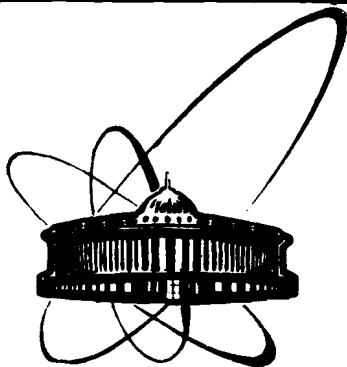


89-556



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

0789

P1-89-556

Б.В.Батюня, И.М.Граменицкий,
Г.О.Кураташвили¹, Р.Ледницки,
В.И.Рудь², Т.П.Топурия¹

ОСОБЕННОСТИ НЕАННИГИЛЯЦИОННЫХ
 $\bar{p}p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 22,4 ГэВ/с

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹Институт физики высоких энергий
Тбилисского государственного университета

²Научно-исследовательский институт ядерной
физики Московского государственного университета

ВВЕДЕНИЕ

При исследовании $\bar{p}p$ -взаимодействий при низких и промежуточных энергиях наибольшее внимание обычно уделяется процессу антипротон-протонной аннигиляции, приводящему к отсутствию барионного заряда у частиц в конечном состоянии. Этот процесс в настоящее время относительно подробно исследован как экспериментально^{/1/}, так и теоретически^{/1a,2,3/}, хотя целый ряд вопросов, связанных с пониманием механизма $\bar{N}N$ -аннигиляции, остается дискуссионным. В отличие от аннигиляционного процесса, неаннигиляционные $\bar{p}p$ -взаимодействия сохраняют барионы в конечном состоянии, и в этом отношении подобны, например, pp -взаимодействиям. Однако в рамках современных кварковых моделей, например, в дуальной партонной модели /ДМП/^{/2,4/}, механизм аннигиляции медленных валентных кварков и антикварков в $\bar{p}p$ -взаимодействиях /приводящий в ДПМ к планарным диаграммам/ должен определенным образом влиять на характеристики как аннигиляционного, так и неаннигиляционного процессов. Качественный характер такого влияния будет рассмотрен в разделе 3.

Нужно отметить, что большинство неаннигиляционных каналов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях по своим кинематическим свойствам идентичны соответствующим каналам pp -взаимодействий /с такими же, как в $\bar{p}p$ -соударениях, массами частиц/*. Поэтому различие характеристик частиц, образующихся в соответствующих каналах в $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях, обусловлено только динамическими эффектами. Отметим также, что ряд таких различий, например, для π^\pm -мезонов, представляется очевидным из-за разных зарядов взаимодействующих нуклонов. В $\bar{p}p$ -взаимодействиях вследствие CP-симметрии количество π^+ - и π^- -мезонов одинаково. Наблюдается также асимметрия /противоположного характера/ их распределений по продольным переменным в с.ц.м. из-за различных зарядов сталкивающихся частиц. В pp -взаимодействиях эти распределения как π^+ -, так и π^- -мезонов, симметричны, а число π^+ пре-

* К таким каналам не относится, например, процесс $\bar{p} + p \rightarrow Y + \bar{Y}$ мезоны /Y, \bar{Y} - гипероны, антигипероны/, который в данной работе не рассматривается.

вышает число π^- , что связано с первоначальным суммарным зарядом реакции. Сравнение неаннигиляционных $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий при 8,8 ГэВ/с показало^{5/}, что в области $x \geq -0,5$ / x - переменная Фейнмана/ дифференциальные сечения $d\sigma/dx$ π^+ -мезонов несколько выше в pp -взаимодействиях, а для π^- -мезонов в этой области x превышение сечения такого же порядка наблюдается в $\bar{p}p$ -взаимодействиях, что приводит к совпадению их суммарных x -распределений. Подобное поведение x -распределений можно объяснить попаданием фрагментационных пионов в полусферы, противоположные полусферам соответствующих первичных протонов /антипротонов/. Очевидно, что этот эффект должен ослабевать с ростом энергии реакции.

В настоящей работе сравниваются x - и p_T^2 -распределения π^\pm -мезонов и протонов, образующихся в неаннигиляционных $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с и pp -взаимодействиях при 24 ГэВ/с, т.е. при близкой энергии. Для интерпретации полученных результатов используются теоретические предсказания фрагментационной кварковой модели Лундского университета /LUND-модели/ и дуальной партонной модели /ДПМ/. Частично результаты данного анализа были опубликованы в работе /6/.

В разделе 2 описана методика эксперимента. Экспериментальные данные и результаты их сравнения с теоретическими моделями приведены в разделе 3. Основные выводы работы сформулированы в Заключение.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для проведения анализа использовались результаты обработки фотографий, полученных при облучении сепарированными пучками антипротонов при 22,4 ГэВ/с и протонов при 24 ГэВ/с, соответственно, 2-м водородной камеры "Людмила" на ускорителе в Серпухове и 2-м водородной камеры в ЦЕРНе. Общее число проанализированных событий составило: ~80 К $\bar{p}p$ -взаимодействий и ~250 К pp -взаимодействий. Методические особенности, связанные с обработкой фотографий, обсуждаются в работах /7,8/.

Сравнение экспериментальных данных проводилось для неупругих взаимодействий разных множественностей (n) заряженных частиц. Упругие взаимодействия выделялись с помощью критериев, описанных в работах /6,9/.

Достоверное сравнение характеристик протонов и π^\pm -мезонов в камерных экспериментах возможно только в определенных областях фазового пространства, поскольку эти частицы достаточно надежно идентифицируются по плотности ионизации лишь при ограниченных значениях их импульсов. В данной работе рассмат-

ривались частицы с импульсами $p \leq 1,2$ ГэВ/с /в л.с.к./, для которых плотности треков протонов и π^\pm -мезонов отличаются более чем в $1,7 \div 2$ раза, что обеспечивает их надежную визуальную идентификацию на фотографиях, полученных на обеих пузырьковых камерах. Таким образом, сравнивались $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействия с идентифицированными протонами. Кроме того, в анализ включались π^\pm -мезоны, также идентифицированные по плотности ионизации. Подчеркнем, что методика отбора событий и частиц позволяет сравнить $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействия в близких кинематических условиях*. К некоторой систематической разнице спектров частиц могут приводить характерные для пузырьковых камер потери медленных частиц, вылетающих перпендикулярно плоскости фотографирования /с очень короткими треками на фотографиях/. Эти потери, проявляющиеся, например, в виде провалов в азимутальных распределениях частиц, зависят от конструкции системы фотографирования установки и измерительных приборов. Дальнейший анализ показал, что в рассматриваемых экспериментах подобные потери составляют $3 \div 5\%$ и практически не влияют на полученные в данной работе результаты.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В табл.1 приведена статистика для неупругих взаимодействий с разными множественностями n заряженных частиц, в том числе для событий с медленными протонами, и соответствующие сечения этих событий. Для определения сечений количество событий каждой топологии нормировалось на известные топологические сечения /8,10/. Отметим, что приведенные сечения $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий с одинаковыми n близки, а для $n > 2$ совпадают в пределах ошибок.

На рис.1 показаны зависимости $d\sigma/dx$ от x идентифицированных протонов для взаимодействий разных топологий. Видно отличие распределений, полученных для $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий, имеющее одинаковый характер при всех n . При больших значениях $|x|$ несколько больше дифференциальные сечения в $\bar{p}p$ -взаимодействиях, с уменьшением $|x|$ ситуация становится обратной. Эффект наиболее заметен для топологий $n \geq 4$. Разница сечений в области $|x| \geq 0,7$ составляет $12 \div 27\%$ /от сечения образова-

* Отметим, что некоторая разница первичных энергий сравниваемых $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий практически не влияет на форму изучаемых распределений.

Таблица 1

Число $\bar{p}p$ - и pp -событий разных множественностей n и топологические сечения событий с медленным идентифицированным протоном

Число событий	Число событий с медленными протонами		σ_n [мб] событий с медленными протонами			
	$\bar{p}p$	pp	$\bar{p}p$	pp		
2	19593	58676	7483	26252	$3,72 \pm 0,04$	$3,89 \pm 0,02$
4	24123	86942	9481	37100	$5,48 \pm 0,06$	$5,36 \pm 0,03$
6	13251	45840	2471	12485	$1,73 \pm 0,04$	$1,82 \pm 0,02$
8	4881	13694	376	2174	$0,309 \pm 0,016$	$0,345 \pm 0,007$
10	1041	2273	34	205	$0,040 \pm 0,007$	$0,036 \pm 0,002$
все	62889	207425	19845	78216	$11,28 \pm 0,08$	$11,45 \pm 0,04$

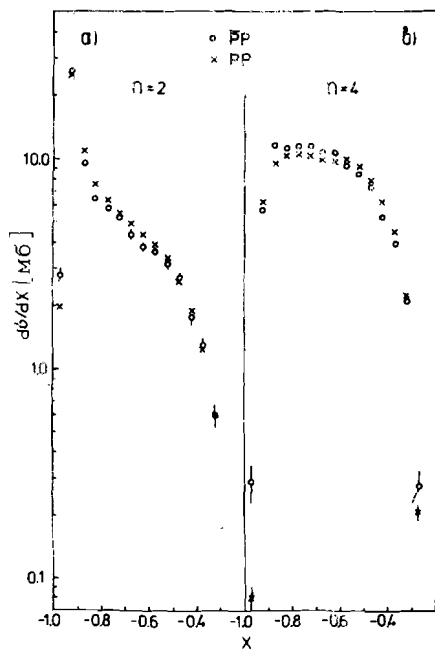


Рис.1. Зависимости $d\sigma/dx$ от x протонов для $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий разных множественностей n .

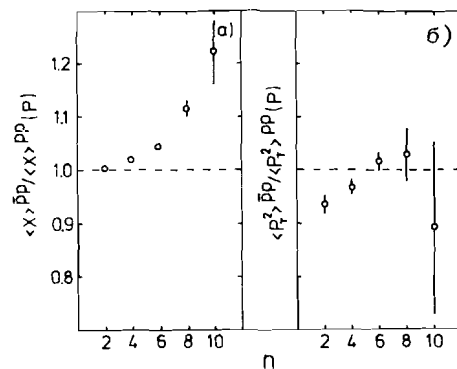
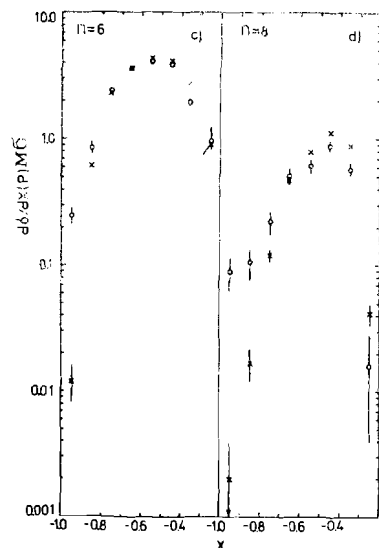
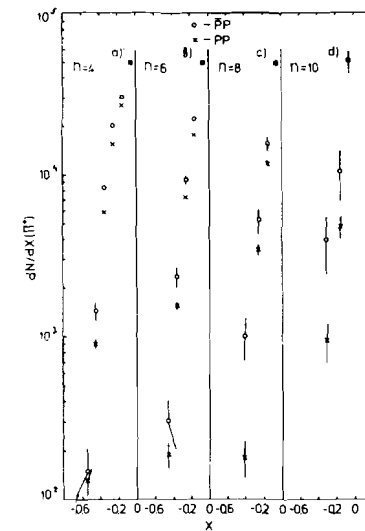


Рис.2. Зависимости от множественности n отношений средних значений x и p_T^2 протонов, образующихся в $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях.

Рис.3. x -распределения π^+ -мезонов для $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий разных множественностей n с медленными протонами.



ния протонов в pp -взаимодействиях/ для событий с $n \geq 4$ и $/38 \pm 5\%$ для событий с $n \geq 6$. Охарактеризовать наблюдаемую разницу распределений во всем интервале переменной x удобнее путем сравнения средних значений этой переменной, отношения которых для $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий приведены на рис.2а. Видно, что с ростом n это отношение растет. На рис.2б показана зависимость от n отношений средних значений квадратов поперечных импульсов протонов, откуда следует, что при малых n средний поперечный импульс протонов несколько больше в pp -взаимодействиях.

Аналогичное сравнение π^\pm -мезонных спектров показывает, что некоторая их разница наблюдается для положительных π -мезонов. На рис.3 и 4 приведены распределения по x и p_T^2 для π^+ -мезонов, образующихся в $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях разных n совместно с идентифицированными протонами. Распределения нормированы на одинаковые значения dN/dx и dN/dp_T^2 , соответственно, в точках $x = -0,05$ и $p_T^2 = 0,025$ (ГэВ/с)². Видно, что во всех случаях /кроме p_T^2 -распределений при $n = 4$ /, распределения более жесткие в $\bar{p}p$ -взаимодействиях. Разница величин dN/dx и dN/dp_T^2 в отдельных точках составляет $/20 \div 80\%$ /от соответствующих величин для $\bar{p}p$ -взаимодействий/ на статистическом уровне $/2 \div 6/\sigma$.

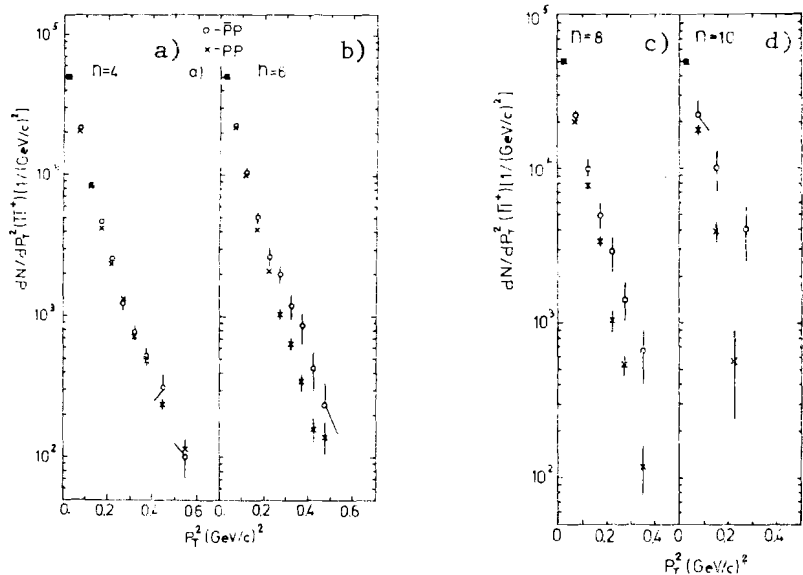


Рис.4. p_T^2 -распределения π^+ -мезонов для $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий разных множественностей n с медленными протонами.

Таблица 2
 Параметры наклона b в зависимости $dN/dp_T^2 \sim e^{-bp_T^2}$ для π^+ -мезонов, образующихся в неаннигиляционных $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях

n	интервал p_T^2 (ГэВ/с) ²	$b^{\bar{p}p}$	b^{pp}	Δb
6	0,15 + 0,5	9,5 ± 0,8	12,6 ± 0,5	3,1 ± 0,9
8	0,1 + 0,4	12,6 ± 1,6	18,2 ± 0,9	5,6 ± 1,8
10	0,0 + 0,3	10,9 ± 2,0	20,1 ± 1,2	9,2 ± 2,3

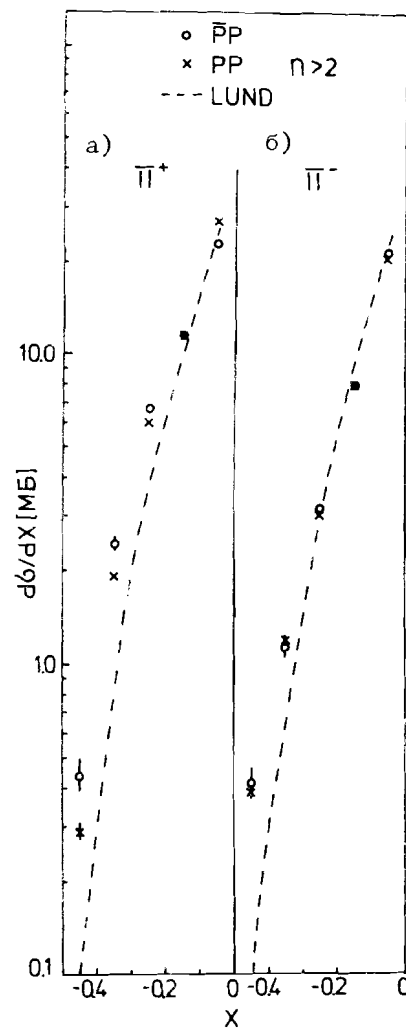


Рис.5. Зависимости $d\sigma/dx$ от x π^+ - и π^- -мезонов для $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий с медленными протонами. Кривые - предсказания LUND-модели для pp -взаимодействий.

Для p_T^2 -распределений эта разница демонстрируется также в табл.2, где приведены значения параметра наклона b , полученные при аппроксимации этих распределений экспоненциальной зависимостью в наиболее характерных областях p_T^2 .

На рис.5а,б показаны зависимости дифференциальных сечений $d\sigma/dx$ от x для π^+ - и π^- , образующихся в событиях с $n > 2$. Видно, что при $x \geq -0,1$ сечение рождения π^+ -мезонов больше в pp -взаимодействиях /превышение составляет $15 \pm 1,5\%$. Однако при $x \leq -0,2$ картина становится обратной, поскольку проявляется большая жесткость x -распределений в $\bar{p}p$ -взаимодействиях, наблюдаемая также на рис.3. Разность сечений в области $x \leq 0,2$ составляет $15 \pm 3\%$ от сечения в pp -взаимодействиях. Для π^- -мезонов x -распределения в $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях совпадают /рис.5б/. Похожая картина наблюдается

и для зависимостей $d\sigma/dp_T^2$ от p_T^2 , показанных на рис.6а,б. Для π^+ -мезонов в этом случае в области $p_T^2 \geq 0,15$ (ГэВ/с)² разница сечений составляет $14 \pm 4\%$.

Таким образом, проведенный сравнительный анализ указывает на заметное различие форм спектров протонов и π^+ -мезонов, полученных для неаннигиляционных $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий в ограниченной области фазового пространства. Отметим, что для π^+ - и π^- -мезонов поведение спектров качественно отличается от наблюдавшегося в эксперименте при $8,8$ ГэВ/с^{15/} для всей совокупности частиц /см. введение/, где различия x -распределений име-

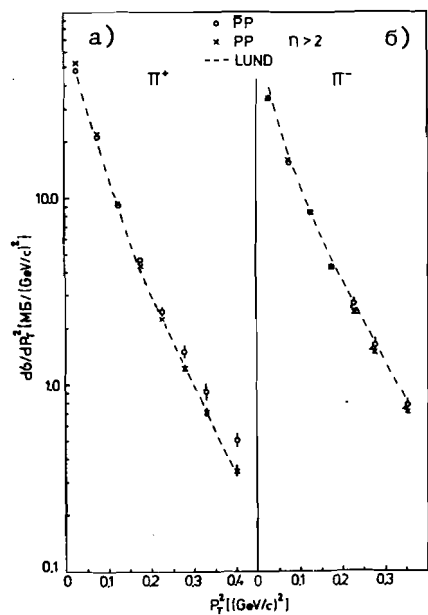


Рис.6. Зависимости $d\sigma/dp_T^2$ от p_T^2 π^+ и π^- -мезонов для $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий с медленными протонами. Кривые - предсказания LUND-модели для pp -взаимодействий.

ли противоположный характер /в интервале $x \geq -0,5/$ для π -мезонов разных зарядов, а систематическое отличие p_T^2 -распределений в $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях не наблюдалось. Вполне возможно, что указанное разногласие этих результатов с результатами данной работы связано с использованием ограниченного фазового пространства в нашем анализе. Поскольку в других экспериментах исследование ха-

рактеристик π^\pm -мезонов при таких же кинематических ограничениях не проводилось, представляется полезным сравнить полученные экспериментальные распределения с предсказанием, например, LUND-модели Монте-Карло генерации адрон-адронных взаимодействий /11/, которая в рамках механизма кварковой фрагментации позволяет полностью имитировать событие*. Отметим, что эта модель качественно воспроизводит характер соотношения x -распределений всей совокупности π^+ - и π^- -мезонов, наблюдаемый в неаннигиляционных $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях при 8,8 ГэВ/с.

Для генерации событий использовалась программа JETSET версии 6.2 LUND-модели /12/. Всего было сгенерировано по 60000 $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий, из которых отбирались события по составу частиц и их кинематическим свойствам, аналогичные экспериментальным. На рис.7 приведены экспериментальные и теоретические x -распределения протонов с $p_{\text{наб.}} \leq 1,2$ ГэВ/с для событий с $n > 2$ и $n > 4$. Теоретические данные нормировались на экспериментальные сечения идентифицированных протонов, приведенные в табл.1 /для событий с $n > 4$, для которых влияние дифракционных процессов, отсутствующих в LUND-модели, минимально/.

*То же самое относится и к протонным спектрам, экспериментальная информация о которых, полученная для $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий при одинаковых энергиях, отсутствует.

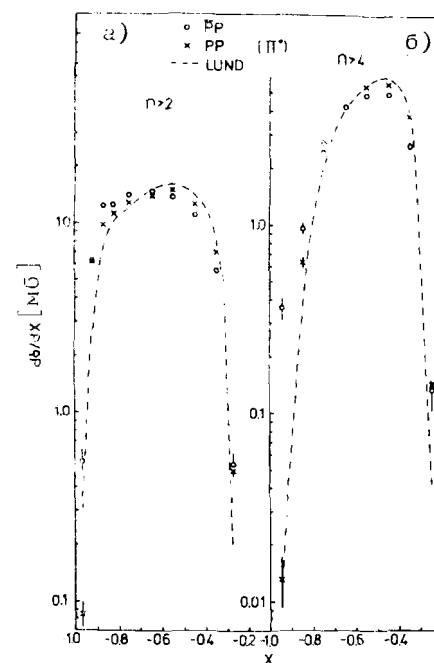


Рис.7. Зависимости $d\sigma/dx$ от x протонов для $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий с суммарными множественностями $n > 2$ /а/ и $n > 4$ /б/. Кривые - предсказания LUND-модели.

Нужно отметить, что теоретические распределения для $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий совпадают, поскольку протоны - фрагменты протонов "пучка" в pp -взаимодействиях отбрасываются вследствие обрезания по импульсу, а динамика образования протонов в модели в области фрагментации протона-"мишени" идентична для обоих типов взаимодействий. По этой же причине совпадают также p_T^2 -распределения протонов.

Из рис.7 видно, что теоретические распределения близки к экспериментальным для pp -взаимодействий и, очевидно, не описывают особенности распределений, наблюдающиеся в $\bar{p}p$ -соударениях. На рис.5 и 6 такое же сравнение делается для x - и p_T^2 -распределений π^+ - и π^- -мезонов, сопровождающих протоны. При этом приведены теоретические распределения, полученные для pp -взаимодействий. Для $\bar{p}p$ -взаимодействий аналогичные распределения отличаются только соответственно в областях $x \geq -0,1$ и $p_T^2 \leq 0,05$ (ГэВ/с)², где они на ~4% ниже /выше/ для π^+ - (π^-)-мезонов. Следовательно, характер соотношения рассматриваемых распределений π^+ -мезонов, полученных в модели для $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий, качественно отличается от экспериментального. Из рис.5а и 6а видно также, что для π^+ -мезонов, как и в случае с протонами /рис.7/, теоретические распределения больше соответствуют экспериментальным, полученным для pp -взаимодействий, и не отражают более жесткого характера распределений в $\bar{p}p$ -соударениях.

Таким образом, для описания особенностей, наблюдаемых в неаннигиляционных $\bar{p}p$ -взаимодействиях, необходимо предположение некоторых механизмов, дополняющих картину фрагментации кварков и дикварков, принятую в LUND-модели. Как уже отмечалось выше /см. введение/, таким механизмом в $\bar{p}p$ -взаимодействиях может быть аннигиляция медленных валентных кварков и антиквар-

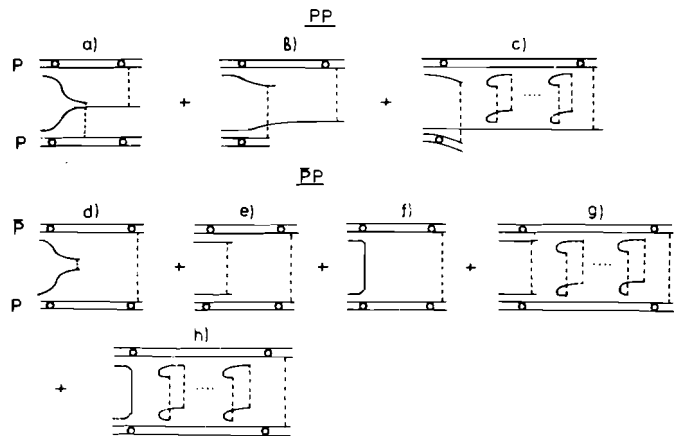


Рис.8. Кварковые диаграммы ДПМ для pp - и неаннигиляционных $\bar{p}p$ -взаимодействий.

ков, отображаемая планарными диаграммами в дуальной партонной модели, показанными на рис.8 /f, h/ вместе с другими диаграммами ДПМ. Рассмотрим, каким образом влияют на импульсные спектры частиц механизмы, представленные диаграммами $\delta a \div h$, на которых кружочками соединены валентные кварки /антикварки/, входящие в дикварки, а пунктирные линии изображают кварк-глюонные струны. Диаграммы a, b, d, e на рис.8 изображают механизм с обменом помероном. При этом в случае a и d кварки /антикварки/ имеют близкие быстроты, и распределение рожденных адронов по скорости практически эквивалентно распределению, которое получается из планарной диаграммы f /с аннигиляцией медленных кварка и антикварка/. Все три диаграммы a, d и f отличаются от диаграмм b и e меньшей средней множественностью частиц и более жесткими дикварками /антидикварками/ на концах струн. В таком случае с увеличением множественности n вклад диаграмм b и e увеличивается, и импульсные спектры частиц в области фрагментации становятся все более мягкими. Однако такое смягчение спектров в $\bar{p}p$ -взаимодействии должно происходить медленнее из-за влияния дополнительной диаграммы f. Кроме того, с увеличением множественности n увеличивается роль диаграмм c, g, h с обменом несколькими померонами. При этом энергия отдельных кварков и дикварков уменьшается, и в $\bar{p}p$ -взаимодействии повышается вероятность аннигиляционного процесса, который может обуславливаться, например, аннигиляцией цветового узла¹²⁾ или переходом дикварков /антидикварков/ из триплетных по цвету в секстетные конечные состояния¹³⁾. В результате среднее число померонных обменов в оставшихся неаннигиляцион-

ных $\bar{p}p$ -взаимодействиях при увеличении множественности будет меньше, чем в pp -взаимодействиях, что должно также приводить к более жестким спектрам частиц в неаннигиляционных $\bar{p}p$ -процессах из простых кинематических соображений. Поскольку с ростом n доля аннигиляции увеличивается, то этот эффект также должен становиться более сильным. Подобные рассуждения качественно объясняют различие x -распределений протонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях, обсуждавшееся выше.

Рассмотренные на рис.8f и h планарные диаграммы могут обуславливать также более жесткие импульсные спектры π -мезонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях в случае расщепления дикварка на валентные кварки, которые должны быть в среднем более быстрыми¹³⁾ чем в pp -взаимодействиях. Однако по существующим представлениям¹³⁾ подобный механизм должен приводить главным образом к процессу аннигиляции. Кроме того, особенности спектров в $\bar{p}p$ -взаимодействиях в данном эксперименте наблюдаются только для π^+ -мезонов, что также не вполне понятно с точки зрения диаграмм ДПМ*. Таким образом, результаты, полученные в рассматриваемой работе для π^\pm -мезонов, требуют дальнейшего теоретического исследования.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наблюдаются следующие различия x - и p_T^2 -распределений протонов и π^+ -мезонов в неаннигиляционных $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях при $22 \div 24$ ГэВ/с:

1. x -распределения протонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях более жесткие, при этом степень отличия увеличивается с ростом множественности заряженных частиц.
2. В событиях малой множественности средний поперечный импульс протонов больше в pp -взаимодействиях.
3. Для событий с идентифицированными протонами (с $p_{\text{лаб}} \leq 1,2$ ГэВ/с) x - и p_T^2 -распределения π^+ -мезонов имеют более жесткий характер в $\bar{p}p$ -взаимодействиях.
4. Наблюдаемые особенности неаннигиляционных $\bar{p}p$ -процессов не описываются кварковой фрагментационной LUND-моделью. Различия x -распределений протонов в $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях качественно согласуются с предсказаниями дуальной партонной модели /ДПМ/.

* В работе /8/ отмечалось, что наблюдаемое различие поведения π^+ - и π^- -мезонов в событиях с идентифицированными протонами не связано с образованием изобары Δ^{++} .

Нам приятно поблагодарить Б.Г.Захарова и Б.З.Копелиовича за полезные обсуждения и предложения. Мы признательны сотрудничеству Бонн-Гамбург-Мюнхен за предоставление pp-данных при 24 ГэВ/с.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 а) Rushbrooke J.G., Webber B.R. - Phys.Rep., 1978, C44, p.1; Ледниcki P. - ЭЧАЯ, 1984, 15, с.617.
б) Седлак Я., Шимак В. - ЭЧАЯ, 1988, 19, с.445.
2. Rossi G.C., Veneziano G. - Nucl.Phys., 1977, B123, p.507.
3. Захаров Б.Г., Копелиович Б.З. - ЯФ, 1989, 49, с.1087.
4. Capella A. et al. - Phys.Lett., 1979, 81B, p.68;
Кайдалов В.Б. - ЯФ, 1981, 33, с.1369;
Aurenche P., Worr F.W. - Phys.Lett., 1982, 114B, p.363.
5. Booth C. et al. - Phys.Rev., 1983, D27, p.2018.
6. Батюня Б.В. и др. - ОИЯИ, 1-89-28, Дубна, 1989.
7. Abesalashvili L.N. et al. - Phys.Lett., 1974, 52B, p.236;
Boos E.G. et al. - Nucl.Phys., 1977, B121, p.381.
8. Blobel V. et al. - Nucl.Phys., 1974, B69, p.454.
9. Boos E.G. et al. - Nucl.Phys., 1980, B174, p.45.
10. Батюня Б.В. и др. - ЯФ, 1982, 36, с.403.
11. Andersson B. et al. - Phys.Rep., 1983, 97, p.33.
12. Sjostrand T. - Comp. Phys. Comm., 1986, 39, p.347.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июля 1989 года.

Батюня Б.В. и др.

P1-9-556

Особенности неаннигиляционных $\bar{p}p$ -взаимодействий при импульсе 22,4 ГэВ/с

Проводится сравнение распределений по продольным и поперечным импульсам протонов и π^{\pm} -мезонов, образующихся в $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях при близкой энергии /22÷24 ГэВ/. Показано существование отличия этих распределений как для протонов с ограниченным импульсом / $p \leq 1,2$ ГэВ/с в л.с.к./, так и для сопровождающих их π^+ -мезонов. Обнаружено, что наблюдаемое отличие для протонов увеличивается с ростом множественности заряженных частиц. Экспериментальные данные сравниваются с предсказанием LUND- и ДПМ-моделей. Показано, что наблюдаемые особенности спектров частиц в неаннигиляционных $\bar{p}p$ -взаимодействиях не описываются LUND-моделью и частично /на качественном уровне/ объясняются с помощью диаграмм ДПМ.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод авторов

Batyunya B.V. et al.

P1-89-556

Peculiarities of Nonannihilation of $\bar{p}p$ -Interactions at 22.4 GeV/c

The longitudinal and transverse momentum distributions of protons and π^{\pm} -mesons produced in $\bar{p}p$ - and pp -interactions at close energy (22÷24 GeV) are compared. The existence of a difference between these distributions, both for protons at a limited momentum ($p_{Lab} \leq 1,2$ GeV/c at laboratory system) and for π^+ -mesons accompanying them, is shown. The observed difference for protons increases with increasing the multiplicity of charged particles. It has been shown that the observed peculiarities of nonannihilation of $\bar{p}p$ -interactions are not described in the frame of LUND model, but some of them can be understood with the aid of the DPM diagrams.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989