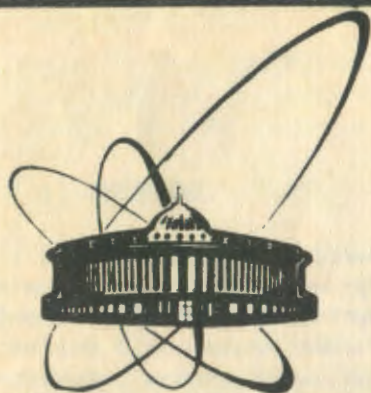


89-28



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

Б 289

1-89-28

Б.В.Батюня, И.М.Граменицкий, Г.О.Кураташвили<sup>1</sup>,  
Р.Ледницки, В.И.Рудь<sup>2</sup>, Т.П.Топурия<sup>1</sup>

ОТЛИЧИЕ НЕАННИГИЛЯЦИОННЫХ  
 $\bar{p}p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ 22,4 ГэВ/с  
ОТ  $pp$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
ПРИ БЛИЗКОЙ ЭНЕРГИИ

Направлено в журнал "Nuclear Physics"  
и на конференцию "Эксперименты и методы  
при высоких энергиях", Бехин, ЧССР

---

<sup>1</sup>Институт физики высоких энергий  
Тбилисского государственного университета

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной  
физики Московского государственного университета

1989

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Отличие процессов взаимодействия антипротонов с протонами и протонов с протонами продолжает оставаться интересной проблемой в физике элементарных частиц. Прежде всего это отличие связано с процессом аннигиляции барионного заряда в  $\bar{p}p$ -столкновениях, исследование которого наиболее подробно проводилось до энергий  $\sim 12$  ГэВ, поскольку достоверное выделение каналов аннигиляции возможно лишь при достаточно малой энергии. Практически все эксперименты осуществлялись с помощью пузырьковых камер /при 8,8 ГэВ/ использовалась гибридная установка/. Результаты экспериментов показали, что аннигиляционный процесс характеризуется повышенной средней множественностью вторичных мезонов, большим поперечным импульсом частиц и более жесткими распределениями частиц по продольной переменной  $x$  /переменной Фейнмана/. При более высокой энергии проведение кинематического анализа приводит к слишком большому числу неоднозначных гипотез, доля которых уже при 9,1 ГэВ/с достигает 50%<sup>/1/</sup>. В этом случае процесс аннигиляции обычно изучается разностным способом, т.е. из сравнения  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий при близких энергиях. Такой способ предполагает тождественность неаннигиляционной компоненты  $\bar{p}p$ -соударений с взаимодействиями протонов с протонами. Вопрос о степени справедливости такого предположения также неоднократно обсуждался в литературе<sup>/2/</sup> и проверялся экспериментально наиболее подробно при импульсе 8,8 ГэВ/с<sup>/3/</sup>. При этом было показано, что разности полных или неупругих сечений  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий в пределах ошибок совпадают с аннигиляционными, и энергетическая зависимость этих разностей достаточно хорошо описывается функцией  $\sigma_{\Delta} - p_{\text{лаб}}^{-0,61}$  в интервале энергий до  $\sim 100$  ГэВ / $p_{\text{лаб}}$  - первичный импульс в л.с.к./<sup>\*</sup>.

С другой стороны, показано, что уже топологические сечения аннигиляции при малых множественностях / $n = 0$  и  $n = 2$ / резко

---

<sup>\*</sup>Значения  $\sigma_{\Delta}$ , полученные при энергиях ISR<sup>/4/</sup>, также не противоречат указанной зависимости.

отличаются от разностных сечений, что прежде всего связано с различием первоначальных суммарных электрических зарядов в  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействиях, исключаяющим нейтральный канал в  $pp$ -соударениях. Например, при объединении 0-лучевых и 2-лучевых событий разница сечений  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий существенно приближается к аннигиляционному <sup>23/</sup>. Кроме того, 2-лучевые события отличаются возможными изобарными состояниями, при этом большое сечение рождения изобары  $\Delta^{++}$  в  $pp$ -соударениях увеличивает общее сечение канала с двумя заряженными частицами по сравнению с  $\bar{p}p$ -взаимодействиями <sup>26,5/</sup>.

Очевидного различия следует также ожидать в распределениях по переменной Фейнмана  $x$ , рассмотренных отдельно для  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов. В  $\bar{p}p$ -взаимодействиях вследствие  $CP$ -симметрии число  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов одинаково, а их  $x$ -распределения асимметричны из-за различных зарядов взаимодействующих частиц. В  $pp$ -соударениях  $x$ -распределения как  $\pi^+$ -, так и  $\pi^-$ -мезонов симметричны относительно точки  $x = 0$ , и число  $\pi^+$  превышает число  $\pi^-$ , что связано с первоначальным суммарным зарядом реакции. Однако при рассмотрении отдельно, например, задней полусферы /в с.ц.м./ различие спектров для  $\bar{p}p$ - /неаннигиляционных/ и  $pp$ -взаимодействий не столь очевидно, поскольку, начиная с некоторых энергий влияние зарядов взаимодействующих частиц на противоположные /их вылету/ области фрагментации становится очень слабым. Более детально этот вопрос рассматривается в разделе 4.

В настоящей работе проводится сравнительный анализ спектров  $\pi^\pm$ -мезонов и протонов, образующихся в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с и  $pp$ -взаимодействиях при 24 ГэВ/с /т.е. при близких энергиях/. При этом отдельно рассматриваются заведомо неаннигиляционные  $\bar{p}p$ -взаимодействия с выделенными вторичными протонами или антипротонами.

В разделе 2 описана методика эксперимента. Экспериментальные данные приведены в разделе 3. Полученные результаты обсуждаются в разделе 4 и окончательно формулируются 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-метровой водородной камеры "Людмила" на ускорителе в Серпухове и 2-метровой 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 <sup>6/</sup>.

Отметим, что для проведения сравнительного анализа важным достоинством является близость экспериментальных условий в обоих случаях, что делает минимальными возможные систематические ошибки, связанные, например, с ошибочной идентификацией частиц по плотности ионизации.

Сравнение экспериментальных данных проводилось для неупругих взаимодействий разных множественностей ( $n$ ) заряженных частиц. Упругие взаимодействия выделялись с помощью следующих критериев для 2-лучевых событий с идентифицированными по плотности ионизации медленным протоном:

а/ недостающая масса к протону выбиралась из условия  $MM \leq 1,4$  ГэВ для  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий;

б/ импульс быстрой частицы /в л.с.к./ превышал 19 ГэВ/с в  $\bar{p}p$ - и 20 ГэВ/с в  $pp$ -взаимодействиях.

Как показал анализ, такие критерии достаточно хорошо выделяют упругую компоненту в обоих типах взаимодействий. Для определения сечений числа событий каждой топологии нормировались на известные топологические сечения /<sup>86.7</sup>/. Неаннигиляционные взаимодействия отбирались по наличию протона или антипротона. При этом протоны с импульсом  $p \leq 1,2$  ГэВ/с /в л.с.к./ идентифицировались по плотности ионизации, а в качестве антипротонов /быстрых протонов в  $pp$ -взаимодействиях/ брались быстрые отрицательные /положительные/ частицы с переменной Фейнмана  $x = 2 p_L^* / \sqrt{s} \geq 0,66$  / $p_L^*$  - продольный импульс  $\pi$ -мезона в с.ц.м./.

При таком отборе примесь  $\pi^-$ -мезонов / $\pi^+$  в  $pp$ -взаимодействиях/ не превышала 3%\*. Таким образом отбирались события с медленными или быстрыми /с  $x \geq 0,6$ / протонами /антипротонами в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях/, выделенными идентичным образом в обоих типах взаимодействий. Кроме того, в анализ включались только идентифицированные по плотности ионизации частицы с импульсом  $p \leq 1,2$  ГэВ/с и вылетающие в заднюю полусферу /в с.ц.м./.

Подчеркнем, что методика отбора событий и частиц позволяет сравнить  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействия в одинаковых кинематических условиях\*\*.

---

\*\* Примесь  $\pi^-$ -мезонов / $\pi^+$  в  $pp$ -взаимодействиях/ можно определить на основании CP-симметричных спектров /P-симметричных в  $pp$ -взаимодействиях/  $\pi^+$ -мезонов, которые при  $x \leq -0,66$  практически полностью идентифицируются по плотности ионизации.

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

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В таблице 1 приведена статистика для неупругих взаимодействий с разными множественностями  $n$  заряженных частиц, в том числе для событий с идентифицированными медленными протонами, и соответствующие сечения этих событий. Из табл.1 видно, что сечения  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий с идентифицированными протонами оказываются близкими, хотя из дальнейшего анализа будет видно, что соотношения между этими сечениями зависят от кинематической области отбираемых протонов.

Таблица 1

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

n	Число событий		Число событий с медленными протонами		$\sigma_n$ , мб событий с медленными протонами	
	$\bar{p}p$	$pp$	$\bar{p}p$	$pp$	$\bar{p}p$	$pp$
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	19514	79371	$11,28 \pm 0,08$	$11,45 \pm 0,04$

На рис.1 /а-д/ показаны  $x$ -распределения идентифицированных протонов для взаимодействий разных топологий. Из этих рисунков видно заметное отличие распределений для  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -соударений, имеющее одинаковый качественный характер для всех значений  $n > 2$ . При больших значениях  $x$  большие величины имеют дифференциальные сечения для  $\bar{p}p$ -взаимодействий, при малых  $x$  ситуация становится обратной. Пересечение распределений происходит в интервале  $x = -0,7 - /-0,6/$ . Иначе говоря,  $x$ -распределения протонов в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях несколько смещены в область фрагментации по сравнению с распределениями, полученными для  $pp$ -соударений. На рис.2а приведены отношения средних значений  $x$  для  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий разных топологий. Видно, что с ростом  $n$  наблюдается систематический рост этого отношения, которое

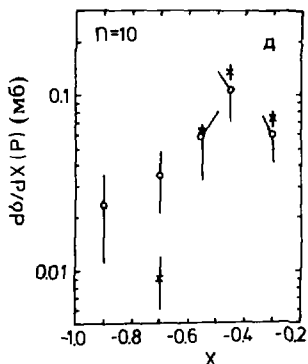
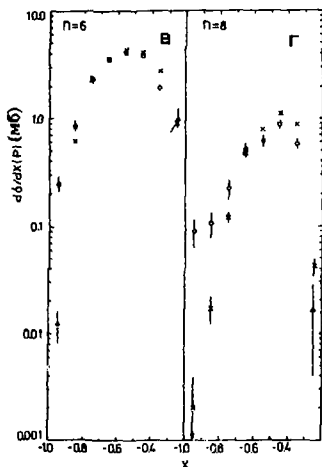
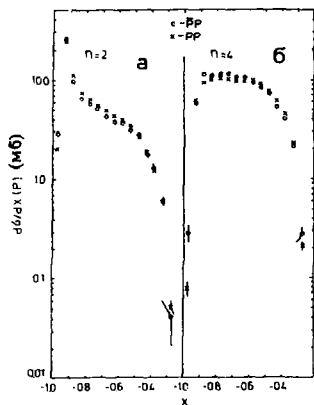
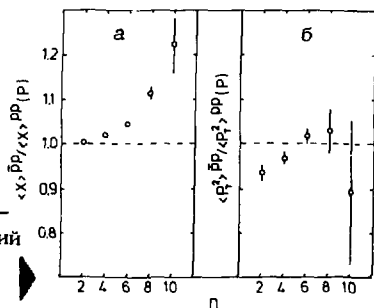


Рис. 1. Зависимости  $d\sigma/dx$  от  $x$  протонов для  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий разных множественностей  $n$ .

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



при  $n = 2$  близко к единице. На рис. 2б показана зависимость от  $n$  отношений средних значений квадратов поперечных импульсов протонов, откуда следует, что для малых  $n$  средний поперечный импульс несколько больше в  $pp$ -взаимодействии. С ростом множественности средние поперечные импульсы становятся одинаковыми для обоих типов соударений. На рис. 3-б приведены рас-

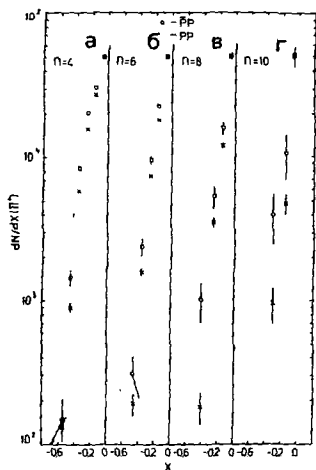


Рис. 3.  $X$ -распределения  $\pi^+$ -мезонов для  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий разных множественностей  $n$  с медленными протонами.

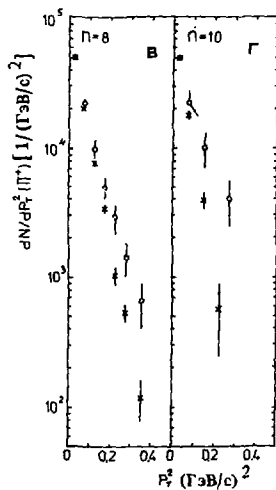
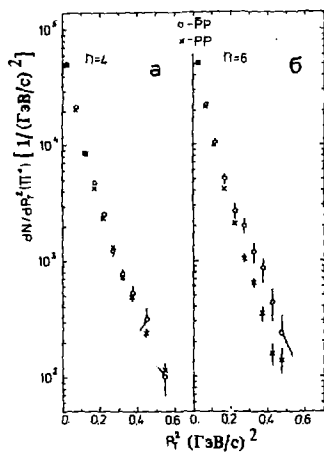


Рис. 4.  $p_T^2$ -распределения  $\pi^+$ -мезонов для  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий разных множественностей  $n$  с медленными протонами.

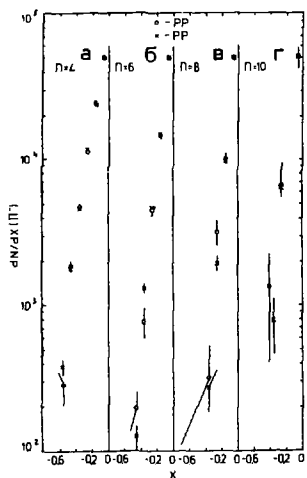


Рис. 5.  $x$ -распределения  $\pi^-$ -мезонов для  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий разных множественностей  $n$  с медленными протонами.

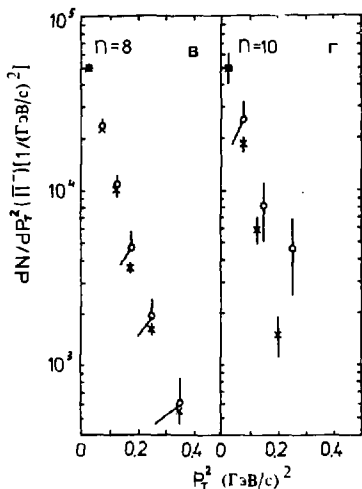
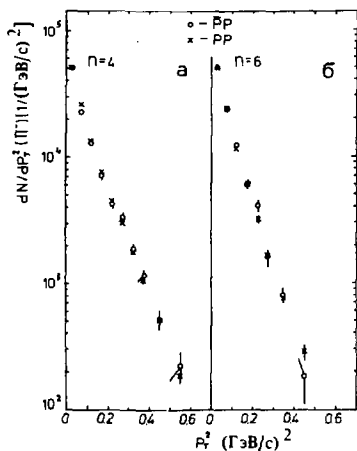


Рис. 6.  $p_T^2$ -распределения  $\pi^-$ -мезонов для  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий разных множественностей  $n$  с медленными протонами.



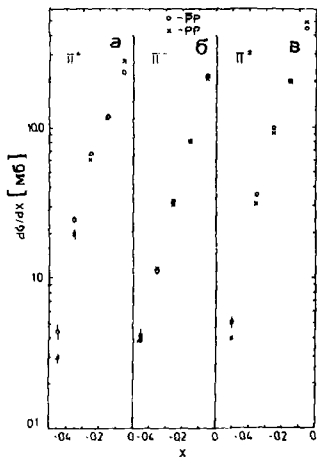
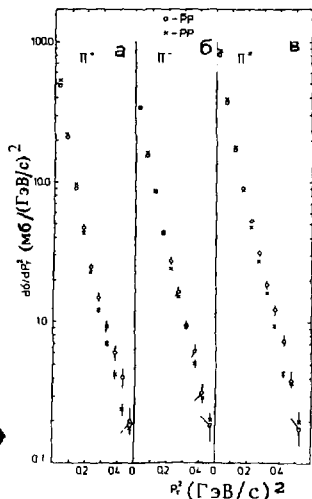


Рис. 8. Зависимости  $d\sigma/dp_T^2$  от  $p_T^2$   $\pi^+$ ,  $\pi^-$  и  $\pi^\pm$ -мезонов для  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий с медленными протонами.

Рис. 7. Зависимости  $d\sigma/dx$  от  $x$   $\pi^+$ ,  $\pi^-$  и  $\pi^\pm$ -мезонов для  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий с медленными протонами.



пределения по  $x$  и  $p_T^2$  для  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов, образующихся в  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -взаимодействии с идентифицированными протонами и с разными  $p$ , нормированные соответственно на значения  $x = -0,05$  и  $p_T^2 = 0,025$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Видно, что во всех случаях распределения  $\pi^+$ -мезонов более жесткие для  $\bar{p}p$ -взаимодействий. Для  $\pi^-$ -мезонов такого отличия практически не наблюдается. На рис. 7 и 8 показаны  $x$  и  $p_T^2$ -распределения  $\pi^-$ ,  $\pi^+$ -мезонов и  $\pi^\pm$ -мезонов вместе для суммы событий всех топологий. Можно отметить, что для  $\pi^+$ -частиц /рис. 7а, 8а/ наблюдаемая на рис. 3 и 4 разница распределений сохраняется. Дифференциальные сечения для  $\pi^-$ -мезонов /рис. 7б и 8б/ практически одинаковы в обоих типах взаимодействий\*. В результате суммарные распределения для  $\pi^\pm$ -мезонов /рис. 7в и 8в/ остаются более жесткими в  $\bar{p}p$ -соударениях.

\* Нужно отметить, что такое совпадение этих сечений является случайным, поскольку их соотношение зависит от выбора кинематической области протонов, которая в данном случае определяется обрезанием импульса протонов  $p_{\text{поб}} \leq 1,2$  ГэВ/с.

Этот вывод подтверждают также отношения величин  $\langle x \rangle$  и  $\langle p_T^2 \rangle$ , приведенные в табл.2.

Таблица 2

Отношение средних значений  $x$  и  $p_T^2$   $\pi^\pm$ -мезонов, образующихся в неаннигиляционных  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействиях /с медленными идентифицированными протонами/

Частицы	$\pi^+$	$\pi^-$	$\pi^\pm$
$\langle x \rangle_{\bar{p}p}$	1,12	1,00	1,07
$\langle x \rangle_{pp}$	$\pm 0,01$	$\pm 0,01$	$\pm 0,01$
$\langle p_T^2 \rangle_{\bar{p}p}$	1,10	1,01	1,06
$\langle p_T^2 \rangle_{pp}$	$\pm 0,02$	$\pm 0,01$	$\pm 0,01$

На рис.9 /а-г/ показаны /крестиками/ зависимости от  $n$  отношений средних значений  $x$  и  $p_T^2$   $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов, полученных для соответствующих распределений /рис.3-6/. Видно, что для  $\pi^+$ -мезонов /рис.9а, 9в/ эти отношения больше единицы и растут с ростом  $n$ . Для  $\pi^-$ -мезонов /рис.9б и 9г/ такого роста практически не наблюдается. На рис.9 приведены также /кружками/ отношения величин  $\langle x \rangle$  и  $\langle p_T^2 \rangle$   $\pi^\pm$ -мезонов для событий с протонами, отбираемыми с импульсом  $p_{lab} \leq 0,8$  ГэВ/с. Видно, что при меньшей границе обрезания импульсов протонов рост с  $n$  отноше-

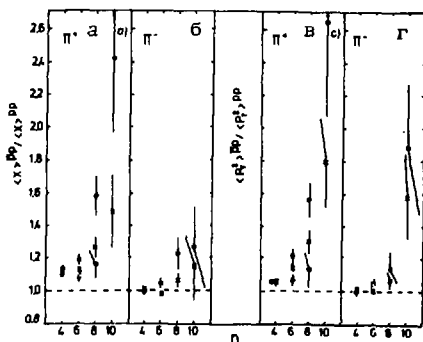


Рис.9. Зависимости от множественности  $n$  отношений средних значений  $x$  и  $p_T^2$   $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов, образующихся в неаннигиляционных  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействиях /с - импульс вторичных протонов  $p_{lab} \leq 0,8$  ГэВ/с,  $x$  - импульс вторичных протонов  $p_{lab} \leq 1,2$  ГэВ/с,  $\bullet$  - вторичные протоны /антипротоны/ в  $pp$  / $\bar{p}p$ / с переменной  $x \geq 0,6$ /.

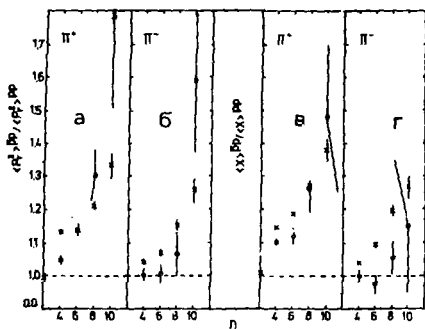


Рис.10. Зависимости от множественности  $n$  отношений средних значений  $x$  и  $r_T^2$   $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов, образующихся в  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействиях /с - для событий с медленными протонами,  $x$  - для всех событий/.

ний средних значений  $x$  и  $r_T^2$  для  $\pi^+$ -мезонов становится более значительным /кружки на рисунках 9а и 9в/. Отметим, что для

$\pi^-$ -мезонов /кружки на рис. 9б и 9г/ также появляется некоторое указание на подобный эффект.

Для выяснения влияния аннигиляционных процессов аналогичные зависимости для  $\pi^\pm$ -мезонов были получены для всей совокупности событий. При этом  $\pi^-$ -мезоны, как и в предыдущем случае, отбирались с импульсами  $p \leq 1,2$  ГэВ/с /в л.с.к/ и  $x < 0$ . Полученные при таком отборе отношения  $\langle x \rangle$  и  $\langle r_T^2 \rangle$   $\pi^-$ -мезонов показаны /крестиками/ на рис.10 /а-г/ вместе с отношениями, ранее найденными для событий с медленными протонами /с импульсом  $p \leq 1,2$  ГэВ/с/. Из рис.10 видно, что новые условия отбора частиц изменяют качественную картину лишь для  $\pi^-$ -мезонов /рис.10б и 10г/, для которых появляется заметный рост отношений  $\langle x \rangle$  и  $\langle r_T^2 \rangle$  с увеличением  $n$ . Для  $\pi^+$ -мезонов /рис.10а и 10в/ некоторое количественное отличие наблюдается для 4- и 6-лучевых событий. Необходимо отметить, что новые условия включают дополнительно кроме аннигиляционной компоненты в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях значительную долю событий, в которых в задней полусфере могут образоваться либо протоны, имеющие импульс  $p > 1,2$  ГэВ/с, либо нейтроны. Для оценки влияния событий подобного типа были отобраны  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействия, включающие, соответственно, быстрый антипротон или протон. Отбор производился по критерию, описанному в разделе 2. В этом случае в задней полусфере могут рождаться как протоны с любыми /кинематически допустимыми/ импульсами, так и нейтроны. Характеристики  $\pi^+$ -мезонов подобных событий показаны на рис.9а, 9в /сплошные кружки на рисунке/. Видно, что отношения  $\langle x \rangle$  и  $\langle r_T^2 \rangle$   $\pi^+$ -мезонов, образующихся в  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействиях, становятся в среднем ближе к единице и практически не меняются с ростом  $n$ . Для  $\pi^-$ -мезонов эти отношения /не показанные на рисунке/ совпадают с единицей. Таким образом, можно предполагать, что увеличение

отношений  $\langle x \rangle$  и  $\langle p_T^2 \rangle$ , наблюдаемое для совокупности всех событий /рис.10/, обусловлено вкладом аннигиляционных процессов. Интересно отметить, что эти отношения для 2-лучевых событий /для  $\pi^+$ -мезонов/ больше соответствуют зависимостям, полученным при отборе событий с идентифицированным протоном, т.е. заведомо неаннигиляционным в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях. Этот результат служит дополнительным указанием на малый вклад аннигиляции в 2-лучевые взаимодействия<sup>/8/</sup>.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из результатов, приведенных в разделе 3, можно отметить следующие особенности отличия неаннигиляционных  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий.

Заметно отличаются характеристики только протонов и  $\pi^+$ -мезонов, при этом для  $x$ -распределений это отличие носит одинаковый качественный характер /в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях распределения более жесткие/.

Отличие для  $\pi^+$ -мезонов с уменьшением импульса сопровождающих их протонов становится более выраженным.

Степень отличия растет с ростом множественности заряженных частиц.

Необходимо подчеркнуть, что все наблюдаемые особенности спектров проявляются лишь для событий с медленными протонами и становятся слабо заметными при включении в анализ других неаннигиляционных каналов. Такое условие проявления этих особенностей затрудняет их сравнение с данными других экспериментов, поскольку приводимые данные относятся ко всей совокупности событий. Кроме того, сравнение спектров самих протонов для  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий при близких энергиях практически не делается. Наиболее подробный сравнительный анализ  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -соударений был сделан при энергии 8,8 ГэВ/с в работе<sup>/3/</sup>, где наблюдалось различие  $x$ -распределений в задней полусфере отдельно для  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов в  $\bar{p}p$ -неаннигиляционных процессах и  $pp$ -взаимодействиях\*. При этом спектры различаются только в области  $x \geq 0,5$ , в которой дифференциальные сечения  $\pi^+$ -мезонов не-

---

\* Указанное различие распределений следует из реально наблюдаемых в работе<sup>/3/</sup> для  $\pi^+$ -мезонов зависимостей от  $x$  отношений разностей дифференциальных сечений, полученных для  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий, и дифференциальных сечений, полученных для процесса  $\bar{p}p$ -аннигиляции.

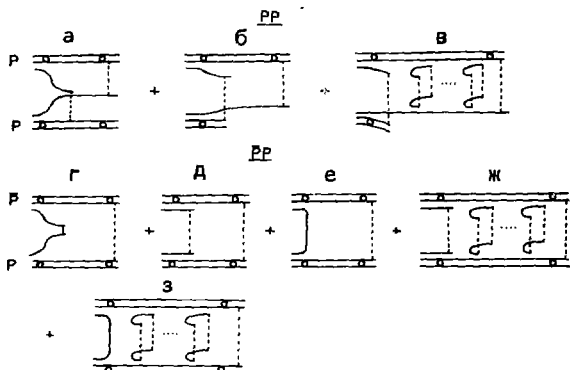


Рис.11. Кварковые диаграммы для  $pp$ - и неаннигиляционных  $p\bar{p}$ -взаимодействий.

сколько выше в  $pp$ -взаимодействиях, а для  $\pi^-$ -мезонов картина обратная, что приводит к совпадению их суммарных  $x$ -распределений. Поведение  $x$ -распределений  $\pi^+$ -мезонов, наблюдаемых в работе <sup>13/</sup>, можно объяснить попаданием фрагментационных пионов в полусферы, противоположные полусферам соответствующих фрагментирующих первичных частиц. Поскольку в нашем случае подобная разница спектров для  $\pi^-$ -мезонов не наблюдается, то этот эффект либо становится слабым из-за роста энергии реакции, либо незаметен из-за обрезания импульсов мезонов,  $p \lesssim 1,2$  ГэВ/с. В таком случае разница спектров  $\pi^+$ -мезонов, наблюдаемая на рис.3-4, имеет иную динамическую причину по сравнению с наблюдаемой в работе <sup>13/</sup>. Этот вывод подтверждает также разница  $p_T^2$ -распределений для  $\pi^+$ -мезонов и наблюдаемая корреляция между  $\pi^+$ -мезонами и протонами.

Рассмотрим возможную интерпретацию наблюдаемых особенностей импульсных спектров частиц в рамках кварк-партонной модели. На рис.11 приведены кварковые диаграммы  $pp$ - и неаннигиляционных  $p\bar{p}$ -взаимодействий, которые обычно рассматриваются в схеме дуальной топологической унитаризации /ДТУ/<sup>19/</sup>. Здесь кружками соединены валентные кварки /антикварки/, входящие в дикварки /антидикварки/, и пунктирные линии изображают кварк-глюонные струны. Диаграммы а, б, г, д изображают механизм с обменом мезоном. При этом в случае а и г кварки /антикварки/ имеют близкие быстроты, и распределение рожденных адронов по быстрой практически эквивалентно аналогичному распределению, которое получается из планарной диаграммы е /с аннигиляцией

медленных кварка и антикварка/. Все три диаграммы а, г, е отличаются от диаграмм б и д меньшей средней множественностью частиц и более жесткими дикварками /антидикварками/ на концах струн. В таком случае с увеличением множественности  $n$  вклад диаграмм б и д увеличивается, и импульсные спектры частиц в области фрагментации становятся все более мягкими. Однако такое смягчение спектров в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях должно происходить медленнее из-за влияния дополнительной диаграммы е. Кроме того, с увеличением множественности  $n$  увеличивается роль диаграмм в, ж, з с обменом несколькими померонами. При этом энергия отдельных кварков и дикварков уменьшается, и в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях повышается вероятность аннигиляционного процесса, который может обуславливаться, например, аннигиляцией цветového узла или переходом дикварков /антидикварков/ из триплетных по цвету в сикстетные конечные состояния <sup>10/</sup>. В результате среднее число померонных обменов в оставшихся процессах  $\bar{p}p$ -неаннигиляции при увеличении множественности  $n$  будет меньше, чем в  $pp$ -взаимодействиях, что должно также приводить к более жестким спектрам частиц в  $pp$ -неаннигиляции из простых кинематических соотношений. Поскольку с ростом  $n$  доля аннигиляции увеличивается, то этот эффект также должен становиться более сильным. Подобные рассуждения качественно объясняют различие  $x$ -распределений протонов в  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействиях, обсуждавшееся выше.

Однако ситуация с  $\pi^\pm$ -мезонами не столь определенная, поскольку в рамках рассмотренных механизмов /рис.11/ при отборе событий с медленными /в лабораторной системе/ протонами можно ожидать более заметного отличия спектров для  $\pi^-$ -мезонов. Это связано с большей вероятностью образования протонов при объединении ( $ud$ )-дикварка и  $u$ -кварка из моря. Тем самым оставшийся морской  $\bar{u}$ -антикварк образует в области фрагментации либо  $\pi^-$ , либо  $p^0$ . Такая ситуация противоречит экспериментальным данным, которые указывают на основное отличие спектров  $\pi^\pm$ -мезонов. Как показано выше, это отличие возрастает при отборе более жестких /в с.ц.м./ протонов, т.е. между протонами и  $\pi^+$ -мезонами существует некоторая динамическая корреляция. Отметим, что эта корреляция не может быть связана с рождением изобары  $\Delta^{++}$ , поскольку эффект усиливается для событий с  $n \geq 6$ , в которых сечение  $\Delta^{++}$  мало. Кроме того, исключение из анализа событий, в которых эффективные массы  $p\pi^+$ -пар попадали в область /1,18-1,28/ ГэВ, показало, что наблюдаемые эффекты остаются и в этом случае. Таким образом, результаты, связанные с  $\pi^\pm$ -мезонами, требуют дальнейшего теоретического исследования.

Отметим далее, что планарные диаграммы процессов  $\bar{p}p$ -аннигиляции <sup>10/</sup> приводят к более жестким спектрам /по сравнению с  $pp$ -взаимодействиями/ как  $\pi^+$ , так и  $\pi^-$ -мезонов, что действительно

наблюдается на рис.10 /крестики/, где для  $\bar{p}p$ -взаимодействий рассматривается сумма неаннигиляционных и аннигиляционных процессов. Зависимость наблюдаемого эффекта от множественности  $n$  в этом случае качественно объясняется увеличением доли аннигиляционных процессов с ростом  $n$ . Количественные расчеты были выполнены <sup>/26,11/</sup> только для инклюзивных  $x$ -распределений  $\pi^{\pm}$ - и  $K^0/\bar{K}^0$ -мезонов.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Наблюдаются следующие различия  $x$  и  $p_T^2$ -распределений протонов и  $\pi^+$ -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 растет с ростом множественности заряженных частиц;

2. В событиях малой множественности средний поперечный импульс протонов больше в  $pp$ -взаимодействиях;

3. Для событий с медленными протонами распределения по  $x$  и  $p_T^2$   $\pi^+$ -мезонов имеют более жесткий характер в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях;

4. Степень отличия характеристик для  $\pi^+$ -мезонов увеличивается при уменьшении импульса протонов /в лабораторной системе/ и увеличении множественности заряженных частиц;

5. Перечисленные особенности импульсных распределений  $\pi^+$ -мезонов имеют очень слабо выраженный характер для  $\pi^-$ -мезонов.

Наблюдаемые в данной работе особенности  $x$ -распределений протонов в  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействиях можно понять теоретически на качественном уровне. Понимание особенностей спектров  $\pi^{\pm}$ -мезонов требует дальнейших теоретических исследований.

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. Gregory P.S. et al. - Nucl.Phys., 1977, B119, p.60.
2. a) Rushbrooke J.G., Webber B.R. - Phys.Rep., 1978, c44, p.1;  
b) Lednicky R. - Czech. J. Phys., 1983, B33, p.1177.
3. Booth C.N. et al. - Phys.Rev., 1983, D27, p.2018.
4. Amos N. et al. - Phys.Lett., 1983, B120, p.460.

5. Ward D.R. et al. - Nucl. Phys., 1980, B172, p.302.
6. a) Abesalashvili L.N. et al. - Phys. Lett., 1974, B52, p.236;  
Boos E.G. et al. -  
b) Blobel V. et al. - Nucl Phys., 1974, B69, p.454.
7. Batyunya B.V. et al. - Sov. J. Nucl., 1982, 36, p.403.
8. Boggild H. et al. - Nucl. Phys., 1973, B57, p.77.
9. Chew G.F., Rosenzweig C. - Phys. Rep., 1978, C41, p.263;  
Capella A. et al. - Phys. Lett., 1979, B81, p.68;  
Kaidalov A.B. - Phys. Lett., 1982, B116, p.459;  
Kaidalov A.B., Ter-Martirosyan K.A. - ITEP-161, Moscow, 1983.
0. Rossi G.C., Veneziano G. - Nucl.Phys., 1977, B123, p.507;  
Phys. Rep., 1980, 63, p.149;  
Kopeliovich Z., Zakharov B.G. - JINR, E2-82-548, Dubna, 1987; JINR, E2-88-85, Dubna, 1988.
1. Batyunya B.V. et al. - Z.Phys., 1984, C25, p.213.

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 января 1989 года.