25

Институт теоретической и
экспериментальной физики

FERMILAB
AUG 15 2000
LIBRARY

42-99

ITEP-42-99

А.Д.Андряков, О.В.Булеков, В.С.Демидов,
А.Л.Ендалов, В.И.Михайличенко,
В.А.Окороков, И.А.Поленкевич,
А.К.Поносов, Ф.М.Сергеев.

# КОРРЕЛЯЦИИ ПИОНОВ С МАЛЫМ ОТНОСИТЕЛЬНЫМ ИМПУЛЬСОМ В АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Fermilab Library
0 1160 0069641 3

Москва 1999

УДК 539.1 М-16

КОРРЕЛЯЦИИ ПИОНОВ С МАЛЫМ ОТНОСИТЕЛЬНЫМ ИМПУЛЬСОМ В АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ.
Препринт ИТЭФ 42-99/

Андряков А.Д., О.В.Булеков[+], В.С.Демидов, А.Л.Ендалов[+], В.И.Михайличенко, В.А.Окороков[+], И.А.Поленкевич[+], А.К.Поносов[+], Ф.М.Сергеев[+] -М.,1999 - **24с.**

Исследованы двухчастичные корреляции пионов в $\pi p$- и $pp$-взаимодействиях при $\sqrt{s} \sim 2.9-4$ ГэВ/с в области малых относительных 4-импульсов. Рассмотрены комбинации из тождественных заряженных, разноименно заряженных и состоящие из заряженных и нейтральных пионов. Для пар тождественных пионов наблюдаются положительные корреляции при малых значениях разностей 4-импульсов, которые позволяют оценить геометрические размеры источника пионов ($R \sim 2$ фм). Наблюдается превышение над фоном в узкой области вблизи нуля для разноименно заряженных пионов, свидетельствующее об образовании связанного состояния в этой системе типа дипионного атома. Для пар, состоящих из заряженного и нейтрального пионов, корреляций не обнаружено. Изучено влияние узких резонансов на наблюдаемые корреляции. Установлено, что узкие резонансы приводят к увеличению измеренных пространственных размеров источника. Показано, что наблюдаемые корреляции не объясняются эффектом лидирования.

PIONS CORRELATIONS WITH LOW RELATIVE MOMENTUM UNDER INTERMEDIATE ENERGIES.

A.D.Andryakov, O.V.Bulekov, V.S.Demidov, A.L.Endalov, V.I.Mikhailichenko, V.A.Okorokov, I.A.Polenkevich, A.K.Ponosov, F.M.Sergeev

Two particle pion correlations at low relative four-momentum are investigated in $\pi p$ and $pp$-interactions at $\sqrt{s} \sim 2.9 - 4$ GeV/c. Combinations of like, unlike charge sign and neutral with charged pion pairs are considered. Constructive interference correlations for the pairs of identical pions are observed. The space size of the pionic source is found to be equal $R \approx 2$ fm. The narrow enhencement near the zero for pairs of unlike-signed pions gives evidence of formation of bound state. There are no correlations observed in the system, consisting of charged and neutral pions. The influence of narrow resonances on interference correlations are studied. The existence of this resonances leads to increase of the pions source size. It is shown that the observed correlations could not be explained by leadig effect.

Рис. - 8, список лит. - 35 наим.

©Институт теоретической и экспериментальной физики, 1999

[+]Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет)

## Введение

Интерференционные корреляции частиц содержат информацию о пространственно-временных характеристиках их источника. Впервые это свойство было использовано в радиоастрономии Ханбери-Брауном и Твиссом [1] для определения угловых размеров звезд. Первые измерения пространственной протяженности источника пионов были выполнены Г. и С. Гольдхаберами, Ли и Пайсом [2].

За прошедшие с тех пор сорок лет накоплен большой объем экспериментальных данных по двух- и трёхчастичным корреляциям тождественных адронов. Эти данные подробно представлены в обзорах [3,4]. В ряде работ исследованы корреляции разноименно заряженных частиц [5-7], данные же по корреляциям пар, состоящих из заряженных и нейтральных частиц, скудны и противоречивы [8].

Такая же ситуация характерна и для современного состояния теории. Корреляции тождественных частиц, обусловленные статистикой Бозе-Эйнштейна, детально изучены в рамках наиболее распространенных моделей, таких как мультипериферические [9-11], гидродинамические [12-14] и струнные [15-17]. Получена параметризация для различных типов источников (статические, динамические и т.д.), выявлена роль данных корреляций в появлении больших флуктуаций в плотностях распределений частиц, обусловленных масштабно-инвариантной динамикой [4]. По корреляциям разноименно заряженных пионов основная часть работ направлена на объяснение неудовлетворительного описания фактором Гамова кулоновского взаимодействия [7,18]. Публикации, посвященные корреляциям заряженных и нейтральных пионов, содержат противоречивую информацию об их величине и знаке. В частности, в работе [3] возможность таких корреляций следует из изотопических свойств системы двух пионов, поведение корреляционной функции при этом определяется конкретной реакцией (числом нейтральных пионов).

Возможность возникновения корреляций в системах $\pi^+\pi^0$ и $\pi^-\pi^0$ вследствие Ферми-статистики кварков рассматривалась в работе

В.В.Владимирского [19]. Обобщенная Бозе-статистика по мнению авторов работы [20] также может приводить к корреляциям в данных системах, образующихся из начальных состояний с нулевым изоспином.

В последнее время возрастающая статистическая обеспеченность результатов измерений предъявляет все более жесткие требования к генераторам событий. Как показывает практика, невозможно добиться удовлетворительного согласия моделей с экспериментальными результатами без учета корреляций Бозе-Эйнштейна [5,6,20]. Достижение определенности по корреляциям в системах, состоящих из заряженных и нейтральных частиц, необходимо для дальнейшего совершенствования моделей и получения новой информации о пространственно-временной картине развития множественных процессов [21,22]. Изучение корреляций в этих системах требует тщательного учета влияния резонансов [3-6], а также кулоновского и сильного взаимодействий в конечном состоянии [23-27].

Целью данной работы является исследование парных корреляций пионов для различных зарядовых комбинаций, определение с помощью этих корреляций пространственно-временных характеристик источника, а также изучение влияния рождения резонансов и взаимодействия в конечном состоянии. Для этого были исследованы реакции, представленные в табл.1. Экспериментальный материал получен на 2-метровых водородных пузырьковых камерах ИТЭФ и CERN.

**Таблица 1.** Исследованные реакции.

| $N^{\underline{0}}$ | Реакция | $P_{пучка}$, $ГэВ/c$ | Число событий |
|---|---|---|---|
| 1 | $\pi^- p \to p\pi^+\pi^-\pi^-$ | 3,9 | 35972 |
| 2 | $\pi^- p \to p\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ | 3,9 | 38371 |
| 3 | $\pi^- p \to n\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ | 3,9 | 16189 |
| 4 | $\pi^+ p \to p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$ | 4,2 | 18567 |
| 5 | $pp \to np\pi^+\pi^+\pi^-$ | 8 | 6924 |
| 6 | $pp \to pp\pi^+\pi^-\pi^0$ | 8 | 4046 |

## Параметризация и переменные

Для анализа экспериментальных данных была использована двухчастичная корреляционная функция, которая обычно определяется следующим соотношением:

$$C_2(\vec{P}_1, \vec{P}_2) = \frac{< n >^2}{< n(n-1) >} \frac{N_2(\vec{P}_1, \vec{P}_2)}{N_1(\vec{P}_1) N_1(\vec{P}_2)}. \tag{1}$$

Здесь $n$ - множественность, $N_1$ и $N_2$ - одно- и двухчастичные инклюзивные инвариантные импульсные распределения, в свою очередь определяемые как

$$N_1(\vec{P}_i) = \frac{E_i}{N_{ev}} \frac{d^3 n_1}{d^3 P_i}, \qquad N_2(\vec{P}_1, \vec{P}_2) = \frac{E_1 E_2}{N_{ev}} \frac{d^6 n_2}{d^3 P_1 d^3 P_2}, \tag{2}$$

где $E_i$ и $\vec{P}_i$ - энергия и импульс $i$-го пиона, $n_1$ - число частиц, $n_2$ - число пар, $N_{ev}$ - полное число событий.

Исследовалась зависимость корреляционной функции $C_2$ от инвариантной переменной $Q^2 = -(p_1 - p_2)^2$, где $p_1$ и $p_2$ - 4-импульсы частиц. Эта переменная сочетает свойства трехмерного анализа с низкими требованиями к объему статистики, характерными для одномерной задачи [28]. Связь инвариантной массы пары пионов $M$ с $Q$ имеет вид

$$Q^2 = M^2 - 4m_\pi. \tag{3}$$

Модель независимо испускающих одночастичных источников с Гауссовым пространственно-временным распределением в объеме статичной сферы приводит к параметризации Гольдхабера [29]:

$$C_2(Q) = R_0(1 + \lambda\ exp(-R^2 Q^2)), \tag{4}$$

где $R_0$ - нормировочный множитель, $\lambda$ - параметр когерентности, $R$ - параметр, пропорциональный среднеквадратичному радиусу сферически симметричного источника в системе покоя диипона ($R^2 = < r^2 > /3$).

Простая геометрическая интерпретация интерференционной картины, основанная на оптической аналогии, однако, неприменима в случае, когда источники движутся с релятивистской скоростью друг относительно друга, приводя к сильным корреляциям между пространством-временем и энергией-импульсом испускаемых частиц. Корреляции такого типа возникают вследствие природы каскадной динамики.

В интерпретации Бозе-Эйнштейновских корреляций (BEC) Андерсоном и Хофманом [16] и Боулером [15,17] в струнной модели масштаб длин, измеряемый BEC, относится не к размерам испускающего пионы источника, а к пространственно-временному интервалу между точками рождения, для которых импульсные распределения ещё перекрываются. Этот интервал в свою очередь связан с натяжением струны. Модель предсказывает приблизительно экспоненциальный вид корреляционной функции [6]:

$$C_2(Q) = R_0(1 + \lambda\ exp(-RQ)), \tag{5}$$

где $R$, как ожидается, не зависит от энергии взаимодействия.

При фитировании некоторых экспериментальных распределений (рис.5, 6b) вводился дополнительный множитель в виде суммы константы и квадратичного члена для учета кинематических корреляций вне области интерференционного пика.

В последние годы значительные усилия были направлены на изучение флуктуаций в процессах множественного рождения. Эти исследования, дополненные теоретическим анализом самоподобного характера пертурбативных КХД каскадов, были сконцентрированы на поиске перемежаемости, которая сильно связана с BEC [4]. Масштабная инвариантность подразумевает, что многочастичная корреляционная функция ведет себя степенным образом в широком интервале таких переменных, как $Q^2$ и $M^2$. Однако степенной закон получается, если размер источника флуктуирует от события к событию и/или источник является самоподобным (фракталоподобным) объектом, распространяющимся в большом объеме [30]. Степенное поведение BEC наблюдалось в ряде экспериментов [5,6]. В этих экспериментах $C_2$ аппроксимируется функцией

$$C_2(M) = A + B\left(\frac{1}{M^2}\right)^{\beta}. \tag{6}$$

Использование инвариантной массы вместо относительного 4-импульса позволяет избежать сингулярностей при $Q^2 \to 0$.

Фактор Гамова использовался для учета кулоновского взаимодействия в конечном состоянии пары заряженных пионов

$$G = \frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta}}, \qquad \eta = \frac{Z_1 Z_2 m_\pi \alpha}{Q}, \tag{7}$$

где $\alpha$ - постоянная тонкой структуры.

## Результаты

Распределения по эффективной массе для систем $\pi^+\pi^-\pi^0$ и $p\pi^+$ представлены на рис.1a-1d для реакций 2 и 4.

Зависимости $C_2(Q)$ для тождественных частиц из реакций 2 и 4 с фоновыми распределениями в виде пар разноименно заряженных пионов и пар, состоящих из заряженного, совпадающего по знаку с пучковым, и нейтрального пионов, представлены на рис.2 и 3. Исключены события, в которых эффективные массы комбинаций $\pi^+\pi^-\pi^0$ лежат в полосе резонансов $M(\eta,\omega)\pm k\sigma(k=0,1...3)$, где $M_\eta = 0.549\pm0.006$ ГэВ и $M_\omega = 0.785 \pm 0.014$ ГэВ для реакции 2, $M_\eta = 0.549 \pm 0.009$ ГэВ и $M_\omega = 0.787 \pm 0.024$ ГэВ для реакции 4.

Зависимости $C_2(Q)$ для тождественных частиц из реакций 2 и 4, с фоновыми распределениями в виде пар разноименно заряженных пионов и пар, состоящих из заряженного, совпадающего по знаку с пучковым, и нейтрального пионов, представлены на рис.4a и 4b. Исключены события, в которых эффективные массы комбинаций $p\pi$ лежат в полосе $\Delta$-изобары $M_\Delta \pm k\sigma(k = 0,1...3)$, где $M_\Delta = 1.207 \pm 0.046$ ГэВ для реакции 2, $M_\Delta = 1.206 \pm 0.066$ ГэВ для реакции 4.

На рис.5a и 5b показаны зависимости $C_2(Q)$ для тождественных частиц из реакций 2 и 4 с фоновыми распределениями в виде пар тождественных пионов, полученных моделированием. Моделирование было выполнено с использованием адаптированной для промежуточных энергий В.В.Ужинским версии модели FRITIOF [31]. Все упоминаемые ниже смоделированные распределения получены с использованием этой модели.

Корреляционные функции $C_2(Q)$ для разноименно заряженных частиц из реакций 2,4,6 показаны на рис.6a - 6d с фоном в виде пар, состоящих из заряженного и нейтрального пионов (рис.6a, 6b) и смоделированных пар разноименно заряженных пионов (рис.6c, 6d).

На рис.7 представлены зависимости $C_2(Q)$ для пар тождественных и разноименно заряженных частиц из реакций 2,4,6 с фоновыми распределениями в виде пар, состоящих из разноименно заряженных и заряженного и нейтрального пионов. В состав пары из двух пионов, совпадающих по знаку с пучковым, включался лишь пион, имеющий меньший импульс.

Корреляционные функции $C_2(Q)$ для пар, состоящих из заряженного и нейтрального пионов из реакции 2, показаны на рис.8 с фоном в виде

пар, состоящих из заряженного и нейтрального пионов, полученных моделированием.

Результаты аппроксимации спектров для пар тождественных пионов, где в качестве фона использованы распределения для разноименно заряженных пионов, представлены в табл.2-4. Здесь и далее звездочка над номером реакции в таблице соответствует тому, что при обработке не учитывались события, в которых эффективные массы какой-либо трехчастичной комбинации пионов попадали в интервалы, соответствующие резонансам $\eta$ и $\omega$ ([537 ÷ 561] МэВ и [757 ÷ 813] МэВ для реакции 2, [531÷567] МэВ и [739÷835] МэВ для реакции 4). Указанные интервалы соответствуют условию $M_{eff} \in [M_{res} \pm 2\sigma]$ и изображены на рис.1a-1d в виде заштрихованных гистограмм. Нижний индекс s соответствует тому, что при построении распределения отбирались лишь пары, в состав которых входит заряженный пион, совпадающий по знаку с пучковым, импульс которого меньше импульса аналогичного пиона, входящего в данное событие.

**Таблица 2.** Значения параметров аппроксимации распределений $C_2(Q)$ функцией (4) для реакций 1-5 в области изменения переменной $0. \leq Q \leq 0.4$ ГэВ.

| Реакция | $N^{EFF}/N^{BG}$ | $\lambda$ | R, фм | $\chi^2/N_{c.c.}$ |
|---|---|---|---|---|
| 1 | $N^{--}/N^{+-}$ | 0.33±0.09 | 0.80±0.23 | 0.53 |
| 1 | $N^{--}/N_s^{+-}$ | 0.14±0.12 | 0.96±0.60 | 0.51 |
| 2 | $N^{--}/N^{+-}$ | 0.79±0.09 | 1.01±0.09 | 1.39 |
| 2* | $N^{--}/N^{+-}$ | 0.55±0.09 | 0.87±0.15 | 1.22 |
| 2 | $N^{--}/N_s^{+-}$ | 0.49±0.09 | 1.02±0.16 | 1.18 |
| 2* | $N^{--}/N_s^{+-}$ | 0.32±0.09 | 0.79±0.26 | 0.99 |
| 3 | $N^{\pm\pm}/N^{+-}$ | 0.67±0.11 | 1.14±0.13 | 0.53 |
| 3 | $N^{\pm\pm}/N_s^{+-}$ | 0.43±0.12 | 1.31±0.23 | 0.82 |
| 4 | $N^{++}/N^{+-}$ | 0.75±0.15 | 1.25±0.15 | 2.09 |
| 4* | $N^{++}/N^{+-}$ | 0.75±0.18 | 1.26±0.18 | 1.58 |
| 4 | $N^{++}/N_s^{+-}$ | 0.39±0.15 | 1.35±0.27 | 1.9 |
| 4* | $N^{++}/N_s^{+-}$ | 0.49±0.17 | 1.32±0.25 | 1.98 |
| 5 | $N^{++}/N^{+-}$ | 0.64±0.44 | 1.84±0.63 | 0.91 |

**Таблица 3.** Значения параметров аппроксимации распределений $C_2(Q)$ функцией (5) для реакций 1-5 в области изменения переменной $0. \leq Q \leq 0.4$ ГэВ.

| Реакция | $N^{EFF}/N^{BG}$ | $\lambda$ | R, фм | $\chi^2/N_{c.c.}$ |
|---|---|---|---|---|
| 1 | $N^{--}/N^{+-}$ | 0.61±0.20 | 0.83±0.72 | 0.68 |
| 1 | $N^{--}/N_s^{+-}$ | 0.26±0.21 | 1.13±1.48 | 0.56 |
| 2 | $N^{--}/N^{+-}$ | 1.50±0.25 | 0.99±0.32 | 1.98 |
| 2* | $N^{--}/N^{+-}$ | 1.43±0.49 | 0.57±0.17 | 1.45 |
| 2 | $N^{--}/N_s^{+-}$ | 0.85±0.19 | 0.94±0.49 | 1.59 |
| 2* | $N^{--}/N_s^{+-}$ | 1.65±0.57 | 0.27±0.08 | 1.11 |
| 3 | $N^{\pm\pm}/N^{+-}$ | 1.21±0.21 | 1.59±0.36 | 0.66 |
| 3 | $N^{\pm\pm}/N_s^{+-}$ | 0.78±0.25 | 1.93±0.67 | 0.94 |
| 4 | $N^{++}/N^{+-}$ | 1.19±0.27 | 1.61±0.42 | 2.85 |
| 4* | $N^{++}/N^{+-}$ | 1.23±0.32 | 1.70±0.49 | 2.12 |
| 4 | $N^{++}/N_s^{+-}$ | 0.61±0.27 | 1.93±0.82 | 2.21 |
| 4* | $N^{++}/N_s^{+-}$ | 0.84±0.36 | 2.04±0.79 | 2.31 |
| 5 | $N^{++}/N^{+-}$ | 1.97±1.98 | 4.31±2.24 | 0.97 |

**Таблица 4.** Значения параметров аппроксимации распределений $C_2(Q)$ функцией (6) для реакций 1-4 в области изменения переменной $0. \leq Q \leq 0.4$ ГэВ.

| Реакция | $N^{EFF}/N^{BG}$ | A | $B\ 10^{-3}$, $Гэ B^2/c^4$ | $\beta$ | $\chi^2/N_{c.c.}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | $N^{--}/N^{+-}$ | 0.87±0.05 | 11.0 ±17.0 | 1.37±0.61 | 0.61 |
| 1 | $N^{--}/N_s^{+-}$ | 0.61±0.03 | 0.57 ±2.75 | 2.02±2.03 | 0.53 |
| 2 | $N^{--}/N^{+-}$ | 0.69±0.03 | 1.87 ±1.53 | 2.29±0.34 | 1.51 |
| 2* | $N^{--}/N^{+-}$ | 0.79±0.05 | 12.9 ±11.2 | 1.49±0.33 | 1.27 |
| 2 | $N^{--}/N_s^{+-}$ | 0.61±0.02 | 0.95 ±1.25 | 2.29±0.53 | 1.29 |
| 2* | $N^{--}/N_s^{+-}$ | 0.64±0.05 | 22. ±24. | 1.04±0.39 | 1.02 |
| 3 | $N^{\pm\pm}/N^{+-}$ | 1.06±0.02 | 0.27 ±0.34 | 3.13±0.53 | 0.47 |
| 3 | $N^{\pm\pm}/N_s^{+-}$ | 0.87±0.02 | 0.015 ±0.036 | 3.98±0.99 | 0.98 |
| 4 | $N^{++}/N^{+-}$ | 0.78±0.02 | 0.049±0.091 | 3.69±0.77 | 2.3 |
| 4* | $N^{++}/N^{+-}$ | 0.92±0.03 | 0.041±0.090 | 3.82±0.90 | 1.73 |
| 4 | $N^{++}/N_s^{+-}$ | 0.71±0.02 | 0.005±0.018 | 4.32±1.59 | 2.01 |
| 4* | $N^{++}/N_s^{+-}$ | 0.78±0.02 | 0.007±0.027 | 4.27±1.49 | 2.11 |

Данные аппроксимации корреляционной функции зависимостями (4)-(6) для пар тождественных пионов, в случае, когда в виде фона использованы соответствующие распределения, полученные моделированием, дают систематически меньшие значения параметров, характеризующих пространственные размеры. В частности, для реакций 2 и 4, $C_2(Q)$ для которых представлена на рис.5, фит функцией Гаусса дает значения параметра R $0.57 \pm 0.03$ фм и $0.51 \pm 0.06$ фм соответственно, при аппроксимации экспоненциальной зависимостью - $0.69 \pm 0.03$ фм и $0.57 \pm 0.04$ фм.

**Таблица 5.** Значения параметров аппроксимации распределений $C_2(Q)$ функцией (4) для реакций 2-4 в области изменения переменной $0. \leq Q \leq 0.4$ ГэВ.

| Реакция | $N^{EFF}/N^{BG}$ | $\lambda$ | R, фм | $\chi^2/N_{c.c.}$ |
|---|---|---|---|---|
| 2 | $N^{--}/N^{-0}$ | 0.79±0.12 | 1.17±0.13 | 0.84 |
| 2* | $N^{--}/N^{-0}$ | 0.80±0.14 | 1.19±0.15 | 0.48 |
| 2 | $N^{--}/N_s^{-0}$ | 0.65±0.16 | 1.35±0.21 | 0.53 |
| 2* | $N^{--}/N_s^{-0}$ | 0.52±0.15 | 1.27±0.26 | 0.72 |
| 4 | $N^{++}/N^{+0}$ | 0.59±0.18 | 1.49±0.24 | 0.89 |
| 4* | $N^{++}/N^{+0}$ | 0.63±0.19 | 1.37±0.24 | 0.42 |
| 4 | $N^{++}/N_s^{+0}$ | 0.43±0.24 | 1.65±0.50 | 0.41 |
| 4* | $N^{++}/N_s^{+0}$ | 0.44±0.19 | 1.27±0.36 | 0.40 |

**Таблица 6.** Значения параметров аппроксимации распределений $C_2(Q)$ функцией (5) для реакций 2-4 в области изменения переменной $0. \leq Q \leq 0.4$ ГэВ.

| Реакция | $N^{EFF}/N^{BG}$ | $\lambda$ | R, фм | $\chi^2/N_{c.c.}$ |
|---|---|---|---|---|
| 2 | $N^{--}/N^{-0}$ | 1.53±0.27 | 1.73±0.34 | 0.73 |
| 2* | $N^{--}/N^{-0}$ | 1.62±0.36 | 1.88±0.46 | 0.41 |
| 2 | $N^{--}/N_s^{-0}$ | 1.40±0.43 | 2.37±0.61 | 0.34 |
| 2* | $N^{--}/N_s^{-0}$ | 1.20±0.49 | 2.35±0.82 | 0.58 |
| 4 | $N^{++}/N^{+0}$ | 1.29±0.52 | 2.85±0.81 | 1.08 |
| 4* | $N^{++}/N^{+0}$ | 1.29±0.51 | 2.38±0.79 | 0.57 |
| 4 | $N^{++}/N_s^{+0}$ | 1.11±0.77 | 3.44±1.56 | 0.36 |
| 4* | $N^{++}/N_s^{+0}$ | 0.95±0.55 | 2.29±1.17 | 0.39 |

Результаты аппроксимации спектров для пар тождественных пионов, где в качестве фона использованы распределения для пар, состоящих из заряженного и нейтрального пионов, причем заряженный пион совпадает по знаку с пучковым, представлены в табл.5-7.

Результаты аппроксимации спектров для пар разноименно заряженных пионов, где в качестве фона использованы распределения для пар, состоящих из заряженного и нейтрального пионов, представлены в табл.8-9.

**Таблица 7.** Значения параметров аппроксимации распределений $C_2(Q)$ функцией (6) для реакций 2-4 в области изменения переменной $0. \leq Q \leq 0.4$ ГэВ.

| Реакция | $N^{EFF}/N^{BG}$ | A | $B$ $10^{-4}$, $ГэВ^2/c^4$ | $\beta$ | $\chi^2/N_{c.c.}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 2 | $N^{--}/N^{-0}$ | 0.80±0.02 | 1.4 ±1.6 | 3.34±0.49 | 0.74 |
| 2* | $N^{--}/N^{-0}$ | 1.01±0.02 | 1.0 ±1.2 | 3.56±0.51 | 0.46 |
| 2 | $N^{--}/N_s^{-0}$ | 0.69±0.02 | 0.054 ±0.082 | 4.45±0.61 | 0.46 |
| 2* | $N^{--}/N_s^{-0}$ | 0.83±0.02 | 0.17 ± 0.41 | 3.99±0.98 | 0.69 |
| 4 | $N^{++}/N^{+0}$ | 0.88±0.02 | 0.004 ±0.012 | 5.52±1.26 | 0.98 |
| 4* | $N^{++}/N^{+0}$ | 1.06±0.03 | 0.54 ±1.57 | 4.61±1.19 | 0.49 |
| 4 | $N^{++}/N_s^{+0}$ | 0.83±0.02 | 0.001±0.005 | 5.84±1.39 | 0.53 |
| 4* | $N^{++}/N_s^{+0}$ | 0.90±0.05 | 1.0 ± 3.2 | 3.27±1.29 | 0.44 |

**Таблица 8.** Значения параметров аппроксимации распределений $C_2(Q)$ функцией (4) для реакций 2-4 в области изменения переменной $0. \leq Q \leq 0.25$ ГэВ.

| Реакция | $N^{EFF}/N^{BG}$ | $\lambda$ | R, фм | $\chi^2/N_{c.c.}$ |
|---|---|---|---|---|
| 2 | $N^{+-}/N^{\pm 0}$ | 1.23±0.69 | 4.56±1.19 | 0.39 |
| 2* | $N^{+-}/\Sigma N^{\pm 0}$ | 1.27±8.83 | 3.4 ±1.1 | 0.72 |
| 2 | $N_s^{+-}/N_s^{\pm 0}$ | 1.4 ±0.69 | 3.01±0.76 | 0.83 |
| 2* | $N_s^{+-}/N_s^{\pm 0}$ | 1.19±0.63 | 3.55±0.94 | 0.57 |
| 4 | $N^{+-}/N^{\pm 0}$ | 2.28±9.61 | 10.7±19.1 | 0.02 |
| 4* | $N^{+-}/N^{\pm 0}$ | 0.65±0.71 | 4.02±2.15 | 0.12 |
| 4 | $N_s^{+-}/N_s^{\pm 0}$ | 0.46±0.31 | 1.88±1.44 | 0.35 |
| 4* | $N_s^{+-}/N_s^{\pm 0}$ | 0.49±0.73 | 0.81±0.65 | 0.95 |

**Таблица 9.** Значения параметров аппроксимации распределений $C_2(Q)$ функцией (5) для реакций 2-4 в области изменения переменной $0. \leq Q \leq 0.25$ ГэВ.

| Реакция | $N^{EFF}/N^{BG}$ | $\lambda$ | R, фм | $\chi^2/N_{c.c.}$ |
|---|---|---|---|---|
| 2 | $N^{+-}/N^{\pm 0}$ | 2.18±1.40 | 7.85±2.91 | 0.34 |
| 2* | $N^{+-}/N^{\pm 0}$ | 3.37±2.17 | 6.86±2.47 | 0.45 |
| 2 | $N_s^{+-}/N_s^{\pm 0}$ | 3.49±1.93 | 5.78±1.97 | 0.39 |
| 2* | $N_s^{+-}/N_s^{\pm 0}$ | 2.21±1.21 | 5.92±2.13 | 0.31 |
| 4 | $N^{+-}/N^{\pm 0}$ | 31. ±110. | 37. ±34. | 0.02 |
| 4* | $N^{+-}/N^{\pm 0}$ | 1.14±1.49 | 6.81±5.98 | 0.11 |
| 4 | $N_s^{+-}/N_s^{\pm 0}$ | 1.09±0.97 | 3.5 ±3.72 | 0.19 |
| 4* | $N_s^{+-}/N_s^{\pm 0}$ | 2.71±3.96 | 11.6±11.1 | 0.53 |

Полученные распределения показывают наличие конструктивных корреляций, обусловленных как тождественностью бозонов (рис.2,3,5), так и кулоновским взаимодействием (рис.6).

Анализ распределений, представленных на рис.2,3, показывает, что узкие мезонные резонансы оказывают влияние на форму корреляционной функции в области малых Q, приводя к систематическому увеличению пространственных размеров, получаемых в процессе фита (табл.2,3,5,6), что согласуется с результатами работ [5,6,32,34,35]. Причиной этого увеличения является то, что размеры, получаемые при наличии резонансов, характеризуют, повидимому, не протяженность области генерации адронов, а средний пробег до распада самих резонансов [3,4]. Более 90% значений разностей 4-импульсов двух пионов, входящих в состав $\eta$- и $\omega$-мезонов, лежат в области малых значений Q (0.÷0.5 ГэВ).

Однако исключение событий, связанных с $\Delta$-изобарой, вследствие большого фона не приводит к тому влиянию $\Delta$-изобары на корреляционную функцию (рис.4), которое наблюдалось в работе [35]. Значения разностей 4-импульсов двух пионов, один из которых входит в выделенную полосу, распределены по всей области Q.

С целью учета влияния эффекта лидирования в фоновые распределения были включены лишь заряженные пионы, совпадающие по знаку

с пучковым, имеющие меньший, чем у аналогичных пионов, импульс (рис.7). Результаты фитирования, представленные в табл.2,3,5,6, показывают, что лидирование приводит к изменению амплитуды корреляций, характеризуемой параметром когерентности, не приводя в пределах погрешностей к изменению пространственных характеристик источника.

Корреляции разноименно заряженных пионов лежат в области меньших Q, чем корреляции тождественных частиц, и обладают значительно большей интенсивностью, что свидетельствует об их различном происхождении. Узкие деструктивные корреляции в области $Q < 100$ МэВ, накладывающиеся на более широкие, обусловленные тождественностью (рис.2), являются следствием использования в качестве фонового распределения пар $\pi^+\pi^-$, в свою очередь содержащих корреляции. Этот вывод подтверждается исчезновением узких корреляций при использовании в качестве фонового распределения пар $\pi^+\pi^0$, $\pi^-\pi^0$ (рис.3) или полученного моделированием (рис.5).

Последний факт в совокупности с отсутствием каких-либо широких корреляций в функции $C_2$ для пар $\pi^+\pi^-$ косвенно свидетельствует об отсутствии корреляций в спектре по Q для пар $\pi^+\pi^0$ ($\pi^-\pi^0$), что согласуется с поведением корреляционной функции для данных пар, представленном на рис.8 (фоновое распределение получено моделированием).

Широкие минимумы на рис.2-4,7 в области $0.6 < Q < 0.8$ ГэВ обусловлены влиянием $\rho$-мезона. Среднее значение пространственных размеров области генерации прорядка 2 фм, которое дает параметризация Гольдхабера при фитировании экспериментальных распределений, совпадает с данными, полученными в адрон-ядерных взаимодействиях в работах [32-34]. Возникают трудности при описании корреляционной функции разноименно заряженных пионов степенной зависимостью.

## Заключение

1. Исследованы двухчастичные корреляции при малых относительных импульсах пар тождественных, разноименно заряженных и состоящих из заряженного и нейтрального пионов. Для тождественных пионов проведено сравнение наблюдаемых конструктивных корреляций в области малых относительных импульсов с рядом моделей, определены размеры области генерации пионов.

2. Учет вклада узких мезонных резонансов $\eta$ и $\omega$ в корреляционную функцию при малых Q, позволил разделить пространственные области, соответствующие прямому рождению пионов и образованию их от распада резонансов.

3. Сравнение распределений для $\pi^+\pi^0$ ($\pi^-\pi^0$) с распределениями для $\pi^+\pi^-$ и полученными в рамках модели, показало, что эффект, обусловленный статистикой кварков для системы из заряженного и нейтрального пионов, при имеющемся уровне точности не наблюдается.

4. Показано, что фактор Гамова не учитывает полностью корреляций в спектре $\pi^+\pi^-$, обусловленных кулоновским взаимодействием. Эти корреляции, возможно, вызваны образованием связанного состояния типа дипионного атома.

5. Выбор фона оказывает влияние на вид корреляционной функции. Фон, включающий заряженный и нейтральный пионы, позволяет избежать влияния кулоновского взаимодействия в фоновом распределении при изучении корреляций тождественных пионов.

Работа выполнена при поддержке федеральной целевой программы "Интеграция" (проект A0100/99).

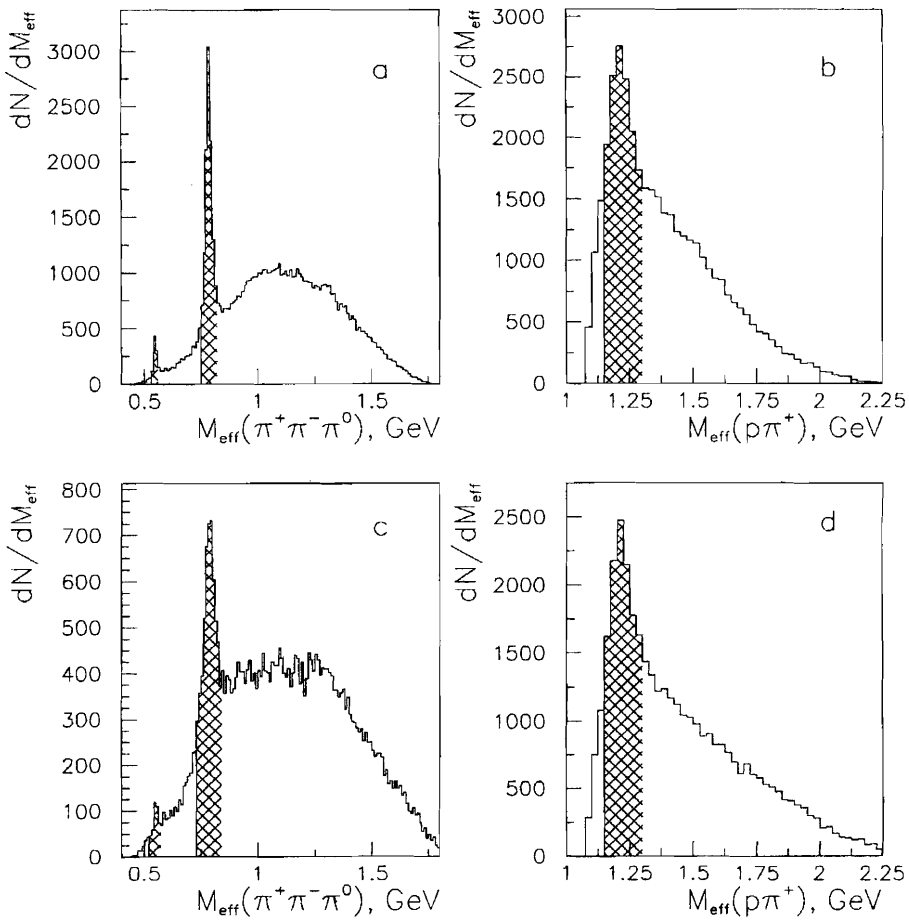


Рис.1. Распределения по эффективвной массе: a, c - $M_{eff}(\pi^+\pi^-\pi^0)$ из реакции 2 и 4; b, d - $M_{eff}(p\pi^+)$ из реакции 2 и 4. Заштрихованные интервалы соответствуют условию $M_{eff} \in [M_{res} \pm 2\sigma]$.

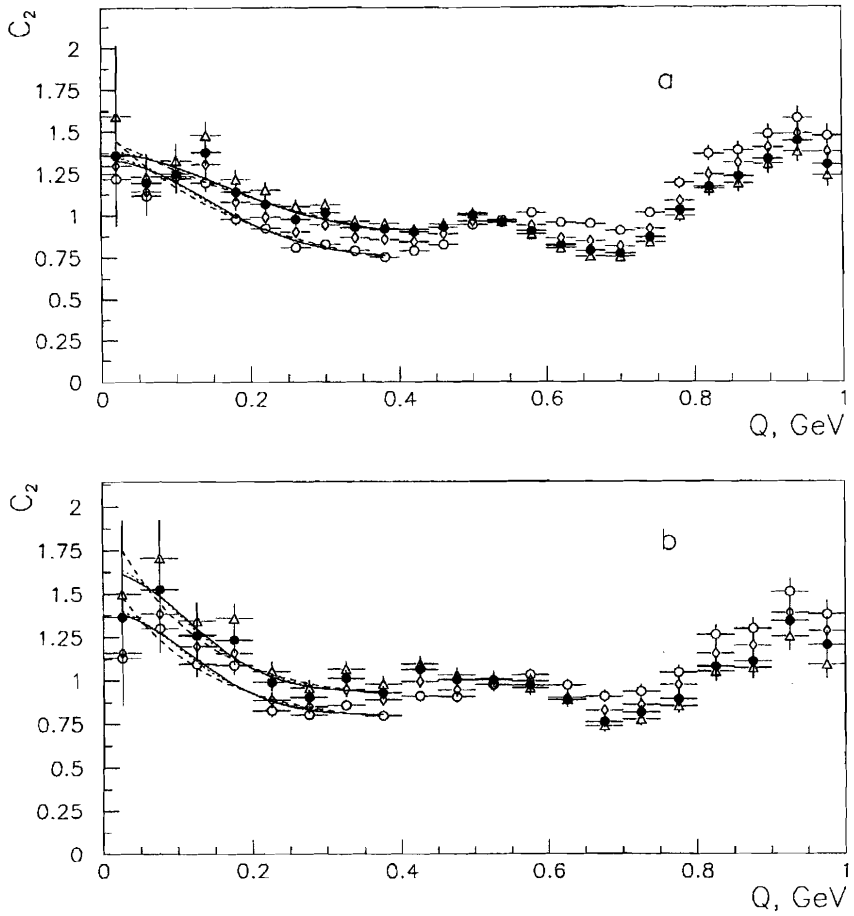


Рис.2. Зависимость корреляционной функции $C_2$ для тождественных пионов от разности 4-импульсов Q: a - реакция 2; b - реакция 4. Вся статистика (o), без событий, удовлетворяющих условию $M_{eff}(\pi^+\pi^-\pi^0) \in [M(\eta,\omega) \pm \sigma]$ ($\diamond$), $\pm 2\sigma$ ($\bullet$), $\pm 3\sigma$ ($\triangle$). Фон - пары разноименно заряженных пионов. Сплошная линия - аппроксимация функцией Гаусса, штриховая - экспонентой, пунктирная - степенной зависимостью.

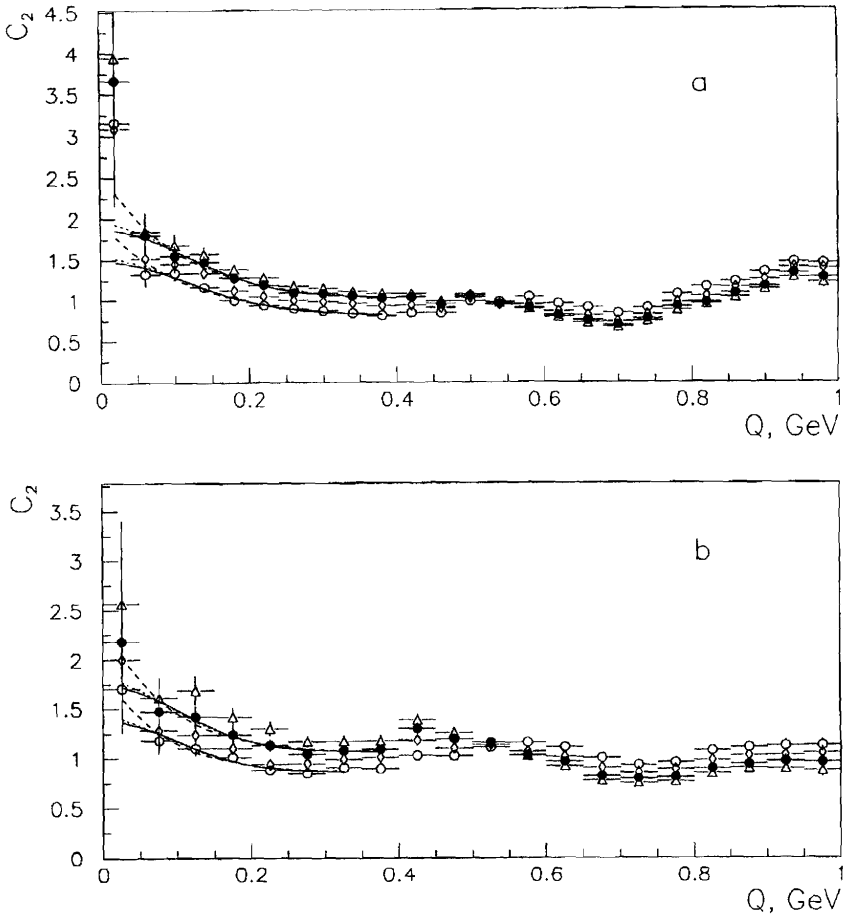


Рис.3. Зависимость корреляционной функции $C_2$ для тождественных пионов от разности 4-импульсов Q: a - реакция 2; b - реакция 4. Вся статистика (o), без событий, удовлетворяющих условию $M_{eff}(\pi^+\pi^-\pi^0) \in [M(\eta,\omega) \pm \sigma]$ (◇), $\pm 2\sigma$ (•), $\pm 3\sigma$ (△). Фон - пары пионов, состоящие из нейтрального и заряженного, совпадающего по знаку с пучковым. Сплошная линия - аппроксимация функцией Гаусса, штриховая - экспонентой, пунктирная - степенной зависимостью.

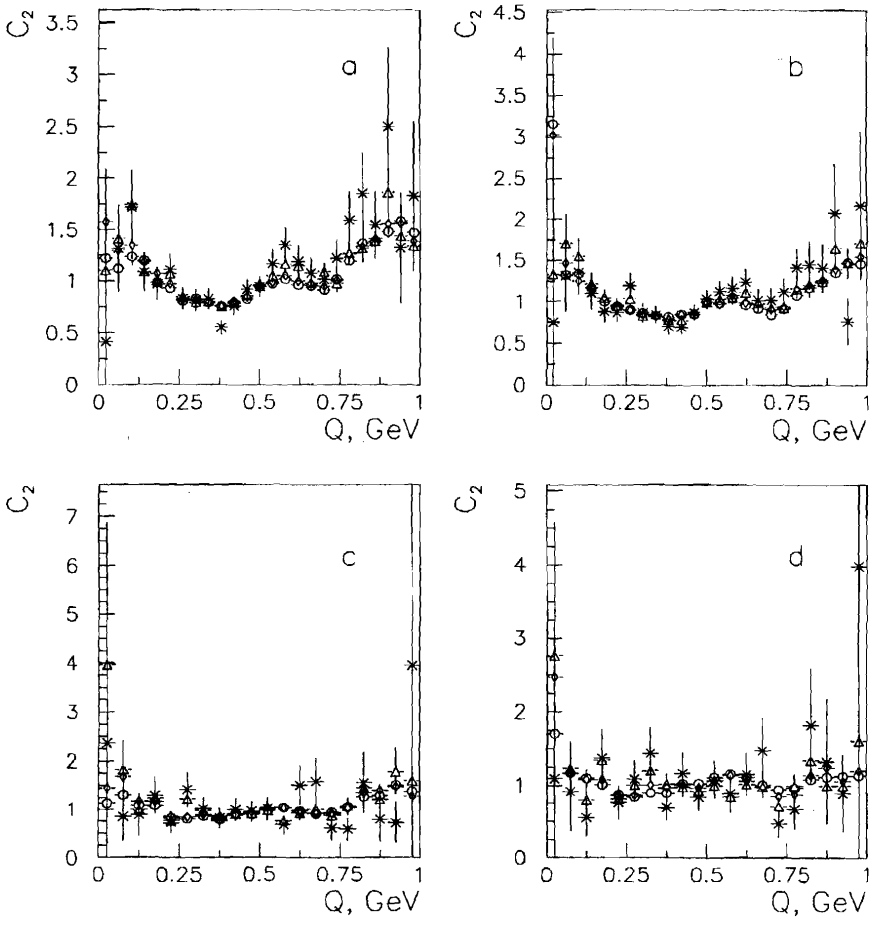


Рис.4. Зависимость корреляционной функции $C_2$ для тождественных пионов от разности 4-импульсов Q: вся статистика (∘), без событий, удовлетворяющих условию $M_{eff}(p\pi) \in [M(\Delta) \pm \sigma]$ (⋄), $\pm 2\sigma$ (△), $\pm 3\sigma$ (∗). Фон - пары пионов разноименно заряженных (4a, 4c) и нейтрального и заряженного, совпадающего по знаку с пучковым (4b, 4d).

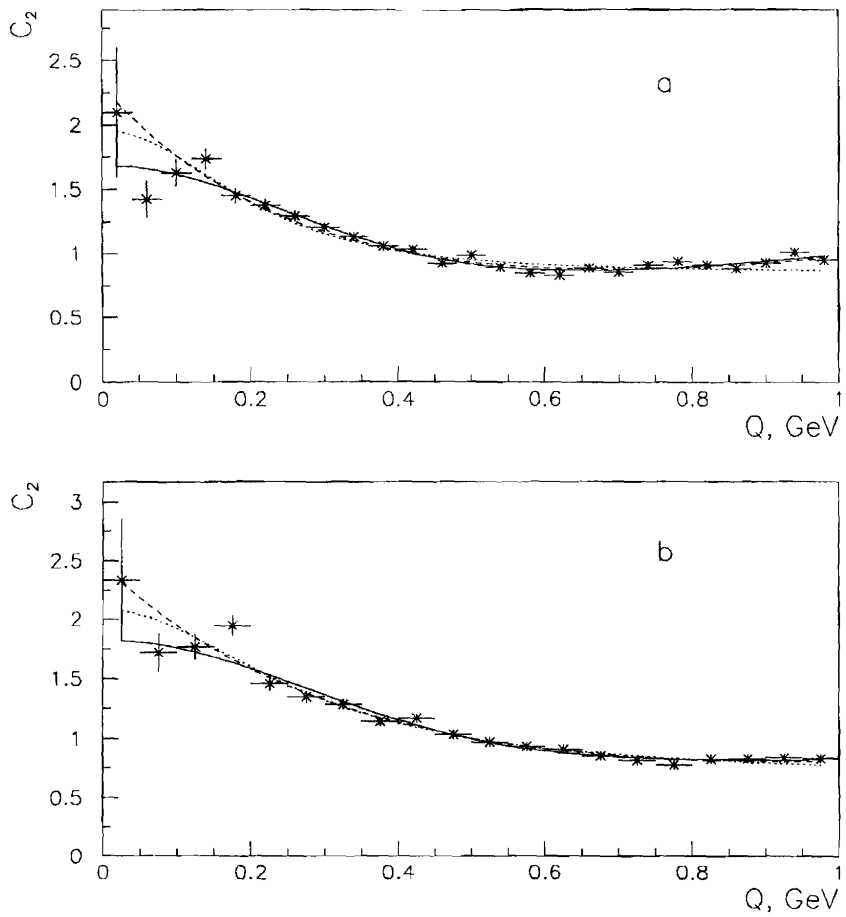


Рис.5. Зависимость корреляционной функции $C_2$ для тождественных пионов от разности 4-импульсов Q: a - реакция 2; b - реакция 4. Фон - пары тождественных заряженных пионов, полученные в результате моделирования. Сплошная линия - аппроксимация функцией Гаусса, штриховая - экспонентой, пунктирная - степенной зависимостью.

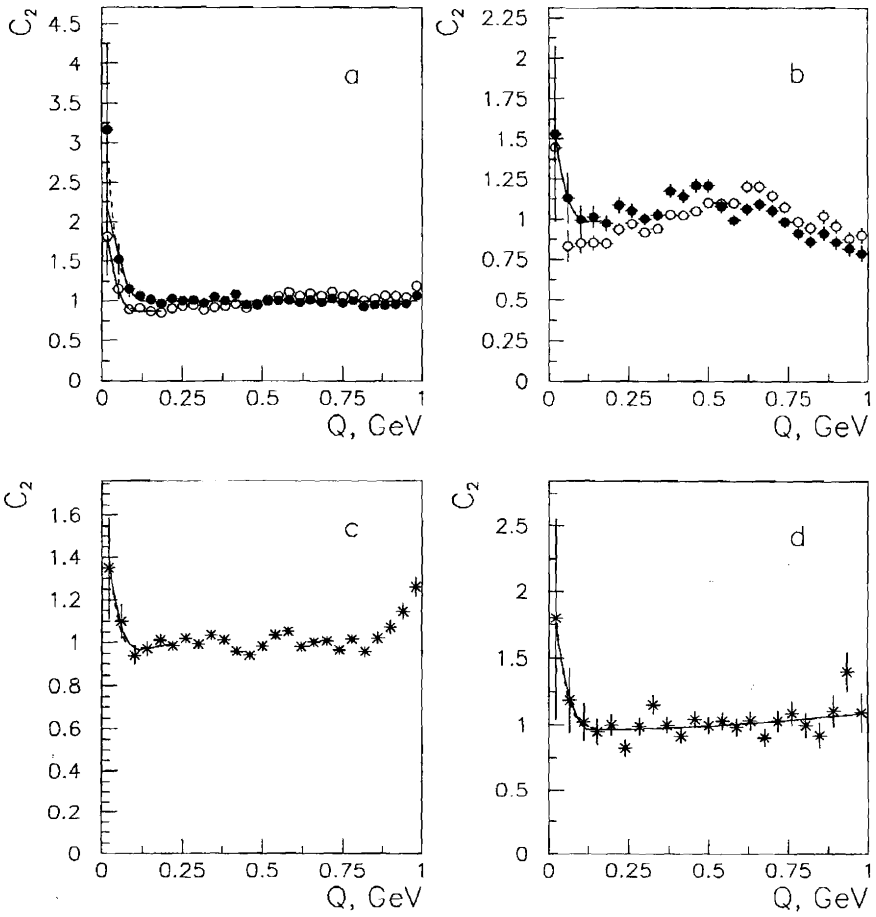


Рис.6. Зависимость корреляционной функции $C_2$ от разности 4-импульсов Q для разноименно заряженных пионов: a,c - реакция 2; b - реакция 4 ; d - реакция 6. Вся статистика (o) и (*), без событий, удовлетворяющих условию $M_{eff}(\pi^+\pi^-\pi^0) \in [M(\eta,\omega) \pm \sigma]$ (•). Фон: a,b - пары из нейтрального и заряженного пионов, c,d - пары из разноименно заряженных пионов, полученные моделированием. Сплошная линия - аппроксимация функцией Гаусса, штриховая - экспонентой.

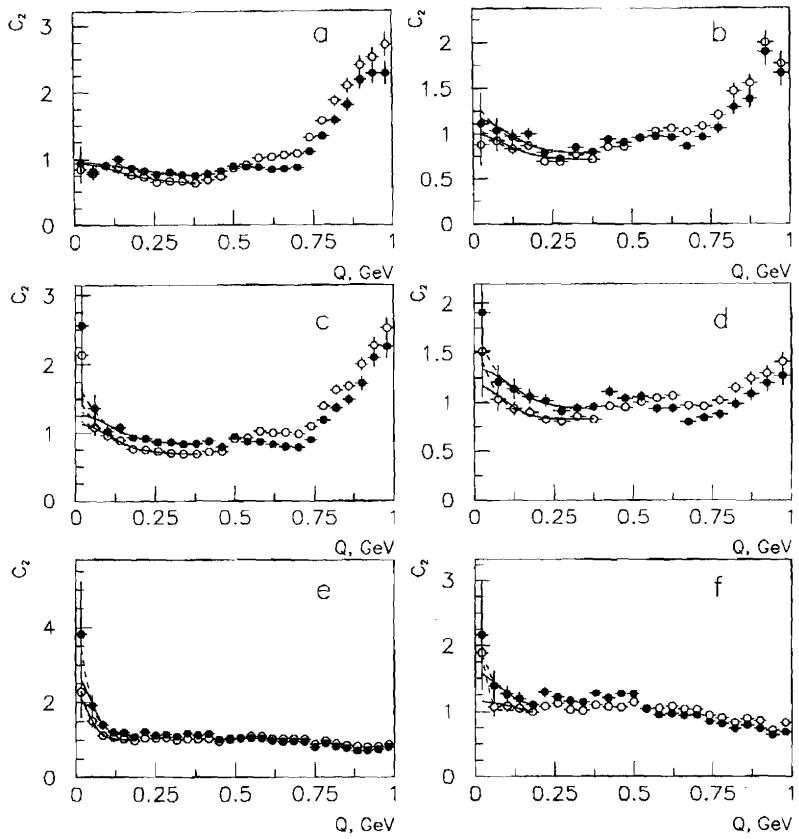


Рис.7. Зависимость корреляционной функции $C_2$ для тождественных пионов от разности 4-импульсов Q: a,c - реакция 2; b,d - реакция 4, для разноименно заряженных пионов: e - реакция 2; f - реакция 4. Вся статистика (o), без событий, удовлетворяющих условию $M_{eff}(\pi^+\pi^-\pi^0) \in [M(\eta,\omega) \pm \sigma]$ (•). Фон: a,b - пары разноименно заряженных пионов, c,d,e,f - пары из нейтрального и заряженного пионов, причем в состав пары из двух пионов, совпадающих по знаку с пучковым, включен лишь имеющий меньший импульс. Сплошная линия - аппроксимация функцией Гаусса, штриховая - экспонентой, пунктирная - степенной зависимостью.

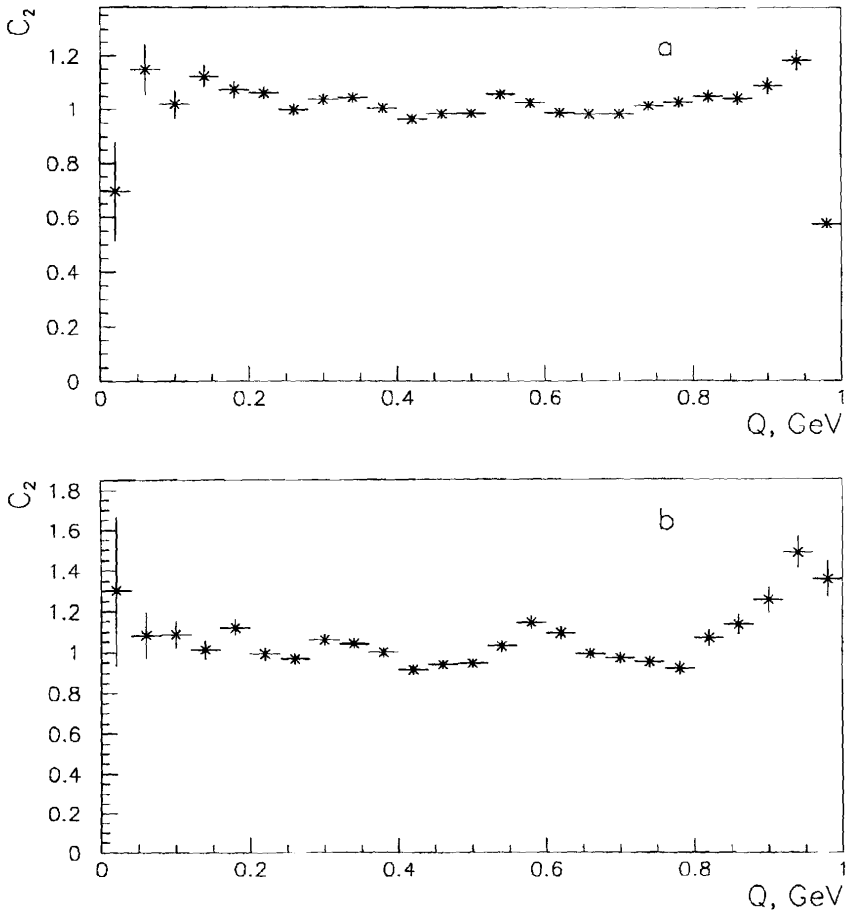


Рис.8. Зависимость корреляционной функции $C_2$ от разности 4-импульсов Q для пар из нейтрального и заряженного пионов из реакции 2: a -$\pi^-\pi^0$; b - $\pi^+\pi^0$. Фон - соответствующие пары из нейтрального и заряженного пионов, полученные моделированием.

## Литература

1. Hunbery-Brown R., Twiss R.Q., Phil. Mag., 1954, V, P.663; Nature, 1956, V.178, P.1046; Nature, 1956, V.178, P.1447.
2. Goldhaber G. et al. // Phys.Rev.Lett., 1959, V.3, P.181; Phys.Rev., 1960, V.120, P.300.
3. Подгорецкий М.И. // ЭЧАЯ, 1989, Т.20, С. 628.
4. De Wolf E.A., Dremin L.M., Kittel W. // Phys.Rep., 1996, V.270, P.1.
5. Abreu P. et al., Z.Phys., 1994, V.C63, P.17.
6. Adloff C. et al. // Z.Phys., 1997, V.C75, P.437-451.
7. Афанасьев Л.Г. и др. // ЯФ, 1997, Т.60, С.1049-1063.
8. Андряков А.Д., Требуховский Ю.В. // ЯФ, 1991, Т.53, С.423.
9. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. // ЯФ, 1974, Т.19, С.434-446.
10. Козловская С.С. и др. // ЯФ, 1976, Т.24, С.621-629.
11. Ледницки Р., Подгорецкий М.И. // ЯФ, 1979, Т.30, С.837-844.
12. Chapman S., Nix J.R., Heinz U. // Phys.Rev., 1995, V.C52, P.2694.
13. Akkelin S.V., Sinyukov Yu.M. // Z.Phys., 1996, V.C72, P.501.
14. Csorgo T., Lorstad B. // Phys.Rev., 1996, V.C54, P.1390.
15. Bowler M.G. // Particle World, 1991, V.2, P.1.
16. Anderson B., Hofmann // Phys.Lett., 1986, V.B169, P.364.
17. Bowler M.G. // Z.Phys., 1985, V.C29, P.617; Artru X., Bowler M.G. // Z.Phys., 1988, V.C37, P.293.
18. Alber T. et al. // Z. Phys., 1997, V.C73, P.453.
19. Владимирский В.В. Препринт ИТЭФ 20-78, М., 1978.
20. Alexander G., Lipkin H.J., TAUP-2563-99; WIS-99/04/Feb.DPP.
21. Ледницки Р., Любошиц В.Л. // ЯФ, 1982, Т.35, С.1316.
22. Ледницки Р., Любошиц В.Л. Препринт ОИЯИ Р2-97-290, Дубна, 1997.
23. Lednicky R., Lyuboshitz V.L., Erazmus B., Nouais D. // Phys.Lett., 1996, V.B373, P.30.
24. Biyajima M., Mizoguchi T., Wilk G. // Z.Phys., 1995, V.C65, P.511.
25. Biyajima M., Mizoguchi T., Osada T., Wilk G. // Phys.Lett., 1996, V.B366, P.394.
26. Suzuki M. // Phys.Rev., 1987, V.D35, P.3359.
27. Bowler M.G. // Phys.Lett., 1987, V.B197, P.433.
28. Agababyan N.M. et al. // Z.Phys., 1993, V.C59, P.405.
29. Goldhaber G., Proc. Workshop on Local Equilibrium in Strong Interaction Physics (LESIP1), Bad Honnef, Germany (1984), eds. Scott D.K. and Weiner R.M. (World Scientific, Singapore, 1985), P.115.

30. Bialas A. // Nucl.Phys., 1992, V.A545, P.285.
31. Uzhinskii V.V. JINR preprint E2-96-192, Dubna, 1996.
32. Ахабабян Н.О. и др. // ЯФ, 1982, Т.36, С.680.
33. Бабинцев В.В. и др. // ЯФ, 1983, Т.38, С.143.
34. Ангелов Н. и др. // ЯФ, 1982, Т.35, С.75.
35. Троян Ю.А. и др. Препринт ОИЯИ Р1-97-400, Дубна, 1997.