

Э. Г. БООС, Т. ТЕМИРАЛИЕВ, В. В. САМОЙЛОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В АНТИПРОТОН-ПРОТОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 22,4 И 32 ГЭВ/С

В антипротон-протонной аннигиляции наблюдается более слабая, чем в неаннигиляционных $\bar{p}p$ -взаимодействиях, корреляция заряженных частиц по квазибыстроте.

Исследование корреляций заряженных частиц и поиск нестатистических флуктуационных эффектов в процессах множественного рождения адронов позволяют получить сведения о внутренней динамике изучаемых явлений. При взаимодействии антипротонов с протонами происходит множественное рождение адронов, аналогичное неупругим процессам, протекающим во взаимодействиях протонов с протонами, и еще дополнительно наблюдаются множественные процессы, связанные с антипротон-протонной аннигиляцией. В эксперименте оба процесса одновременно регистрируются, и поэтому возникает задача разделения антипротон-протонной аннигиляции от неаннигиляционных (неупругих) процессов. В работе излагается методика выделения событий антипротон-протонной аннигиляции и результаты анализа быструх корреляций заряженных частиц. Экспериментальный материал по $\bar{p}p$ -взаимодействиям получен при экспонировании на Серпуховском синхротронном ускорителе водородных пузырьковых камер

«Людмила» при 22,4 ГэВ/с (~65000 событий) и «Мирабель» при 32 ГэВ/с (~200000 событий).

1. Методика выделения событий $\bar{p}p$ -аннигиляции. Выделение событий антипротон-протонной аннигиляции из полной статистики $\bar{p}p$ -взаимодействий проводилось в два этапа по методике, разработанной в лаборатории [1].

На первом этапе исключались неаннигиляционные эксклюзивные реакции и события с протонами, идентифицированными по ионизации, а также события, в которых присутствовали частицы со статистическим весом $W_{\bar{p}}$ или W_p , превышающим некоторое граничное значение, приведенное в табл. 1.

Граничные значения $W_{\bar{p}}$ определялись из условия, чтобы число антипротонов в каждой множественности приближалось к значению, оцененному статистическим методом. При этом минимальные граничные значения $W_{\bar{p}}$ и W_p

Таблица 1. Граничные значения $W_{\bar{p}}, W_p, M_{\text{недост.}}$ и количество событий с протоном или антипротоном при 32 ГэВ/с

Множественность	Параметр					
	2	4	6	8	10	≥ 12
$W_{\bar{p}}$	0,7	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5
W_p	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5
$M_{\text{недост.}}$	6,5	4,4	3,4	3,0	3,0	3,0
$N_p^{\text{ожид.}}$	19028	35085	27471	11447	2992	594
$N_p^{\text{идент.}}$	17640	26449	14084	5292	1313	235
$N_{\bar{p}}^{\text{ожид.}}$	18254	34552	26784	11419	2803	567
$N_{\bar{p}}^{\text{идент.}}$	17888	26994	14135	5264	1208	224

выбирались равными 0.5. При анализе не было выделено ни одного события, в котором положительный трек имел статистический вес протона $W_p \geq 0,5$, т.е. не были дополнительно исключены события с протонами.

В табл. 1 приведены ожидаемые значения числа протонов $N_p^{ожд.}$ и антипротонов $N_{\bar{p}}^{ожд.}$, полученные с учётом эксклюзивных реакций и статистических весов частиц, а также значения $N_p^{идент.}$ и $N_{\bar{p}}^{идент.}$, учитывающие идентификацию частиц для выделенных каналов реакций (табл. 2). Ожидаемое число протонов и антипротонов, оцениваемое методом статистической идентификации, больше, чем число идентифицированных протонов и антипротонов в каналах реакции (1÷3). Это свидетельствует о неполном исключении событий с протонами и антипротонами.

События, оставшиеся после проведенной процедуры исключения взаимодействий с протонами и антипротонами, можно отнести к трем группам:

(I) - группа аннигиляционных реакций, где в конечном состоянии отсутствуют нейтроны (антинейтроны)

$$\tilde{p}p \rightarrow k(\pi^+\pi^-)x^0,$$

где k - целое число, x^0 - нейтральная система;

(II) - группа неаннигиляционных реакций, содержащих в конечном состоянии нейтроны (n) и антинейтроны(\bar{n})

$$\tilde{p}p \rightarrow k(\pi^+\pi^-)n\bar{n}x^0;$$

(III) - группа, где среди заряженных частиц присутствуют неидентифицированные протоны и антипротоны.

На втором этапе по заряженным частицам в перечисленных трёх группах событий вычислялись значения недостающей массы

$$M_{недост.} = [(E_0 - \sum_{i=1}^n E_i)^2 - (\vec{P}_0 - \sum_{i=1}^n \vec{P}_i)^2]^{1/2}. \quad (1)$$

Соответствующие распределения $M_{недост.}$ для каждой множественности показаны на рис. 1.

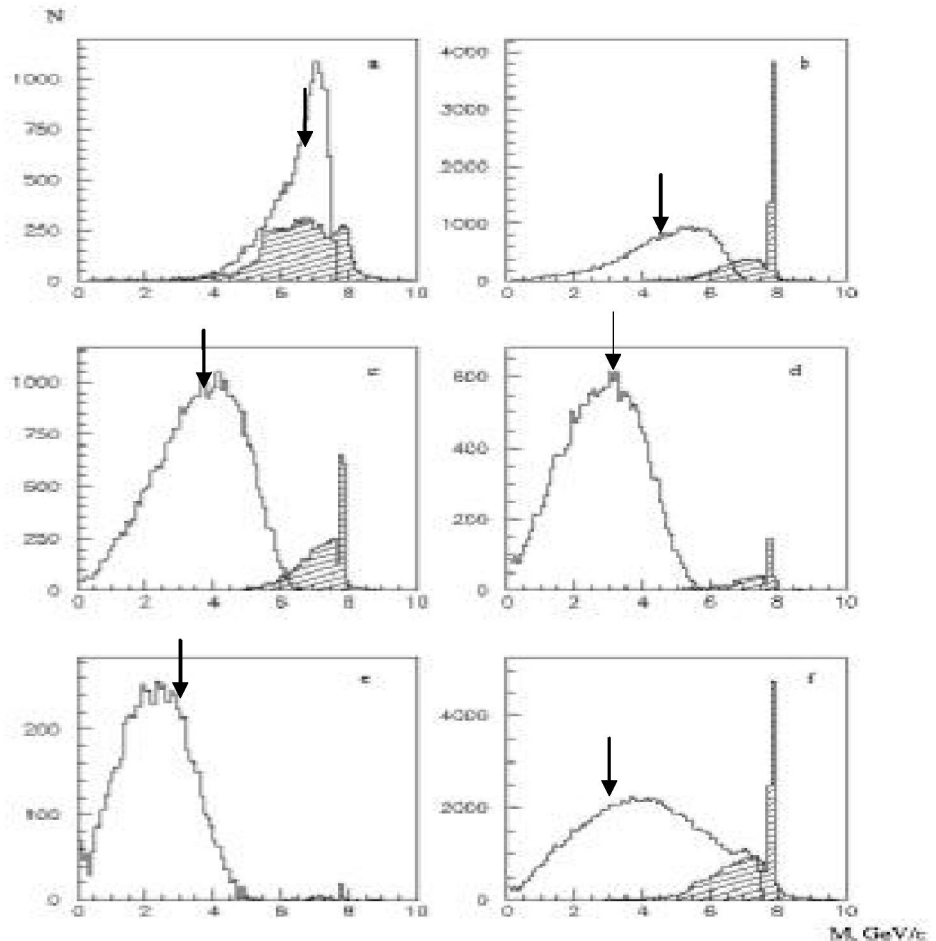


Рис. 1. Распределения по M . Незаштрихованные гистограммы – распределения по $M_{недост.}$. Заштрихованные гистограммы – распределения по эффективной массе $M(p\tilde{p})$: а) 2-лучевые; б) 4-лучевые; в) 6-лучевые; д) 8-лучевые; е) 10-лучевые; ф) суммарное распределение

Наличие нейтрона и антинейтрона среди вторичных частиц должно резко увеличить значение недостающей массы и это обстоятельство мы учитывали при выделении антипротон – протонной аннигиляции.

Отбор антипротон-протонных взаимодействий, относимых к аннигиляции, для каждой множественности начинался с событий с меньшими недостающими массами и заканчивался, когда общее количество отбираемых событий соответствовало сечению антипротон-протонной аннигиляции [2, 3].

Граничные значения $M_{недост.}$ приведены в табл. 1 (эти же значения указаны стрелкой на рис. 1).

Распределение числа событий по каналам реакции при 32 ГэВ/с приведено в табл. 2.

Из табл. 2 видно, что наблюдаемые числа событий в реакциях (2) и (3) очень близки, в то время как число событий в реакции (4) с нейтроном и антинейтроном больше, чем число событий в реакции (1) с протоном и антипротоном. Такие

данные по каналам реакций приводят к значению среднего числа протонов и антипротонов на одно взаимодействие меньше единицы.

Общепринято, что среднее число протонов и антипротонов $\langle n_{p,\bar{p}} \rangle$ в неаннигиляционных $\bar{p}p$ -взаимодействиях равно среднему числу протонов $\langle n_p \rangle$ в протон – протонных взаимодействиях. Известно также, что в области энергии (10 ÷ 100) ГэВ в pp -взаимодействиях $\langle n_p \rangle \sim 1,25$. Вышеуказанные данные свидетельствуют о том, что в эксперименте при 32 ГэВ/с в реакцию (4) с нейтроном и антинейтроном отнесено достаточно большое количество событий с неидентифицированными протоном и антипротоном.

Среднее число протонов и антипротонов $\langle n_{p,\bar{p}} \rangle$ и среднее число нейтронов и антинейтронов $\langle n_{n,\bar{n}} \rangle$ на одно неаннигиляционное $\bar{p}p$ -событие вычисляются выражениями следующего вида:

Таблица 2. Распределение числа событий по каналам реакции

Реакция	Множественность						
	2	4	6	8	10	≥ 12	Все множ.
(1) $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}pk(\pi^+\pi^-)x^0$	8553	15080	6781	3291	927	150	34782
(2) $\bar{p}p \rightarrow p\pi^-k(\pi^+\pi^-)\bar{n}x^0$	9087	11369	7303	2001	386	63	30209
(3) $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}\pi^+k(\pi^+\pi^-)nx^0$	9335	11914	7354	1973	281	53	30910
(4) $\bar{p}p \rightarrow k(\pi^+\pi^-)n\bar{n}x^0$	8891	18054	19504	8555	1809	0	56813
(5) $\bar{p}p \rightarrow k(\pi^+\pi^-)x^0$	6616	9140	14134	10266	5251	1969	47376
Всего	42482	65557	55076	26086	8654	2235	200090
$(N_{\bar{p}p} - N_{n\bar{n}})$ по формуле (4)	1793	15684	13429	7187	1633	–	–

$$\langle n_{p,\bar{p}} \rangle = \frac{2N_{\bar{p}p} + N_{p\bar{n}} + N_{\bar{p}n}}{N_{\bar{p}p} + N_{p\bar{n}} + N_{\bar{p}n} + N_{n\bar{n}}}, \quad (2)$$

$$\langle n_{n,\bar{n}} \rangle = \frac{2N_{n\bar{n}} + N_{p\bar{n}} + N_{\bar{p}n}}{N_{\bar{p}p} + N_{p\bar{n}} + N_{\bar{p}n} + N_{n\bar{n}}}, \quad (3)$$

где $N_{\bar{p}p}, N_{p\bar{n}}, N_{\bar{p}n}, N_{n\bar{n}}$ соответствуют числу событий в реакциях (1)÷(4).

Из выражений (2) и (3) следует, что сумма $\langle n_{p,\bar{p}} \rangle + \langle n_{n,\bar{n}} \rangle$ равна 2 (сохраняются бари-

онное и антибарионное числа), а разность $\langle n_{p,\bar{p}} \rangle - \langle n_{n,\bar{n}} \rangle$ связана с разностью числа событий в реакциях (1) и (4):

$$N_{\bar{p}p} - N_{n\bar{n}} = \frac{\langle n_{p,\bar{p}} \rangle - \langle n_{n,\bar{n}} \rangle}{2} \times (N_{\bar{p}p} + N_{p\bar{n}} + N_{\bar{p}n} + N_{n\bar{n}}). \quad (4)$$

Используя данные Blobel'a при 24 ГэВ/с, можно по формуле (4) оценить ожидаемые разности числа событий в реакциях (1) и (4) (см. табл. 2).

Вычисленные по формуле (4) разности числа событий в каждой множественности оказались большими или близкими количеству неидентифицированных событий с протоном или антипротоном. Это означает, что события с неидентифицированными протонами и антипротонами следует отнести к реакции (1).

Чтобы выяснить, насколько корректны критерии отбора аннигиляционных событий с малыми недостающими массами, проводилось сравнение распределений эффективных масс $M(p\bar{p})$ (заштрихованные гистограммы на рис.1) в событиях с протонами и антипротонами (реакция 1) с распределениями по величине недостающей массы (незаштрихованные гистограммы на рис.1), предполагая при этом, что возможный вклад нейтрон-антинейтронных пар эмитируется распределением эффективных масс протон-антипротонных пар.

Из рис. 1 видно, что в шести-, восьми- и десятилучевых событиях примесь неаннигиляционных процессов в реакциях, соответствующих аннигиляции, практически отсутствует. Эта примесь в двухлучевых взаимодействиях составляет ~40 %, в четырёх- ~ 3 %, а в суммарном распределении – ~12 %.

2. Сравнение квазибыстротных корреляций в событиях антипротон-протонной аннигиляции с соответствующими данными для неупругих pp - и неаннигиляционных $\tilde{p}p$ - взаимодействий. Выделение индивидуальных событий, соответствующих антипротон-протонной аннигиляции, позволило осуществить анализ многочастичных корреляций генерированных частиц и сопоставить их с соответствующими данными для неупругих pp - и неаннигиляционных $\tilde{p}p$ - взаимодействий.

Рассмотрим корреляционную функцию [4, 5]

$$R_k(G) = \frac{F_k(G)}{F_k^\phi(G)} - 1, \quad (5)$$

где $G = \eta_{i+k} - \eta_i$ - разность квазибыстрот, η_i и η_{i+k} - квазибыстроты граничных частиц интервала, в который попадает $k - 1$ заряженная частица, $F_k(G)$ - измеренное дифференциальное

распределение и $F_k^\phi(G)$ - ожидаемое дифференциальное распределение в случае отсутствия корреляций (фоновое распределение).

Статистическая ошибка в определении $R_k(G)$ вычисляется по формуле

$$\delta R_k(G) = (R_k(G) + 1) \sqrt{\left(\frac{\delta F_k(G)}{F_k(G)}\right)^2 + \left(\frac{\delta F_k^\phi(G)}{F_k^\phi(G)}\right)^2}. \quad (6)$$

На рис. 2 представлены зависимости R_k от G в инклюзивном анализе для неаннигиляционных $\tilde{p}p$ -взаимодействий при импульсах первичных антипротонов 22,4 ГэВ/с (рис.2а), 32 ГэВ/с (рис.2б) и для неупругих pp -взаимодействий при импульсе 69 ГэВ/с (рис.2с) для $k=(2\div 5)$.

Видно, что в области малых быстротных интервалов ($G < G_1$) и в области больших быстротных интервалов ($G > G_2$) наблюдается положительная корреляция $R_k(G) > 0$, а в области ($G_1 < G < G_2$) величина $R_k(G)$ становится отрицательной для всех рассмотренных значений $k=(2\div 5)$. Здесь G_1 - левая точка пересечения функции $R_k(G)$ с осью G ; G_2 - правая точка пересечения функции $R_k(G)$ с осью G .

В табл. 3 приведены значения G_1 и G_2 , а также максимальное значение $R_k^{\max}(G)$ внутри области $0 < G < G_1$. Величины G_1 и G_2 смещаются в сторону больших значений с увеличением энергии первичной частицы (при фиксированном значении k). В то же время усреднённая величина $\langle \Delta G \rangle = \langle G_2 - G_1 \rangle$ при $k = (2\div 5)$ слабо меняется в неаннигиляционных $\tilde{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с, 32 ГэВ/с и в неупругих pp -соударениях при импульсе 69 ГэВ/с и соответственно равны $\langle \Delta G \rangle = 1,8$; $\langle \Delta G \rangle = 2,0$; $\langle \Delta G \rangle = 2,2$.

На рис. 3 приведены полученные результаты для зависимости R_k от G при анализе инклюзивных антипротон-протонных взаимодействий, сопровождающихся аннигиляцией для $k=(2\div 5)$ при импульсах 22,4 ГэВ/с (рис.3а) и 32 ГэВ/с (рис.3б).

Из сравнения рисунков 2 и 3, а также данных, приведённых в табл.3, видно, что в неаннигиляционных $\tilde{p}p$ -взаимодействиях наблюдается заметная по сравнению с аннигиляционными событиями корреляция частиц, качественно совпадающая с корреляцией частиц в неупругих pp -взаимодействиях при 69 ГэВ/с.

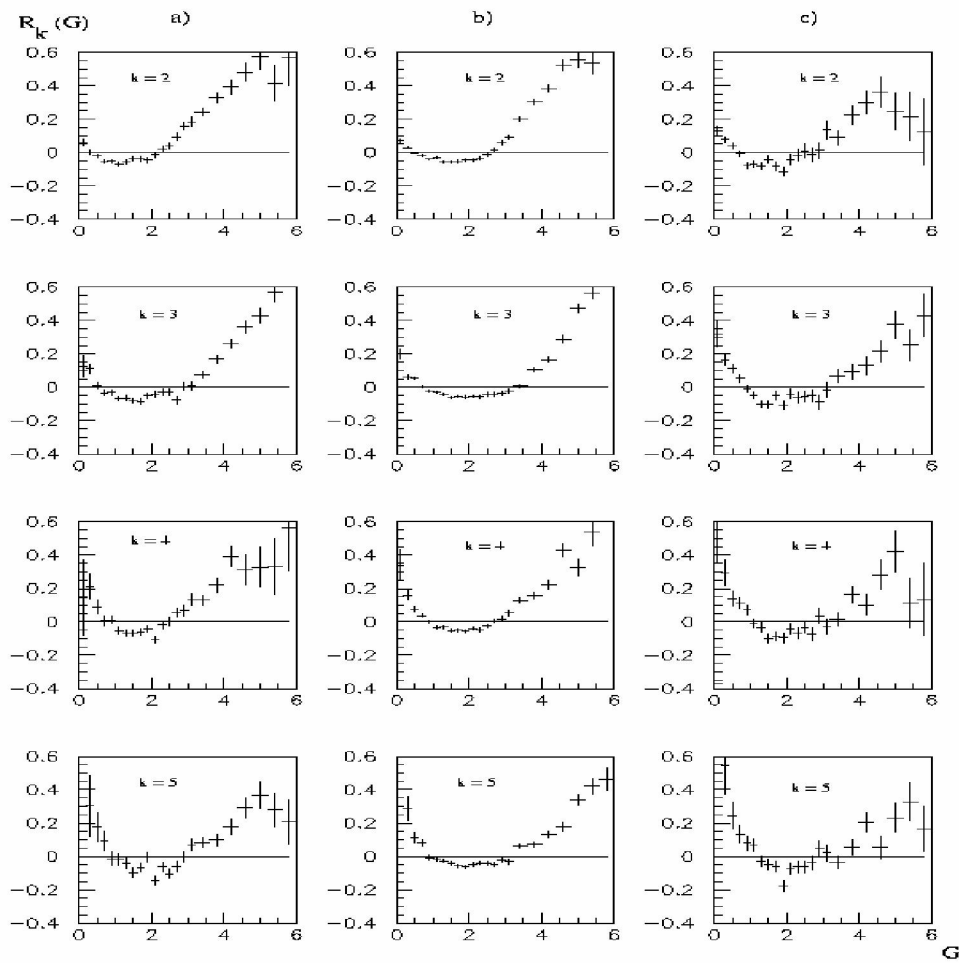
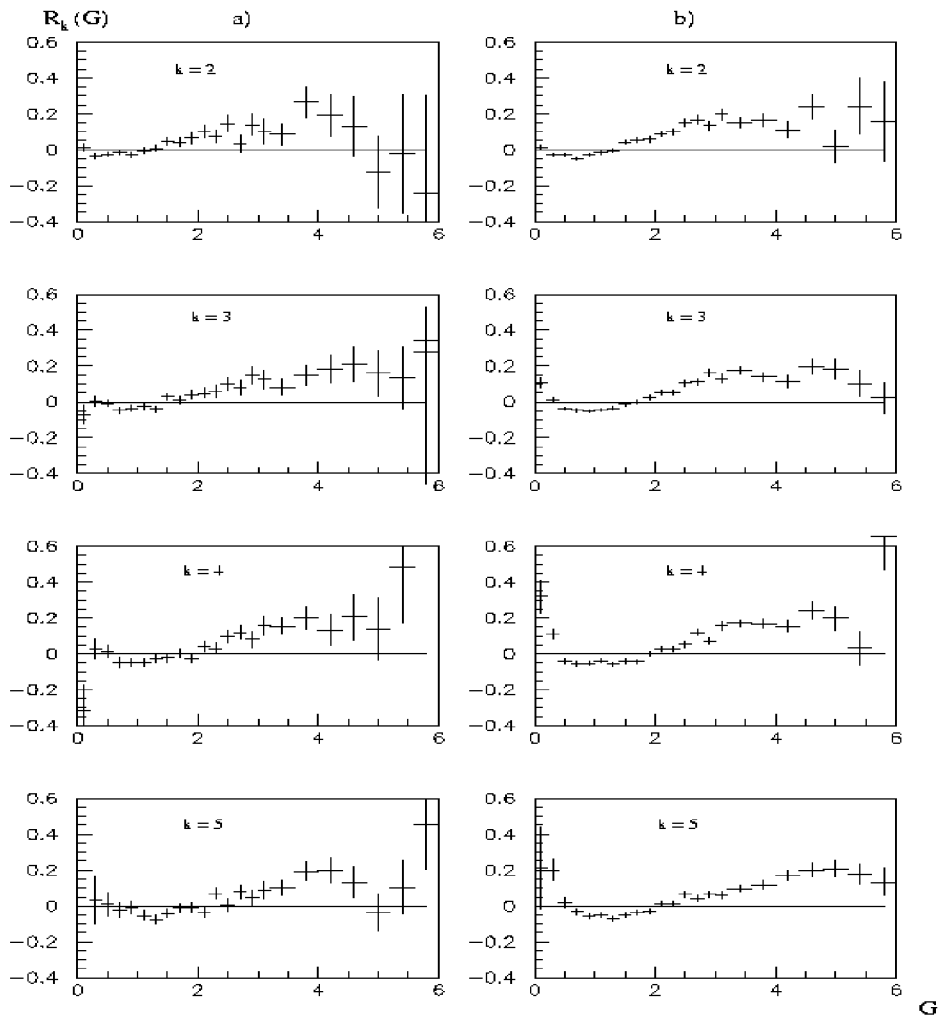


Рис. 2. Зависимость R_k от G в неаннигиляционных каналах
 { $\tilde{p}p$ при 22,4 ГэВ/с – а); $\tilde{p}p$ – 32 ГэВ/с – б)} и в pp при 69 ГэВ/с – с)

Таблица 3. Значения G_1 , G_2 и R_{\max} для неаннигиляционных взаимодействий
 (в скобках приведены соответствующие значения для $\tilde{p}p$ -аннигиляции)

K	$\tilde{p}p$ 22,4 ГэВ/с			$\tilde{p}p$ 32 ГэВ/с			pp 69 ГэВ/с		
	G_1	G_2	R_{\max}	G_1	G_2	R_{\max}	G_1	G_2	R_{\max}
2	0,4 (0,2)	2,2 (1,2)	0,06±0,02 (0,01±0,02)	0,6 (0,2)	2,6 (1,4)	0,07±0,01 (0,02±0,02)	0,8	3,0	0,13±0,03
3	0,6 (0,6)	3,2 (1,6)	0,12±0,07 (0,00±0,02)	0,8 (0,4)	3,4 (1,8)	0,20±0,03 (0,10±0,03)	1,0	3,2	0,32±0,08
4	1,0 (0,6)	2,6 (2,0)	0,21±0,08 (0,02±0,04)	1,0 (0,4)	2,8 (2,0)	0,34±0,09 (0,35±0,10)	1,2	3,4	0,65±0,30
5	1,4 (0,8)	3,0 (2,0)	0,31±0,19 (0,00±0,01)	1,2 (0,6)	3,2 (2,4)	0,29±0,08 (0,40±0,25)	1,2	3,6	0,63±0,30


 Рис. 3. Зависимость R_k от G :

 а) $\bar{p}p$ - аннигиляция при 22,4 ГэВ/с; б) $\bar{p}p$ - аннигиляция при 32 ГэВ/с

Наблюдаемые совпадения в корреляционной функции, по-видимому, можно объяснить предположением о том, что основной вклад в неаннигиляционный канал $\bar{p}p$ -соударений, как и в pp -взаимодействиях, даёт механизм рождения частиц через промежуточное образование нуклонных резонансов.

В событиях аннигиляции при импульсе 32 ГэВ/с наблюдаются положительные значения $R_k(G)$ в области малых G при $k=(3?5)$ (рис.3б), тогда как при импульсе антипротонов 22,4 ГэВ/с (рис.3а) такая корреляция отсутствует.

На рис. 4 представлены зависимости R_k от G для множественности 8 ÷ 12 в антипротон-протонной аннигиляции при импульсе 32 ГэВ/с с целью выяснения связи наблюдаемых корреляций с множественностью. В области малых значений G

($G < G_1$) корреляция частиц не наблюдается для множественностей 4 и 6, но она заметна ($R_k(G) > 0$) для 8-лучевых событий при $k=3$ (рис.4а) и отсутствует для тех же 8-лучевых взаимодействий при $k=4$ и $k=5$. Для событий с множественностями 10 (рис.4б) и ≥ 12 (рис.4с) наблюдаются положительные значения $R_k(G)$ для $k=3,4,5$.

Таким образом, наблюдаемые корреляции частиц в инклюзивном канале антипротон - протонной аннигиляции обусловлены взаимодействиями с множественностями 8 и больше

Подводя итоги, отметим следующее.

В процессах антипротон – протонной аннигиляции при импульсе 32 ГэВ/с появляется новый канал реакции с образованием мезонных резонансов, распадающихся на четыре и более заряженных частиц.

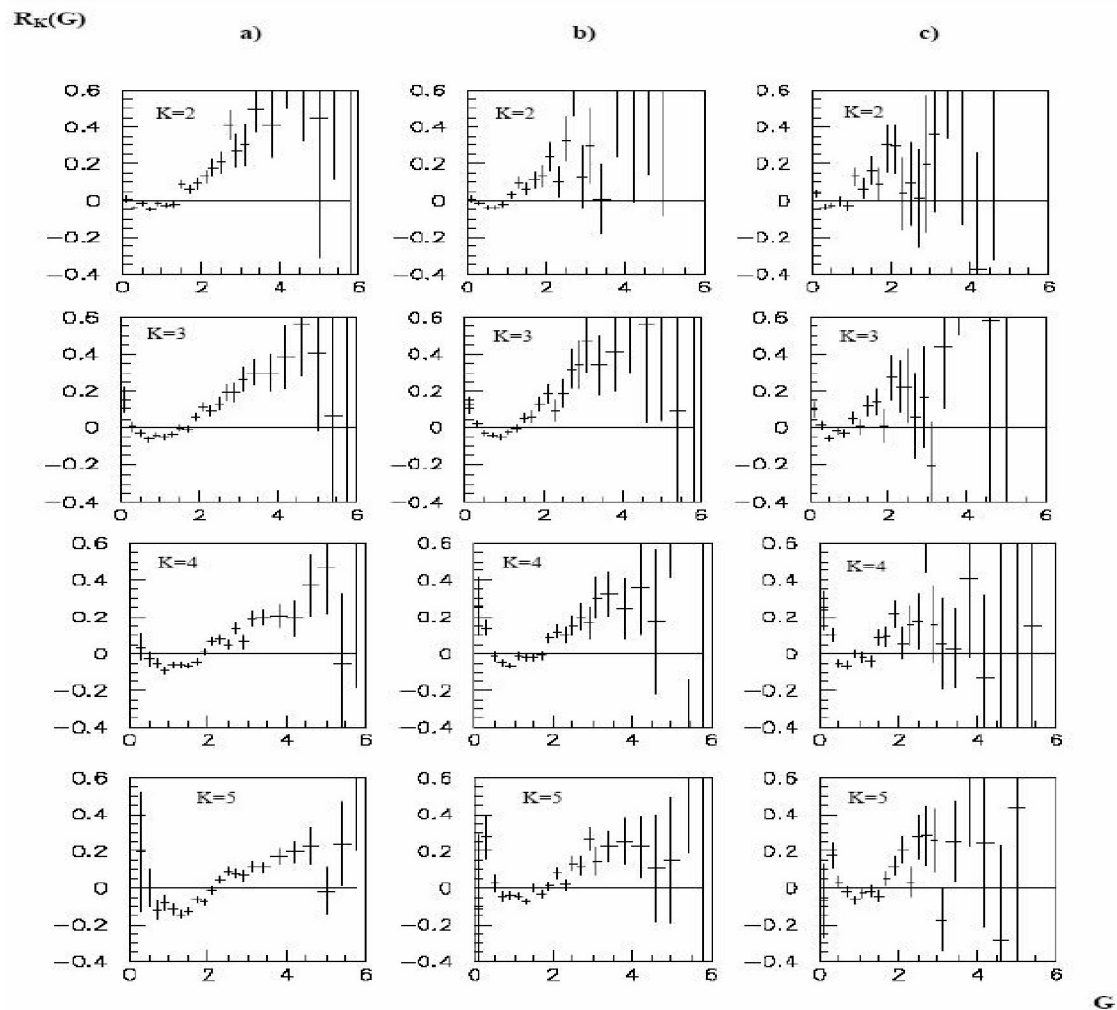


Рис. 4. Зависимость R_K от G для $\bar{p}p$ -аннигиляции при 32 ГэВ/с: а) 8-лучевые; б) 10-лучевые; в) ≥ 12 -лучевые

Во взаимодействиях антипротон – протонной аннигиляции наблюдается более слабая корреляция заряженных частиц, чем в неаннигиляционных $\bar{p}p$ -взаимодействиях.

В протон-протонных и неаннигиляционных антипротон-протонных соударениях наблюдается подобие корреляционных функций.

Авторы выражают искреннюю благодарность участникам международных сотрудничеств «Людмила» и «Мирабель» за плодотворную совместную работу при получении первичных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боос Э.Г., Темиралиев Т. и др. // Изв. МОН РК, НАН РК. Сер. физ.-мат. 2000. №2. С. 35.
2. Боос Э.Г., Темиралиев Т. и др. // Изв. МОН РК, НАН РК. Сер. физ.-мат. 2006. № 6. С. 64-70.

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

4. Боос Э.Г., Виницкий А.А., Ермилова Д.И. и др. // Препринт ИФВЭ АН КазССР, 90-03. Алма-Ата, 1990.

5. Боос Э.Г., Темиралиев Т. и др. // Изв. МОН РК, НАН РК. Сер. физ.-мат. 2002. № 2. С. 59.

Резюме

Зарядталған элементар бөлшектердің өзара байланысы антипротонның-протонмен аннигиляциясында, аннигиляциялық емес $\bar{p}p$ -соқтығысуына қарағанда өте аз шамада болатыны көрсетілген.

Summary

In antiproton – proton annihilation is observed more weak correlation of charged particles on quasyrapidity then non-annihilation $\bar{p}p$ -interactions one.

Физико-технический институт МОН РК,

г. Алматы

Поступила 8.01.08г.