int \frac{E_j^*}{\sqrt{s}} \frac{d^3\sigma_j}{d^3p} d^3p, \quad /13/$$

средние значения p_{tj} , p_{tj}^2 и дисперсий $D_j = (\langle p_{tj}^2 \rangle - \langle p_{tj} \rangle^2)^{1/2}$. Обычно предполагается, что неаннигиляционные топологические сечения в $\bar{p}p$ -взаимодействиях равны соответствующим сечениям в pp -взаимодействиях при той же энергии /7/:

$$\sigma_n^{NA}(\bar{p}p) = \sigma_n(pp). \quad /14/$$

Используя это предположение, была вычислена средняя множественность протонов на одно неаннигиляционное событие $\langle n_p \rangle^{NA} = 0,61 \pm 0,01$ в реакции $\bar{p}p$ при 22,4 ГэВ/с. Это значение совпадает с величиной $\langle n_p \rangle_{in} / 2 = 0,62 \pm 0,01$, полученной в pp -взаимодействиях при 24 ГэВ/с /5/. Кроме того, на рис.3 видно совпадение в пределах ошибок соответствующих средних множественностей протонов для различных топологий в $\bar{p}p$ /22,4 ГэВ/с/ и pp /24 ГэВ/с/ взаимодействиях, т.е. совпадают полуинклюзивные сечения образования протонов в $\bar{p}p$ - и pp -реакциях. Таким образом, получено указание на то, что равенство типа /14/ верно также для одночастичных полуинклюзивных сечений.

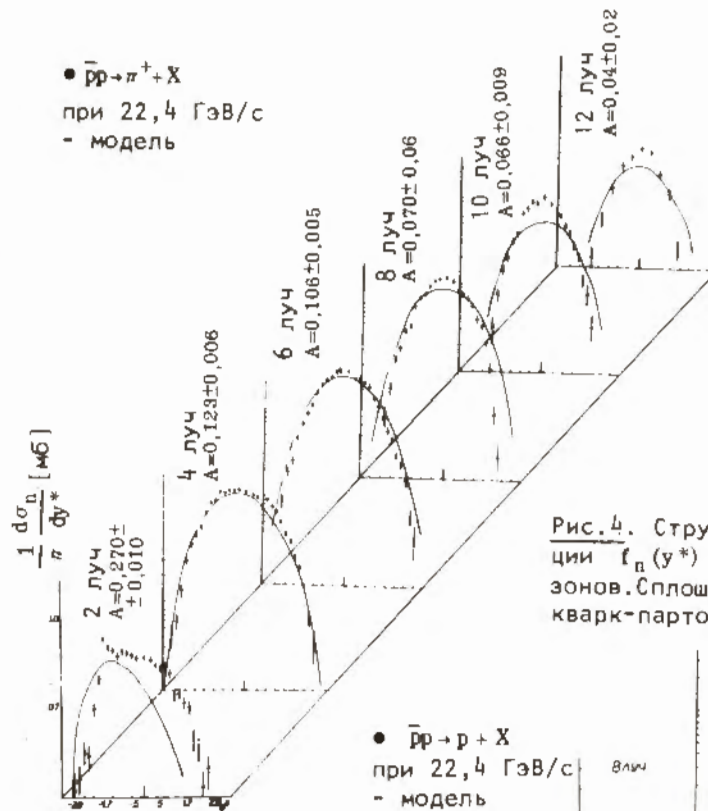


Рис.4. Структурные функции $f_n(y^*)$ для π^+ -мезонов. Сплошные кривые - кварк-партонная модель.

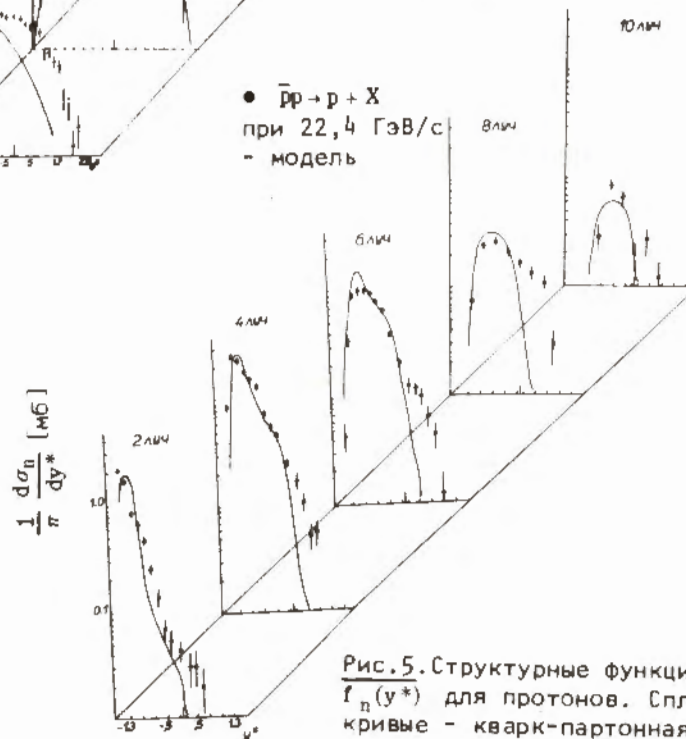


Рис.5. Структурные функции $f_n(y^*)$ для протонов. Сплошные кривые - кварк-партонная модель.

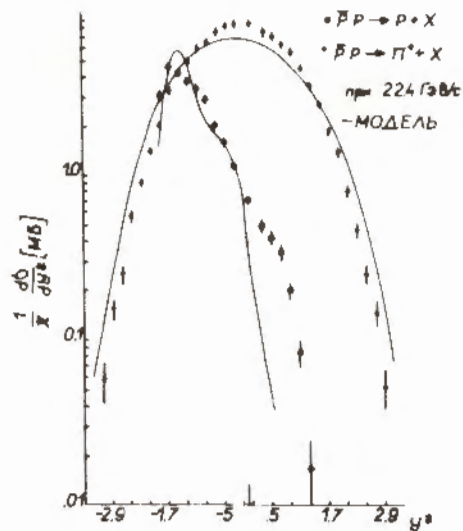


Рис. 6. Структурные функции $f(y^*)$ для π^+ -мезонов и протонов. Сплошные кривые - кварк-партонная модель.

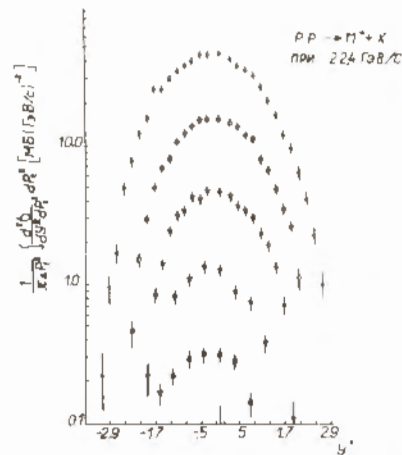


Рис. 7. Инвариантное, дважды дифференциальное сечение рождения π^+ -мезонов как функция y^* в разных интервалах p_t : \bullet $p_t = 0,2$ ГэВ/с, $A = 0,121 \pm 0,004$; \circ $p_t = 0,4$ ГэВ/с, $A = 0,080 \pm 0,006$; ∇ $p_t = 0,6$ ГэВ/с, $A = 0,080 \pm 0,010$; \vee $p_t = 0,8$ ГэВ/с, $A = 0,210 \pm 0,020$; \blacksquare $p_t = 1,0$ ГэВ/с, $A = 0,290 \pm 0,030$.

3. ИНВАРИАНТНЫЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ИНКЛЮЗИВНОГО И ПОЛУИНКЛЮЗИВНОГО РОЖДЕНИЯ π^+ -МЕЗОНОВ И ПРОТОНОВ

Изложенная выше методика разделения спектров позволяет детально исследовать особенности инклюзивного /полуинклюзивного/ образования π^+ -мезонов и протонов в нашей реакции. На рис. 4-6 приведены структурные функции $f_p(y^*)$ и $f_\pi(y^*)$ для π^+ -мезонов и протонов. Видно, что с ростом множественности спектр протонов сдвигается к центральной области, а дифракционный пик существенно падает по величине, что указывает на меньшую периферичность событий большой множественности. Пик при $y^* = -1,7$ для π^+ -мезонов в двухлучевых событиях, связанный с дифракцией протона*, приводит к существенному увеличению коэффициента

* Двухлучевые события дают основной вклад /2,5 мб/ в сечение дифракции /1/.

асимметрии

$$A = \frac{N_+(y^* < 0) - N_+(y^* > 0)}{N_+(y^* < 0) + N_+(y^* > 0)}$$

/15/

в этих событиях. С другой стороны, систематическое уменьшение коэффициента асимметрии A с ростом множественности связано, по-видимому, с увеличением вклада аннигиляционных каналов и уменьшением периферичности взаимодействий.

В работе [9] мы исследовали зависимость величины A от поперечного импульса p_t и обнаружили, что она увеличивается с ростом p_t . Этот результат подтверждается данными, приведенными на рис. 7 /см. также табл. 3/ *. В рамках кварк-партонных моделей его можно интерпретировать как указание на образование струй, связанных с валентными кварками, или на заметную положительную корреляцию продольных и поперечных импульсов валентных кварков.

Дважды дифференциальное инвариантное сечение реакции $\bar{p}p \rightarrow p + X$ как функция y^* при фиксированных значениях p_t приводится на рис. 8. Положения максимумов в этих распределениях систематически сдвигаются к центру с ростом p_t . Интересно отметить, что удвоенное значение структурной функции в центральной области для разных интервалов p_t хорошо согласуется со структурной функцией протонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 24 ГэВ/с, в частности, практически совпадают полные сечения образования протонов при $y^* = 0$, равные

$$2 \cdot \left. \frac{d\sigma}{dy^*} \right|_{y^*=0} = 4,42 \pm 0,24 \text{ мб}, \quad \left. \frac{d\sigma}{dy^*} \right|_{y^*=0} = 4,31 \pm 0,18 \text{ мб}$$

для $\bar{p}p$ /22,4 ГэВ/с/ и $\bar{p}p$ /24 ГэВ/с/ соответственно.

Сравнение наших протонных спектров с данными в $\bar{p}p$ /24 ГэВ/с/ в области дифракции затруднено, поскольку выбор более широкого интервала Δy^* в нашем случае приводит к усреднению наблюдаемых в $\bar{p}p$ /24 ГэВ/с/ пиков [8].

Сплошные кривые, приведенные на рис. 4-6, получены с помощью кварк-партонной рекомбинационной модели [10]. Один из недостатков модели заключается в том, что она в принципе не в состоянии описать дифракционную диссоциацию, поэтому полученные в модели распределения были нормированы на неупругое сечение реакции $\bar{p}p$ /22,4 ГэВ/с/ без дифракции. Видно /см. рис. 4-6/, что модель качественно описывает экспериментальные распределения.

* Увеличение A в интервале $0,1 \leq p_t \leq 0,2$ ГэВ/с связано с вкладом π^+ -мезонов от дифракции протона.

Таблица 3

Инклюзивное сечение рождения π^+ -мезонов $E_d^{\pi^0}/d\vec{p}$. нб/ГэВ/с/^{-2}

$y^* p_t / \text{ГэВ/с} / 0,2$	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2
-2,8	1,29±0,18				
-2,4	6,34±0,39	0,234±0,053			
-2,0	14,04±0,58	2,21±0,16	0,121±0,031		
-1,6	24,97±0,77	5,93±0,27	1,10±0,09	0,158±0,031	0,044±0,015
-1,2	31,37±0,87	9,22±0,33	2,69±0,15	0,768±0,068	0,217±0,033
-0,8	38,06±0,96	12,97±0,40	3,72±0,17	1,02±0,08	0,288±0,038
-0,4	44,24±1,03	15,11±0,43	4,26±0,19	1,27±0,09	0,307±0,040
0,0	45,67±1,05	15,23±0,49	4,47±0,19	1,20±0,09	0,311±0,040
0,4	38,87±0,97	13,76±0,41	3,85±0,18	0,843±0,071	0,275±0,038
0,8	32,38±0,88	11,27±0,37	3,09±0,16	0,717±0,066	0,137±0,026
1,2	23,17±0,75	7,07±0,29	2,05±0,13	0,365±0,047	0,061±0,018
1,6	13,84±0,58	4,09±0,22	1,04±0,09	0,063±0,019	
2,0	7,72±0,43	1,83±0,15			
2,4	3,11±0,27				
2,8	0,530±0,113				

Рис. 8. Инвариантное, дважды дифференциальное сечение рождения протонов как функция y^* в разных интервалах p_t^2 .

Заметим, однако, что модельные структурные функции всюду уже протонных и шире π^+ -мезонных экспериментальных спектров. Согласие модели с экспериментом можно улучшить при соответствующей модификации распределений валентных и морских кварков [11].

4. ВЫВОДЫ

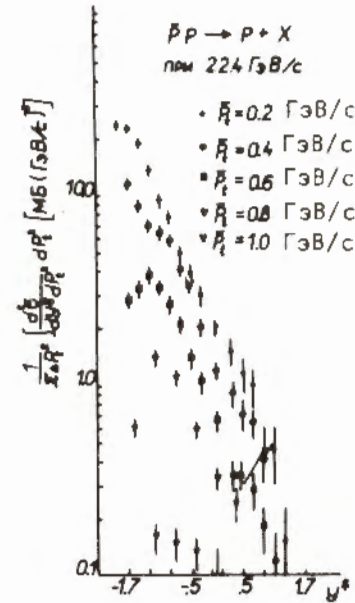
На основании CP-симметрии реакции $\bar{p}p$ при 22,4 ГэВ/с проведено разделение спектров протонов и π^+ -мезонов. Некоторые средние характеристики этих спектров приведены в табл.1. Отмечается равенство полуинклюзивных сечений рождения протонов в реакциях $\bar{p}p / 22,4 \text{ ГэВ/с/}$ и $p\bar{p} / 24 \text{ ГэВ/с/}$.

Получены инклюзивные инвариантные дифференциальные сечения образования π^+ -мезонов и протонов как функции y^* в разных интервалах p_t . Подтверждается рост коэффициента асимметрии с увеличением p_t . Инклюзивные и полуинклюзивные распределения по y^* сравниваются с кварк-партоновой Монте-Карло моделью. Модель качественно описывает экспериментальные данные.

Авторы выражают свою благодарность персоналу, обеспечившему работу ускорителя У-70 Института физики высоких энергий и канала №9, техническому персоналу установки "Людмила", а также лаборантам всех институтов за обработку данных. Авторам приятно также поблагодарить сотрудника Института физики высоких энергий Тбилисского государственного университета Н.К.Куциди за постоянный интерес и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Boos E.G. et al. Nucl.Phys., 1977, B121, p.381.
2. Boos E.G. et al. Nuovo Cimento, 1978, 47A, p.377.
3. Abesalashvili L.N. et al. Phys.Lett., 1974, 52B, p.236.



4. Smith D.B. et al. Phys.Rev.Lett., 1969, 23, p.1064.
5. Idschok U. et al. Nucl.Phys., 1973, B67, p.93.
6. Boos E.G. et al. JINR, E1-11665, Dubna, 1978.
7. Rushbrooke J.G., Webber B.R. Phys.Rep., 1978, C44, p.1.
8. Blobel V. et al. Nucl.Phys., 1974, B69, p.454.
9. Boos E.G. et al. Nucl.Phys., 1977, B128, p.269.
10. Cerny V. et al. Phys.Rev., 1977, D16, p.2822; Cerny V. et al. Phys.Rev., 1978, D18, p. 2409.
11. Batyunya B.V. et al. JINR, P1-12982, Dubna, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 апреля 1980 года.