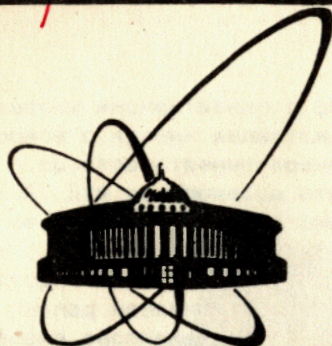


83-196

2988/83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1-83-196

6/6-83

А.А.Байрамов, Ю.А.Будагов, Ш.Валкар,
В.К.Волчков, А.М.Дворник, Ю.Ф.Ломакин,
А.А.Маилов, Н.В.Максименко, В.С.Румянцев,
В.Б.Флягин, Ю.Н.Харжеев

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЙ
С ОБРАЗОВАНИЕМ МЕЗОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
В ПИОН-УГЛЕРОДНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 5 ГэВ/с

Направлено в журнал
"Ядерная физика"

1983

Процессы множественного образования частиц во взаимодействиях адронов с ядрами являются одним из основных источников информации о пространственно-временных характеристиках сильных взаимодействий. Эти же процессы открывают новые возможности для изучения свойств кварковой структуры адронов /см., напр., /1,2//. Вместе с тем известно^{3,4/}, что в указанных процессах большая доля вторичных стабильных частиц /пионов, каонов/ образуется через распад мезонных резонансов / η , ρ , ω , K^* , f /. В результате форма распределений выходов стабильных частиц в значительной степени обусловлена кинематикой распада резонансов, а наименее искаженные и наиболее глубокие характеристики механизма взаимодействия адронов содержатся в данных о процессах образования резонансов.

В настоящее время экспериментальный материал по инклюзивному образованию резонансов на ядрах выглядит очень скудно.

Подобные процессы изучались в трех экспериментах: в π^-C -взаимодействиях при $4/5/$ и 40 ГэВ/с^{6/}, в π^-Be - и π^-C -взаимодействиях при 43 ГэВ/с^{7/}. В связи с этим новые данные по рождению резонансов на ядрах представляют несомненный интерес.

В настоящей работе сообщаются результаты исследования процессов инклюзивного образования ρ^0 , ω и f /1270/-мезонов в π^-C -взаимодействиях при 5 ГэВ/с. Экспериментальные данные основаны на 15000 π^-C -взаимодействий, зарегистрированных в метровой пропановой пузырьковой камере ЛЯП ОИЯИ. Методика отбора, идентификации и обработки событий изложена в работе^{8/}. Примесь протонов среди неразделенных положительных треков с $P > 1$ ГэВ/с составляет 60% . Примесь K^\pm -мезонов в группе π^\pm -мезонов не превышает 2% .

Сечения выхода мезонных резонансов были найдены из анализа распределения по эффективной массе $M_{\pi^+\pi^-}$ -пар, образующихся в реакции



/1/

В общем случае на форму распределения dN/dM могут оказать влияние все те резонансы или короткоживущие частицы, среди продуктов распада которых имеются $\pi^+\pi^-$ -пары. В нашем случае мы ограничились рассмотрением вклада только от ρ^0 , ω - и f /1270/-мезонов, имеющих подходящие моды распада / $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$; $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $f \rightarrow \pi^+\pi^-$ /. Вкладом от η /549/-мезона мы пренебрегли, т.к. по оценке, выполненной на основании результатов наших предыдущих работ^{9/}, сечение его выхода в реакции /1/ не превышает $0,3$ мб.

В процессе анализа распределения dN/dM необходимо учитывать экспериментальные погрешности в измерении эффективной массы M , которые приводят к искажению формы функций Брейта-Вигнера, описывающих спектры по M от распада резонансов с массой M_0 и шириной Γ_0 . Наблюдаемая в эксперименте форма резонансного пика, при наличии указанных искажений, может быть представлена в виде

$$F_R(M) = \int_{m_-}^{m_+} BW(m, M_0, \Gamma_0) D(M, m) dm. \quad /2/$$

Здесь BW - релятивистская функция Брейта-Вигнера /10/

$$BW(m, M_0, \Gamma_0) = \frac{m M_0 \Gamma(m)}{(m^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2(m)}, \quad /3/$$

$$\Gamma(m) = \Gamma_0 (q/q_0)^{2\ell+1} (\rho(m)/\rho(M_0)),$$

где $\rho(m)$ - медленно меняющийся множитель, который для распадов $1 \rightarrow 0^- + 0^-$ равен m^{-1} . Такое же значение $\rho(m)$ мы использовали для распада $f/1270/$. q - импульс одного из продуктов распада в системе покоя резонанса, q_0 - значение q при $m = M_0$, ℓ - спин резонанса. $D(M, m)$ - так называемая функция разрешения, которую мы выбрали в виде нормального распределения

$$D(M, m) = \frac{K}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sigma(M)} \exp\left[-\frac{(M-m)^2}{2\sigma^2(M)}\right], \quad /4/$$

где $\sigma(M) = /0,088 M - 0,02/$ ГэВ/с², $K = 1,0027$ - фактор, учитывающий ограниченность области интегрирования в /2/, которая была задана условием $m_{\pm} = M \pm 3\sigma(M)$. Отметим, что мы также провели анализ спектра dN/dM с использованием обрезанного распределения Брейта-Вигнера/11/. Оказалось, что изменение формы функции разрешения не влияет, в пределах экспериментальных погрешностей, на величину сечений выхода мезонных резонансов.

Сечение выхода ω -мезонов мы нашли с помощью метода, предложенного и реализованного в работе /12/. Метод основан на определении величины вклада "отражения" распада $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ в спектр dN/dM .

Обозначим через $\phi(M, M_\omega)$ спектр по эффективной массе M $\pi^+ \pi^-$ пар, образующихся в распаде ω -мезона с массой M_ω . Масса M_ω - случайная величина, распределенная в соответствии с функцией Брейта-Вигнера /3/. Поэтому форма "отражения" определяется интегралом

$$RF_\omega(M) = \int \phi(M, M_\omega) BW(M_\omega, M_0, \Gamma_0) dM_\omega. \quad /5/$$

Используя технику расчета фазовых объемов /см., например, /13/, спектр $\phi(M, M_\omega)$ можно представить в виде

$$\phi(M, M_\omega) = C \cdot M \cdot I_1(M, M_\omega) \cdot I_2(M, M_\omega),$$

$$I_1(M, M_\omega) = \int d^4p \delta(p^2 - M^2) d^4k_3 \delta(k_3^2 - m_3^2) \delta^3(\vec{p} + \vec{k}_3) \delta(E + E_3 - M_\omega), \quad /6/$$

$$I_2(M, M_\omega) = \int |A|^2 \frac{d^3k_1}{2E_1} \frac{d^3k_2}{2E_2} \delta^4(p - k_1 - k_2).$$

Здесь все величины определены в системе покоя ω -мезона, C - нормировочная константа, k_1 , k_2 и k_3 - 4-импульсы π^+ , π^- и π^0 -мезонов, m_1 , m_3 - массы π^{\pm} , π^0 -мезонов соответственно, $p = (k_1 + k_2)$ - суммарный импульс $\pi^+ \pi^-$ -пары, $E_i = \sqrt{k_i^2 + m_i^2}$,

$E = \sqrt{\vec{p}^2 + M^2}$, $A = [\vec{k}_1 \times \vec{k}_2]$ - матричный элемент распада ω -мезона /14/.

Интеграл I_1 - это известный двухчастичный фазовый объем

$$I_1(M, M_\omega) = \pi \frac{|\vec{p}|}{M_\omega}.$$

Интеграл I_2 легко приводится к виду

$$I_2(M, M_\omega) = \frac{\pi}{2|\vec{p}|} \int_{E_-}^{E_+} dE_1 \left[\vec{p}^2 \left(\frac{M^2}{4} - m_1^2 \right) - M^2 \left(\frac{E}{2} - E_1 \right)^2 \right],$$

$$E_{\pm} = \frac{1}{2} (E \pm |\vec{p}| \sqrt{1 - \frac{4m_1^2}{M^2}}),$$

и после интегрирования имеем

$$I_2(M, M_\omega) = \frac{\pi}{12} \frac{\vec{p}^2}{M} (M^2 - 4m_1^2)^{3/2}.$$

Подставляя значения I_1 и I_2 в /6/, получаем

$$\phi(M, M_\omega) = C \cdot \frac{\pi}{12} \frac{|\vec{p}|^3}{M_\omega} (M^2 - 4m_1^2)^{3/2}, \quad /7/$$

$$|\vec{p}| = \frac{\sqrt{M_\omega^2 - (M+m_3)^2} \sqrt{M_\omega^2 - (M-m_3)^2}}{2M_\omega},$$

где M изменяется в пределах $2m_1 \leq M \leq M_\omega - m_3$. В случае узких резонансов, к которым относится и ω -мезон $\Gamma_0 = 10$ МэВ/, можно положить $BW(M_\omega, M_0, \Gamma_0) = \delta(M_\omega - M_0)$ и из /5/ находим

$$RF_\omega(M) = \phi(M, M_0). \quad /8/$$

Аналогичный вид функции /7/ получен в работе /16/. Причина столь подробного изложения расчета функции /7/ заключается в том, что она совершенно не совпадает с неоправданно громоздким выражением для функции $\phi(M, M_0)$, приведенным в работе /12/ и неоднократно цитируемым в ряде работ. Следует, однако, заметить, что численные значения функции /7/ и функции $\phi(M, M_0)$ из работы /12/ обе функции нормируются на единичную площадь/ практически совпадают во всем интервале изменения M .

Экспериментальное распределение dN/dM для реакции /1/ представлено на рис.1. Там же сплошной плавной линией изображен результат аппроксимации данных в интервале масс 0,28-1,45 ГэВ/с² аналитическим выражением

$$\frac{dN}{dM} = BG(M) \left[1 + a_1 \frac{K^{-1}}{q} F_\rho(M) + a_2 \frac{K^{-1}}{q} F_f(M) + a_3 \frac{K^{-1}}{q} RF_\omega(M) \right], \quad /9/$$

где $K^{-1} = 1 \cdot \text{ГэВ}^2$, a_1 , a_2 и a_3 - подбираемые параметры, определяющие относительные вклады резонансов ρ^0 , f и ω . Функции $F_\rho(M)$, $F_f(M)$ и $RF_\omega(M)$ определены выше формулами /2/ и /8/. Входящие в эти функции массы и ширины резонансов были зафиксированы при табличных значениях /15/. Функции $BG(M)$ - фоновое распределение, выбранное в виде

$$BG(M) = (M_1 / 1\text{ГэВ}/\text{с}^2)^{b_1} \exp(-b_2 M_1 + b_3 M_1^2),$$

где b_i - подбираемые параметры, $M_1 = M - 2m_1$. Аппроксимация проводилась с помощью метода наименьших квадратов.

Инклюзивные сечения выхода резонансов, полученные в результате аппроксимации и пересчитанные к значениям, учитывающим все возможные каналы распада резонансов, приведены в табл.1. Мы также определили сечения выхода ρ^0 - и f -мезонов путем аппроксимации распределения dN/dM в области масс $M \geq 0,6$ ГэВ/с², где вклад отражения ω -мезона уже несуществен. Эти сечения в пределах одной ошибки совпали с сечениями, приведенными в табл.1. В последней колонке этой таблицы приведено отношение средней множественности π^- -мезонов, образующихся от распада резонанса /обозначены как $\pi^-_{\text{рез.}}$ /, к полной средней множественности π^- -мезонов. Согласно этим данным, в π^-C -взаимодействиях при 5 ГэВ/с примерно 8% π^- -мезонов образуются в результате распада мезонных резонансов ρ^0 , ω и f .

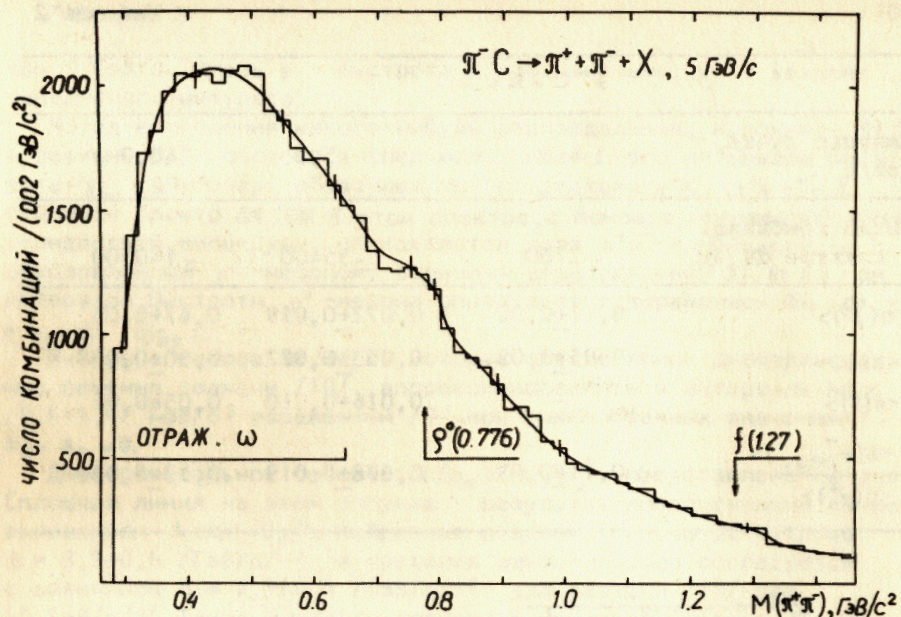


Рис.1. Инклюзивный спектр эффективных масс пар $(\pi^+\pi^-)$ -мезонов в π^-C -взаимодействиях при 5 ГэВ/с. Сплошная кривая - результат аппроксимации.

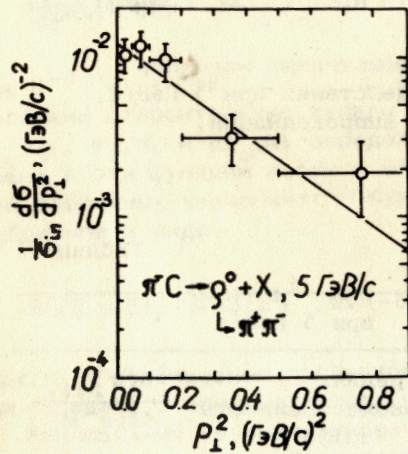
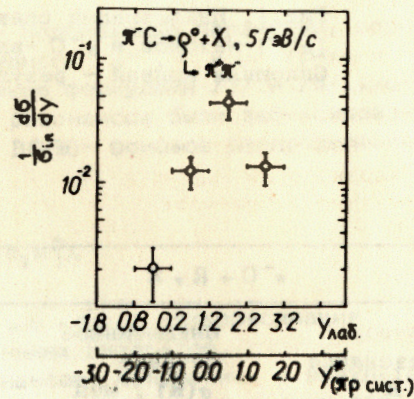
Таблица 1

$\pi^-C \rightarrow R + X$		при 5 ГэВ/с	
Символ резонанса R	Инклюзивное сечение $\sigma(R)$, мбн	Средняя множественность $\langle n(R) \rangle$	$\frac{\langle n(\pi^-_{\text{рез.}}) \rangle}{\langle n(\pi^-) \rangle}$
ρ^0	12,9 \pm 3,4	0,072 \pm 0,019	0,047 \pm 0,012
ω	6,0 \pm 4,0	0,033 \pm 0,022	0,021 \pm 0,014
f	2,9 \pm 1,8	0,016 \pm 0,010	0,010 \pm 0,006
$\rho^0 + \omega + f$	21,8 \pm 5,6	0,121 \pm 0,031	0,078 \pm 0,019

В табл.2 представлены данные о средних множественностях $\langle n(R) \rangle$ мезонных резонансов, образующихся в реакции /1/ при 4,0 /5/; 5,0 /наст.раб./ и 40,0 ГэВ/с /6/. Значения $\langle n(R) \rangle$ при 4,0 и 5,0 ГэВ/с

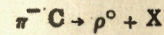
Таблица 2

$\pi^- C \rightarrow R + X$			
Импульс пучка, ГэВ/с	4,0	5,0	40,0
Число комбинац. в спектре dN/dM	≈ 2700	≈ 55400	≈ 140500
$\langle n(\rho^0) \rangle$	$0,11 \pm 0,02$	$0,072 \pm 0,019$	$0,47 \pm 0,05$
$\langle n(\omega) \rangle$	$0,05 \pm 0,03$	$0,033 \pm 0,022$	$0,50 \pm 0,06$
$\langle n(f) \rangle$	-	$0,016 \pm 0,010$	$0,05 \pm 0,05$
$\langle n(\pi_{рез.}^-) \rangle$	$0,11 \pm 0,03$	$0,078 \pm 0,019$	$0,33 \pm 0,03$
$\langle n(\pi^-) \rangle$			

Рис.2. Распределение ρ^0 -мезонов по p_{\perp}^2 .Рис.3. Распределение ρ^0 -мезонов по быстроте.

в пределах экспериментальных ошибок согласуются между собой. При обеих энергиях ω - и ρ^0 -мезоны рождаются в отношении 1:2. С ростом энергии множественности этих резонансов существенно увеличиваются и находятся в отношении 1:1.

Рассмотрим теперь нормированные дифференциальные сечения $(1/\sigma_{in})d\sigma/du$ и $(1/\sigma_{in})d\sigma/dp_{\perp}^2$ реакции



/10/

при 5 ГэВ/с. Здесь y - быстрота в лаб. системе, p_{\perp}^2 - квадрат поперечного импульса.

Метод вычисления какого-нибудь распределения, например, dN/dy в реакции /10/ состоит в следующем. Для i -ого интервала быстроты $y_{\pi\pi}$ $\pi^+\pi^-$ -пар, образующихся в реакции $\pi^- C \rightarrow \pi^+\pi^- + X$, строится спектр dN/dM . В этом спектре, с помощью изложенной выше стандартной процедуры, определяется доля $\pi^+\pi^-$ -комбинаций (α_i), обусловленных ρ^0 -мезоном. Величина распределения dN/dy в i -ом интервале быстроты ρ^0 -мезона определяется выражением $dN_i/dy = \alpha_i (dN_i/dy_{\pi\pi})$.

Наборы спектров dN/dM , из которых определялись дифференциальные сечения реакции /10/, аппроксимировались в интервале масс /0,6-1,4/ ГэВ/с² выражением /9/ при фиксированных значениях $a_2 = a_3 = 0$.

Дифференциальное сечение $(1/\sigma_{in})d\sigma/dp_{\perp}^2$ представлено на рис.2. Сплошная линия на этом рисунке - результат аппроксимации данных выражением $A \exp(-B p_{\perp}^2)$. Найденное значение параметра наклона $B = 3,2 \pm 0,6$ /ГэВ/с⁻² в пределах ошибок хорошо согласуется с величиной $B = 2,7 \pm 0,4$ /ГэВ/с⁻² для реакции /10/ при 40 ГэВ/с^{6/}. Такая близость величин параметров наклона B позволяет заключить, что форма распределения по p_{\perp}^2 в реакции /10/, возможно, слабо зависит от энергии.

На рис.3 приведено дифференциальное сечение $(1/\sigma_{in})d\sigma/du$ реакции /10/. Нижняя шкала этого рисунка размечена значениями быстроты y^* , соответствующими быстройте ρ^0 -мезона в с.ц.м. π^-p -взаимодействий при 5 ГэВ/с. Дифференциальное сечение имеет характерный максимум в области $0,0 \leq y^* \leq 1,0$, при этом $\approx 80\%$ ρ^0 -мезонов образуется в передней полусфере ($y^* \geq 0$).

В заключение кратко сформулируем основные результаты работы:

1. Измерены полные инклюзивные сечения выхода ρ^0 -, ω - и $f(1270)$ -мезонов в $\pi^- C$ -взаимодействиях при 5 ГэВ/с. Показано, что в этих взаимодействиях примерно 8% π^- -мезонов образуется в результате распада указанных мезонных резонансов.
2. В реакции с образованием ρ^0 -мезонов измерены инклюзивные дифференциальные сечения по y и p_{\perp}^2 . Данные о таких сечениях на ядрах при энергиях ниже 40 ГэВ ранее отсутствовали.

Авторы выражают благодарность Н.К.Куциди за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Замолотчиков А.Б., Копелиович Б.З., Ларидус Л.И. ЯФ, 1982, т.35, с.129.

2. Шабельский Ю.М. ЭЧАЯ, 1981, т.12, с.1070.
3. Лиходед А.К., Шляпников П.В. УФН, 1978, т.124, с.3.
4. Гришин В.Г. УФН, 1979, т.127, с.51; Гришин В.Г. ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.608.
5. Yuldashev V.S. et al. Preprint VTL PUB-75, 1980.
6. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1981, т.33, с.1546.
7. Антипов Ю.М. и др. Препринт ИФВЭ, 82-137, Серпухов, 1982.
8. Абдинов О.Б. и др. ОИЯИ, P1-11820, Дубна, 1978.
9. Амаглобели Н.С. и др. ЯФ, 1975, т.22, с.1269; Будагов Ю.А. и др. ОИЯИ, P1-9506, Дубна, 1976; Будагов Ю.А. и др. ЯФ, 1970, т.12, с.1222.
10. Jackson I.D. Nuovo Cim., 1964, vol.34, p.1644.
11. Статистические методы в экспериментальной физике /под ред. А.А.Тяпкина/. Атомиздат, М., 1976.
12. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1977, т.25, с.117.
13. Копылов Г.И. Основы кинематики резонансов."Наука", М., 1970.
14. Stevenson M.L. et al. Phys.Rev., 1962, vol.125, p.687.
15. Review of Particle Properties. Phys.Lett., 1982, vol.111B.
16. Batjunia B.V. et al. Z.Phys., 1983, C18, s.353.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 марта 1983 года.

Байрамов А.А. и др. 1-83-196
Исследование инклюзивных реакций с образованием
мезонных резонансов в пион-углеродных
взаимодействиях при 5 ГэВ/с

Измерены полные инклюзивные сечения выхода ρ^0 -, ω - и $f / 1270$ -мезонов в π^-C -взаимодействиях при 5 ГэВ/с и соответствующие средние множественности $\langle n(\rho^0) \rangle = 0,072 \pm 0,019$, $\langle n(\omega) \rangle = 0,033 \pm 0,022$, $\langle n(f) \rangle = 0,016 \pm 0,010$. Показано, что в этих взаимодействиях примерно 8% π^- -мезонов образуются в результате распада указанных мезонных резонансов. В реакции с образованием ρ^0 -мезонов измерены инклюзивные дифференциальные сечения по быстроте и квадрату поперечного импульса.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Bajramov A.A. et al. 1-83-196
Investigation of Inclusive Reactions with the Production
of Meson Resonances in Pion-Carbon Interactions at 5 GeV/c

Total inclusive cross sections for ρ^0 -, ω - and $f / 1270$ / meson production and the corresponding average multiplicities $\langle n(\rho^0) \rangle = 0.072 \pm 0.019$, $\langle n(\omega) \rangle = 0.033 \pm 0.022$, $\langle n(f) \rangle = 0.016 \pm 0.010$. have been measured in π^-C -interactions at 5 GeV/c. It is shown that approximately 8 percent of secondary π^- -mesons are produced from the meson resonance decay. For the reactions with the production of ρ^0 -mesons the dependence of the inclusive differential cross sections on the rapidity and p_{\perp}^2 is analysed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.