

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P1-87-22

**ОСНОВНЫЕ ЧЕРТЫ
МНОЖЕСТВЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТИЦ
В НЕУПРУГИХ $\bar{p}p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 6,1 ГэВ/с**

**Сотрудничество: Дубна - Москва -
Бухарест - София**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1987

Б.В.Батюня, И.В.Богуславский, Д.Брунцко, В.Врба,
И.М.Граменицкий, Р.Ледницки, К.С.Медведь
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

С.В.Левонян
Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Л.К.Гладилин, Р.К.Дементьев, Е.М.Лейкин, Н.П.Новокшанов,
Н.А.Пожидаева, В.И.Рудь, Л.А.Тихонова
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

К.Кока
Центральный институт физики, Бухарест

З.Златанов, Х.Каназирски
Высший химико-технологический институт, София

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование антинуклон-нуклонных взаимодействий при средних энергиях представляет большой интерес в связи с возможностью детального изучения аннигиляционного канала. Действительно, поскольку сечение $\bar{p}p$ -аннигиляции убывает с энергией $\sigma_a \sim p_{LAB}^{-0.6}$ [1], наиболее подходящей областью для изучения ее свойств является диапазон импульсов налетающего антинуклона порядка нескольких ГэВ/с, где σ_a составляет еще заметную долю полного неупругого сечения.

В настоящее время весьма актуальным направлением исследований инклюзивных процессов в адронных взаимодействиях является установление связи между особенностями спектров вторичных частиц в области малых p_T и кварковой структурой различных первичных адронов [2]. Для дальнейшего развития кварк-партоновых [3-4] и дуальных партоновых [5-8] моделей и продвижения их в область невысоких, предасимптотических энергий также необходимы экспериментальные данные о множественной генерации частиц в различных адронных процессах в широком диапазоне первичных импульсов.

В последние годы был получен ряд новых $\bar{p}p$ -данных при средних [9-10] и сверхвысоких [11] энергиях. Однако экспериментальная ситуация по многим вопросам антинуклон-нуклонных взаимодействий все еще остается не вполне ясной. Особенно это касается $\bar{p}p$ -взаимодействий, изучение которых затруднено из-за методических сложностей, связанных с выделением этого класса событий из $\bar{p}d$ -данных.

Экспериментальное изучение $\bar{p}p$ -взаимодействий важно не только для сравнения с $\bar{p}p$ -данными и выяснения роли изоспина в процессах аннигиляции. В последнее время большой интерес проявляется к исследованию особенностей аннигиляции антинуклонов в ядрах с точки зрения возможности получения экстремальных состояний материи [12]. Для поиска и выделения такого рода явлений необходимо детальное знание элементарных актов $\bar{p}p$ - и $\bar{p}d$ -аннигиляции.

Объединенный институт
ядерных исследований
Дубна

Настоящая работа посвящена изучению множественного образования частиц в неупругих $\bar{n}p$ -взаимодействиях при импульсе 6,1 ГэВ/с, данные о которых извлекались из реакции



где \bar{p}_s — антипротон-спектатор, а X — изучаемая система вторичных адронов. Кроме общих характеристик неупругих $\bar{n}p$ -взаимодействий изучаются по отдельности и сравниваются между собой два класса событий: аннигиляционные и неаннигиляционные.

Результаты, полученные в данном эксперименте, основаны на статистике ~11000 $\bar{d}p$ -событий всех топологий при 12,2 ГэВ/с. Методическое преимущество такой "обратной" постановки задачи по сравнению с традиционными исследованиями на покоящемся дейтроне заключается в возможности выделения событий реакции (1) без систематических потерь. Подробно этот вопрос вместе с другими деталями эксперимента рассмотрен в [13].

Анализ упругого $\bar{n}p$ -рассеяния и распределения по множественности заряженных частиц в неупругих и аннигиляционных $\bar{n}p$ -процессах были опубликованы ранее [14-15].

2. СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Как было показано в [15], свойство G -инвариантности $\bar{n}p$ -взаимодействий позволяет непосредственно определить топологические сечения аннигиляционных процессов. Однако разделить таким образом все реальные события на аннигиляционные (А) и неаннигиляционные (NA), разумеется, невозможно. Поскольку в нашем эксперименте практически однозначно идентифицируются все заряженные частицы [15] и известно, что основная часть (88±8%) I -лучевых $\bar{n}p$ -взаимодействий является неаннигиляционной [15], мы поступали следующим об-

разом. К А-классу относились все события с множественностью $n_{ch} \geq 3$, в которых не было заряженных барионов (p, \bar{p}) среди вторичных частиц. Остальные события относились к NA-классу. При таком отборе примесь неаннигиляционных событий в А-классе составляет ~6% ($I, II^\pm \pm 0, I3$ мб), а обратная примесь — менее 5%.

При изучении реакции (1) существенным образом использовалось свойство G -инвариантности $\bar{n}p$ -взаимодействий, позволяющее связать усредненные параметры нерегистрируемых нейтронов (антинейтронов) с аналогичными величинами для антипротонов (протонов):

$$\langle n_{\bar{n}/n} \rangle = \langle n_{p/\bar{p}} \rangle; \quad \eta_{\bar{n}/n}^* = \eta_{p/\bar{p}}^*. \quad (2)$$

Здесь и в табл. I, где приведены некоторые средние характеристики заряженных частиц, образующихся в неупругих $\bar{n}p$ -взаимодействиях при 6,1 ГэВ/с, использованы следующие обозначения:

- $\langle n_j \rangle$, $\sigma_j = \langle n_j \rangle \cdot \sigma_{in}$ — средние множественности и инклюзивные сечения частиц j ;
- $\eta_j^* = \frac{1}{\sigma_{in}} \int \frac{E_j^*}{\sqrt{s}} \frac{d\sigma_j}{d\vec{p}} d\vec{p}$ — доля полной энергии в СЦИ, уносимая частицами сорта j ;
- $\langle p_{xj} \rangle$, $\langle p_{xj}^2 \rangle$, $D_j = (\langle p_{xj}^2 \rangle - \langle p_{xj} \rangle^2)^{1/2}$ — средние характеристики распределений по поперечному импульсу;
- $f_j(y^*=0) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{d\sigma_j}{dy^*} \right)_{y^*=0}$ — значение инвариантной структурной функции частицы j при нулевой быстроте в СЦИ $\bar{n}p$ -взаимодействия.

При определении полуинклюзивных сечений образования частиц различного сорта нормировка проводилась на топологические (неупругие, аннигиляционные и неаннигиляционные) сечения $\bar{n}p$ -взаимодействий при 6,1 ГэВ/с, приведенные в работе [15].

Зависимость среднего числа протонов и антипротонов от множественности в неаннигиляционных $\bar{n}p$ -взаимодействиях в сравнении с $\bar{p}p$ -

Таблица I

Средние характеристики заряженных частиц, образовавшихся в неупругих \bar{p} -взаимодействиях при 6,1 ГэВ/с

η_{ch}	j	$\langle n_j \rangle$	σ_j (мб)	Z_j^*	$\langle p_j \rangle$ (ГэВ/с)	$\langle p_j^2 \rangle$ (ГэВ/с) ²	D_j (ГэВ/с)	$f(Y^*=0)(\text{мб})$
1	p	0,413±0,038	4,3 ± 0,4	0,162±0,009	0,350±0,016	0,162±0,013	0,200±0,012	0,195±0,025
	\bar{p}	0,587±0,048	6,1 ± 0,5	0,084±0,004	0,318±0,011	0,142±0,010	0,201±0,009	0,885±0,075
3	p	0,498±0,026	9,56±0,69	0,182±0,007	0,372±0,014	0,181±0,010	0,205±0,010	0,96 ± 0,08
	\bar{p}	0,356±0,020	6,83±0,52	0,132±0,004	0,366±0,016	0,187±0,014	0,231±0,013	0,63 ± 0,07
5	π^+	1,502±0,060	28,82±1,96	0,201±0,005	0,315±0,008	0,141±0,006	0,204±0,006	3,80 ± 0,18
	π^-	0,644±0,031	12,36±0,90	0,085±0,003	0,314±0,011	0,136±0,008	0,191±0,009	1,50 ± 0,11
7	p	0,212±0,020	2,17±0,23	0,066±0,006	0,382±0,030	0,187±0,021	0,203±0,020	0,62 ± 0,07
	\bar{p}	0,201±0,028	2,06±0,23	0,065±0,006	0,379±0,015	0,183±0,014	0,197±0,012	0,38 ± 0,05
9	π^+	2,788±0,136	28,52±2,12	0,370±0,015	0,330±0,008	0,149±0,006	0,199±0,006	4,30 ± 0,19
	π^-	1,799±0,087	18,40±1,35	0,220±0,009	0,308±0,009	0,130±0,006	0,186±0,007	2,89 ± 0,15
9	p	0,028±0,015	0,10±0,05	0,008±0,004	0,204±0,087	0,055±0,029	0,104±0,062	0,05 ± 0,05
	\bar{p}	0,065±0,027	0,23±0,08	0,020±0,005	0,380±0,041	0,171±0,028	0,162±0,023	0,04 ± 0,02
9	π^+	3,97 ± 0,03	13,96±0,77	0,459±0,011	0,294±0,013	0,117±0,007	0,176±0,010	2,55 ± 0,16
	π^-	2,93 ± 0,07	10,30±0,62	0,315±0,015	0,274±0,013	0,099±0,006	0,156±0,009	2,05 ± 0,15
9	π^+	5,0	1,65±0,09	0,440±0,020	0,226±0,017	0,067±0,008	0,124±0,012	0,42 ± 0,09
	π^-	4,0	1,32±0,07	0,409±0,022	0,261±0,030	0,089±0,014	0,139±0,020	0,18 ± 0,09
Все	p	0,370±0,015	16,13±1,09	0,135±0,004	0,367±0,007	0,176±0,006	0,204±0,005	1,84 ± 0,25
	\bar{p}	0,210±0,012	9,12±0,66	0,075±0,003	0,369±0,009	0,186±0,009	0,221±0,008	1,10 ± 0,17
Все	π^+	1,810±0,051	79,18±4,88	0,236±0,004	0,315±0,003	0,138±0,003	0,197±0,002	11,65 ± 0,68
	π^-	0,970±0,029	42,38±2,65	0,118±0,002	0,301±0,004	0,123±0,003	0,181±0,003	6,55 ± 0,50
Σ_{ch}		3,36 ± 0,05	147 ± 8	0,564±0,006	0,322±0,002	0,143±0,002	0,197±0,002	20,8 ± 0,6*

*Значение для полного инклюзивного спектра заряженных частиц

данными при 7,3 ГэВ/с [9] приведена на рис. I. Рисунок демонстрирует в целом схожее поведение: начальный рост сменяется падением при $\eta_{ch} > (5-6)$, в то время, как при более высоких энергиях [16] наблюдается рост $\langle n_p \rangle$ вплоть до самых больших η_{ch} . Величина $\langle n_p \rangle$, как известно, характеризует долю перезарядки в полном неаннигиляционном сечении. Заметим, что по сравнению с $\bar{p}p$ -взаимодействиями, где в силу зарядовой симметрии сечение перезарядки $p \rightarrow n$ равно сечению перезарядки $\bar{p} \rightarrow \bar{n}$, в $\bar{p}p$ -взаимодействиях выполняется равенство $\sigma(p \rightarrow n) = \sigma(\bar{p} \rightarrow \bar{n})$, что является следствием G-инвариантности (см. (2)). Последнее равенство приводит к тому, что с точностью до вклада странных частиц (Λ, Σ^*) и рождения барион-антибарионных пар в неаннигиляционных $\bar{p}p$ -взаимодействиях $\langle n_p \rangle + \langle n_{\bar{p}} \rangle = 1$. (Вновь рожденных $\bar{b}b$ -пар при нашей энергии нет, а учет поправки на образование Λ -гиперонов [15] дает $\langle n_p \rangle + \langle n_{\bar{p}} \rangle = 0,97 \pm 0,06$. При этом $\langle n_p \rangle = 0,62 \pm 0,05$).

Энергетическая зависимость среднего числа протонов во всех неупругих и неаннигиляционных $\bar{p}p$ -взаимодействиях приведена на рис. 2а; там же изображены и точки, полученные в настоящем эксперименте. Видно, что среднее число протонов в неаннигиляционных $\bar{p}p$ -взаимодействиях заметно больше, чем в $\bar{p}p$ при близкой энергии, а следовательно, доля $p \rightarrow n$ перезарядки меньше.

Увеличение разности $\langle n_{p^+} \rangle - \langle n_{p^-} \rangle$ от -0,6 до $\sim 1,0$ с ростом множественности отражает повышение доли аннигиляционных процессов (из закона сохранения заряда следует, что $\langle n_{p^+} \rangle - \langle n_{p^-} \rangle = 1$ в $\bar{p}p$ -аннигиляции).

В третьем столбце табл. I приведены значения доли энергии в СЦИ Z_j^* , уносимые заряженными частицами в $\bar{p}p$ -взаимодействиях. Обзор данных по распределению энергии между частицами различных типов в адронных процессах приведен в [17], где отмечено, что суммарное

значение η_{ch} не зависит от типа реакции в широком диапазоне энергий. Полученная в настоящем эксперименте величина $\eta_{ch}(pp) = 0,56 \pm 0,01$, однако, существенно отличается от среднего значения $\eta_{ch} \approx 0,64$ для pp ; $\bar{p}p$; π^-p - и K^-p -взаимодействий [17].

3. СРЕДНЕЕ ЧИСЛО π^0 -МЕЗОНОВ В $\bar{p}p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 6,1 ГэВ/с

Информация о π^0 -мезонах извлекается, главным образом, из данных по образованию γ -квантов. Но поскольку в настоящем эксперименте не проводилось измерение γ -квантов, оценка некоторых средних характеристик π^0 -мезонов в аннигиляционных и всех неупругих $\bar{p}p$ -взаимодействиях проводилась на основании анализа информации о доле полной энергии, уносимой частицами различного сорта.

Среднее число π^0 -мезонов можно определить из равенства

$$\langle n_{\pi^0} \rangle = \frac{\eta_{\pi^0}^*}{\eta_1^*}, \quad (3)$$

где $\eta_{\pi^0}^*$ - доля энергии, уносимая всеми π^0 -мезонами, а $\eta_1^* = \frac{\langle \epsilon_{\pi^0}^* \rangle}{\sqrt{S}}$ ($\langle \epsilon_{\pi^0}^* \rangle$ - средняя энергия одного π^0 -мезона). Оценка средней энергии одного π^0 -мезона проводилась на основании данных по IC-фит событиям с образованием π^0 в конечном состоянии*. Изучение этих каналов показало, что отношение средних энергий нейтральных и заряженных π -мезонов $\langle \epsilon_{\pi^0}^* \rangle / \langle \epsilon_{\pi^\pm}^* \rangle$ монотонно растет с ростом множественности от 1,02 при $n=3$ до 1,11 при $n=9$. На этом основании для неизвестного отношения $\langle \epsilon_{\pi^0}^* \rangle / \langle \epsilon_{\pi^\pm}^* \rangle$ в I-лучевых событиях принималось значение $1,00 \pm 0,02$. Для оценки средней энергии одного π^0 -мезона во всех $\bar{p}p$ -взаимодействиях предполагалось, что такие же соотношения справедливы и для OS-каналов.

В случае аннигиляционных событий считалось, что вся "нейтральная" энергия приходится на долю π^0 -мезонов. Это позволило опреде-

* Аналогичный метод использовался в работе [18].

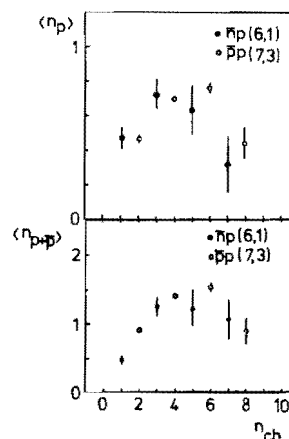


Рис.1. Зависимость среднего числа заряженных барионов от множественности.

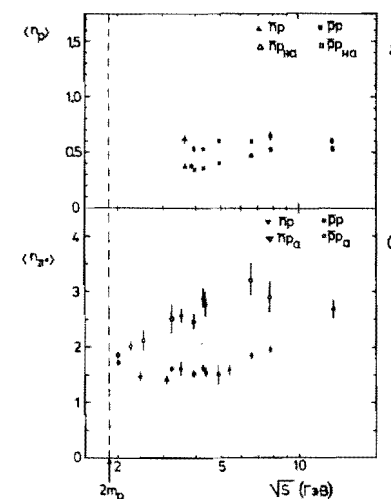


Рис.2. Энергетическая зависимость среднего числа протонов и π -мезонов в pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействиях.

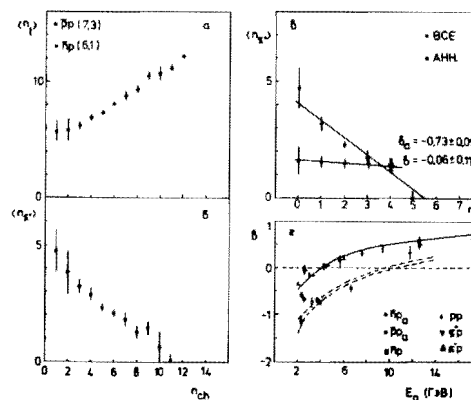


Рис.3. а - зависимость среднего полного числа частиц от множественности в pp - и $\bar{p}p$ -аннигиляции; б - зависимость среднего числа π -мезонов от множественности в pp - и $\bar{p}p$ -аннигиляции; в - корреляции между средним числом π -мезонов и числом K^0 -мезонов в неупругих $\bar{p}p$ -взаимодействиях и $\bar{p}p$ -аннигиляции при 6,1 ГэВ/с; г - энергетическая зависимость параметра корреляции β . Сплошная линия - предсказание модели критической жидкости [20], пунктирная - расчет по формуле (6) для pp -аннигиляции.

лить среднее число $\langle n_{\pi^0} \rangle$ в зависимости от множественности заряженных частиц в $\bar{p}p$ -аннигиляции при 6,1 ГэВ/с (см. табл.2).

В случае неаннигиляционных событий часть энергии уносится нейтронами, антинейтронами и Λ -гиперонами. Используя (2), можно оценить среднее число \bar{K}^0 -мезонов в ΛA -процессах (с точностью до вклада Λ -частиц). Однако при этом нельзя получить зависимость $\langle n_{\pi^0} \rangle$ от n_{ch} , поскольку соотношение (2) для отдельных топологий не выполняется. Поэтому мы поступали следующим образом.

Среднее число барионов в событиях с множественностью n равно

$$\langle n_B \rangle = 2 \left(\frac{\sigma_{MA}}{\sigma_{in}} \right)_n, \quad (4)$$

где сечения σ_n^{MA} и σ_n^{in} определены в [15]. Из табл.1 видно, что средние доли энергии, приходящиеся на один протон и один антипротон, в пределах ошибок равны между собой для всех множественностей. Поэтому можно предположить, что в среднем доля энергии, уносимая одним барионом, не зависит от его сорта и равна $\mathcal{Z}_1^*(B) \approx \frac{1}{2}(\mathcal{Z}_1^*(p) + \mathcal{Z}_1^*(\bar{p}))$, что позволяет получить зависимость $\langle n_{\pi^0} \rangle$ от n_{ch} и для всех неупругих $\bar{p}p$ -взаимодействий (табл.3).

На рис.2б приводится зависимость среднего числа \bar{K}^0 -мезонов от энергии для аннигиляционных и всех неупругих $\bar{p}p$ -и $\bar{p}p$ -взаимодействий. Сближение этих двух зависимостей при малых энергиях происходит из-за доминирующего вклада аннигиляции, а та же тенденция при $\sqrt{S} \gtrsim 8$ ГэВ объясняется уменьшением доли аннигиляции в полном неупругом сечении с ростом S .

Зависимости среднего полного числа частиц и среднего числа \bar{K}^0 -мезонов от n_{ch} в $\bar{p}p$ - и $\bar{p}p$ -аннигиляции при близких энергиях, приведенные на рис.3а,б, демонстрируют универсальное поведение. Корреляции между средним числом \bar{K}^0 -мезонов и числом отрицательных частиц исследовались в самых разных процессах. Было найдено, что они

Таблица 2. Коэффициенты неупругости и среднее число \bar{K}^0 -мезонов в $\bar{p}p$ -аннигиляции при 6,1 ГэВ/с

n	\bar{K}^+		\bar{K}^-		$\bar{K}^+ + \bar{K}^-$		\bar{K}^0		$\langle n_{\pi^0} \rangle$
	\mathcal{Z}_1	\mathcal{Z}_2	\mathcal{Z}_1	\mathcal{Z}_2	\mathcal{Z}_1	\mathcal{Z}_2	\mathcal{Z}_1	\mathcal{Z}_2	
1	.174 \pm .032	.174 \pm .032	.174 \pm .032	.174 \pm .032	.174 \pm .032	.174 \pm .032	.826 \pm .032	.174 \pm .032	4.7 \pm 0.9
3	.283 \pm .010	.142 \pm .005	.193 \pm .015	.193 \pm .015	.476 \pm .018	.159 \pm .006	.524 \pm .018	.162 \pm .010	3.2 \pm 0.3
5	.425 \pm .011	.142 \pm .004	.253 \pm .010	.127 \pm .005	.678 \pm .015	.136 \pm .003	.322 \pm .015	.142 \pm .007	2.27 \pm 0.14
7	.466 \pm .026	.117 \pm .007	.325 \pm .024	.108 \pm .008	.791 \pm .033	.113 \pm .005	.209 \pm .033	.119 \pm .008	1.76 \pm 0.32
9	.440 \pm .020	.088 \pm .004	.409 \pm .023	.102 \pm .006	.849 \pm .030	.094 \pm .003	.151 \pm .030	.105 \pm .010	1.44 \pm 0.31
Σ	.375 \pm .004		.235 \pm .005		.610 \pm .006	.136 \pm .002	.390 \pm .006	.152 \pm .006	2.56 \pm 0.11

Таблица 3. Коэффициенты неупругости и среднее число Λ^0 -мезонов во всех неупругих \bar{p} -взаимодействиях при 6,1 ГэВ/с

n	$\langle n_p \rangle$	$\chi_1 (s)$	χ_2	χ_{π^+}	χ_{π^0}	$\chi_1 (s)$	$\langle n_{\pi^0} \rangle$
1	$1,75 \pm 0,20$	$0,392 \pm 0,022$	$0,686 \pm 0,087$	$0,084 \pm 0,004$	$0,230 \pm 0,087$	$0,143 \pm 0,007$	$1,61 \pm 0,61$
3	$1,37 \pm 0,10$	$0,368 \pm 0,012$	$0,504 \pm 0,039$	$0,286 \pm 0,006$	$0,210 \pm 0,039$	$0,134 \pm 0,003$	$1,57 \pm 0,29$
5	$0,68 \pm 0,08$	$0,317 \pm 0,021$	$0,216 \pm 0,026$	$0,590 \pm 0,017$	$0,195 \pm 0,031$	$0,130 \pm 0,006$	$1,50 \pm 0,24$
7	$0,18 \pm 0,06$	$0,297 \pm 0,074$	$0,053 \pm 0,017$	$0,774 \pm 0,022$	$0,173 \pm 0,027$	$0,117 \pm 0,006$	$1,48 \pm 0,23$
9				$0,849 \pm 0,030$	$0,151 \pm 0,030$	$0,105 \pm 0,009$	$1,44 \pm 0,30$
Σ	$1,19 \pm 0,08$	$0,361 \pm 0,008$	$0,430 \pm 0,029$	$0,354 \pm 0,004$	$0,216 \pm 0,030$	$0,138 \pm 0,006$	$1,56 \pm 0,22$

описываются выражением

$$\langle n_{\pi^0} \rangle = a + b n_{-}, \quad (5)$$

в котором коэффициент b зависит лишь от энергии взаимодействия, но не от сорта сталкивающихся адронов [19]. На рис.3в приведены зависимости $\langle n_{\pi^0} \rangle$ от n_{-} для всех неупругих и аннигиляционных \bar{p} -взаимодействий, аппроксимированные выражением (5). Коэффициенты b получились равными $b_{in} = -0,06 \pm 0,11$ и $b_a = -0,73 \pm 0,09$.

В ряде работ отмечается, что энергетическая зависимость коэффициента b хорошо описывается моделью критической жидкости Томаса [20]. При этом делается вывод [19], что отрицательные значения b при малых энергиях свидетельствуют о преобладающей роли кинематических корреляций, а при высоких энергиях, где $b > 0$, преобладающими становятся динамические корреляции. На рис.3г приведена зависимость коэффициента b от энерговыделения E_a (\sqrt{s} для аннигиляции и $\sqrt{s} - m_a - m_e$ для неаннигиляции) в различных адрон-адронных соударениях. Сплошная кривая соответствует предсказанию модели [20]. Видно, что аннигиляционные данные явно не укладываются в приведенную выше схему; коэффициент b для них лежит существенно ниже, чем для всех других процессов. Такое поведение может быть, например, следствием малой относительной дисперсии $d = D/\langle n \rangle$ распределения по множественности в аннигиляции [21]. Действительно, при простых предположениях об испускании мезонов различного заряда в $\bar{p}p_a$ коэффициент b в параметризации (5) выражается следующим образом [22]:

$$b = \left(f_2^- + \frac{1}{2} \langle n_{-} \rangle \right) / \left(f_2^- + \langle n_{-} \rangle \right),$$

или для $\bar{N}N$ -аннигиляции с суммарным начальным зарядом Q_0 :

$$b = 1 + \frac{Q_0}{D^2} - \frac{1}{\langle n_{ch} \rangle d^2}, \quad (6)$$

откуда видно, что чем уже распределение по множественности, тем

меньше величина θ . С ростом энергии $\langle n_{ch} \rangle$ растет, а d остается приблизительно постоянным (КНО-скейлинг) и, следовательно, $\theta \rightarrow I$. Зависимость (6) приведена на рис.3г пунктиром (две линии представляют коридор ошибок) и хорошо описывает изменение характера корреляций в $\bar{p}p$ -аннигиляции с ростом энергии. Заметим, что интерпретация отрицательных значений θ для $\bar{p}p_a$ как кинематических корреляций между числом π^0 - и π^\pm -мезонов представляется сомнительной, поскольку ограничение фазового объема должно сказываться в аннигиляционных процессах при меньших энергиях, чем в неаннигиляционных, а рис.3г показывает обратное.

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ПОПЕРЕЧНОМУ ИМПУЛЬСУ

Средние характеристики распределений заряженных частиц по поперечному импульсу в неупругих $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 6,1 ГэВ/с приведены в табл.1. Сравнение с $\bar{p}p$ -данными при различных энергиях [10, 16, 23] показывает, что $\langle p_t \rangle$ для π^\pm -мезонов практически не изменяется, оставаясь на уровне $0,31 \pm 0,01$ ГэВ/с, в то время как для протонов (антипротонов) наблюдается рост от $\langle p_t \rangle_{p(\bar{p})} = 0,37 \pm 0,01$ ГэВ/с при нашей энергии до $\langle p_t \rangle_{p(\bar{p})} = 0,46 \pm 0,01$ ГэВ/с при 32 ГэВ.

На рис.4 изображены $d\sigma/dp_t^2$ -распределения π^\pm -мезонов (а), протонов и антипротонов (б). Эти распределения были параметризованы в интервале $p_t^2 \leq I$ (ГэВ/с)² выражениями

$$\frac{1}{\theta} \frac{d\sigma}{dp_t^2} = \frac{1}{I} e^{-\theta p_t^2}, \quad (7)$$

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dp_t^2} = \frac{\alpha}{I_1} e^{-\theta_1 p_t^2} + \frac{1-\alpha}{I_2} e^{-\theta_2 p_t^2}, \quad (8)$$

$$\frac{d\sigma}{dp_t^2} = A \exp \left\{ -\frac{\sqrt{m^2 + p_t^2}}{T} \right\}, \quad (9)$$

где I, I_1, I_2 - нормировочные интегралы; $\theta, \theta_1, \theta_2, \alpha, m, T, A$ - свободные параметры. Выражение (9) появляется в термодинамических

моделях типа [24]. Результаты аппроксимации p_t^2 -распределений аннигиляционных, неаннигиляционных и всех π^\pm -мезонов, а также протонов и антипротонов приведены в табл.4. Видно, что формулы (8) и (9) дают приблизительно одинаковое описание π^\pm -спектров, а для $p(\bar{p}) d\sigma/dp_t^2$ достаточно хорошо описывается и выражением (7).

Наличие двух наклонов в распределениях π^\pm -мезонов по p_t^2 наблюдается во всех типах адрон-адронных взаимодействий при различных энергиях. В работе [25] этот факт связывается с существованием двух механизмов образования пионов: рождение за счет распада резонансов, которое описывается экспонентой с большим показателем, и прямого рождения с универсальным параметром наклона $\sim 3,5$ (ГэВ/с)⁻². Однако в некоторых других работах (см., например, [16]) было показано, что вклад известных резонансов недостаточно для описания двух наклонов в $d\sigma/dp_t^2$ -спектрах пионов. По-видимому, более реалистичным является объяснение формы p_t^2 -распределений как следствия термодинамического характера спектров π^\pm -мезонов [24].

Как и в $\bar{p}p$ -данных, параметры наклона для аннигиляционных π^\pm -мезонов оказались несколько меньше, чем для неаннигиляционных, а среднее значение поперечного импульса соответственно больше: $\langle p_t \rangle_{\pi^\pm}^A = 0,322 \pm 0,003$ ГэВ/с, $\langle p_t \rangle_{\pi^\pm}^{\sim A} = 0,291 \pm 0,004$ ГэВ/с.

На рис.5 изображена зависимость от X средних поперечных импульсов пионов, протонов и антипротонов. В распределениях для пионов отчетливо виден эффект "чайки" (как для A , так и для $\sim A$ π^\pm -мезонов); при этом поведение в $\bar{p}p$ -взаимодействиях полностью согласуется с $\bar{p}p$ при 8,8 ГэВ/с [10]. В противоположность π^\pm -мезонам $\langle p_t \rangle$ протонов (антипротонов) имеет минимальное значение при $x \rightarrow -1 (+1)$. Как известно, такая зависимость $\langle p_t \rangle$ от X для пионов может объясняться различными причинами [26-27], например струйным характером взаимодействий (при высоких энергиях) или результатом распада резонансов.

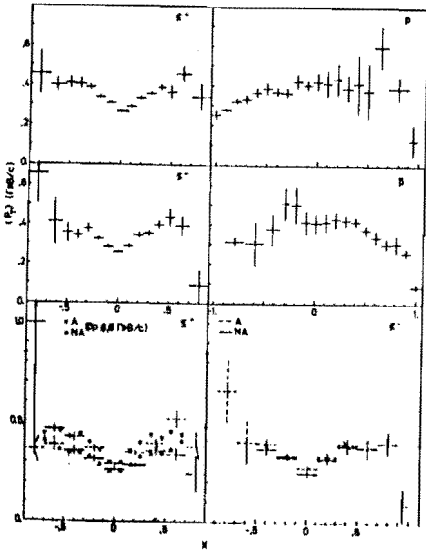


Рис.5. Зависимость среднего поперечного импульса K^{\pm} -мезонов, протонов и антипротонов от фейнмановской переменной x в $\bar{N}p$ -взаимодействиях при 6,1 ГэВ/с.

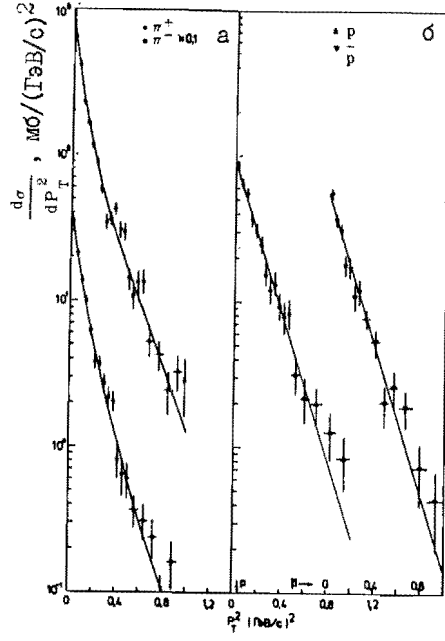


Рис.4. p_T^2 -распределения для K^{\pm} -мезонов, протонов и антипротонов. Кривые - фит соответственно выражениями (8) - а и (7) - б.

Таблица 4. Результаты аппроксимации $d\sigma/dp_T^2$ -спектров заряженных частиц в $\bar{N}p$ -взаимодействиях при 6,1 ГэВ/с в области $p_T^2 \leq 1,0$ (ГэВ/с)²

Процесс	Формула	$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dp_T^2} = \frac{1}{I} e^{-\frac{6p_T^2}{I}}$		$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dp_T^2} = \alpha \frac{e^{-\frac{6p_T^2}{I}}}{I} + (1-\alpha) \frac{e^{-\frac{6p_T^2}{I_2}}}{I_2}$		$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = A'_{exp} \left\{ -\frac{(m^2 + p_T^2)}{T} \right\}$				
		$\frac{6}{\sigma} (\text{nb/c})^{-2}$	χ^2/ndf	$\frac{6_1}{\sigma_1} (\text{nb/c})^{-2}$	$\frac{6_2}{\sigma_2} (\text{nb/c})^{-2}$	α	χ^2/ndf	m (МэВ)	T (МэВ)	χ^2/ndf
Неупругие	p	6,0±0,2	0,9	6,7±0,8	0,8±2,7	0,93±0,12	0,7	653±244	101±24	0,7
	\bar{p}	6,0±0,3	1,1	13 ± 7	4,6±0,6	0,32±0,25	0,8	405±167	130±24	0,8
	K^+	8,68±0,17	8,1	16,4±1,5	5,0±0,3	0,51±0,06	2,3	218±33	127±5	2,5
	K^-	8,96±0,23	2,4	16,8±3,4	6,4±0,7	0,41±0,13	1,0	362±64	100±8	1,1
Анн.	K^+	7,85±0,20	5,1	15,0±1,9	4,6±0,4	0,50±0,08	1,8	241±47	132±7	2,2
	K^-	8,84±0,26	1,8	15,6±3,6	6,2±0,8	0,45±0,17	0,8	362±74	102±9	0,8
Неанн.	K^+	10,2±0,3	2,9	18,5±2,4	5,7±0,6	0,54±0,09	0,7	192±49	118±7	0,8
	K^-	10,0±0,4	1,1	11 ± 1	2,4±3,1	0,94±0,06	1,0	511±202	76±18	1,0

5. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
ПО ПРОДОЛЬНОМ ПЕРЕМЕННОМ

Инвариантные x -распределения

$$f(x) = \frac{1}{\pi \cdot p_{\max}^*} \int E^* \frac{d^2\sigma}{dx \cdot dp_t^2} dp_t^2$$

для протонов и антипротонов из неупругих $\bar{p}p$ -взаимодействий в сравнении с $f_p(x)$ из $\bar{p}p$ -данных при 7,3 ГэВ/с [9] приведены на рис.6. Эти распределения имеют отчетливый фрагментационный характер, однако дифракционный пик в них выражен слабее, чем при более высоких энергиях [16, 23, 28].

На рис.7 изображены инвариантные x -распределения π -мезонов для всех неупругих (а) и аннигиляционных (б) $\bar{p}p$ -взаимодействий. Эти распределения аппроксимировались в области фрагментации протона $-0,8 < x < -0,3$ известным выражением

$$f(x) = A (1 - |x|)^n, \quad (10)$$

возникающим в кварк-партоновых моделях. Результаты аппроксимации приведены в табл.5. Разница $\Delta n = n_{\pi^+} - n_{\pi^-}$ зависит от вклада процессов с аннигиляцией различного числа m пар конstituентов [21]: $\Delta n = m/2$, и для высоких энергий должна стремиться к 0,5 (при этом в ДПМ аннигилирует только "струнный узел" [7]), а для малых энергий $\Delta n \approx 1+1,5$, что согласуется с нашими результатами:

$$\Delta n_{\pi^+} = 1,9 \pm 0,7; \quad \Delta n_{\pi^-} = 1,1 \pm 1,1.$$

При этом сами значения $n_{\pi^{\pm}}$ получились несколько выше ожидаемых из кварк-партоновых моделей: $n \approx 3$ для фрагментации $u(\bar{d}) \rightarrow \pi^+$ и $n \approx 4$ для фрагментации $d(\bar{u}) \rightarrow \pi^-$ [21, 29], что скорее всего связано с ограничением фазового объема при низких энергиях.

На рис.8 изображены инвариантные структурные функции $f(y^*) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{d\sigma}{dy^*}$ заряженных частиц. Из G -инвариантности $\bar{p}p$ -взаимодействий следует, что для инклюзивных спектров $\langle y^* \rangle_{\pi} = 0$, в то время

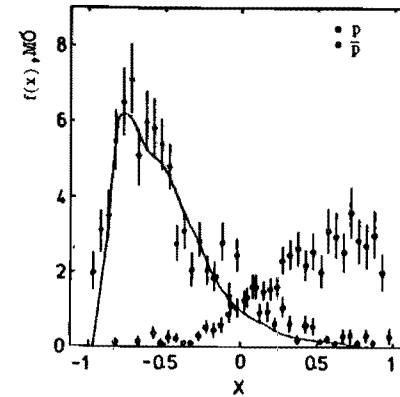


Рис.6. x -распределение протонов и антипротонов в неупругих $\bar{p}p$ -взаимодействиях. Кривая — протоны из $\bar{p}p$ -взаимодействий при 7,3 ГэВ/с [9].

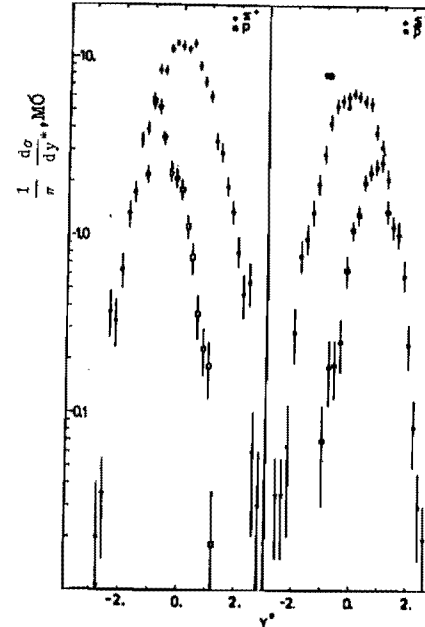


Рис.8. Инвариантные дифференциальные сечения заряженных частиц в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 6,1 ГэВ/с.

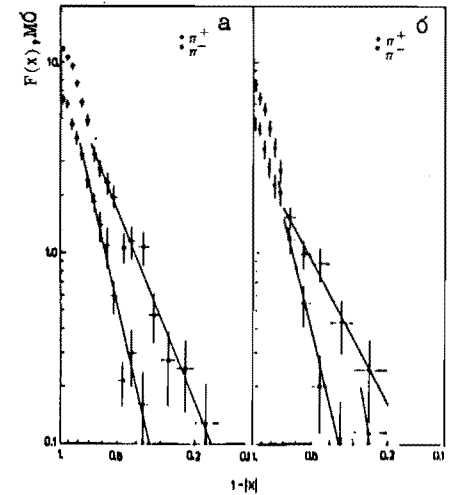


Рис.7. Инвариантные структурные функции π -мезонов в неупругих (а) и аннигиляционных (б) $\bar{p}p$ -взаимодействиях. Прямые линии — фит выражением (10).

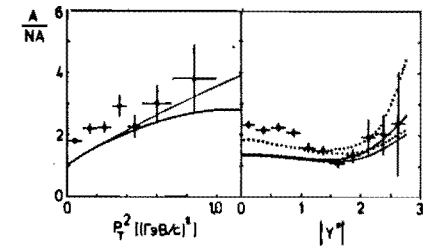


Рис.9. Отношение дифференциальных сечений заряженных π -мезонов в аннигиляционных и неаннигиляционных $\bar{p}p$ -взаимодействиях в зависимости от квадрата поперечного импульса и быстроты. Сплошные и точечные кривые демонстрируют ход экспериментальных данных в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 8,8 и 7,3 ГэВ/с соответственно.

Табл.5. Показатель степени спада n структурных функций $f(x) = A(1-|x|)^n$ $\bar{n}p$ -мезонов в $\bar{n}p$ -взаимодействиях в области $-0,8 < x < -0,3$

$\bar{n}p$	$\bar{\pi}^+$		$\bar{\pi}^-$	
	n	χ^2/NDF	n	χ^2/NDF
Неупругие	$2,48 \pm 0,18$	6,6/10	$4,36 \pm 0,41$	9,3/7
Аннигиляция	$1,9 \pm 0,3$	0,95/4	$4,0 \pm 0,7$	1,6/4
Неаннигиляция	$3,8 \pm 0,6$	6,4/4	$5,1 \pm 0,9$	3,8/3

как для полуинклюзивных спектров π -мезонов это, вообще говоря, необязательно. В табл.6 приведены средние значения и ширины полуинклюзивных y^* -распределений π^\pm -мезонов, протонов и антипротонов в неупругих $\bar{n}p$ -взаимодействиях при 6,1 ГэВ/с. Видно, что в пределах ошибок и полуинклюзивные структурные функции π -мезонов симметричны в СЦИ, а ширина этих распределений уменьшается с ростом множественности. Последнее может быть связано с ограничением фазового объема. y^* -распределения для $p(\bar{p})$ с ростом n_{ch} становятся более "центральными"; по-видимому, это обусловлено преимущественным вкладом дифракционных процессов в события с $n_{ch} = 1$ и 3.

Рис.9 демонстрирует отношение дифференциальных сечений π -мезонов обоих знаков в аннигиляционных и неаннигиляционных $\bar{n}p$ -процессах при 6,1 ГэВ/с в зависимости от p_t^2 и $|y^*|$. Кривыми на этом рисунке показаны такие же отношения для $\bar{p}p$ -данных при 7,3 и 8,8 ГэВ/с [9-10]. Видно, что и в $\bar{n}p$ - и в $\bar{p}p$ -взаимодействиях вклад аннигиляции в полное инклюзивное сечение рождения π -мезонов растет с ростом p_t^2 . При этом количественное различие связано с большей долей аннигиляции в $\bar{n}p$ при 6,1 ГэВ/с ($\sim 40\%$ [15]), чем в $\bar{p}p$ при 8,8 ГэВ/с ($\sim 32\%$ [10]). В зависимости отношения σ_V^+/σ_V^- от $|y^*|$ мож-

Таблица 6. Характеристики y^* -распределений заряженных частиц в неупругих $\bar{n}p$ -взаимодействиях при 6,1 ГэВ/с

n	p		\bar{p}		π^+		π^-	
	$\langle y^* \rangle$	\sqrt{D}	$\langle y^* \rangle$	\sqrt{D}	$\langle y^* \rangle$	\sqrt{D}	$\langle y^* \rangle$	\sqrt{D}
1	$-0,78 \pm 0,03$	$0,40 \pm 0,02$	-	-	$0,02 \pm 0,05$	$0,92 \pm 0,05$	-	-
3	$-0,60 \pm 0,02$	$0,46 \pm 0,02$	$0,62 \pm 0,03$	$0,47 \pm 0,03$	$0,00 \pm 0,02$	$0,89 \pm 0,02$	$0,00 \pm 0,03$	$0,86 \pm 0,03$
5	$-0,18 \pm 0,03$	$0,44 \pm 0,03$	$0,37 \pm 0,03$	$0,39 \pm 0,03$	$-0,01 \pm 0,02$	$0,81 \pm 0,02$	$0,00 \pm 0,03$	$0,79 \pm 0,03$
7	$0,10 \pm 0,10$	$0,47 \pm 0,09$	$0,26 \pm 0,06$	$0,29 \pm 0,06$	$-0,01 \pm 0,03$	$0,75 \pm 0,03$	$-0,02 \pm 0,03$	$0,72 \pm 0,04$
9	-	-	-	-	$0,07 \pm 0,08$	$0,61 \pm 0,09$	$0,00 \pm 0,09$	$0,66 \pm 0,09$
Σ	$-0,58 \pm 0,02$	$0,48 \pm 0,02$	$0,56 \pm 0,02$	$0,46 \pm 0,02$	$0,00 \pm 0,01$	$0,84 \pm 0,02$	$-0,01 \pm 0,02$	$0,79 \pm 0,03$

но выделить три различные области: центральная ($|y^*| < 1$), фрагментационная ($|y^*| > 1,8$) и промежуточная ($|y^*| \approx 1,5$). Во фрагментационной области все экспериментальные данные согласуются между собой. С уменьшением начального импульса наблюдается заметный рост отношения $\sigma_{\pi^+}^A / \sigma_{\pi^+}^{NA}$ в центральной области и появляется провал в промежуточной области. Такое поведение можно объяснить влиянием резонансов на π^\pm -спектры в аннигиляционных и неаннигиляционных процессах. Действительно, обильное образование мезонных резонансов (ρ, ω, f) в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 6,1 ГэВ/с [30] происходит практически полностью в аннигиляции (эффективный порог образования ρ^0 -мезонов в $\bar{p}p_{NA} \sim 6$ ГэВ/с [1]), а продукты их распада попадают именно в область малых $|y^*|$. В то же время π^- -мезоны от распада Δ^- -изобар (образующихся, естественно, в NA -процессах) имеют несколько большие значения $|y^*|$, т.е. попадают в промежуточную область. Два этих факта качественно объясняют поведение $\sigma_{\pi^+}^A / \sigma_{\pi^+}^{NA}$ в $\bar{p}p$ -данных при 6,1 ГэВ/с. С ростом энергии уменьшается доля мезонных резонансов, образующихся в аннигиляции (так, при 8,8 ГэВ/с $\sigma_{\rho^0}^A / \sigma_{\rho^0}^{in} \approx 0,7$ [10]), что приводит к наблюдаемому уменьшению отношения $\sigma_{\pi^+}^A / \sigma_{\pi^+}^{NA}$ в центре. Поведение же во фрагментационной области связано,

Табл.7. Сравнительные характеристики π^\pm -мезонов для аннигиляционных и неаннигиляционных процессов

		$\langle n \rangle$	η	$\langle p_T \rangle$ (ГэВ/с)	$\sqrt{D_{y^*}}$	n
π^+	A	$2,74 \pm 0,08$	$0,362 \pm 0,004$	$0,330 \pm 0,004$	$0,81 \pm 0,03$	$1,9 \pm 0,3$
	NA	$1,19 \pm 0,04$	$0,150 \pm 0,005$	$0,291 \pm 0,005$	$0,89 \pm 0,03$	$3,8 \pm 0,6$
π^-	A	$1,74 \pm 0,05$	$0,211 \pm 0,004$	$0,306 \pm 0,005$	$0,77 \pm 0,03$	$4,0 \pm 0,7$
	NA	$0,46 \pm 0,02$	$0,056 \pm 0,002$	$0,292 \pm 0,007$	$0,83 \pm 0,04$	$5,1 \pm 0,9$

главным образом, с пряморожденными π^- -мезонами и отражает тот факт, что аннигиляционные пионы более жесткие, чем неаннигиляционные (y^* -распределение для них шире [1]).

В заключение в табл.7 сведены вместе некоторые сравнительные характеристики π^\pm -мезонов для аннигиляционных и неаннигиляционных $\bar{p}p$ -процессов при 6,1 ГэВ/с.

6. ВЫВОДЫ

В настоящей работе получены следующие основные результаты:

1. Среднее число протонов на одно неаннигиляционное $\bar{p}p$ -взаимодействие $\langle n_p \rangle = 0,62 \pm 0,05$, что в $\sim 1,2$ раза больше, чем в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при близких энергиях. Следовательно, доля $p \rightarrow n$ перезарядки меньше.

2. На основании анализа средней доли энергии, уносимой частицами различного сорта, получены оценки среднего числа π^0 -мезонов во всех неупругих и аннигиляционных $\bar{p}p$ -взаимодействиях:

$$\langle n_{\pi^0} \rangle_{in} = 1,56 \pm 0,22 ; \quad \langle n_{\pi^0} \rangle_A = 2,56 \pm 0,11.$$

3. Исследованы корреляции между средним числом π^0 -мезонов и числом заряженных частиц. Показано, что они описываются линейной зависимостью $\langle n_{\pi^0} \rangle = \alpha + \beta n_{\pm}$ с коэффициентами $\beta_{in} = -0,06 \pm 0,11$ и $\beta_A = -0,73 \pm 0,09$.

4. Получены и исследованы одночастичные инвариантные спектры π^\pm -мезонов, протонов и антипротонов в неупругих $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 6,1 ГэВ/с. Показано, что

а) x -распределения π^- -мезонов во фрагментационной области описываются выражением $f(x) \sim (1-x)^n$, причем разница $\Delta n_{\pi^\pm} = n_{NA} - n_A = 1,5 \pm 0,6$, что согласуется с кварк-партоновой картиной аннигиляции при малых энергиях;

б) в согласии с $\bar{p}p$ -данными при близких импульсах доля аннигиляции растет с ростом p_T^2 ;

в) в отношении $\sigma_{\pi^+}/\sigma_{\pi^0}$ наблюдается минимум при $|y^*|=1,5$, который качественно объясняется вкладом мезонных и барионных резонансов в аннигиляционные и неаннигиляционные каналы соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rushbrooke J.B., Webber B.R. Phys.Rep., 1978, 44C, 1.
2. Kittel W. Rapporteur's review at the 10 Int.Symp. on Multipart. Dynamics, Goa, 1979.
3. Das K.P., Hwa R.C. Phys.Lett., 1977, 68B, 459.
4. Andersson B., Gustafson G., Peterson C. Phys.Lett., 1977, 69B, 221; Ibid., 1977, 71B, 337.
5. Capella A., Sukhatme U., J. Tran Thang Van. Z.Phys., 1980, C3, 329.
6. Sukhatme U.P. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, 5.
7. Kaidalov A.B., Ter-Martirosjan K.A. Preprint ITEP-161, М., 1983; Кайдалов А.Б. Элементарные частицы. 10 школа физики ИТЭФ, М., 1983, в.2, с.3; Волковицкий П.Э. ЯФ, 1986, 44, 729.
8. Батунин А.В., Лиходед А.К., Толстенков А.Н. ЯФ, 1985, 42, 424; Батунин А.В., Толстенков А.Н. ЯФ, 1985, 42, 970.
9. Patel G.D. et al. Z.Phys., 1982, C12, 189.
10. Booth C.N. et al. Phys.Rev., 1983, D27, 2018.
11. Alpgard K. et al. Phys.Lett., 1981, 107B, 310; Alner G.J. et al. Preprint CERN-EP/84-04, 1984.
12. Rafelski J. CERN Preprint, TH-2969, 1980; TH-3745, 1983; Phys.Lett., 1980, 91B, 281; Андреев В.Ф. и др. Препринт ФИАН, 1985, Москва, № 237.
13. Граменицкий И.М. и др. ОИЯИ, I-84-788, Дубна, 1984.
14. Батюня Б.В. и др. ЯФ, 1985, 42, 903.
15. Батюня Б.В. и др. ОИЯИ, PI-86-839, Дубна, 1986.
16. Baturyna B.V. et al. Nucl.Phys., 1980, B174, 45.
17. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Физика адронных процессов. М.: Энергоатомиздат, 1986.
18. Chen C.K. et al. Phys.Rev., 1978, D17, 42.
19. Будагов Ю.А., Джелепов В.П., Флягин В.Б. ЭЧАЯ, 1980, II, 687.
20. Thomas G.H. Phys.Rev., 1974, D9, 3113.
21. Ледницки Р. ЭЧАЯ, 1984, I5, 617.

22. Grassberger P., Miettinen H.I. CERN TH-1870; TH-1896, 1974.
23. Vlasov E.V. et al. Z.Phys., 1982, C13, 95.
24. Hagedorn R. Nuovo Cimento Suppl., 1965, 3, 147; NP, 1970, B24, 93.
25. Malhotra P.K. CERN/EP/PHYS, 76-47, 1976.
26. Satz H., Zarmi Y. Lett.Nuovo Cim., 1976, 15, 421.
27. Laffaille et al. Saclay Preprint DPhPE, 80-16, 1980.
28. Ward C.P. et al. Nucl.Phys., 1979, B153, 299.
29. Толстенков А.Н. Препринт ИФВЭ, 76-105, Серпухов, 1976; Ochs W. Nucl.Phys., 1977, B118, 397.
30. Baturyna B.V. et al. Int.Eur.Conf. on HEP, Brighton, 1983, Paper N 0296.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 января 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
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.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программирования и математических методов решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р. 50 к.

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

Батиня Б.В. и др.

P1-87-22

Основные черты множественного образования частиц в неупругих $\bar{p}p$ -взаимодействиях при импульсе 6,1 ГэВ/с

На общей статистике 11000 $\bar{p}p$ -взаимодействий, полученных при облучении жидководородной пузырьковой камеры "Людмила" сепарированным пучком антидейтронов с импульсом 12,2 ГэВ/с, исследованы неупругие $\bar{p}p$ -взаимодействия при 6,1 ГэВ/с. Характеристики $\bar{p}p$ -взаимодействий определены при анализе реакции $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}_s + X$. Приведены одночастичные инклюзивные спектры π^+ -мезонов, протонов и антипротонов. Исследованы корреляции между множественностями π^0 -мезонов и заряженных частиц. На основании свойства G-инвариантности $\bar{p}p$ -взаимодействий выделены события аннигиляционного канала и получены их основные характеристики. Проводится сравнение π^- , γ^* - и p_T^0 -спектров π -мезонов для аннигиляционных и неаннигиляционных $\bar{p}p$ -событий. Полученные результаты сравниваются с $\bar{p}p$ -данными при близких энергиях.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Batyunya B.V. et al.

P1-87-22

General Features of Multiparticle Production in Inelastic $\bar{p}p$ -Interactions at 6.1 GeV/c

Inelastic $\bar{p}p$ interactions at 6.1 GeV/c have been investigated on the basis of ~11000 $\bar{p}p$ events coming from the from the 2m NBC "Ludmila" exposed by RF-separated antideuteron beam with 12.2 GeV/c momentum. The characteristics of the $\bar{p}p$ -interactions have been obtained by studying the $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}_s + X$ reaction. One-particle inclusive spectra of π^+ , p and \bar{p} are presented. Correlations between average π^0 -numbers and charged multiplicities were also studied. Using G-invariance of $\bar{p}p$ reaction the annihilation events have been extracted, and their general characteristics have been determined. Comparison of π -mesons π^- , γ^* - and p_T^0 -spectra for annihilation and non-annihilation events is made. The results obtained are also compared with $\bar{p}p$ -data at close energies.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987