

3-937

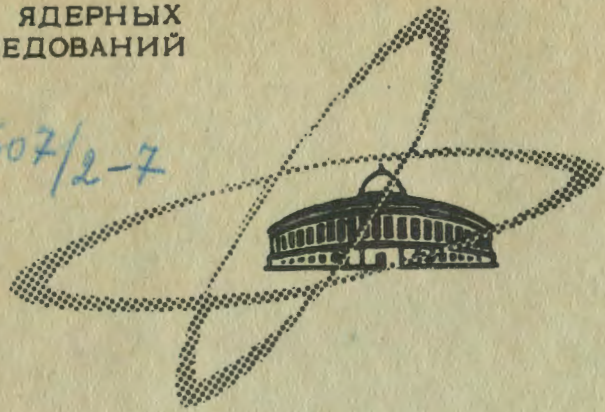
1/11-7

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 5570

607/2-7



Р.Я.Зулькарнеев, С.В.Медведь, В.С.Надеждин ,
Б.М.Овчинников, Е.Б.Озеров, Н.А.Полтавская,
О.Я.Федоров

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $pp \rightarrow \pi^+ pp$
ПРИ ЭНЕРГИИ 650 МЭВ

1971

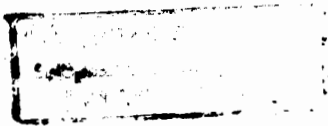
P1 - 5570

Р.Я.Зулькарнеев, С.В.Медведь, В.С.Надеждин,
Б.М.Овчинников*, Е.Б.Озеров, Н.А.Полтавская*,
О.Я.Федоров*

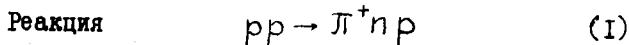
ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $pp \rightarrow \pi^+ pr$
ПРИ ЭНЕРГИИ 650 МЭВ

Направлено в ЯФ

* Сотрудники ленинградского филиала ФТИ АН СССР



1. ВВЕДЕНИЕ



в области энергий, близких к 650 Мэв, изучалась неоднократно^{/1-11/}. В большинстве работ измерялись энергетические спектры π^+ - мезонов для различных углов вылета в л.с. Однако Л.М.Сороко^{/12/} было показано, что знание одиночных спектров вторичных частиц ещё не позволяет провести достаточно строгий парциально-волновой анализ реакции (I). Для однозначного восстановления парциальных амплитуд необходимы измерения тройных дифференциальных поперечных сечений. Очевидно также, что знание этих величин позволяет проводить и более детальную проверку различных моделей мезообразования.

В описываемой работе измерялись тройные дифференциальные поперечные сечения $d^3\sigma/dT_{\pi}^L d\Omega_{\pi}^L d\Omega_p^L$ образования π^+ -мезонов в реакции $pp \rightarrow \pi^+ n p$ при энергии 650 Мэв для различных углов вылета протонов и π^+ -мезонов. В каждом элементарном акте регистрировались совпадения π^+ -мезона и протона, вылетающих под определенными углами, и энергия π^+ -мезона. Таким образом в л.с. определялись следующие величины:

а) углы вылета вторичного протона $\vartheta_p^L, \varphi_p^L$ (см.рис. I, где азимутальные углы φ отсчитываются в плоскости, перпендикулярной пучку), б) углы вылета π^+ -мезона - $\vartheta_{\pi}^L, \varphi_{\pi}^L$; в) энергия π^+ -мезона - T_{π}^L . Знание всех этих величин при известных энергии первичного пучка протонов и сорте регистрируемых частиц давало возможность полностью восстанавливать кинематику регистрируемых событий.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО

Используемая экспериментальная установка, состоящая из H_2 -мишени, системы сцинтилляционных счетчиков, акустической искровой камеры и работающая на линии с ЭВМ "Минск-22", подробно описана в работе /13/. На рис. I приведена схема расположения аппаратуры в экспериментальном зале. Пучок протонов, выведенный из вакуумной камеры синхроциклотрона ЛЯП ОИЯИ, пропускаться через коллимирующее отверстие диаметром 2 см в защитной стене и попадал на жидководородную мишень - H_2 . Энергия протонов в центре мишени составляла 650 Мэв. Интенсивность пучка протонов при проведении опыта ограничивалась величиной 10^7 I/сек. Протоны в конечном состоянии реакции детектировались телескопами T_{P1} и T_{P2} , образованными двумя парами счетчиков: C_{34} и C_{56} ; π^+ -мезоны регистрировались телескопом T_{π} , образованным счетчиками $C_{1,2}$ и искровой камерой (И.К.). Телескопы T_{P1} и T_{P2} в части экспериментов работали параллельно, обеспечивая измерения спектров одновременно для двух углов ϑ_P^L , и частично - последовательно - в опыте по измерению фона, вызванного упругим PP-рассеянием.

При выбранной геометрии эксперимента фон от пустой мишени составлял не более 3% от величины измеряемого эффекта. Энергия π^+ -мезонов определялась по пробегу в алюминиевых поглотителях, помещенных внутри искровой камеры между 3+10 промежутками. Толщины поглотителей равнялись соответственно: 7,5; 12,5; 20+ 20 мм. Средние энергии π^+ -мезонов, останавливающихся в каждом данном поглотителе ($\bar{T}_{\pi i}$), и энергетические ширины поглотителей ($\Delta(\bar{T}_{\pi i})$) перечислены в таблице I.

Таблица I

$\bar{T}_{\pi i}$, Мэв	27,6	36,6	49,1	62,2	74,7	86,1	96,5
$\Delta(\bar{T}_{\pi i})$, Мэв	8,2	10,0	14,2	12,8	11,7	10,9	10,5

Энергетический порог регистрации π^+ -мезонов И.К. равнялся 23,6 Мэв. I и 3 промежутки И.К. служили для определения углов входа в камеру π^+ -мезонов. При фиксированных углах вылета π^+ -мезонов и протонов в изучаемой реакции π^+ -мезонам с определенной энергией соответствуют две энергетические группы протонов. Для того, чтобы избавиться от этой неоднозначности, между протонными счетчиками были помещены медные поглотители толщиной 2,6 см, которые полностью тормозили мягкую группу протонов. Пробеги протонов из высокоэнергетичной группы намного превышали толщину фильтра. Величины зазоров промежутков И.К. были выбраны равными 7мм, причем использовалось наполнение смесью 20% Ne + 80% Ar + спирт. Рабочие углы измерений перечислены в таблице II.

Таблица II

φ_{π}^L , град.	ϑ_{π}^L , град.	φ_P^L , град.	ϑ_P^L , град.
0	83	180	17,5
0	83	180	22,5
0	83	180	29,5
0	83	0	16,0
0	93	180	17,5
0	93	180	29,5

Эти углы мы выбрали, исходя из стремления избавиться от влияния реакций: $pp \rightarrow pp$, $pp \rightarrow \pi^+d$, $pp \rightarrow \pi^0 pp$ и желания получить достаточно широкий энергетический диапазон регистрируемых π^+ -мезонов и приемлемую скорость счета.

3. ПРОГРАММА ОБСЧЁТА СОБЫТИЙ

Использованная программа обсчёта событий в И.К. отличается от описанной в работе /13/ тем, что вместо первых разностей координат трека определялись вторые разности:

$$\Delta_2(x) = x_{i+1} + x_{i-1} - 2x_i, \quad (2)$$

$$\Delta_2(y) = y_{i+1} + y_{i-1} - 2y_i,$$

где x_i , y_i - координаты трека в i -промежутке.

Угол рассеяния частицы определялся выражением:

$$\operatorname{tg} \psi_{\text{расс}} = \frac{\sqrt{[\Delta_2(x)]^2 + [\Delta_2(y)]^2}}{\ell}, \quad (3)$$

где ℓ - расстояние между соседними промежутками И.К.

При восстановлении события в камере программа "двигалась" по треку, начиная с первого промежутка, до тех пор, пока трек не кончался (остановка частицы или её выход из камеры) или угол рассеяния не превышал некоторого допустимого угла. Величина допустимого угла рассеяния была выбрана равной 26° с целью избежать поправок на кулоновское рассеяние π^+ -мезонов в поглотителях И.К. Второй отличительной особенностью программы являлась ее способность "перешагивать" через выпавшие промежутки трека. Причиной таких выпадений точек трека являлся фон зала.

Полный угловой диапазон регистрации π^+ -мезонов в И.К. в плоскости реакции и вертикальной плоскости, проходящей через мишень и искровую камеру, равнялся $7,2^\circ$.

Для того чтобы избежать геометрической поправки, связанной с выходами частиц вбок И.К., в полезную статистику при обсчете на ЭВМ включались события, удаленные по месту входа в И.К. от центра электрода не более, чем на 63 мм. При этом вероятность выхода π^+ -мезонов вбок И.К. оказалась малой ($\approx 3\%$).

4. ФОНЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ПОПРАВКИ К СПЕКТРАМ

Из экспериментальных спектров вычитался фон случайных совпадений, а также фон, обусловленный влиянием упругого pp -рассеяния. После этого учитывались поправки на ядерные взаимодействия π^+ -мезонов, π - μ -распады, кулоновское рассеяние π^+ -мезонов до И.К. Поправки вводились именно в таком порядке, в каком они перечислены выше. Это важно, т.к. поправка на ядерные взаимодействия зависит от формы спектра частиц на входе И.К.

Фон случайных совпадений измерялся путем введения в счетчики линий задержек, величины которых равнялись временному расстоянию между соседними микросгустками пучка ускорителя (≈ 70 нсек). Величина вклада случайных совпадений для углов $\psi_P^L = 17, 5^\circ$; $\psi_X^L = 83^\circ$ составляла $(12,2)\%$ от величины полезного эффекта. Форма энергетических спектров случайных совпадений для углов $\psi_X^L = 83^\circ$ и 93° определялась экспериментально. С этой целью в счетчики $C_{1,2}$ вводились задержки, а протонный телескоп для увеличения скорости набора статистики $\sim N$ случ. располагался под углом $\psi_P^L = 5^\circ$.

Экспериментально было обнаружено, что для углов $\psi_P^L = 17, 5^\circ$; $22, 5^\circ$; $\psi_X^L = 83^\circ$ и $\psi_P^L = 17, 5^\circ$; $\psi_X^L = 93^\circ$ первые точки спектра заметно искажаются примесью протонов от упругого pp -рассеяния. Механизм возникновения этого фона следующий. Протоны, испытавшие упругое рассеяние в мишени, попадали в Tr -телескоп, а соответствующие им протоны отдачи испытывали кулоновское рассеяние, а также

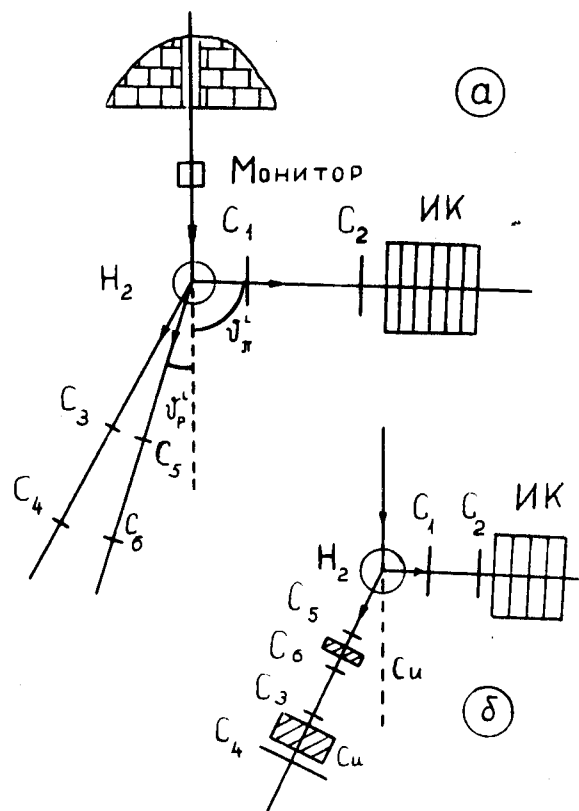


Рис. I. Схема расположения аппаратуры в экспериментальном зале:

- а) при измерении $d^3\sigma/dT_{\pi}^L d^2\Omega_{\pi} d^2\Omega_p$;
 б) при определении вклада фона, обусловленного упругим pp -рассеянием.

ядерные взаимодействия в стенке мишени и счетчике C_1 и попадали на вход И.К. Вероятность этого процесса была мала, но сравнима с измеряемым эффектом в первых 2-3 точках спектра. Для определения этого фона протонные счетчики располагались в соответствии со схемой на рис. I. Между счетчиками $C_{3,4}$ помещался медный поглотитель толщиной 13,1 см, полностью тормозивший протоны из реакции $pp \rightarrow \pi^+ p$, но пропускавший упруго рассеянные протоны. При этом совпадения типа N_{123456} были обусловлены упругими событиями. Для того, чтобы определить, какую долю от искомого упругого фона $N_{\text{упр.фона } 1256}$ составляют совпадения N_{123456} , T_{π} - телескоп устанавливался под углом, соответствующим упругой кинематике по отношению к T_p -телескопу, остающемуся в рабочем положении. В этой геометрии счет N_{1256} был обусловлен, в основном, упругими событиями, а величина отношения N_{1256} / N_{123456} равнялась определяемому коэффициенту ослабления $K_{\text{осл}}$. "Упругий фон" определялся одновременно с измерением основного спектра. Вклад упруго рассеянных протонов для 2-ой точки спектра при углах $\theta_p^L = 17,5^\circ$; $\theta_{\pi}^L = 83^\circ$ составлял 40% от величины полезного эффекта. Для угла $\theta_{\pi}^L = 22,5^\circ$ наибольший вклад (20%) "упругий фон" давал в 3-ю точку спектра. Для угла $\theta_{\pi}^L = 29,5^\circ$ "упругий фон" не выделялся на фоне случайных совпадений, т.е. был мал.

Поправка на ядерные взаимодействия π^+ -мезонов в поглотителях И.К. определялась в предположении, что каждое ядерное взаимодействие с испусканием заряженных частиц на углы $> 26^\circ$ л.с. является ложной остановкой. В соответствии с математической программой обработки событий ЭВМ прослеживала такой трек до точки взаимодействия и включала его в полезную статистику. В случае вылета вторичной частицы на угол $< 26^\circ$, ЭВМ не замечала "точки взаимодействия" и

прослеживала вторичный трек до остановки частицы или её выхода из камеры. Исправленный с учётом ядерных взаимодействий счет в i -точке спектра определялся формулой

$$N_{oi}^{яг.вз.} = \frac{N_{i\text{ эксп.}} - N_{i\text{ ложн.}}}{K_i}$$

Здесь $N_{i\text{ эксп.}}$ -отсчёт в данной точке спектра до внесения поправки;

$N_{i\text{ ложн.}}$ -суммарное число ложных остановок в данном поглотителе от Π^+ -мезонов с энергией $T_{\pi i} > \bar{T}_{\pi i} + \frac{1}{2} \Delta(\bar{T}_{\pi i})$; K_i

учитывает ослабление потока Π^+ -мезонов данной энергии $T_{\pi i}$ за счет их ложных остановок в предыдущих поглотителях. Величины полных сечений взаимодействия Π -мезонов с алюминием, сопровождающегося испусканием вторичных заряженных частиц на углы $> 26^\circ$,

используемые нами в расчетах, взяты из работ [14+17]. На рис.2а

дана поправка на ядерные взаимодействия $K_{яг.вз.} = N_{i\text{ эксп.}} / N_{oi}^{яг.вз.}$

для углов $\vartheta_\rho^L = 22,5^\circ$; $\vartheta_\pi^L = 83^\circ$. Поправка на Π - μ -распады

сводилась к учету ослабления потока Π^+ -мезонов за счет распадов до И.К. Зависимость $K_{\Pi\mu} = N_{oi}^{яг.вз.} / N_{oi}^{\Pi\mu}$, где

$N_{oi}^{\Pi\mu}$ -отсчёт в i -точке спектра, исправленный с учетом распада, дана на рис. 2б. Поправка на кулоновское рассеяние Π^+ -мезонов до И.К. определялась путем подсчета вероятности

попадания Π^+ -мезонов, прошедших $S_{1,2}$, на первый промежуток И.К. в круг радиусом 63 мм в пределах допустимых углов регистрации.

Методика подобных расчетов изложена, например, в работе [18].

Кулоновская поправка дана на рис. 2в.

Суммарные поправки для типичного случая ($\vartheta_\rho^L = 22,5^\circ$), учитывающие ядерные взаимодействия, Π - μ распады, кулоновское рассеяние представлены на рис. 2г.

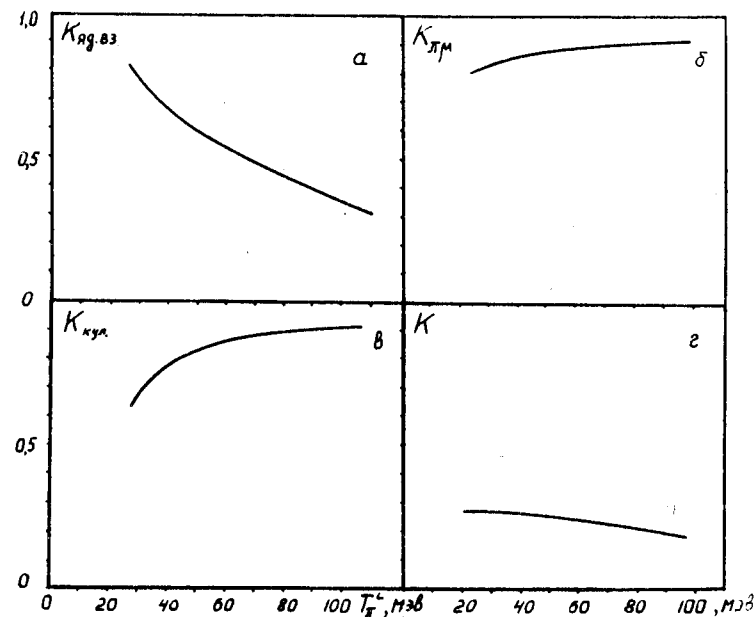


Рис.2. Поправки к спектрам. $K_{яг.вз.}$ - поправка на ядерные взаимодействия, $K_{\Pi\mu}$ - поправка на Π - μ - распад, $K_{кул.}$ - поправка на кулоновское рассеяние, $K = K_{яг.вз.} \cdot K_{\Pi\mu} \cdot K_{кул.}$.

Использованная нами процедура введения поправок проверялась экспериментально. С этой целью был измерен одиночный спектр Π^+ -мезонов под углом 108° . После введения всех поправок - $K_{\text{яд.вз}}$, $K_{\text{ЛМ}}$, $K_{\text{кул}}$ - было найдено статически удовлетворительное согласие с результатами измерений этого спектра в работе ^{12/}.

Поправка на ослабление потока протонов медным фильтром 2,6 см, расположенным между протонными счетчиками, была определена экспериментально в геометрии упругого рассеяния и оказалась для рабочего диапазона измерений не зависимой от энергии протонов.

Угловое разрешение протонного телескопа в каждой геометрии эксперимента было определено, исходя из экспериментально найденного распределения Π^+ -мезонов по месту вылета из мишени. Эти величины угловых погрешностей представлены на рис. 5.

5 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В эксперименте было зарегистрировано $\approx 3 \cdot 10^4$ событий. После обсчёта на ЭВМ и вычитания фона осталось 8500 событий. Основными причинами отбраковки событий на ЭВМ являлись: невыполнение критериев отбора по площади и углам входа частиц в И.К., запуски камеры частицами, остановившимися в счетчике C_2 (пустые запуски И.К.), порча треков фоном зала. Погрешность в каждой точке экспериментальных спектров определялась исходной статистикой и неточностью нахождения вклада фонов. Кроме того, учитывались дополнительные погрешности, возникающие при учете $K_{\text{яд.вз}}$.

Экспериментальные спектры, исправленные с учетом всех поправок, представлены на рис. 3,4. На этих рисунках сечения приведены в относительных единицах. По осям абсцисс отложены:

T_{Π}^L - кинетическая энергия Π^+ -мезона, величины кинематических инвариантов Δ^2 , $\bar{\Delta}^2$, ω^2 , u^2 и углы $\theta^Q \epsilon^Q$, введенные

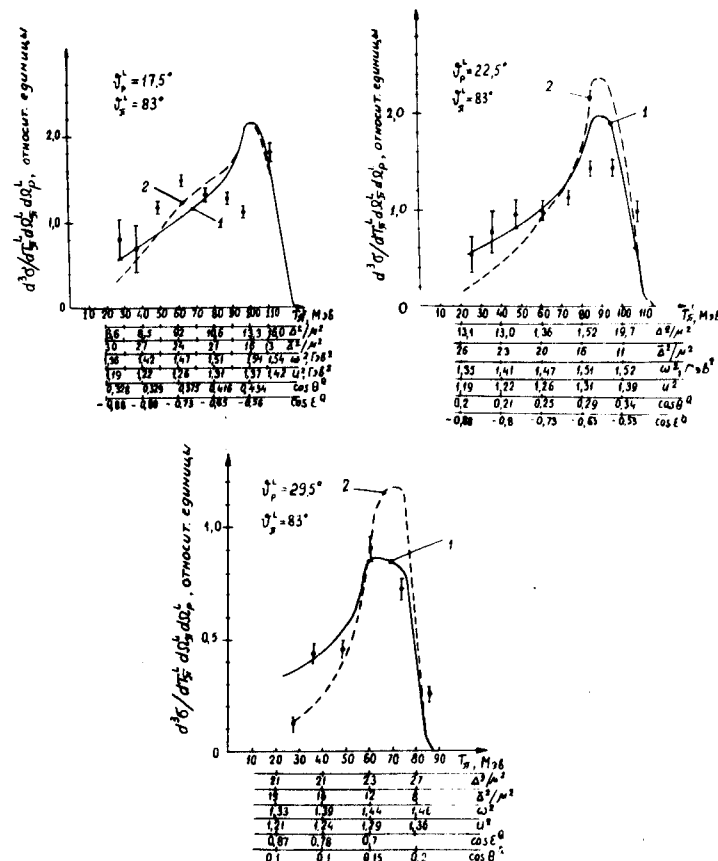
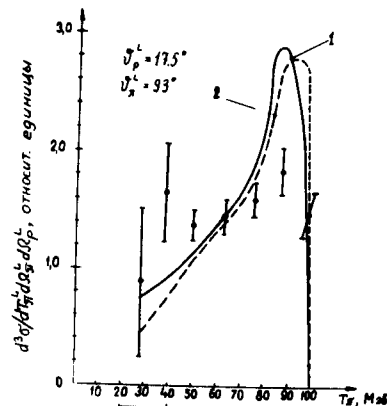
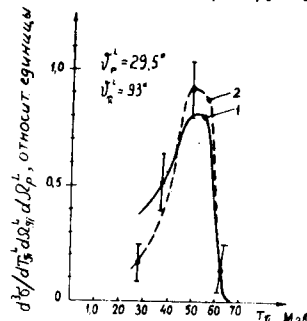


Рис.3. Тройные дифференциальные поперечные сечения реакции (1) для углов $\theta_p^L = 17, 5^\circ; 22, 5^\circ; 29, 5^\circ;$ $\theta_\pi^L = 83^\circ$. Кривые 1 - фазовый объём, 2 - OPE Селлери. 1,2 - нормированы по площади на экспериментальные результаты.



$\theta_p^L = 17,5^\circ$
 $\theta_\pi^L = 93^\circ$

80	99	11,3	14,3	Δ^2/μ^2
28	25	21	18	Δ^2/μ^2
1,38	1,45	1,50	1,53	ω^2
1,2	1,24	1,29	1,31	U^2
0,4	0,43	0,46	0,52	$\cos \theta^0$
-0,9	-0,69	-0,77	-0,69	$\cos \xi^0$



$\theta_p^L = 29,5^\circ$
 $\theta_\pi^L = 93^\circ$

23	24	26	Δ^2/μ^2
1,70	1,53	1,5	Δ^2/μ^2
1,35	1,40	1,42	ω^2
1,23	1,26	1,34	U^2
0,19	0,23	0,29	$\cos \theta^0$
-0,9	-0,62	-0,72	$\cos \xi^0$

Рис.4. Тройные дифференциальные поперечные сечения реакции
(1) для углов $\theta_p^L = 17,5^\circ; 29,5^\circ; \theta_\pi^L = 93^\circ$.

ранее в работе /19/. Все перечисленные величины относятся к средним значениям углов $\theta_\pi^L, \varphi_\pi^L, \theta_p^L$ и φ_p^L . В каждом спектре объединены события в угловых диапазонах, равных $2\Delta(\theta_\pi^L) = 2\Delta(\varphi_\pi^L) = 7,2^\circ$. На рис.5 представлены двойные дифференциальные поперечные сечения $d^2\sigma/d\Omega_p d\Omega_\pi$ для фиксированных углов θ_π^L , равных 83° и 93° в зависимости от угла вылета протонов θ_p^L . Эти величины получены путем интегрирования сечений $d^3\sigma/dT_\pi^L d\Omega_\pi^L d\Omega_p^L$ по энергии π^+ -мезона в пределах от пороговой до максимальной.

7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспериментальные результаты сравнивались с фазовым объемом и двумя вариантами моделей однопионного обмена /19,20/. В наших расчетах учитывалось влияние эффекта страглинга при пролете π^+ -мезонов в веществе И.К., энергетические ширины поглотителей в И.К. и угловые диапазоны регистрации частиц. Поскольку предсказания моделей ОРЕ совпадали по форме примерно с 5% точностью и расходились в абсолютной нормировке не более, чем на 10%, то нами в дальнейших расчетах был использован лишь один вариант ОРЕ /20/. На рис. 3,4 кривые 1-фазовый объем, 2 - сечения ОРЕ Селлери. Все расчетные кривые нормированы по площади на экспериментальные значения. Из рисунков можно видеть, что для углов $\theta_p^L = 17,5^\circ; 22,5^\circ; \theta_\pi^L = 83^\circ$ и $\theta_p^L = 17,5^\circ; \theta_\pi^L = 93^\circ$ экспериментальные данные заметно расходятся с предсказаниями модели ОРЕ и фазовым объемом, а для углов $\theta_p^L = 29,5^\circ; \theta_\pi^L = 83^\circ$ и 93° теоретические кривые в пределах полученных погрешностей измерений согласуются с экспериментом. На рис.5, где приведены значения $d^2\sigma/d\Omega_\pi^L d\Omega_p^L$, кривая 1 - фазовый объем, 2-расчет по модели

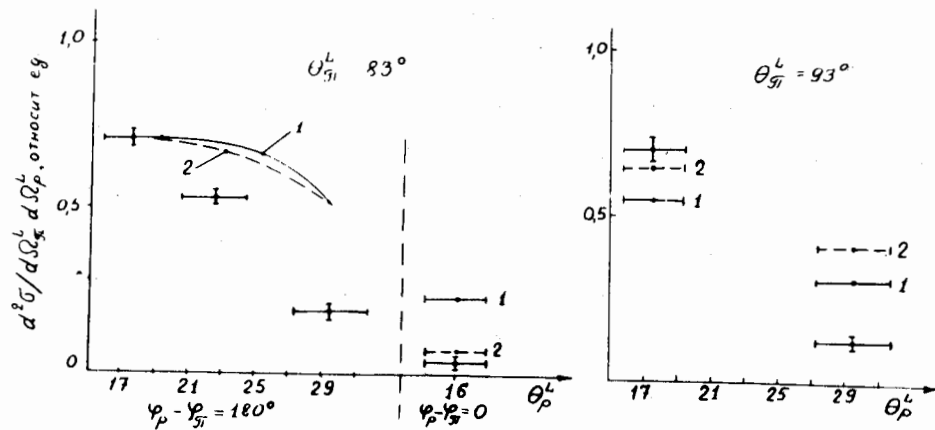


Рис. 5. Распределение коррелированных событий $(d^2\sigma/d\Omega_\pi^L d\Omega_p^L)$ в реакции (1) по углу ϑ_p^L при фиксированных углах $\vartheta_\pi^L = 83^\circ$ и 93° . 1 - фазовый объём, 2 - OPE.

OPE. Здесь теоретические сечения нормированы на экспериментальные результаты в точке $\vartheta_p^L = 17,5^\circ$; $\vartheta_\pi^L = 83^\circ$. Можно видеть, что угловое распределение, найденное из опыта, более выделено в области малых углов, чем предсказываемые OPE и фазовым объёмом. Этот результат находится в согласии с результатами работы М.Г.Мещерякова и др. /10/. Важно отметить, что под углом $\vartheta_p^L = 16^\circ$ экспериментальное сечение существенно меньше, чем под углом $\vartheta_p^L = 29,5^\circ$. Аналогичное изменение сечений предсказывается и в приближении OPE. Уменьшение сечения OPE для угла $\vartheta_p^L = 16^\circ$ в основном обусловлено большим удалением по переменной ω от максимума резонанса $\omega_0 = 1238$ Мэв по сравнению с углом $\vartheta_p^L = 29,5^\circ$. Таким образом, этот факт наглядно демонстрирует существенную роль $(3/2, 3/2)$ πN -взаимодействия в изучаемой реакции.

На основе проведенных сравнений можно заключить, что полученные нами экспериментальные результаты в целом не объясняются ни статистическими представлениями, ни периферической моделью OPE.

Причину расхождения наших результатов с фазовым объёмом можно понять, т.к. известно, что в этой области энергий существенную роль играет резонансное взаимодействие π^+ - мезона с нуклонами.

Вопрос об интерпретации экспериментальных данных по мезонообразованию с точки зрения теории, основанной на представлениях OPE, более сложен. Действительно, на основании ранее проведенных нами расчетов, относящихся к диапазону энергий $600 + 660$ Мэв /21/, можно утверждать, что, с одной стороны, имеется большая совокупность экспериментальных данных по одиночным спектрам π^+ - мезонов и протонов для различных углов, которая качественно описывается механизмом OPE. С другой стороны, такие величины, как коррелированные и, частично, одиночные спектры π^+ - мезонов /6/, асимметрия в испускании π^+ -мезонов на поляризованном пучке протонов, угловое распределение протонов, расходятся с предсказаниями, основанными на OPE -

приближении. Причина отмеченного несоответствия может быть объяснена несовершенством обсуждаемого механизма мезонообразования. При этом оказывается, что относительно простые (с точки зрения структуры амплитуды реакции) характеристики мезонообразования модель ОРЕ описывает качественно правильно, а для достижения согласия с более сложными характеристиками ($d^3\sigma/dT_{\text{ж}}^L d\Omega_{\text{ж}}^L d\Omega_{\text{р}}^L$, асимметрия в испускании Π^+ -мезонов на поляризованном пучке и т.д.) необходима дальнейшая детализация модели, например, учет N/V -взаимодействия в конечном состоянии. Кроме того, можно предполагать наличие механизма реакции, отличного от ОРЕ.

В заключение следует отметить необходимость сравнения полученных результатов с резонансной моделью Мандельштама^{/12/} с целью ее уточнения. Для интерпретации наших результатов в духе программы, предложенной Л.М.Сороко^{/12/}, необходимы дальнейшие измерения в большем диапазоне углов

Авторы глубоко благодарны члену-корреспонденту АН СССР В.П.Джелепову, А.А.Воробьеву, М.М.Макарову, В.К.Сусленко за обсуждение проблем, затронутых в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.П.Джелепов, В.И.Москалёв, С.В.Медведь. ДАН СССР, 104, 380 (1955)
2. Б.С.Неганов, О.В.Савченко, ЖЭТФ, 32, 1265 (1957)
3. А.Г.Мешковский, Я.Я.Шаламов, В.А.Шебанов. ЖЭТФ, 35, 64 (1958)
4. В.М.Гужавин, Г.К.Клигер, В.З.Колганов и др. ЖЭТФ, 46, 1245 (1964)
5. М.Г.Мещеряков, В.П.Зрелов, Б.С.Неганов и др. ЖЭТФ, 31, 45 (1957)
6. Д.А.Батусов, Н.И.Констанашвили, Г.И.Лебедевич, Д.С.Набичвришвили, В.А.Ярба. Препринт ОИЯИ, PI-449I, Дубна (1969).

7. В.Г.Вовченко, Г.Гельфер, А.С.Кузнецов и др. ЖЭТФ, 39, 1557 (1960)
8. А.А.Борисов, А.С.Кузнецов, В.Е.Лукашев и др. ЯФ, 5, 348 (1967)
9. А.С.Ажгирей, И.К.Взоров, В.Н.Жыров и др. Препринт ОИЯИ, PI-397I, Дубна (1968)
10. М.Г.Мещеряков, Б.С.Неганов, И.К.Взоров и др. ДАН СССР, 109, 499 (1956).
11. В.Г. Вовченко. ДАН СССР, 163, 1348 (1965).
12. Л.М.Сороко. ЖЭТФ, 34, 87 (1958)
13. В.Г.Вовченко, Р.Я.Зулькарнеев, С.В.Медведь, В.В.Моисеева, В.С.Надеждин, Б.М.Овчинников и др. Препринт ОИЯИ, PI3-4483, Дубна, 1969, ПТЭ № 5, 212, 1969. (1956)
14. E.Ferrari, L.Ferretti, R.Gesaroli et al. Nuovo Cim. Suppl. 4, 914
15. I.F.Tracy. Phys. Rev. 91, 960 (1953).
16. Г.А.Блинов, М.Ф.Ломанов, Я.Я.Шаламов и др. ЖЭТФ, 35, 830 (1958).
17. D.H.Stork. Phys. Rev. 93, 868 (1954).
18. В.Г.Вовченко, В.М.Суворов. Препринт ЛФТИ, № О10, Ленинград, (1967).
19. E.Ferrari, F.Sellery. Nuovo Cim. 27, 1450 (1963).
20. F.Selleri. Nuovo Cim. 40A, 236 (1965).
21. Р.Я.Зулькарнеев, Б.М.Овчинников, Н.Л.Полтавская, О.Я.Фёдоров. Препринт ОИЯИ, PI-557I, Дубна, 1971.
22. S.Mandelstam. Proc. Roy. Soc. 244A, 491 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел

14 января 1971 года