

P1-2006-88

Сотрудничество ЭКСЧАРМ

**КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФЕМТОСКОПИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ
КАОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ЭКСЧАРМ**

Направлено в журнал «Ядерная физика»

А. Н. Алеев, В. П. Баландин, С. З. Балев, Е. А. Гудзовский,
Д. Д. Емельянов, А. И. Зинченко, З. М. Иванченко, И. М. Иванченко,
В. Д. Кекелидзе, В. В. Кореньков, Н. А. Кузьмин, А. Л. Любимов,
Д. Т. Мадигожин, В. Г. Мазный, В. В. Мицын, Н. А. Молоканова,
И. А. Поленкевич, Ю. К. Потребеников, Л. А. Слепец, С. Н. Шкаровский
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

О. В. Булеков, С. В. Еремин, А. К. Поносов, Ф. М. Сергеев
*Московский инженерно-физический институт
(государственный университет)*

Р. А. Кватадзе, М. В. Копадзе, Н. Л. Ломидзе
Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

И. М. Гешков
*Институт ядерных исследований и
ядерной энергетики БАН, София*

П. З. Христов
Европейский центр ядерных исследований, Женева

А. А. Локтионов
*Физико-технический институт
АН Республики Казахстан, Алма-Ата*

Алеев А. Н. и др.

P1-2006-88

Корреляционная фемтоскопия нейтральных каонов в эксперименте ЭКСЧАРМ

Проведено исследование интерференционных корреляций пар нейтральных каонов, рожденных во взаимодействиях нейтронов с энергией 20–70 ГэВ с углеродной мишенью. Наблюдаются конструктивные корреляции в области малых относительных 4-импульсов для пар $K_S^0 K_S^0$. Определен размер области генерации каонов.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2006

Aleev A. N. et al.

P1-2006-88

Correlation Femtoscopy of Neutral Kaons in the EXCHARM Experiment

The interference correlations of K_S^0 -meson pairs produced on the carbon target by 20–70 GeV neutrons have been investigated with the EXCHARM spectrometer. Constructive correlations at low relative 4-momenta are observed for $K_S^0 K_S^0$ pairs. The generation radius has been determined.

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2006

ВВЕДЕНИЕ

Двухчастичные корреляции тождественных частиц являются эффективным инструментом, позволяющим совместно с исследованием одночастичных спектров извлекать геометрические и динамические характеристики области рождения частиц, осуществляя проверку различных моделей и сценариев формирования конечных состояний.

Корреляции Бозе–Эйнштейна для тождественных бозонов и корреляции Ферми–Дирака тождественных фермионов являются следствием симметричности или антисимметричности волновой функции и приводят к увеличению или уменьшению числа пар, расположенных близко друг к другу в фазовом пространстве.

Впервые метод, позволяющий экспериментально определить пространственно-временные характеристики области рождения частиц, был предложен Г. И. Копыловым и М. И. Подгорецким [1, 2].

В настоящее время существует множество экспериментов, подтверждающих явление интерференции практически для всех типов частиц [3–5]. Однако всего несколько работ посвящено изучению интерференционных корреляций пар заряженных [6–9] и пар нейтральных каонов [10–14]. В случае пар нейтральных каонов интерференционные корреляции изучаются только для систем $K_S^0 K_S^0$.

В данной работе исследовались корреляции в области околороговых значений эффективной массы системы нейтральных каонов, рожденных во взаимодействиях нейтронов с энергией от 20 до 70 ГэВ с углеродной мишенью в эксперименте ЭКСЧАРМ (характеристики эксперимента и спектрометра даны в работе [15]). Для описания установки используется правая система координат с осью OZ , направленной вдоль оси пучка, осью OY , направленной вертикально, и началом координат, совпадающим с центром анализирующего магнита. Для анализа использовалась статистика 10-го сеанса, которая составляет порядка 180 млн триггерных событий взаимодействия нейтронов со средней энергией 51 ГэВ с углеродной мишенью. Для обработки исходных экспериментальных и моделированных данных использовался программный комплекс BISON [16–18], в рамках которого производились геометрическая и магнитная калибровка, распознавание траекторий заряженных частиц, определялись параметры этих траекторий, импульсы и заряды соответствующих частиц. База данных (основной и резервный варианты) размещена в автоматической памяти linux-кластеров ОИЯИ. Массовая

обработка, результатом которой является набор данных для отбора событий и физического анализа, реализована в распределенной системе CHARM [19].

1. ОТБОР СОБЫТИЙ

Интерференционные корреляции пары нейтральных каонов исследовались в реакции

$$n + C \longrightarrow K^0 + \bar{K}^0 + X. \quad (1)$$

K^0 -мезоны идентифицировались по их распадам на два пиона в состоянии:

$$K_S^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^-. \quad (2)$$

Предварительный анализ позволил отобрать события, в которых присутствовала хотя бы одна пара треков частиц противоположных знаков — нейтральная вилка (V^0), и сформировать массив нейтральных вилок. На нейтральные вилки накладывались следующие ограничения:

- минимальное расстояние между треками должно было быть меньше 0,5 см, что соответствует трехкратной величине экспериментального разрешения по этому параметру;
- исключались V^0 с совпадающими между собой треками.

В качестве вершины распада выбиралась точка, среднеквадратичное расстояние от которой до треков было минимально. Для уменьшения фона от взаимодействий в мишени требовалось, чтобы вершина V^0 располагалась в распадном объеме [−448 см; −270 см], который начинался на расстоянии 12 см от центра мишени вдоль оси OZ .

Для исключения электрон-позитронных пар накладывалось ограничение на эффективную массу пары e^+e^- $M_{e^+e^-} > 100$ МэВ/ c^2 .

В результате были выделены V^0 , которые отождествлялись со странными частицами K^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$. Чтобы исключить примесь V^0 , образованных Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ -гиперонами, накладывались следующие ограничения:

- отношение модуля импульса положительной частицы к модулю импульса отрицательной должно было быть меньше 5;
- эффективная масса системы ($\pi^+\pi^-$) должна была находиться в пределах ± 10 МэВ/ c^2 от табличного значения массы K^0 , что соответствует приблизительно трехкратному экспериментальному разрешению по этой величине.

Прошедшие все перечисленные выше ограничения нейтральные вилки считались далее K_S^0 -мезонами и использовались для формирования пар.

В свою очередь, на пары каонов накладывались также следующие ограничения:

- минимальное расстояние между восстановленными траекториями двух K_S^0 в событии не должно было превышать 0,5 см;
- $-1 \text{ см} < X < 2 \text{ см}$, где X — координата вершины восстановленной пары;
- $-2,5 \text{ см} < Y < 2 \text{ см}$, где Y — координата вершины восстановленной пары;
- вершина события, составленная из реконструированной пары K_S^0 , должна была находиться в пределах $\pm 5 \text{ см}$ от центра мишени вдоль оси пучка (разрешающая способность спектрометра по координате Z равна примерно 1 см).

На рис. 1 представлена разность эффективной массы системы $(\pi^+\pi^-)$ и табличной массы K^0 -мезона для событий, выделенных с учетом перечис-

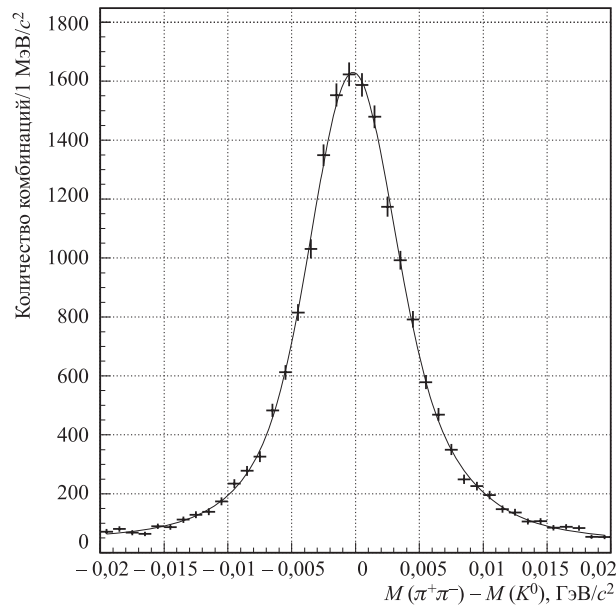


Рис. 1. Разность эффективной массы системы $(\pi^+\pi^-)$ и табличной массы K^0

сленных выше ограничений. В области нуля наблюдается четкий сигнал. Поскольку разрешение установки по массе для каона зависит от его импульса, сигнал аппроксимировался суперпозицией двух функций Гаусса. Для аппроксимации фона использовался полином второй степени. Среднее значение массы совпадает с PDG [20], так как распад (2) был выбран в качестве калибровочного для настройки эксперимента. Полученное значение ширины $\sigma = (4,32 \pm 0,31) \text{ МэВ}/c^2$ соответствует экспериментальному разрешению по массе.

2. ОЦЕНКА КОЛИЧЕСТВА ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ ПАР $K_S^0 K_S^0$

Для оценки количества зарегистрированных пар K_S^0 было построено двумерное распределение эффективных масс комбинаций $(\pi^+ \pi^-)$ (рис. 2), которое аппроксимировалось следующей функцией (Fun):

$$Fun = A \cdot G_2(m_1, m_2) + B \cdot G(m_1) \cdot P^2(m_2) + C \cdot G(m_2) \cdot P^2(m_1) + D \cdot P^2(m_1) \cdot P^2(m_2), \quad (3)$$

где A, B, C, D — параметры; $G_2(m_1, m_2)$ — двумерная функция Гаусса, которая описывает регистрацию рождения двух K_S^0 -мезонов; $G(m)$ — одномерная функция Гаусса, которая описывает регистрацию образования одного K_S^0 -мезона; $P^2(m)$ — полином второй степени, описывающий регистрацию «случайных» $(\pi^+ \pi^-)$ -пар, в которых пионы не являются продуктом распада K_S^0 .

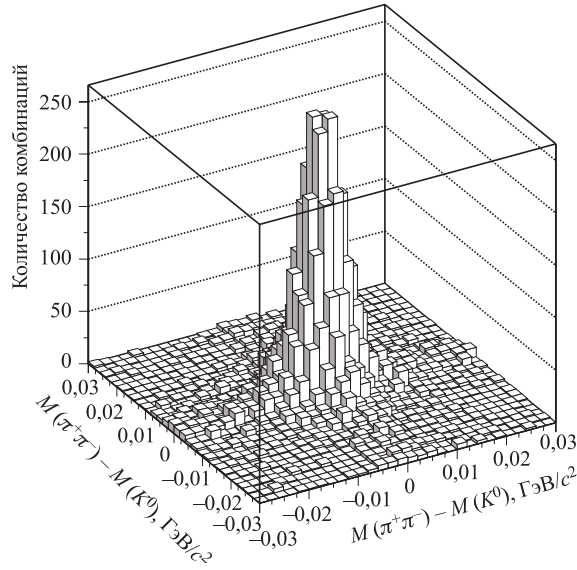


Рис. 2. Двумерное распределение разности эффективной массы системы $(\pi^+ \pi^-)$ и табличной массы K^0 -мезона

Полученное количество K_S^0 -пар составило 5780 ± 107 . Коррелированный фон — совместная регистрация K_S^0 со случайными $(\pi^+ \pi^-)$ -парами — определялся в интервале инвариантной массы ± 10 МэВ/ c^2 от табличного значения массы K^0 и составил $\sim 10\%$. Некоррелированный фон — события, в которых пионы не являются продуктами распада K_S^0 -мезонов, составил $\sim 5\%$.

Для оценки фона от примеси Λ^0 - и $\bar{\Lambda}^0$ -гиперонов в отобранных K_S^0 -мезонах использовалось распределение Арментероса [21], представляющее собой зависимость p_t от переменной

$$\alpha = \frac{p_+ - p_-}{p_+ + p_-}, \quad (4)$$

где p_+ , p_- , p_t — продольные и поперечная компоненты заряженных треков относительно импульса V^0 в лабораторной системе отсчета (рис. 3).

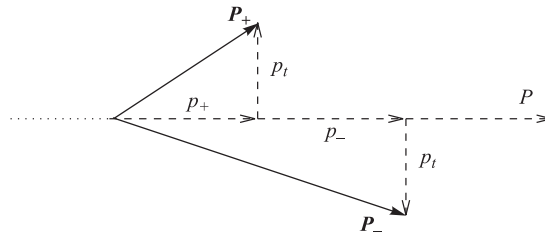


Рис. 3. Кинематика V^0 -события в лабораторной системе отсчета

Для распада (2) распределение в переменных p_t и α симметрично относительно 0, в котором оно имеет максимум по p_t (если не принимать во внимание ошибки восстановления импульсов), равный 206 МэВ/с. Для Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ эти распределения смещены соответственно вправо и влево с максимумом по p_t в точке $\alpha = |0,7|$, равным 101 МэВ/с.

На рис. 4, а показано распределение Арментероса, построенное для частиц, удовлетворяющих всем критериям отбора. Для сравнения на рис. 4, б приведено то же распределение, построенное для первых 20 000 частиц из массива нейтральных вилок.

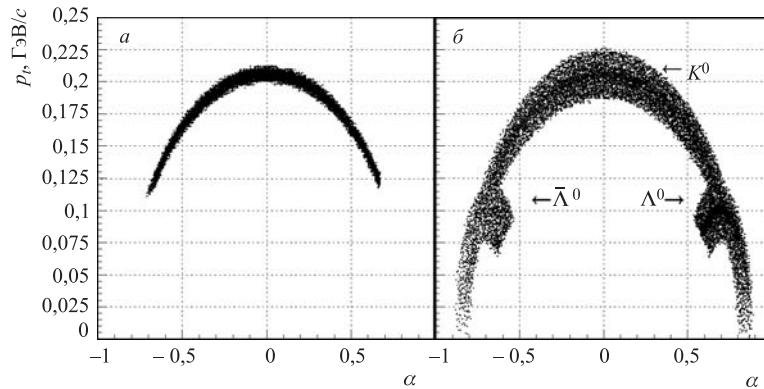


Рис. 4. Распределение Арментероса: а — для кандидатов в K_S^0 -мезоны; б — для первых 20 000 частиц из массива нейтральных вилок

Была оценена верхняя граница фона от примеси Λ^0 -, $\bar{\Lambda}^0$ -гиперонов:

$$\varepsilon \leq (0,97 \pm 0,13) \% \quad (5)$$

как отношение числа частиц в области $p_t \leq 0,120$ ГэВ/с к общему числу зарегистрированных пар K_S^0 .

Можно сделать вывод о том, что критерии отбора выбраны правильно, поскольку основную часть неправильно идентифицированных каонов удалось исключить.

3. МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ СПЕКТРОВ

Для того чтобы построить корректные спектры пары каонов, необходимо провести вычитание фона в области сигнала. С этой целью проанализированы восемь двумерных областей, расположение которых вокруг сигнала показано на рис. 5.

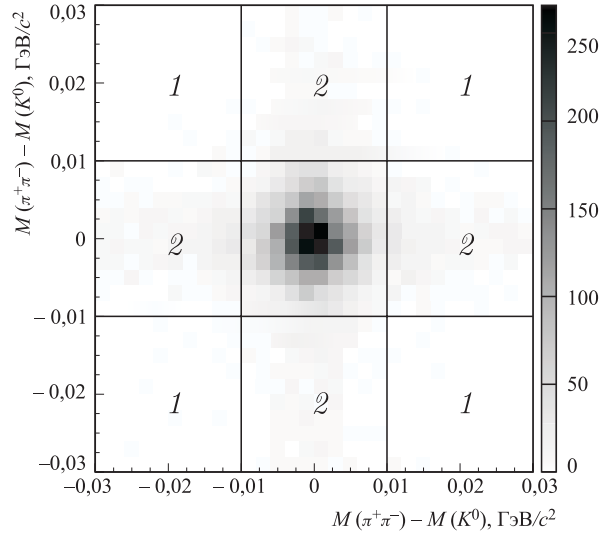


Рис. 5. Двумерное распределение разности эффективной массы $(\pi^+\pi^-)$ -пары и табличной массы K^0 -мезона

Рассматривались два источника фона:

I — некоррелированный фон F_0 от событий, в которых обе $(\pi^+\pi^-)$ -пары не являются продуктами распада K_S^0 -мезонов; вычисляется путем усреднения числа комбинаций в четырех массовых интервалах вне области масс K_S^0 -мезона;

2 — коррелированный фон F от событий совместного образования K_S^0 -мезона со случайными $(\pi^+\pi^-)$ -парами; вычисляется как усредненное число комбинаций в четырех массовых интервалах в области массы одного K_S^0 и вне области другого K_S^0 -мезона (количество комбинаций в этих массовых интервалах соответствует $F_0 + F$).

Каждый двумерный массовый интервал вокруг сигнала в двумерных распределениях (рис. 5) отмечен цифрой, соответствующей номеру раздела с описанием источника фона.

В результате вычитания фона ($F_0 + F$) были получены все изучаемые ниже спектры сигнала $K_S^0 K_S^0$ -мезонов.

4. ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ И ПЕРЕМЕННЫЕ

Двухчастичная корреляционная функция определяется следующим соотношением

$$C_2(p_1, p_2) = \frac{N_2(p_1, p_2)}{N_1(p_1)N_1(p_2)}, \quad (6)$$

где p_1 и p_2 — 4-импульсы частиц, N_1 и N_2 — одно- и двухчастичные плотности распределений.

Исследовалась зависимость корреляционной функции C_2 от модуля инвариантной переменной $Q = \sqrt{-(p_1 - p_2)^2}$. Использование этой переменной позволяет сочетать свойства трехмерного анализа с низкими требованиями к объему экспериментальных данных, характерными для одномерной задачи [22].

В данной работе использовалась одномерная параметризация Гольдхабера [23], которая основывается на модели независимо испускающих одночастичных источников с гауссовым пространственно-временным распределением в объеме статичной сферы и записывается в виде

$$C_2(Q) = N \cdot (1 + \lambda \exp(-Q^2 R_0^2)), \quad (7)$$

где N — нормировочный множитель; R_0 — параметр, пропорциональный среднеквадратичному радиусу сферически-симметричного источника в системе покоя пары частиц ($R_0^2 = \langle r_0^2 \rangle / 3$); λ ($0 \leq \lambda \leq 1$) — параметр когерентности. Для системы двух бозонов $\lambda = 0$ соответствует полностью когерентному излучению, а $\lambda = 1$ — некогерентному, обычно λ меньше 1 из-за частичной когерентности испускания каонов, влияния распада резонансов и негауссовой формы корреляционной функции. Также сильное взаимодействие в конечном состоянии влияет на этот параметр [24].

Как уже говорилось, интерференционные корреляции являются следствием тождественности частиц. Для заряженных пионов или каонов тождественность однозначно определяется тождественностью их зарядов. Для

нейтральных каонов ситуация другая. Они могут рождаться из тождественных пар $K^0 K^0$ и $\bar{K}^0 \bar{K}^0$ или из бозон-антибозонной системы $K^0 \bar{K}^0$. В первом случае первоначальные нейтральные каоны тождественны, поэтому для $K_S^0 K_S^0$ -пар должны наблюдаться интерференционные корреляции. В последнем случае $K^0 \bar{K}^0$ -системы ситуация более сложная. Здесь возникает радикальное отличие от поведения пар нетождественных частиц, связанное с тем, что K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны являются суперпозицией базисных состояний K_S^0 и K_L^0 . В результате оказывается, что в зависимости от условий регистрации интерференционный эффект может быть как положительным, так и отрицательным, а может и полностью отсутствовать [25]. Общий анализ парных корреляций произвольных суперпозиций по внутренним квантовым числам показывает, что если изучение ограничивается только $K_S^0 K_S^0$ - или $K_L^0 K_L^0$ -состояниями, можно увидеть интерференционные корреляции независимо от того, из какого источника родились частицы [26].

5. ПРОБЛЕМА ВЫБОРА ОПОРНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Экспериментальная корреляционная функция строится как отношение нормированных на единицу экспериментального $N(Q)_{\text{экс}}$ и опорного $N(Q)_{\text{ор}}$ распределений:

$$C_2(Q) = \frac{N(Q)_{\text{экс}}}{N(Q)_{\text{ор}}} \equiv \frac{N_{\text{ор}}}{N_{\text{экс}}} \cdot \frac{(dN(Q)/dQ)_{\text{экс}}}{(dN(Q)/dQ)_{\text{ор}}}, \quad (8)$$

где $N_{\text{экс}}$ и $N_{\text{ор}}$ — количество событий в экспериментальном и опорном распределении.

Чрезвычайно важным является вопрос выбора опорного распределения.

Существует несколько способов построения опорного распределения, так как оно может стать причиной систематических ошибок в определении размеров области генерации:

- 1) моделирование методом Монте-Карло;
- 2) метод перемешивания, когда берутся частицы из разных событий;
- 3) экспериментальное распределение для частиц того же типа, но с противоположными зарядами.

Для тождественных нейтральных частиц в качестве опорного распределения обычно используют способы 1 и 2. Рассмотрим их подробнее.

5.1. Моделирование методом Монте-Карло. Для моделирования методом Монте-Карло использовался скорректированный генератор FRITIOF [27]. Для учета прохождения частиц через установку ЭКСЧАРМ были использованы комплексные программы [28], написанные на основе пакета GEANT-3 [29].

Генератором FRITIOF моделировалась реакция инклюзивного рождения двух нейтральных каонов. Так как генератор предназначен для описания

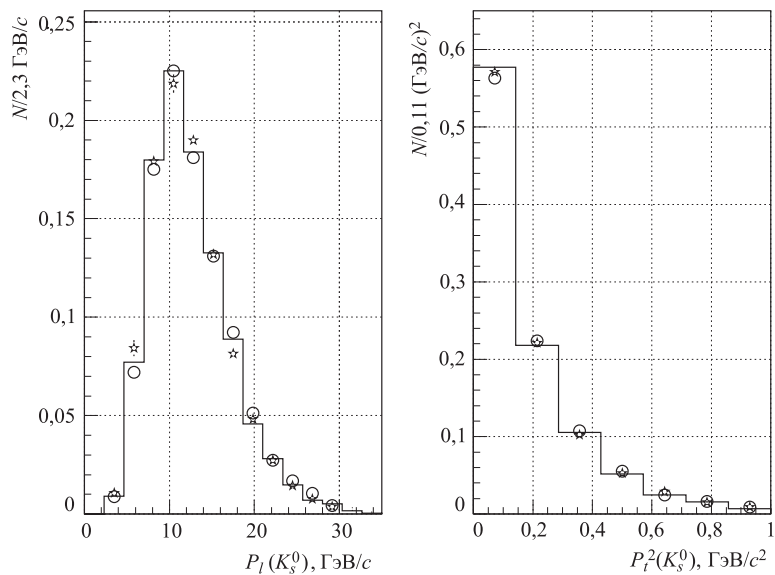


Рис. 6. Импульсные спектры K_S^0 -мезонов. Гистограмма — эксперимент; ☆ — модель FRITIOF; ○ — перемешивание

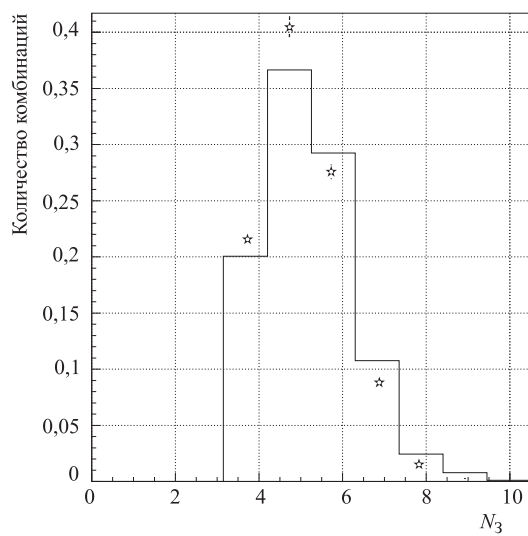


Рис. 7. Распределение по множественности заряженных частиц. Гистограмма — эксперимент; ☆ — модель FRITIOF

адронных процессов для энергий в системе центра масс сталкивающихся частиц не ниже 10 ГэВ, а часть событий в эксперименте находилась ниже этого порога, проводилась коррекция путем наложения на события весовой функции (WF), зависящей от кинематических переменных: продольного и поперечного импульса каждого каона и переменной Фейнмана (X_F). Весовая функция имеет следующий вид:

$$WF = (1 - |X_F|)^k \cdot \exp(-bP_t^2) \cdot P_n, \quad (9)$$

где $k = 1,75$ и $b = 0,070$ — параметры; $P_n = 1,09 - 0,91 \cdot \exp(-1,8 \cdot 10^{-8} \cdot (P_l/P_l(n))^3)$ — функция, зависящая от продольного импульса каона P_l и импульса налетающего нейтрона пучка $P_l(n)$.

Было проведено сравнение экспериментальных и моделированных распределений по кинематическим переменным P_l и P_t^2 (рис. 6) для K_S^0 -мезонов и для множественности заряженных частиц N_3 (рис. 7). Спектры нормированы на единицу. Достигнуто хорошее согласие продольного и поперечного импульсов, а также множественности.

5.2. Метод перемешивания. Для перемешивания отбирались события с частицами, удовлетворяющими всем вышеперечисленным критериям отбора. Из них формировались множества по 100 событий, частицы из одного множества перемешивались друг с другом.

На рис. 6 представлено сравнение по кинематическим переменным P_l и P_t^2 для K_S^0 -мезонов для экспериментальных и полученных методом перемешивания распределений.

Следует отметить, что метод перемешивания имеет недостаток в том, что возможное невыполнение законов сохранения энергии и импульса вносит дополнительные кинематические корреляции в распределения пар. Для учета этих кинематических корреляций экспериментальное распределение, полученное перемешиванием, делилось на аналогичное моделированное (далее «двойное отношение»):

$$C_2(Q) = \left(\frac{N(Q)}{N(Q)_{\text{пер}}} \right)_{\text{экс}} / \left(\frac{N(Q)}{N(Q)_{\text{пер}}} \right)_{\text{FRITIOF}}. \quad (10)$$

6. АНАЛИЗ И РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 8 показана корреляционная функция $C_2(Q)$ в зависимости от модуля разности 4-импульсов $K_S^0 K_S^0$ -мезонов. Зависимость для случая опорного распределения, построенного с помощью моделирования (8), представлена на рис. 8, а. В области малых значений Q наблюдаются конструктивные корреляции, которые, по-видимому, обусловлены статистикой Бозе–Эйнштейна.

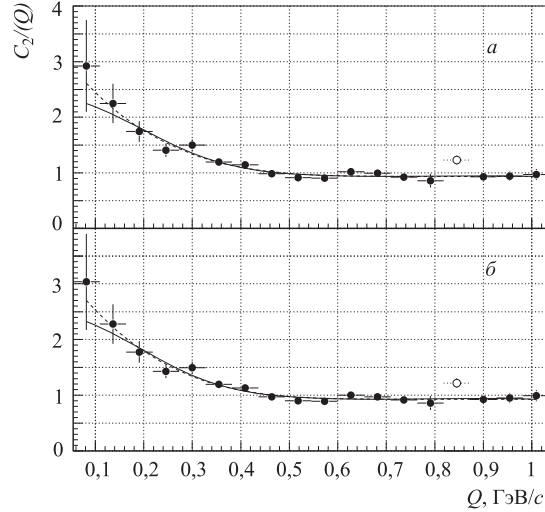


Рис. 8. Корреляционная функция $C_2(Q)$, построенная с использованием разных опорных распределений: *a* — моделирование FRITIOF (8); *b* — «двойное отношение» (10). Сплошная кривая представляет собой аппроксимацию функцией Гольдхабера (7), пунктирная линия — функцией Гольдхабера с учетом сильного взаимодействия. Область $f_2(1270)$, обозначенная «o», была исключена из аппроксимации

Сплошная кривая на рис. 8 — аппроксимация функцией Гольдхабера (7). Результат представлен в табл. 1. Он хорошо согласуется с поведением корреляционной функции, построенной с использованием опорного распределения, полученного методом «двойного отношения» (10) (рис. 8, *b*). Наличие некоторого превышения в области 0,80–0,90 ГэВ/с, скорее всего, обусловлено присутствием $f_2(1270)$ -мезона.

Таблица 1. Значения параметров аппроксимации $C_2(Q)$ функцией Гольдхабера (7)

$N_{\text{экс}}/N_{\text{оп}}$	λ	R, фм	$\chi^2/\text{ст. св.}$
$N_{\text{экс}}/N_{\text{FRITIOF}}$	$1,54 \pm 0,28$	$0,73 \pm 0,07$	0,71
$(N/N_{\text{пер}})_{\text{экс}}/(N/N_{\text{пер}})_{\text{FRITIOF}}$	$1,66 \pm 0,31$	$0,74 \pm 0,07$	0,67
С учетом сильного взаимодействия			
$N_{\text{экс}}/N_{\text{FRITIOF}}$	$0,88 \pm 0,20$	$0,67 \pm 0,06$	0,68
$(N/N_{\text{пер}})_{\text{экс}}/(N/N_{\text{пер}})_{\text{FRITIOF}}$	$0,96 \pm 0,22$	$0,68 \pm 0,07$	0,64

Параметр λ больше единицы, что свидетельствует о том, что помимо эффектов квантовой статистики заметное влияние на корреляционную функцию оказывает взаимодействие в конечном состоянии. Это влияние в слу-

чае корреляций нейтральных каонов обусловлено сильным взаимодействием. Сильное взаимодействие в конечном состоянии влияет на корреляции нейтральных каонов благодаря присутствию подпороговых резонансов $f_0(980)$ и $a_0(980)$ [24]: подпороговые резонансы не только изменяют распределение по эффективной массе, но также приводят к тому, что s -волновое рассеяние является доминирующим. Для аппроксимации корреляционной функции (штриховые кривые на рис. 8) используется аналитическое выражение, предложенное Р.Ледницким и приведенное в работах [24, 30, 31]. Результаты представлены в табл. 1. Кривые и значения параметра R близки к полученным с помощью параметризации Гольдхабера. Полученные значения λ стали близки к 1. Это позволяет сделать вывод о том, что для изучения корреляций нейтральных каонов необходимо учитывать взаимодействие в конечном состоянии.

Параметр $R = (0,67 \pm 0,07_{\text{стат}} \pm 0,07_{\text{сист}})$ фм. Систематическая погрешность определена как разность значений, полученных при разных параметризациях. В табл. 2 приведены для сравнения данные, полученные в других экспериментах. Несмотря на то, что изучаются совершенно разные исходные реакции, значения параметра R в пределах погрешностей не изменяются.

Таблица 2. Сравнение с другими экспериментами

Реакция	Ссылка	λ	R , фм
$p\bar{p}$	[11]		$0,9 \pm 0,2$
e^+e^-	[12]	$1,14 \pm 0,23 \pm 0,32$	$0,76 \pm 0,10 \pm 0,11$
e^+e^-	[13]	$0,61 \pm 0,16 \pm 0,16$	$0,55 \pm 0,08 \pm 0,12$
e^+e^-	[14]	$0,96 \pm 0,21 \pm 0,40$	$0,65 \pm 0,07 \pm 0,15$
$pp, p\bar{p}$	[32]	$0,63 \pm 0,06 \pm 0,14$	$0,57 \pm 0,04 \pm 0,14$
nC	данная работа	$0,92 \pm 0,20 \pm 0,60$	$0,67 \pm 0,07 \pm 0,07$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим основные результаты, полученные в работе.

Впервые в nC -взаимодействиях исследованы двухчастичные корреляции пар $K_S^0 K_S^0$ -мезонов при малых относительных импульсах. Наблюдаются конструктивные корреляции в области малых Q , возможно, обусловленные статистикой Бозе–Эйнштейна. Эффект наблюдается при использовании для построения корреляционной функции различных типов опорного распределения.

В рамках параметризации Гольдхабера получена оценка размеров области рождения K_S^0 -мезонов с учетом взаимодействия в конечном состоянии.

Значение параметра $R = (0,67 \pm 0,07_{\text{стат}} \pm 0,07_{\text{сист}})$ фм. Оно согласуется со значениями, полученными в других экспериментах.

Авторы благодарны Р. Ледницкому за критические замечания, ценные советы и помощь в работе.

Работа выполнена при поддержке программ BRNE (грант Y3-P-11-05), Федерального агентства по образованию (грант 2.2.2.3.4938) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект 06-07-89035).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Копылов Г. И., Подгорецкий М. И.* // ЯФ. 1973. Т. 18. С. 656.
2. *Kopylov G. I.* // Phys. Lett. B. 1974. V. 50. P. 72.
3. *Lorstad B.* // Int. J. Mod. Phys. A. 1989. V. 4. P. 2861.
4. *Boal D. et al.* // Rev. Mod. Phys. 1990. V. 62. P. 553.
5. *De Wolf E. A., Dremin L. M., Kittel W.* // Phys. Rep. 1996. V. 270. P. 1.
6. *Akesson T. et al.* // Phys. Lett. B. 1985. V. 155. P. 128.
7. *Aguilar-Benitez M. et al.* // Z. Phys. C. 1992. V. 54. P. 21.
8. *Akiba Y. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 1057.
9. *Beker H. et al.* // Z. Phys. B. 1994. V. 128. P. 209.
10. *Bertrand D. et al.* // Nucl. Phys. B. 1977. V. 128. P. 365.
11. *Cooper A. M. et al.* // Nucl. Phys. B. 1978. V. 139. P. 45.
12. *Acton P. D. et al.* // Phys. Lett. B. 1993. V. 298. P. 456;
Akers R. et al. // Z. Phys. C. 1995. V. 67. P. 389.
13. *Abreu P. et al.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 323. P. 1994; CERN-PPE/96-54.
14. *Buskulic D. et al.* // Z. Phys. C. 1994. V. 64. P. 361.
15. *Алеев А. Н. и др.* ОИЯИ, P13-98-286, Дубна, 1998; ПТЭ, 1999. Т. 4. С. 52;
Aleev A. N. et al. The EXCHARM Spectrometer // Instruments and Exp. Tech. 1999. V. 42, No. 4. P. 481.
16. *Иванченко И. М. и др.* ОИЯИ, P10-89-436. Дубна, 1989.
17. *Бонюшкина А. Ю. и др.* ОИЯИ, P1-93-168. Дубна, 1993.
18. *Иванченко И. М. и др.* ОИЯИ, Д5, 11-97-112. Дубна, 1997.

19. *Иванченко И. М., Мазный В. Г.* Научная сессия МИФИ. Информатика и процессы управления. Компьютерные системы и технологии // Сборник научных трудов. 2004. Т. 12. С. 156.
20. *Eidelman S. et al.* (PDG) // Phys. Lett. B. 2004. V. 592. P. 1; url:<http://pdg.lbl.org>.
21. *Podolsky J., Armenteros R.* // Phil. Mag. 1954. V. 45. P. 13.
22. *Agababyan N. et al.* // Z. Phys. C. 1993. V. 59. P. 405.
23. *Goldhaber G. et al.* // Phys. Rev. 1960. V. 120. P. 300.
24. *Lednicky R., Lyuboshits V. L.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1982. V. 35. P. 770.
25. *Подгорецкий М. И.* // ЭЧАЯ, 1989. V. 20. P. 628.
26. *Lipkin H.* // Phys. Lett. B. 1989. V. 219. P. 474; Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 3700.
27. *Hong Pi* // Comp. Phys. Comm. 1992. V. 82. P. 74.
28. *Аралбаева Г. А. и др.* P1-93-85, 1993.
29. *Brun R. et al.* GEANT Detector Description and Simulation Tool. CERN Program Library, 1994, W5013.
30. *Lednicky R., Lyuboshits V. L.* // Phys. At. Nucl. 1998. V. 61. P. 2950.
31. *Lednicky R.* nucl-th/0501065.
32. ALEPH Collaboration // Phys. Lett. B. 2005. V. 611. P. 66.

Получено 8 июня 2006 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 04.10.2006.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,87. Уч.-изд. л. 1,01. Тираж 405 экз. Заказ № 55493.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/