

P1-2006-87

Сотрудничество ЭКСЧАРМ

ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК $\rho^0(770)$ -МЕЗОНА
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.

P1-2006-87

Измерение характеристик $\rho^0(770)$ -мезона в эксперименте ЭКСЧАРМ

Измерены характеристики $\rho^0(770)$ -мезонов, рожденных в нейтрон-углеродных взаимодействиях при средней энергии нейтронов 51 ГэВ в эксперименте ЭКСЧАРМ. Исследовано влияние комбинаторного фона на массу и ширину ρ -мезонов. Получены значения массы и ширины $\rho^0(770)$ -мезона с учетом интерференции резонансного и нерезонансного рождения заряженных пионов: $M_\rho = (762,7 \pm 0,8(\text{стат.}) \pm 6,5(\text{сист.}))$ МэВ/ c^2 , $\Gamma_\rho = (151 \pm 2(\text{стат.})_{-20}^{+12}(\text{сист.}))$ МэВ/ c^2 .

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2006

Aleev A. N. et al.

P1-2006-87

Measurement of the $\rho^0(770)$ Characteristics in the EXCHARM Experiment

The $\rho^0(770)$ -meson characteristics have been measured in nC interactions at an average neutron energy of 51 GeV in the EXCHARM experiment. The combinatorial background influence on the values of the ρ^0 -meson invariant mass and resonance width has been investigated. The interference of resonant and non-resonant production of two pions was taken into account. The measured mass and width of the ρ^0 -meson are equal to $(762.7 \pm 0.8(\text{stat.}) \pm 6.5(\text{syst.}))$ MeV/ c^2 and $(151 \pm 2(\text{stat.})_{-20}^{+12}(\text{syst.}))$ MeV/ c^2 , correspondingly.

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

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

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что массы и ширины резонансных состояний, в частности $\rho(770)$ -мезонов, могут изменяться в зависимости от условий их образования [1]. Поэтому средние значения параметров $\rho(770)$ приводятся в таблицах PDG в отдельности для лептонных реакций, для фоторождения и для остальных процессов. Данные экспериментов с большим комбинаторным фоном вообще исключаются из рассмотрения.

В недавнем исследовании, основанном на данных по изучению столкновений тяжелых ядер при высоких энергиях на установке STAR [2], указывается на наличие сдвига массы ρ^0 -мезона на $70 \text{ МэВ}/c^2$ от табличного значения в сторону меньших эффективных масс. Такой результат объясняется высокой температурой в области взаимодействия, динамикой образования ρ^0 -мезона при большой множественности вторичных частиц, а также влиянием взаимодействия вторичных частиц в конечном состоянии. В том же исследовании были проанализированы данные и по протон-протонному взаимодействию. Для массы ρ -мезона также получен результат, отличный от среднего значения для таких процессов на $40 \text{ МэВ}/c^2$, данные других экспериментов такого большого сдвига в реакциях взаимодействия протонов не отмечают. В случае pp -взаимодействия вопрос о причине такого отличия массы резонанса остается открытым, так как эффекты, обусловленные взаимодействием со средой и имеющие место в столкновениях тяжелых ядер, здесь отсутствуют.

Таким образом, измерение характеристик $\rho^0(770)$ -мезона в нейтрон-углеродных взаимодействиях в эксперименте ЭКСЧАРМ, представленное в данной работе, дополняет данные в этой области.

1. ОТБОР СОБЫТИЙ

Работа выполнена на основе экспериментальных данных, полученных на магнитном спектрометре ЭКСЧАРМ. Спектрометр ЭКСЧАРМ расположен в нейтронном канале 5Н серпуховского ускорителя У-70. В состав спектрометра входят следующие элементы: анализирующий магнит СП-40А, система из 11 многопроволочных пропорциональных камер, два годоскопа сцинтилляционных счетчиков, монитор нейтронного пучка, адронный калориметр, два

многоканальных пороговых газовых черенковских счетчика (МПГЧС). Результат анализа данных с МПГЧС для каждого трека характеризуется тремя значениями так называемых «весов», определяющих вероятность того, что данная частица является пионом, каоном или протоном. Эти веса нормированы на общую сумму, равную трем, то есть значение черенковского веса, равное 3,0, соответствует 100 % вероятности для трека быть частицей указанного типа. Значение, равное 1,0, для всех трех гипотез показывает, что трек может быть пионом, каоном или протоном (антипротоном) с равной вероятностью. Черенковский детектор в данном эксперименте позволяет отделять пионы от каонов и протонов в диапазоне импульсов $3,1 < P_{ch} < 20$ ГэВ/с.

Подробно установка ЭКСЧАРМ описана в работе [3].

Для анализа использовалась статистика десятого 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 [4–6], 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 вариант) размещены в автоматической памяти linux-кластеров ОИЯИ. Массовая обработка, результатом которой является набор данных для отбора событий и физического анализа, реализована в распределенной системе CHARМ [7].

Изучалась следующая реакция:

$$nC \rightarrow \pi^+ \pi^- + X, \quad (1)$$

ρ -мезон восстанавливался по инвариантной массе пары заряженных пионов:

$$\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-. \quad (2)$$

При отборе кандидатов для этой реакции накладывались следующие требования:

- черенковские веса для заряженного трека должны удовлетворять условиям: вес пионной гипотезы больше или равен 1,1, веса каонной и протонной гипотез меньше или равны 1,0;
- полный импульс кандидата в пионы должен находиться в диапазоне $3,1 < P_{\pi} < 20$ ГэВ/с;
- трек не должен входить в состав нейтральной вилки V^0 , т. е. являться продуктом распада K^0 -мезона или $\Lambda(\bar{\Lambda})$ -гиперона;
- наименьшее расстояние между треками, как характеристика восстановленной вершины, не должно превышать 0,2 см;
- продольная координата восстановленной вершины соответствует ее положению внутри мишени.

С помощью перечисленных ограничений было отобрано порядка 20 млн комбинаций пар разноименно заряженных пионов. Дополнительное условие, ограничивающее множественность заряженных частиц в событии двумя треками разного знака, сокращает количество комбинаций пар пионов до 1,5 млн.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ρ -МЕЗОНА

2.1. Распределение по инвариантной массе системы $\pi^+\pi^-$. Отсутствие возможности разделить пионы, рожденные в результате распада ρ -мезона, и пионы, образованные в других процессах, обуславливает достаточно высокий комбинаторный фон. Как сказано выше, PDG указывают на возможное влияние большого комбинаторного фона на измерения и исключают из рассмотрения эксперименты с таким фоном. Поэтому для уменьшения фона в данной работе было использовано ограничение на множественность заряженных частиц. Отбирались события, содержащие по одному положительному и отрицательному треку. Такое ограничение на множественность сокращает комбинаторный фон более чем на порядок и дает увеличение отношения сигнал–фон почти в два раза. Распределение по инвариантной массе системы $\pi^+\pi^-$ представлено на рис. 1. Хорошо виден характерный наплыв в области 600–900 МэВ/ c^2 , отождествляемый с ρ -мезоном. Количество событий в

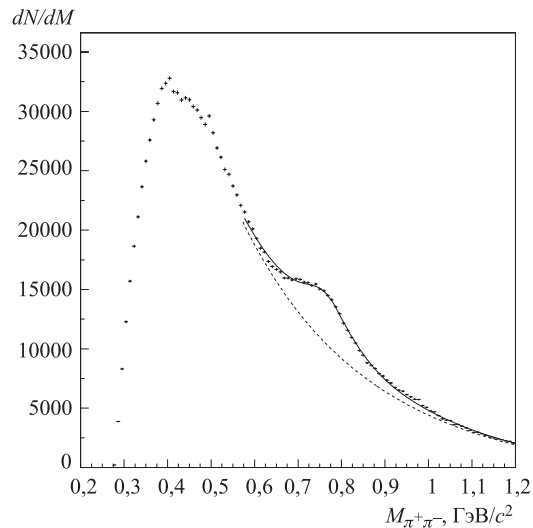


Рис. 1. Распределение по инвариантной массе системы $\pi^+\pi^-$. Сплошная линия — результат аппроксимации суммой функции Брейта-Вигнера и фоновой функции (3). Пунктирной линией показан вид фоновой функции

сигнале в диапазоне $\pm\Gamma$ примерно оценивается в 80 тыс. Отношение количества событий в сигнале и фоне в этом диапазоне составляет примерно 1/5. Существенная статистическая обеспеченность обуславливает статистические погрешности на уровне десятых долей процента, поэтому важно оценить систематические погрешности измеряемых величин массы и ширины ρ -мезона.

На рис. 1, кроме области, соответствующей ρ -мезону, хорошо заметны сигналы в области 0.5 и 0.4 ГэВ/ c^2 , соответствующие K^0 -мезону и отражению η -мезона.

2.2. Учет фона. Из-за большой ширины ρ -мезона комбинаторный фон, массовая зависимость которого существенно нелинейна, затрудняет измерение характеристик резонанса. Распространенная методика вычитания фона в нашем случае непригодна из-за малой множественности — применяемое обычно при вычитании распределение по инвариантной массе тождественных пионов сильно отличается в данном эксперименте по форме от исследуемого, даже для событий без указанных ограничений на множественность (рис. 2). При вычитании оно не устраняет полностью комбинаторный фон, а лишь изменяет его вид. В то же время смоделированное распределение, также используемое для вычитания, отличается небольшой статистикой. Это не позволяет проводить измерения с желаемой точностью.

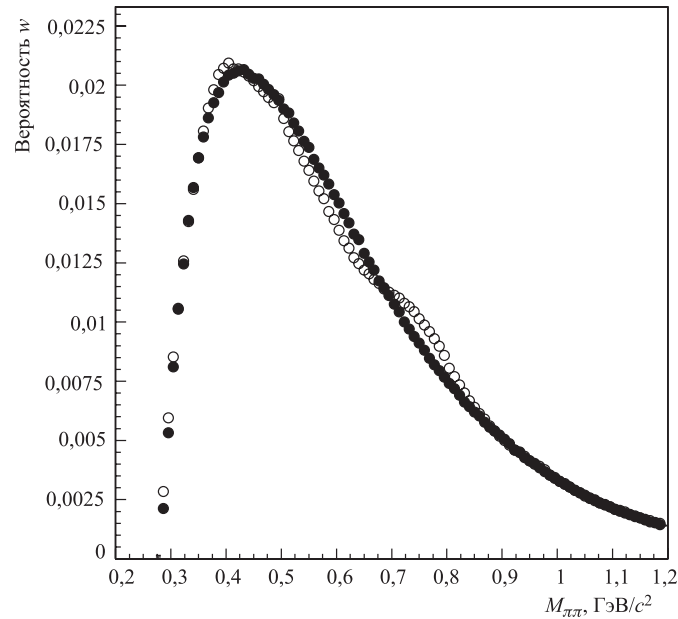


Рис. 2. Сравнение распределений по инвариантной массе систем $\pi^+\pi^-$ (o) и $\pi^\pm\pi^\pm$ (•)

В данной работе для учета комбинаторного фона в спектре инвариантных масс системы $\pi^+\pi^-$ мы использовали его приближенное описание в области резонанса с помощью гладкой функции. Выбор подходящей функции основывался на сравнении результатов аппроксимации распределений по эффективной массе для систем тождественных π -мезонов различными функциями. По критерию качества аппроксимации χ^2 была выбрана функция для описания комбинаторного фона

$$F_{BG}(M_{\pi\pi}) = A + BM_{\pi\pi} + CM_{\pi\pi}^2 + De^{-M_{\pi\pi}}, \quad (3)$$

где A, B, C, D — свободные параметры.

На рис. 1 сплошная линия соответствует результату аппроксимации суммой фоновой функции (3) и релятивистской функции Брейта–Вигнера

$$BW_{\rho}(M_{\pi\pi}) = N \cdot \frac{M_{\pi\pi}M_{\rho}\Gamma_{\rho}}{(M_{\rho}^2 - M_{\pi\pi}^2)^2 + M_{\rho}^2\Gamma_{\rho}^2}, \quad (4)$$

где Γ_{ρ} и M_{ρ} — ширина и масса ρ -мезона; N — нормировочный множитель. Полученные в результате фитирования значения массы и ширины ρ -мезона представлены в табл. 1.

Таблица 1. Результаты аппроксимации распределений по инвариантной массе пар разноименно заряженных пионов. Приведены только статистические погрешности

Тип распределения (реакция)	Фит функцией Брейта–Вигнера		Фит с учетом интерференции*	
	$M_{\rho}, \text{ МэВ}/c^2$	$\Gamma_{\rho}, \text{ МэВ}/c^2$	$M_{\rho}, \text{ МэВ}/c^2$	$\Gamma_{\rho}, \text{ МэВ}/c^2$
Эксперимент				
$N_{\text{ch}} = 2$	$758,7 \pm 0,8$	$147,7 \pm 1,7$	$762,7 \pm 0,8$	$150,8 \pm 1,6$
$N_{\text{ch}} \geq 2$	$751,1 \pm 0,3$	$149,2 \pm 0,6$	—	—
$N_{\text{ch}} \geq 2$, с учетом эффективности	$757,9 \pm 0,3$	$147,2 \pm 0,7$	$760,9 \pm 0,4$	$150,2 \pm 0,9$
Данные PDG	$769,0 \pm 0,9$	$150,9 \pm 1,7$	—	—
Моделирование				
FRITIOF (1)	$768,3 \pm 0,5$	$147,5 \pm 1,1$	—	—
FRITIOF (1), GEANT	$761,9 \pm 4,5$	$150,8 \pm 9,1$	—	—
FRITIOF (7), GEANT	$765,8 \pm 2,5$	$146,0 \pm 5,4$	—	—

* Аппроксимация сигнала проводилась суммой функции Брейта–Вигнера и члена, описывающего интерференцию резонансного и нерезонансного рождения пионов.

2.3. Интерференция резонансного и нерезонансного рождения пионов.

Влияние интерференции резонансного и нерезонансного рождения пионов на положение и форму пика $\rho^0(770)$ -мезона хорошо известно, например, в

процессах фоторождения [8, 9]. Для учета такой интерференции могут использоваться разные подходы, например, феноменологический метод Росса и Стодольского [10] или интерференционная модель Содинга [11]. Здесь мы использовали последнюю с упрощенной параметризацией:

$$F_{\text{сигн}}(M_{\pi\pi}) = BW_{\rho}(M_{\pi\pi}) + I(M_{\pi\pi}), \quad (5)$$

где $BW_{\rho}(M_{\pi\pi})$ определена в (4). Интерференционный член определяется как

$$I(M_{\pi\pi}) = F \cdot \frac{M_{\rho}^2 - M_{\pi\pi}^2}{(M_{\rho}^2 - M_{\pi\pi}^2)^2 + M_{\rho}^2 \Gamma_{\rho}^2}, \quad (6)$$

где F — размерный параметр (ГэВ). Результаты фитирования сигнала в распределении по инвариантной массе $\pi^+\pi^-$ функцией (5) (рис. 3) также представлены в табл. 1. Можно видеть, что вклад интерференции резонансного и нерезонансного рождения пионов составляет 4 МэВ/ c^2 для измеренной массы резонанса и 3 МэВ/ c^2 для ширины.

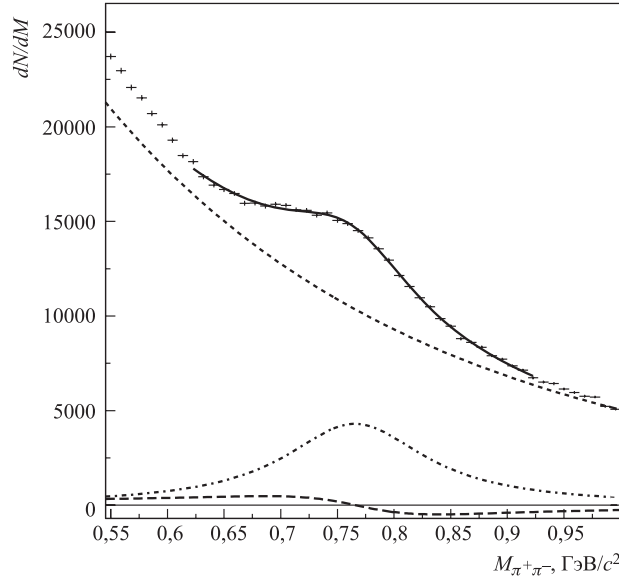


Рис. 3. Распределение по инвариантной массе систем $\pi^+\pi^-$ для $N_{\text{ch}} = 2$. Здесь штриховая линия — функция (3), описывающая фон, штрихпунктирная линия — функция Брейта–Вигнера (5), сплошная линия — фит их суммой, пунктирная — интерференционный член

2.4. Оценка систематических погрешностей. Для консервативной оценки систематической погрешности полученных результатов процедура фитирования была модифицирована:

- Изменена параметризация сигнала. Помимо P -волновой функции Брейта–Вигнера использовалась также S -волновая.
- Изменен интервал фитирования и параметризация фона: использовалось до четырех интервалов фитирования; использовано несколько функций для параметризации комбинаторного фона, включая полиномы разных степеней, произведения и суммы полинома и экспоненты.
- Варьировались критерии отбора.

Также оценивалась погрешность определения акцептанса установки.

Систематическая погрешность от каждого вклада была определена как максимальное отклонение результатов фитирования от основных результатов, полученных для оптимальных условий отбора и аппроксимации. Для получения полной систематической погрешности систематические погрешности от разных источников были сложены квадратично. В табл. 2 приведены погрешности для каждого из вкладов.

Таблица 2. Систематические погрешности от разных вкладов

Источник погрешности	$\sigma(M_\rho)$, МэВ/ c^2	$\sigma(\Gamma_\rho)$, МэВ/ c^2
Параметризация сигнала	2,1	3,9
Параметризация фона	4,1	$+5,9$ -11
Интервал фитирования	4,4	$+8,8$ -16
Критерии отбора	1,2	0,8
Полная систематическая погрешность	6,5	$+12$ -20

Таким образом, полученные значения массы и ширины $\rho^0(770)$ -мезона с учетом интерференции резонансного и нерезонансного рождения заряженных пионов и систематической погрешности составляют $M_\rho = (762,7 \pm 0,8(\text{стат.}) \pm 6,5(\text{сист.}))$ МэВ/ c^2 , $\Gamma_\rho = (151 \pm 2(\text{стат.})^{+12}_{-20}(\text{сист.}))$ МэВ/ c^2 . Основной вклад в полную погрешность дали изменение интервала, использованного в процедуре фитирования, и изменение параметризации фона.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ БОЛЬШОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТИ

Результаты измерения характеристик ρ -мезона в данном эксперименте имеют практическую ценность для учета его влияния на корреляционную функцию пары тождественных пионов. Это обстоятельство, а также данные о сдвиге массы ρ -мезонов в pp -взаимодействиях, опубликованные в [2], обуславливают интерес к измерению параметров ρ -мезонов без использования ограничений на множественность заряженных треков в событии. Для построения распределения использовались те же условия отбора. Вид распределения аналогичен показанному на рис. 1, отношение сигнал–фон составляет примерно

1/8, количество событий в сигнале — примерно 720 тыс. Аппроксимация функциями (3) и (4) дает смещение массы на $18 \text{ МэВ}/c^2$ в сторону меньших значений по сравнению с мировыми данными для адронных взаимодействий ($M_\rho^{PDG} = (769,0 \pm 0,9) \text{ МэВ}/c^2$).

3.1. Анализ причин сдвига массы ρ -мезона. Искажение формы пика и его сдвиг в сторону меньших эффективных масс описаны во многих работах по измерению характеристик $\rho^0(770)$ -мезона (например, [2, 8, 9] и ссылки там). Для объяснения такого поведения используются различные модели, в частности, для экспериментов по столкновению ядер сдвиг предположительно считается следствием перерасеяния, рождения ρ -мезона во вторичных взаимодействиях, взаимодействия в конечном состоянии при высокой плотности и температуре. Сдвиг может быть также проявлением интерференции между резонансным и нерезонансным рождением пары пионов. В зависимости от условий эксперимента этот сдвиг может составлять от 20 до 70 $\text{МэВ}/c^2$.

Для изучения причины сдвига в настоящем эксперименте было использовано моделирование реакции взаимодействия нейтрона с ядром углерода методом Монте-Карло с последующим проведением продуктов через подробную модель установки ЭКСЧАРМ. В результате такого моделирования получается набор данных, сходный по формату с экспериментальным. Реконструкция и анализ расчетных событий осуществляется с помощью того же программного обеспечения, которое используется для обработки экспериментальных данных. В качестве генератора событий был выбран пакет FRITIOF [12], для учета эффективности регистрации установки использовался пакет программ [13] на основе системы GEANT-3 [14]. В генератор закладывалась масса и ширина ρ -мезона, соответствующие средним значениям для адронных процессов, представленным в [1]: $M_\rho^{PDG} = 769,0 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_\rho^{PDG} = 150,9 \text{ МэВ}/c^2$.

На рис. 4, *a* показано распределение по инвариантной массе пары $\pi^+\pi^-$, построенное на выходе генератора. Как видно из рисунка, распределение в целом повторяет вид экспериментального спектра, соотношение сигнала и комбинаторного фона также находится на уровне экспериментального. Сплошная линия — фит суммой (3) и (4). Результаты также представлены в табл. 1. Видно, что масса и ширина в пределах погрешностей соответствуют заложенным в генератор. Это говорит о том, что модель генератора не приводит к изменению характеристик ρ -мезона.

Однако аналогичное распределение, но построенное для событий, проведенных через модель установки и прошедших реконструкцию, а также описанный в разд. 1 отбор (рис. 4, *b*), показывает отличие значения массы от данных PDG на уровне $7 \text{ МэВ}/c^2$. Следовательно, частично сдвиг можно объяснить методическим эффектом влияния акцептанса установки.

Для учета этого влияния была измерена зависимость эффективности регистрации продуктов распада ρ -мезона от инвариантной массы. Для этого разыгрывалась реакция рождения ρ -мезона с различными значениями массы

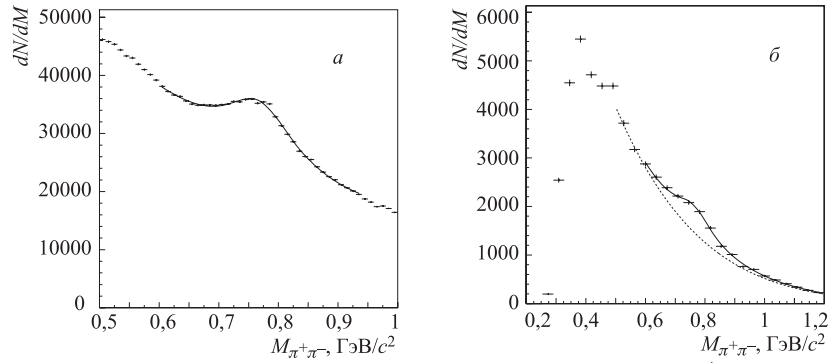


Рис. 4. Расчетные распределения по инвариантной массе системы $\pi^+\pi^-$ на выходе генератора FRITIOF (а) и после проведения через GEANT-модель установки (б)

в диапазоне $M_\rho^{PDG} \pm 50 \text{ МэВ}/c^2$ с нулевой шириной. Для анализа отбирались события, в которых есть и только один ρ -мезон, использовались те же критерии отбора, которые описаны в разд. 1. На рис. 5 показаны итоговые распределения для пяти значений разыгрываемых масс. Необходимо отметить, что положение пиков и значения масс, полученных в результате

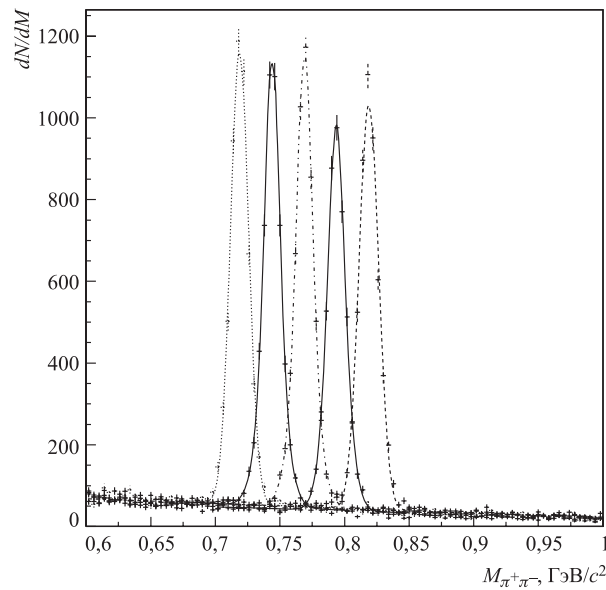


Рис. 5. Распределения, полученные после проведения через GEANT-модель разыгранных распадов ρ -мезона с нулевой шириной для различных значений его массы

аппроксимации функцией Гаусса, соответствуют заложенным при моделировании. Для каждого из этих распределений были посчитаны соответствующие им эффективности. Было показано, что зависимость эффективности регистрации продуктов распада ρ -мезона от инвариантной массы в области резонанса близка к константе и, таким образом, не является причиной сдвига положения пика. Это означает, что основной вклад в изменение формы и положения резонанса при моделировании дает влияние акцептанса установки на комбинаторный фон. Это подтверждается результатами расчетов для процесса рождения ρ -мезона с уменьшенным комбинаторным фоном по реакции



где отбирались события, в которых присутствует только один ρ -мезон (рис. 6).

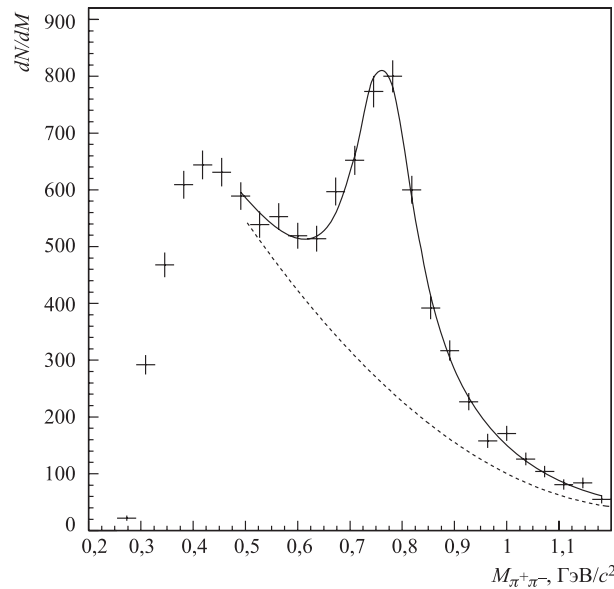


Рис. 6. Расчетное распределение с уменьшенным комбинаторным фоном

Чтобы ввести в экспериментальные распределения поправку на изменение фона, обусловленное массовой зависимостью эффективности регистрации, было получено отношение распределений, представленных на рис. 4. Это отношение аппроксимировалось гладкой функцией, на которую умножалось экспериментальное распределение. Как видно из табл. 1, такая поправка дает увеличение значения массы ρ -мезона на 6,8 МэВ/c². Этот результат находится в согласии со значением массы для событий с множественностью заряженных частиц, равной двум. Отношение распределения $M_{\text{inv}}(\pi^+\pi^-)$ с

$N_{\text{ch}} = 2$ к распределению, полученному на выходе генератора, демонстрирует линейную зависимость в области резонанса, что говорит о минимальном искажении акцептансом формы фонового распределения для событий с двумя заряженными треками.

Таким образом, показано, что в нашем эксперименте зависимость эффективности регистрации от инвариантной массы пары пионов влияет на комбинаторный фон для событий с множественностью больше двух и обуславливает сдвиг значения измеренной массы ρ -мезона на $7 \text{ МэВ}/c^2$ в сторону меньших эффективных масс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение перечислим основные результаты, полученные в работе.

Исследованы характеристики ρ^0 -мезона, образованного в нейтрон-углеродных взаимодействиях при средней энергии налетающего нейтрона 51 ГэВ. Измерения массы и ширины ρ -мезона выполнены как для событий с множественностью заряженных частиц, равной двум, так и для событий с произвольной множественностью.

Изучено влияние комбинаторного фона на измеряемые величины, а также на форму и среднее значение сигнала. Показано, что эффективность установки по отношению к комбинаторному фону с множественностью больше двух зависит от эффективной массы двух пионов и может быть учтена в окончательном результате.

Полученные значения массы и ширины $\rho^0(770)$ -мезона с учетом интерференции резонансного и нерезонансного рождения заряженных пионов составили $M_\rho = (762,7 \pm 0,8(\text{стат.}) \pm 6,5(\text{сист.})) \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_\rho = (151 \pm 2(\text{стат.})_{-20}^{+12}(\text{сист.})) \text{ МэВ}/c^2$. Систематическая погрешность, в основном, обусловлена наличием большого комбинаторного фона и сложностью правильной его оценки и параметризации.

Работа выполнена при поддержке программ BRHE (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. *Eidelman S. (Particle Data Group) // Phys. Lett. B. 2004. V. 592. P. 1.*
2. *Adams J. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 092301.*
3. *Алеев А. Н. и др. // ПТЭ. 1999. Т. 42. С. 481.*
4. *Иванченко И. М. и др. Сообщ. ОИЯИ P10-89-436. Дубна, 1989.*

5. *Бонюшкина А. Ю. и др.* Сообщ. ОИЯИ Р1-93-168. Дубна, 1993.
6. *Иванченко И. М. и др.* Сообщ. ОИЯИ Д5, 11-97-112. Дубна, 1997.
7. *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.
8. *Aid S. et al.* // Nucl. Phys. B. 1996. V. 463. P. 3–32.
9. *ZEUS Collaboration* // Eur. Phys. J. C. 1998. V. 2. P. 247–267.
10. *Ross M., Stodolsky L.* // Phys. Rev. 1966. V. 149. P. 1172.
11. *Söding P.* // Phys. Lett. 1966. V. 19. P. 702.
12. *Honh Pi* // Comp. Phys. Comm. 1992. V. 82. P. 74.
13. *Аралбаева Г. А. и др.* Препринт ОИЯИ Р1-93-85. Дубна, 1993.
14. *Brun R. et al.* CERN Program Library W. 1994. P. 5013.

Получено 8 июня 2006 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 03.10.2006.

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

Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,93. Тираж 405 экз. Заказ № 55491.

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

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/