

## УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ СИММЕТРИЧНЫХ АДРОННЫХ ПАР В $\pi^-p$ -СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 40 ГэВ

А.А.Волков, А.В.Кострицкий, В.В.Абрамов, А.Ф. Бузулуцков,  
 П.И.Гончаров, А.Н.Гуржиев, А.С.Дышкант, В.Н.Евдокимов,  
 А.О.Ефимов, Ю.П.Корнеев, А.Н.Кринецкин, В.И.Крышкин,  
 В.М.Подставков, А.И.Ронжин, Р.М.Суляев, Л.К.Турчанович

Институт физики высоких энергий  
 112281 Протвино, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 26 июля 1993 г.

На двухплечевом спектрометре измерена угловая зависимость сечений образования симметричных адронных пар с эффективной массой в диапазоне от 2,4 до 5,4 ГэВ/ $c^2$  при  $\sqrt{s} = 8,7$  ГэВ. Экспериментальные данные сравнивают с расчетами по модели, основанной на КХД.

Измерение сечений образования симметричных пар адронов с большими поперечными импульсами ( $P_T$ ) в адронных столкновениях является средством изучения динамики партон-партоного взаимодействия, так как, во-первых, общепризнано, что адроны с большими  $P_T$  образуются в результате жесткого рассеяния их составляющих – кварков, глюонов и, возможно, дикварков; во-вторых, экспериментально было показано [1], что при значениях  $x_T = 2P_T/\sqrt{s}$ , больших 0,2, лидирующий в струе адрон несет основную долю ее импульса (80–90%); в-третьих, угловая зависимость таких симметричных адронных пар практически не искажается наличием внутреннего поперечного импульса  $k_T$  партонов в сталкивающихся адронах [2]. Кроме того, процесс фрагментации приводит к тому, что адрон с большим  $P_T$  в большинстве случаев содержит рассеявшийся партон. Следовательно, квантовые числа такого адрона частично должны отражать аромат фрагментирующего партона [3]. При относительно невысоких энергиях можно ожидать больших эффектов нарушения скейлинга и влияния дикварков [4,5].

В настоящей работе представляются экспериментальные данные по зависимости инвариантных дифференциальных сечений образования  $h^+h^-$ -пар, где  $h = (\pi, K, p)$ , в  $\pi^-p$ -соударениях от  $\theta$  – угла рассеяния пары в ее системе покоя. Измерения угловых зависимостей сечений образования симметричных адронных пар и двухструйных событий в  $pp$ -,  $p\bar{p}$ -столкновениях были выполнены в ряде работ [1,6–10]. Однако результаты для  $\pi^-p$ -столкновений получены впервые. Данное обстоятельство объясняется, главным образом, двумя причинами: относительно низкой (в сравнении с  $p$  пучками) интенсивностью  $\pi^-$ -пучков и, одновременно с этим, трудностями регистрации таких редких событий, как рождение симметричных адронных пар с большими  $P_T$ .

Измерения были выполнены на двухплечевом поворотном спектрометре, подробное описание которого представлено в [11], при энергии в СЦМ  $\pi^-p$ -столкновений, равной 8,7 ГэВ. Пучок  $\pi^-$ -мезонов интенсивностью до  $10^8 \pi^-/с$  падал на водородную мишень длиной 40 см и затем попадал на поглотитель. Положение пучка на мишени и его интенсивность измерялись многоканальными ионизационными камерами со сплошными электродами. Абсолютная

калибровка камер осуществлялась при пониженной интенсивности пучка сцинтилляционными и черенковскими счетчиками, установленными на пучке. Точность калибровки камер составляла 10%. Основой спектрометра служил двухзазорный магнит с углом между осями зазоров 320 мрад. Это обеспечивало регистрацию образующихся в мишени пар частиц, разлетающихся под углом, близким к 180° между ними, в СЦМ нуклон-нуклонного взаимодействия при  $\sqrt{s} = 11,5$  ГэВ. Координаты траектории частицы после магнита измерялись дрейфовыми камерами. Идентификация частиц ( $\pi$ ,  $K$  и  $p$ ) осуществлялась спектрометрами колец черенковского излучения (СКОЧ) [12] при известном импульсе, вычисленном по отклонению траектории движения частицы в поле магнита. Для подавления счета от электромагнитных ливней в конце каждого плеча спектрометра располагался поглотитель из свинца толщиной 30 см, за которым стоял сцинтилляционный счетчик, включенный в триггер. Триггер одного плеча спектрометра вырабатывался совпадением сигналов с 4 сцинтилляционных счетчиков, а триггер двух плеч – совпадением одиночных триггеров.

Весь спектрометр мог вращаться в горизонтальной плоскости вокруг центра мишени на угол до 60 мрад. Измерения выполнены для двух значений угла между осью пучка и осью спектрометра: 0 мрад и 60 мрад.

Обработка экспериментальных данных включала в себя геометрическую реконструкцию треков, определение импульсов и углов вылета частиц из мишени, идентификацию сорта частиц по радиусу кольца черенковского излучения в СКОЧ. Затем производилось вычитание фоновых событий и вносились поправки на эффективность регистрации частиц разного сорта. При вычислении сечений использовались результаты моделирования эксперимента методом Монте-Карло.

Для анализа угловой зависимости сечений были выбраны адронные пары, удовлетворяющие следующим требованиям:

- 1)  $P_{T1,2} > 1$  ГэВ/с, где  $P_{T1}$  и  $P_{T2}$  – поперечные импульсы соответственно  $h^-$  и  $h^+$ ;
- 2)  $|P_{T1} - P_{T2}| < 0,6$  ГэВ/с;
- 3)  $2,4 < M_{h^+h^-} < 5,4$  ГэВ/с<sup>2</sup>, где  $M_{h^+h^-}$  – инвариантная масса адронной пары;
- 4)  $160^\circ < |\phi_1 - \phi_2| < 200^\circ$ , где  $\phi_1$  и  $\phi_2$  – азимутальные углы адронов.

Абсолютное значение продольного импульса в СЦМ  $\pi^-p$ -столкновений для всех пар удовлетворявших выше указанным условиям, не превышало 1 ГэВ/с.

В табл.1 представлены значения инвариантных дифференциальных сечений образования адронных пар различных сортов в зависимости от  $\cos\theta$ . Значение косинуса угла рассеяния пары в системе ее покоя определялось по формуле:

$$\cos\theta = \frac{\sin\left(\frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2}\right)},$$

где  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$  – полярные углы соответственно  $h^-$ - и  $h^+$ -адронов в СЦМ. Приведенные в табл.1 ошибки сечений включают только статистические погрешности измерений и расчета акцептанса установки методом Монте-Карло. Точность абсолютной нормировки сечений оценивается в 15% и связана в основном с абсолютной калибровкой мониторов, точностью определения импульса и различных поправок. Систематическая погрешность в определении

$\cos \theta$ , связанная с размером  $\pi^-$ -пучка на мишени и точностью знания геодезических привязок установки, не превышала 0,02.

Из табл.1 видно наличие асимметрии угловых зависимостей между рассеянием вперед и назад практически для всех сортов пар. Присутствие данной асимметрии может быть объяснено отличием структурных составляющих сталкивающихся  $\pi^-$ -мезонов и протонов.

Таблица 1

Угловая зависимость инвариантных дифференциальных сечений образования симметричных адронных пар

Сорт	Масса, ГэВ/c <sup>2</sup>	$\cos \theta$	$E_1 E_2 \frac{d^4 \sigma}{d^3 p_1 d^3 p_2} / \text{пкбн/ГэВ}^4$
$\pi^+ \pi^-$	3,5	-0,44	26,9 ± 3,0
		-0,37	19,2 ± 1,5
		-0,30	17,4 ± 1,8
		-0,12	8,6 ± 1,2
		-0,04	10,6 ± 0,5
		0,04	10,1 ± 0,4
		0,12	11,2 ± 1,3
		0,30	17,5 ± 1,7
		0,37	27,1 ± 2,1
		0,44	50,1 ± 4,6
		$\pi^+ K^-$	3,5
-0,37	2,87 ± 0,71		
-0,30	2,77 ± 1,01		
-0,13	1,36 ± 0,38		
-0,04	1,93 ± 0,20		
0,04	1,60 ± 0,21		
0,12	2,56 ± 0,67		
0,29	2,85 ± 0,61		
0,37	4,14 ± 0,81		
0,44	3,45 ± 2,24		
$K^+ \pi^-$	3,5		
		-0,37	5,95 ± 0,92
		-0,29	5,67 ± 1,10
		-0,12	5,13 ± 0,84
		-0,04	3,45 ± 0,29
		0,04	3,66 ± 0,28
		0,13	4,38 ± 0,93
		0,30	6,39 ± 1,61
		0,37	11,1 ± 1,5
		0,45	23,2 ± 3,5
		$K^+ K^-$	3,5
-0,37	1,70 ± 0,81		
-0,30	3,06 ± 0,94		
-0,12	3,49 ± 0,66		
-0,04	2,65 ± 0,27		
0,04	2,52 ± 0,25		
0,12	2,40 ± 0,64		
0,29	4,74 ± 1,19		
0,37	5,18 ± 1,20		
0,45	7,82 ± 2,68		

Сорт	Масса, ГэВ/c <sup>2</sup>	$\cos \theta$	$E_1 E_2 \frac{d^4 \sigma}{d^3 p_1 d^3 p_2} / \text{пкбн/ГэВ}^4$
$p \pi^-$	3,5	-0,47	5,74 ± 1,49
		-0,38	2,73 ± 1,21
		-0,30	2,64 ± 1,88
		-0,16	1,71 ± 0,44
		-0,05	0,82 ± 0,23
		0,05	1,73 ± 0,31
		0,15	1,47 ± 0,41
		0,27	4,82 ± 0,86
		0,37	4,58 ± 1,62
		0,44	6,31 ± 2,61
		$\pi^+ \bar{p}$	3,5
-0,37	21,1 ± 3,3		
-0,27	21,6 ± 2,0		
-0,15	21,7 ± 1,4		
-0,05	15,9 ± 0,8		
0,05	14,5 ± 0,8		
0,15	26,6 ± 1,8		
0,31	51,7 ± 8,3		
0,38	68,3 ± 5,8		
0,47	123 ± 8		
$p \bar{p}$	3,8		
		-0,37	6,36 ± 1,32
		-0,28	4,30 ± 1,31
		-0,13	2,53 ± 0,67
		-0,05	2,80 ± 0,33
		0,05	3,38 ± 0,36
		0,13	3,62 ± 0,67
		0,28	5,85 ± 1,44
		0,37	10,0 ± 2,0
		0,46	24,4 ± 3,4

Форма угловой зависимости образования адронных пар в  $\pi^-p$ -соударениях, вытекающая из КХД модели в первом порядке теории возмущений, имеет вид

$$\left. \frac{d\sigma}{dz} \right/ \left. \frac{d\sigma}{dz} \right|_{z=0} = A(1-z)^{-n} + B(1+z)^{-n}, \quad (1)$$

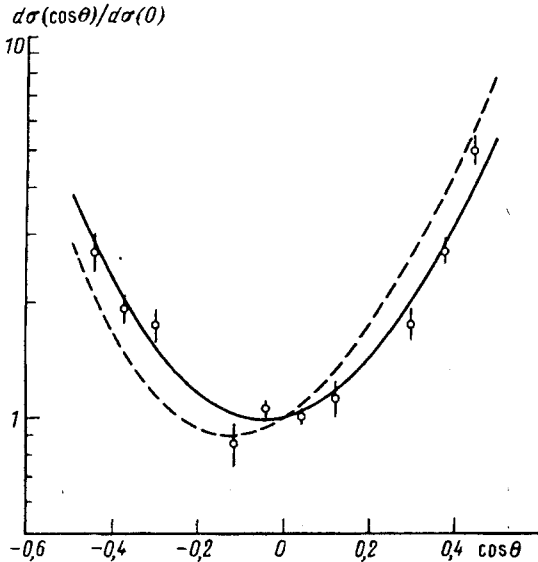
где  $n$ ,  $A$ ,  $B$  – параметры, а  $z = \cos \theta$ .

Таблица 2

Параметры аппроксимации угловой зависимости сечений симметричных адронных пар функций (1)

Сорт	$A$	$B$	$n$	$\chi^2/\text{ст.св.}$
$\pi^+\pi^-$	$0,59 \pm 0,03$	$0,41 \pm 0,02$	$3,21 \pm 0,12$	2,12
$\pi^+K^-$	$0,56 \pm 0,08$	$0,44 \pm 0,07$	$2,77 \pm 0,37$	0,77
$K^+\pi^-$	$0,67 \pm 0,05$	$0,33 \pm 0,04$	$3,26 \pm 0,22$	1,61
$K^+K^-$	$0,67 \pm 0,10$	$0,33 \pm 0,08$	$2,21 \pm 0,42$	1,64
$p\pi^-$	$0,73 \pm 0,03$	$0,27 \pm 0,02$	$3,62 \pm 0,11$	7,7
$\pi^+\bar{p}$	$0,67 \pm 0,33$	$0,33 \pm 0,07$	$4,07 \pm 0,38$	1,58
$p\bar{p}$	$0,71 \pm 0,07$	$0,29 \pm 0,05$	$3,65 \pm 0,25$	0,95

Экспериментальные данные для всех сортов пар в зависимости от  $\cos \theta$  описывались функцией (1). Значения параметров  $n$ ,  $A$ ,  $B$  и величин  $\chi^2$ , отнесенных к числу степеней свободы, представлены в табл.2. Из таблицы видно, что значения параметров  $n$ ,  $A$ ,  $B$  для разных сортов пар отличаются друг от друга. Данное обстоятельство свидетельствует о различии в механизмах образования разных адронных пар.



Угловая зависимость дифференциальных инвариантных сечений образования  $\pi^+\pi^-$ -пар. Сплошная линия – аппроксимация экспериментальных данных со средней массой  $3,5 \text{ ГэВ}/c^2$  функцией (1) ( $n = 3,21 \pm 0,21$ ), штриховая – результат расчета по КХД из работы [13] с массой  $4 \text{ ГэВ}/c^2$  ( $n = 3,45$ )

В работе [13], выполненной до экспериментальных измерений, был проведен расчет угловой зависимости сечений образования симметричных  $\pi^+\pi^-$ -пар в низшем порядке теории возмущений КХД, с эффективной массой пары  $4 \text{ ГэВ}/c^2$  при энергии в СЦМ  $\pi^-p$ -столкновений  $\sqrt{s} = 8,7 \text{ ГэВ}$ . Вычисления проводились с использованием следующих значений параметров модели: КХД

параметр  $\Lambda$  был выбран равным  $0,4 \text{ ГэВ/с}$ , средний поперечный импульс партонов в сталкивающихся протонах  $\langle k_T \rangle_{h \rightarrow q} = 800 \text{ МэВ/с}$ , средний поперечный импульс адронов в струе  $\langle k_T \rangle_{q \rightarrow h} = 400 \text{ МэВ/с}$ . Для устранения расхождений при малых передачах импульса в партонных сечениях к  $\hat{s}$ ,  $-\hat{t}$ ,  $-\hat{u}$  добавлялся регуляризирующий параметр  $m^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$ .

На рисунке показана угловая зависимость образования  $\pi^+\pi^-$ -пар с массой  $3,5 \text{ ГэВ}/c^2$ , полученная на основе экспериментальных данных, и расчетная кривая из работы [13]. Из рисунка видно, что теоретические расчеты качественно согласуются с экспериментальными результатами. Их количественное соответствие зависит от выбора параметров теоретической модели, используемых ею приближений, а также выбора функции фрагментации.

Полученные результаты хорошо согласуются с ранее опубликованными данными по измерению угловых зависимостей сечений образования симметричных адронных пар в  $pp$ -столкновениях при  $\sqrt{s} = 11,5 \text{ ГэВ}$  [10].

В заключение авторы пользуются возможностью поблагодарить дирекцию ИФВЭ за поддержку работы, сотрудников отделов кольцевого ускорителя, вывода, пучков за тот вклад, который сделал эту работу возможной.

- 
1. A.L.S.Angelis, H.-J.Besch, B.J.Blumenfeld et al., Nucl. Phys. **B209**, 284 (1982).
  2. R.Baier, J.Engeles, and B.Peterson, Z. Physik **C2**, 265 (1979).
  3. A.Breakstone, R.Campanini, H.B.Crawley et al., Z. Physik **C25**, 21 (1984).
  4. V.T.Kim, Mod. Phys. Lett. A **3**, 9, 909 (1988).
  5. S.Fredrikson, Procced. of the 8 Intern. seminar on high energy physics problems, JINR-D-1, 2-86-68, **2** (1987).
  6. A.Breakstone, R.Campanini, H.B.Crawley et al., Preprint CERN-EP/90-74, 1990.
  7. C.Arnison, C.Albajar, M.G.Albrow et al., Phys. Lett. **177B**, 244 (1986).
  8. P.Bagnaia, M.Banner, R.Battiston et al., Phys. Lett. **144B**, 283 (1984).
  9. F.Abe, D.Amidei, G.Apollinari et al., Phys. Rev. Lett. **62**, 3020 (1989).
  10. А.А.Волков, А.В.Кострицкий, В.В.Абрамов и др., Письма в ЖЭТФ **55**, 610 (1992).
  11. В.В.Абрамов, Б.Ю.Балдин, А.Ф.Бузулуцков и др., ИТЭ **6**, 75 (1992).
  12. V.V.Abramov, A.V.Alekseev, B.Yu.Baldin et al., NIM **A235**, 497 (1985).
  13. В.В.Змушко, Р.М.Сулязев, ЯФ **48**, 1423 (1988).