

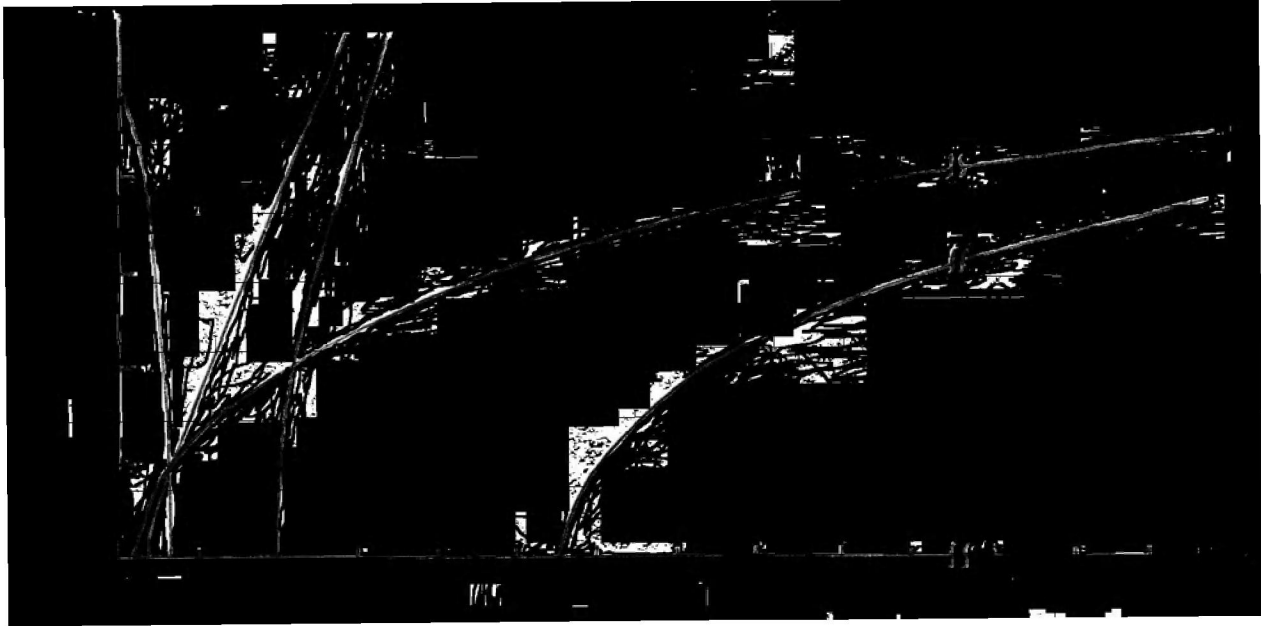
Э. Г. БООС, Т. ТЕМИРАЛИЕВ, Б. О. ЖАУТЫКОВ, Н. С. ПОКРОВСКИЙ, В. В. САМОЙЛОВ

СЕЧЕНИЕ $\tilde{p}p$ -АННИГИЛЯЦИИ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 32 ГэВ/С

Проведена статистическая идентификация заряженных частиц во всей разрешенной кинематической области, которая обеспечивает детальное совпадение дифференциальных сечений частиц и античастиц в зеркально симметричных системах. Определено среднее число протонов и антипротонов на взаимодействие в каждой множественности и на их основе оценено сечение $\tilde{p}p$ -аннигиляции при импульсе 32 ГэВ/с.

Статистическая идентификация заряженных частиц. При изучении множественных процессов с помощью водородных пузырьковых камер возникают трудности в определении природы одинаково заряженных частиц, поскольку идентификация по плотности ионизационных потерь в жидком водороде ограничена до импульса 1,2 ГэВ/с [1]. Для разделения антипротон-протон-

ной аннигиляции и неаннигиляционных $\tilde{p}p$ -взаимодействий [2] и для оценки сечений $\tilde{p}p$ -аннигиляции [3] необходима статистическая идентификация частиц по топологии. В этой статье излагаются результаты статистической идентификации заряженных частиц в каждой топологии, в основу которой положен алгоритм, изложенный в работах [4, 5].


 Рис. 1. Кинематические области фазового пространства в переменных P_T и P_L

На рис. 1 приведены пять кривых, соответствующих различным кинематическим областям.

Кривая 1 соответствует границе области визуальной идентификации частиц

$$P_L = \sqrt{(1,2)^2 - P_T^2};$$

кривая 2 разграничивает кинематические области, соответствующие вылету пионов в переднюю и заднюю полусферы в системе центра масс (с.ц.м.)

$$P_L = \sqrt{(\gamma_c^2 - 1)(P_T^2 + m_\pi^2)};$$

кривая 3 соответствует границе, разграничиваемой вылеты протонов (антипротонов) в переднюю и заднюю полусферы в с.ц.м.

$$P_L = \sqrt{(\gamma_c^2 - 1)(P_T^2 + m_p^2)};$$

кривые 4 и 5 получены путем пересчета кривой 1 (параметры P_L и P_T и частицы соответствует кривой 1) в антилабораторную систему координат, в предположении массы пиона и протона соответственно

$$P_L = -\frac{E_0}{m_p} \sqrt{(1,2)^2 - P_T^2} + \frac{P_0}{m_p} \sqrt{(1,2)^2 + m_\pi^2},$$

$$P_L = -\frac{E_0}{m_p} \sqrt{(1,2)^2 - P_T^2} + \frac{P_0}{m_p} \sqrt{(1,2)^2 + m_p^2},$$

где P_L , P_T – продольный и поперечный импульсы вторичных частиц в лабораторной системе координат, γ_c – лоренц-фактор системы центра

масс, m_π – масса пиона, m_p – масса протона, E_0 , P_0 – полная энергия и импульс налетающей частицы в лабораторной системе.

Как следует из CP -инвариантности, в антипротон-протонных взаимодействиях спектр π^+ -мезонов, пересчитанный в антилабораторную систему координат (систему покоя налетающего антипротона), должен воспроизводить спектр π^- -мезонов в лабораторной системе координат, а спектр протонов должен воспроизводить спектр антипротонов. Спектры π^- -мезонов и антипротонов, пересчитанные в антилабораторную систему координат (а.с.к.), должны воспроизводить соответственно спектры π^+ -мезонов и протонов в лабораторной системе координат (л.с.к.).

На начальном этапе идентифицированные протоны и π^+ -мезоны (левее кривой 1) пересчитывались в а.с.к. с единичным весом, а положительные частицы из области между кривыми 1 и 3 пересчитывались в а.с.к. дважды: как пион с весом $W_{\pi^+} = 0,5$ и как протон с весом $W_p = 0,5$. Положительные частицы, попадающие в область правее кривой 3, считались π^+ -мезонами и пересчитывались в а.с.к. с весом $W_{\pi^+} = 1$ (появление протона в передней полусфере в с.ц.м. пренебрежимо мало).

С целью учета зависимости статистических весов от продольного и поперечного импульса частиц создавались ячейки с интервалами:

по поперечному импульсу ($0 \div 0,2$; $0,2 \div 0,4$; $0,4 \div 0,6$; $0,6 \div 0,8$; $0,8 \div 1,2$; $\geq 1,2$) ГэВ/с; по продольному импульсу – от 0 до кривой 1; от кривой 1 до 2 ГэВ/с; от 2 до 3 ГэВ/с; от 3 ГэВ/с до кривой 3; от кривой 3 до 8 ГэВ/с; затем ($8 \div 12$; $12 \div 16$; $16 \div 20$; ≥ 20) ГэВ/с.

Внутри выделенных таким образом ячеек (P_{Li}, P_{Tj}) мы определили статистический вес π^- -мезонов и антипротонов как отношение числа пересчитанных в а.с.к. π^+ -мезонов $(\sum N_{\pi^+})_{\Lambda.C.K.}^{ij}$

и протонов $(\sum N_p)_{\Lambda.C.K.}^{ij}$ к числу реально попадающих в эту ячейку отрицательно заряженных частиц $(\sum N_-)_{\Lambda.C.K.}^{ij}$ в л.с.к.:

$$W_{\pi^-}^{ij} = \frac{(\sum N_{\pi^+})_{\Lambda.C.K.}^{ij}}{(\sum N_-)_{\Lambda.C.K.}^{ij}}; \quad (1)$$

$$W_p^{ij} = \frac{(\sum N_p)_{\Lambda.C.K.}^{ij}}{(\sum N_-)_{\Lambda.C.K.}^{ij}}. \quad (2)$$

С другой стороны, веса π^- -мезонов и антипротонов связаны между собой следующими соотношениями:

$$W_{\pi^-}^{ij} = 1 - W_p^{ij}. \quad (3)$$

Для определения веса протонов и π^+ -мезонов на начальном этапе отрицательные частицы левее кривой 3 считались π^- -мезонами (появление антипротона в задней полусфере в с.ц.м. пренебрежимо мало) и пересчитывались в а.с.к. с весом $W_{\pi^-} = 1$, а отрицательные частицы, попадающие в область правее кривой 3 и до импульса 16 ГэВ/с, пересчитывались в а.с.к. дважды – как π^- -мезон с весом $W_{\pi^-} = 0,5$ и как антипротон с весом $W_{\tilde{p}} = 0,5$. Отрицательные частицы с импульсом ≥ 16 ГэВ/с считались антипротонами и пересчитывались в а.с.к. с весом $W_{\tilde{p}} = 1$.

В ячейках (P_{Li}, P_{Tj}) статистические веса π^+ -мезонов и протонов определялись как отношение числа пересчитанных в а.с.к. π^- -мезонов $(\sum N_{\pi^-})_{\Lambda.C.K.}^{ij}$ и антипротонов $(\sum N_{\tilde{p}})_{\Lambda.C.K.}^{ij}$ к числу реально попадающих в эту ячейку положительно заряженных частиц $(\sum N_+)_{\Lambda.C.K.}^{ij}$ в л.с.к.:

$$W_{\pi^+}^{ij} = \frac{(\sum N_{\pi^-})_{\Lambda.C.K.}^{ij}}{(\sum N_+)_{\Lambda.C.K.}^{ij}}; \quad (4)$$

$$W_p^{ij} = \frac{(\sum N_{\tilde{p}})_{\Lambda.C.K.}^{ij}}{(\sum N_+)_{\Lambda.C.K.}^{ij}}. \quad (5)$$

Статистические веса π^+ -мезонов и протонов связаны между собой выражением

$$W_{\pi^+}^{ij} = 1 - W_p^{ij}. \quad (6)$$

В дальнейшем с учетом вычисленных весов π^+ - и π^- -мезонов, протонов и антипротонов в ячейках (ij) был проведен итерационный счет. После трехкратного итерационного счета были получены совпадающие значения статистических весов во всех ячейках $W_{\pi^-}^{ij}$, вычисленных по формулам (1) и (3), и $W_{\pi^+}^{ij}$ – по формулам (4) и (6).

Таким образом, в суммарные физические распределения каждая частица вносится с весом W_{π^+} для π^+ -мезонов и эта же частица с весом $W_p = 1 - W_{\pi^+}$ для протонов. Аналогично статистические веса вводятся для π^- -мезонов и антипротонов (их сумма также равна единице).

На рис. 2 показаны распределения по продольному импульсу для π^\pm -мезонов, протонов и антипротонов в с.ц.м., а в табл. 1 приведены средние значения продольных импульсов частиц раздельно в каждой полусфере в с.ц.м. Средние числа протонов и антипротонов на взаимодействие и значение асимметрии частиц также приведены в табл. 1. Коэффициент асимметрии вычисляется по формуле

$$A = \frac{N_B - N_H}{N_B + N_H},$$

где $N_B(N_H)$ – число частиц, летящих в переднюю (заднюю) полусферу в с.ц.м.

Величина асимметрии A и среднее значение продольного импульса находятся в согласии для частиц и античастиц в зеркально симметричных системах. Отметим, что появление протонов в передней полусфере, а антипротонов в задней в с.ц.м. (рис. 2) связано с фитированными каналами.

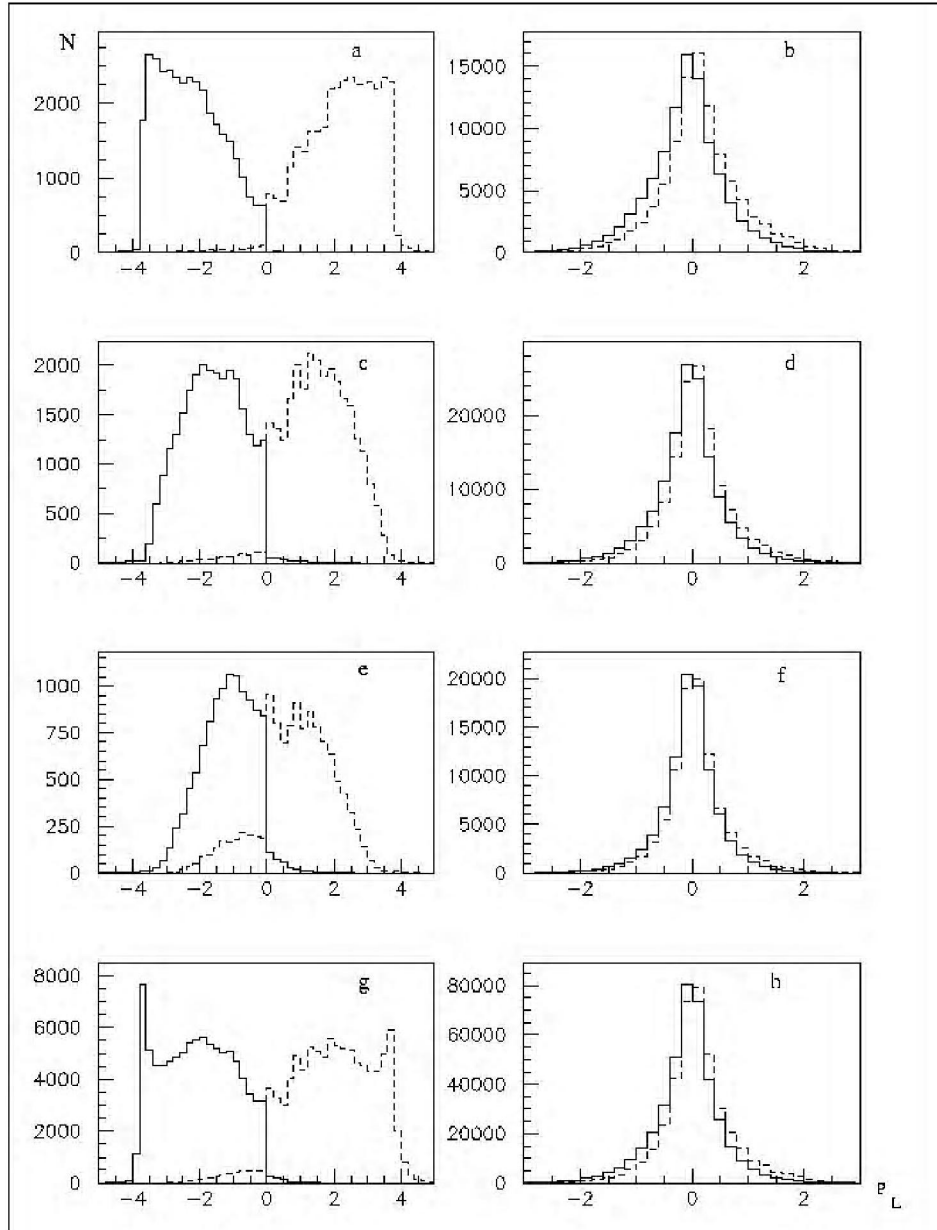


Рис. 2. Распределения по продольному импульсу в системе центра масс протонов (сплошная линия) и антипротонов (пунктирная линия) (а – четырехлучевые, с – шестилучевые, е – восьмилучевые, g – все множественности); распределения π^+ (сплошная линия) и π^- (пунктирная линия) - мезонов (b – четырехлучевые, d – шестилучевые, f – восьмилучевые, h – все множественности)

Средние числа протонов ($\langle n_p \rangle = 0,483 \pm 0,003$) и антипротонов ($\langle n_{\bar{p}} \rangle = 0,477 \pm 0,003$), определяемые по всем взаимодействиям, согласуются с данными работы [5] ($\langle n_p \rangle = \langle n_{\bar{p}} \rangle = 0,48 \pm 0,01$).

Сечение антипротон-протонной аннигиляции. Сечение аннигиляции по множественности определяется через разности сечений антипротон-протонных и протон-протонных соударений

в i -топологии:

$$\sigma_i^{ANN} = \sigma_i^{\bar{p}p} - \sigma_i^{pp}. \quad (7)$$

Недостатки «разностной методики» излагаются в работах [6–8]. В работе [3] предложен новый способ оценки сечения аннигиляции в i -топологии:

$$\sigma_i^{ANN} = \left(1 - \frac{\langle n_{p,\bar{p}}(\bar{p}p) \rangle_i}{\langle n_p(pp) \rangle_i}\right) \sigma_i(\bar{p}p). \quad (8)$$

Таблица 1. Средние характеристики частиц в $\tilde{p}p$ -взаимодействиях при импульсе 32 ГэВ/с

Множ.	Частица	$\langle n \rangle$	A	$\langle P_L^* \rangle$, ГэВ/с	
				вперед	назад
2	p	0,448±0,007	–	–	3,030±0,067
	\tilde{P}	0,440±0,006	–	3,015±0,067	–
	π^+	–	-0,326±0,012	0,518±0,016	0,738±0,018
	π^-	–	0,332±0,012	0,779±0,018	0,514±0,016
4	p	0,535±0,005	–	–	2,259±0,037
	\tilde{P}	0,527±0,005	–	2,265±0,037	–
	π^+	–	-0,158±0,004	0,487±0,008	0,562±0,008
	π^-	–	0,166±0,004	0,569±0,008	0,473±0,008
6	p	0,499±0,007	–	–	1,626±0,030
	\tilde{P}	0,486±0,007	–	1,610±0,030	–
	π^+	–	-0,110±0,004	0,408±0,006	0,469±0,007
	π^-	–	0,118±0,004	0,488±0,007	0,406±0,006
8	p	0,439±0,007	–	–	1,221±0,034
	\tilde{P}	0,438±0,007	–	1,217±0,034	–
	π^+	–	-0,075±0,003	0,356±0,005	0,400±0,006
	π^-	–	0,074±0,003	0,417±0,006	0,362±0,005
10	p	0,346±0,010	–	–	1,001±0,054
	\tilde{P}	0,324±0,010	–	1,011±0,054	–
	π^+	–	-0,044±0,003	0,317±0,006	0,336±0,006
	π^-	–	0,048±0,003	0,354±0,006	0,308±0,006
Все	p	0,483±0,003	–	–	2,059±0,016
	\tilde{P}	0,477±0,003	–	2,076±0,016	–
	π^+	–	0,130±0,002	0,413±0,003	0,501±0,003
	π^-	–	0,134±0,002	0,505±0,003	0,418±0,003

Таблица 2. Сечение $\tilde{p}p$ -аннигиляции (мбн)

Множ.	$\tilde{p}p$ 32 ГэВ/с		$\tilde{p}p$ 22,4 ГэВ/с
	$\sigma_i^{ANN} (\langle n_{p,\tilde{p}} \rangle)$	$\sigma_i(\tilde{p}p) - \sigma_i(pp)$ [10]	$\sigma_i^{ANN} (\langle n_{p,\tilde{p}} \rangle)$ [3]
0	–	0,50±0,02	
2	1,08±0,33	0,46±0,23	1,35±0,36
4	2,05±0,18	0,84±0,36	2,00±0,20
6	2,36±0,16	1,93±0,18	2,66±0,16
8	1,88±0,13	1,77±0,10	2,11±0,08
10	1,00±0,10	1,05±0,04	0,78±0,05
12	0,356±0,021	0,356±0,021	0,234±0,020
14	0,063±0,009	0,063±0,009	0,046±0,005
16	0,012±0,004	0,012±0,004	0,0030±0,0015
18	0,002±0,001	0,002±0,001	0,0012±0,0010

Формула (8) выведена в предположении, что среднее число протонов и антипротонов $\langle n_{p, \tilde{p}}(NAN) \rangle_i$ на одно неупругое взаимодействие такое же, как среднее число протонов $\langle n_p(pp) \rangle_i$ в неупругих протон-протонных столкновениях, при этом значения $\langle n_p(pp) \rangle_i$ взяты из pp -взаимодействий при 24 ГэВ/с [9], принимая во внимание то, что эта величина практически не меняется с ростом энергии.

В табл. 2 приведены (в колонке 2) сечения аннигиляции, вычисленные по формуле (8) для множественностей $2 \div 10$, а для множественностей ≥ 12 – сечения аннигиляции, определяемые разностным способом [10]. Сечения аннигиляции, вычисленные по формуле (7), также приведены в табл. 2 (колонка 3).

Сечения аннигиляции, оцениваемые обоими методами при первичном импульсе 32 ГэВ/с, имеют совпадающие значения, начиная с топологии $i \geq 6$. В двухлучевых и четырехлучевых событиях сечения, оцениваемые разностным методом, имеют заниженные значения, такая же картина наблюдалась при импульсе первичного антипротона 22,4 ГэВ/с [3]. Сечения аннигиляции в $\tilde{p}p$ -взаимодействиях при первичном импульсе 32 ГэВ/с, начиная с множественности ≥ 10 , несколько больше, чем в $\tilde{p}p$ -соударениях при 22,4 ГэВ/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. Такибаев Ж.С., Боос Э.Г. и др. // ПТЭ. 1971. №4. С. 69.

2. Боос Э.Г., Темиралиев Т. и др. // Изв. МОН РК, НАН РК. Сер. физ.-мат. 2000. № 2. С. 35.

3. Боос Э.Г., Ермилова Д.И. и др. // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 105.

4. Боос Э.Г., Ермилова Д.И. и др. Препринт ИФВЭ АН КазССР. 85-04. Алма-Ата, 1985.

5. Боос Э.Г., Виноцкий А.А. Препринт ИФВЭ АН КазССР. 85-08. Алма-Ата, 1985.

6. D'Innocenzo A., Ingrosso G., Rotelli P. // Lett. Nuovo Cimento. 1980. V. 27. P. 426-457.

7. Ледницки Р. // ЭЧАЯ. 1984. №15. С. 617.

8. Ward D.R., Simmons A. J. et. al. // Nucl. Phys. 1974. B. 172. P. 302.

9. Власов Е.В., Бабинцев В.В. и др. // Z. Phys. C. 1982. V. 13. P. 45.

10. Hanumaiah B., Sarycheva L. I. et. al. // Nuovo Cimento. 1982. V. 66A. P. 161.

Резюме

Барлық рұқсат етілген кинематикалық аймақта статистикалық түрде бөлшектердің табиғатын анықтау жүргізілген, ол айналық симметриялық жүйелерде бөлшектер мен антибөлшектердің дифференциалдық қималарының егжей-тегжейлі дәл келуін қамтамасыз етеді. Әрбір көптікте бір әрекеттестікке тиісті протондар мен антипротондардың орташа саны анықталған және солардың негізінде $\tilde{p}p$ -аннигиляциясының қимасы табылған.

Summary

The statistical identification of secondary charge particles was carried out in all allowed kinematical region, which provided detail coincidence of the differential cross section of particles and antiparticles in a mirror symmetry system. The average number of protons and antiprotons per interaction for every topology was estimated by taking into account the statistical weight and on its base cross section of $\tilde{p}p$ -annihilation was calculated.

Физико-технический институт
МОН РК, г. Алматы

Поступила 11.11.06г.