

4885

K-93

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1 - 6843

КУРБАТОВ

Владимир Сергеевич

РЕАКЦИЯ $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$

ПРИ ЭНЕРГИИ 447 МЭВ

И АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ $\pi N \rightarrow \pi \pi N$

С УЧЕТОМ ВКЛАДА

ТРЕУГОЛЬНОГО ГРАФИКА

Специальность 01.04.01

- экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1972

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем
Объединенного института ядерных исследований (г.Дубна).

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук С.А.Бунятов.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук В.В.Анисович,
кандидат физико-математических наук В.А.Щегельский.

Ведущее научно-исследовательское учреждение -
Институт теоретической и экспериментальной физики, г.Москва

Автореферат разослан " " 1973 года.

Защита диссертации состоится " " 1973 года,
в " " часов на заседании Ученого совета Лаборатории ядер-
ных проблем ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке
Объединенного института ядерных исследований

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук

Ю.А.Батусов

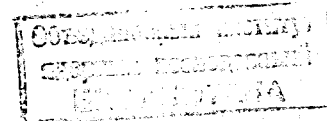
КУРБАТОВ
Владимир Сергеевич

РЕАКЦИЯ $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$
ПРИ ЭНЕРГИИ 447 МЭВ
И АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ $\pi N \rightarrow \pi \pi N$
С УЧЕТОМ ВКЛАДА
ТРЕУГОЛЬНОГО ГРАФИКА

Специальность 01.04.01
экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



Реакция $\Pi N \rightarrow \text{III} N$ является основным неупругим процессом при энергиях до 1 Гэв и по этой причине содержит основную информацию о неупругом ΠN -взаимодействии в указанной области энергий.

Использование этой информации позволяет более полно, чем только из фазового анализа упругих процессов, восстанавливать амплитуду ΠN -рассеяния и, в частности, исследовать вопрос о существовании новых ΠN -резонансов, обладающих большой неупругой шириной.

Наличие двух Π -мезонов в конечном состоянии дает возможность изучать III -взаимодействие, которое является фундаментальным, но мало изученным процессом.

Наконец, этот процесс является наиболее простым процессом мезообразования в сильных взаимодействиях, что удобно для сравнения с различными моделями.

Среди процессов однопionного рождения главными по величине сечений при энергиях $\sim (350-450)$ Мэв являются реакции $\Pi^- p \rightarrow \Pi^+ \Pi^- n$ и $\Pi^- p \rightarrow \Pi^0 \Pi^0 n$. Если первая реакция довольно хорошо изучена в экспериментах на пузырьковых камерах, то данных о второй существенно меньше из-за трудностей, связанных с детектированием нейтральных частиц в конечном состоянии. С другой стороны, реакция $\Pi^- p \rightarrow \Pi^0 \Pi^0 n$ имеет преимущества по сравнению с реакцией $\Pi^- p \rightarrow \Pi^+ \Pi^- n$ для исследования III -взаимодействия в состоянии с изотопическим спином нуль. Это связано с тем, что из-за тождественности два Π -мезона в конечном состоянии этой реакции не могут взаимодействовать друг с другом в состоянии с изотопическим спином $T=1$.

Настоящая работа в значительной мере посвящена экспериментальному изучению реакции $\Pi^- p \rightarrow \Pi^0 \Pi^0 n$ при энергии 447 Мэв.

Диссертация состоит из 4-х глав.

В первой главе дается описание экспериментальной установки, а также методики измерений и обработки данных при изучении реакции $P^-p \rightarrow P^0p/\pi$. Эксперимент был выполнен совместной группой ЦЕРН - Дубна - Карлсруэ. ^{1/} Экспериментальный материал получен на протонном синхротроне ЦЕРНА, а вся основная обработка данных, их анализ и интерпретация - в Дубне, в Лаборатории ядерных проблем.

Экспериментальная установка показана на рис. I. Пучок P^- -мезонов мониторировался счетчиками 1, 2 и 7, нейтроны регистрировались одним из пяти сцинтилляционных счетчиков, каждый из которых просматривался с обоих торцов фотоумножителями 56AVP, что позволяло одновременно измерять направление и время пролета нейтрона от мишени до счетчиков. Информация о нейтроне записывалась на бумажную ленту с помощью перфоратора.

Кроме нейтрона в эксперименте регистрировались π^- -кванты от распада P^0 -мезонов с помощью системы оптических искровых камер. Изображения всех искровых камер с помощью системы зеркал фотографировались одним фотоаппаратом.

Полученный экспериментальный материал был разделен на три части. Информация о каждой из этих частей приведена в таблице 1.

Таблица 1

	Счет монитора	Количество кадров	Количество событий, использованных в анализе
ЦЕРН	$1,98 \cdot 10^9$	34398	1902
Дубна	$1,33 \cdot 10^9$	16662	1422
Карлсруэ	$0,50 \cdot 10^9$	9823	551
Всего	$3,81 \cdot 10^9$	60883	3875

Обработка данных сводилась к просмотру фотопленок и обсчету информации о нейтронах. Для просмотра фотографий с искровых камер в Дубне было создано два просмотровых стола с величиной изображения 1050×700 мм². Результаты просмотра пробивались на перфокарты, а затем записывались на магнитную ленту. Информация о нейтронах считывалась с перфорированной бумажной ленты и после предварительной обработки также записывалась на магнитную ленту. При обсчете случаев по программе недостающих масс использовались две магнитные ленты, на одной из которых были записаны результаты просмотра, а на другой - информация о нейтронах. Результаты просмотра фотографий и информация о нейтронах групп ЦЕРНА и Карлсруэ, записанные на магнитную ленту, были присланы в Дубну и их окончательная обработка проводилась на СДС I604-A.

После учета всех поправок были рассчитаны дифференциальные сечения в семи интервалах по недостающей массе (рис. 2). На этом же рисунке показаны точки из работы Барыша и др. ^{12/} Видно, что в пределах ошибок данные совпадают.

На рис. 3 приведено угловое распределение нейтрона $d\sigma/d\cos\theta_n^*$, которое получено путем интегрирования двойных дифференциальных сечений по массе P^0p системы. Характерной особенностью углового распределения является резко выраженная анизотропия; нейтроны преимущественно летят в заднюю полусферу.

Угловое распределение нейтронов при 417 Мэв ^{12/} также анизотропно с преимущественным вылетом нейтронов в заднюю полусферу, однако этот эффект выражен слабее.

На рис. 4 приведено дифференциальное сечение $d\sigma/dm_{p\pi^0}$. Видно, что в районе больших масс имеется превышение над фазовой кривой. Точно такое же превышение над фазовой кривой наблюдается в реакции $P^-p \rightarrow P^+p/\pi$ при близких энергиях, однако в реакции $P^-p \rightarrow P^0p/\pi$ этот эффект относительно слабее.

Путем интегрирования дифференциальных сечений было рассчитано полное сечение реакции, которое оказалось равным $(1,90 \pm 0,25)$ мб. В таблице 2 сечение, полученное в настоящей работе, сравнивается с результатами других работ.

Экспериментальные данные были использованы при проведении парциально-волнового анализа. Анализ реакций $P^-N \rightarrow \pi N$ при энергиях, близких к порогу рождения Δ 1236 - резонанса, приобретают

Таблица 2

Авторы	σ мб	$E_{кин}$ (Мэв)
BARISH ET AL. /2/	$1.50 \pm 0,10$	417
BRISSON ET AL. /3/	$1.25 \pm 0,50$	421
CHEN ET AL. /4/	$1.75 \pm 0,25$	425
Настоящая работа	$1.90 \pm 0,25$	447
BARISH ET AL. /2/	$1.60 \pm 0,20$	454
BRISSON ET AL. /3/	$0,85 \pm 0,75$	470
CHEN ET AL. /4/	$1.60 \pm 0,25$	470

особый интерес в связи с указанным в работах В.Анисовича, Л.Дакно и Б.Вадуева /5,6/ возможным влиянием вклада треугольной диаграммы (рис. 5).

В качестве вершины III-рассеяния в треугольный график входит S-волновая амплитуда рассеяния II-мезонов при нулевой кинетической энергии, т.е. длина III-рассеяния.

Для того, чтобы количественно выделить вклад треугольного графика и, следовательно, оценить длину III-рассеяния, необходимо учесть все состояния, дающие вклад в реакции $II N \rightarrow III N$.

* Длина III-рассеяния в состоянии с изотопическим спином T и угловым моментом L определяется как предел отношения

$$a_L^T = \lim_{k \rightarrow 0} \frac{e^{i\delta_L^T} \sin(\delta_L^T)}{k}$$

где K - относительный импульс II-мезонов, δ_L^T - фаза III-рассеяния.

Во второй главе описана разработанная нами модель парциально волнового анализа реакций $II N \rightarrow III N$ с учетом вклада треугольного графика.

Модели подобного типа берут свое начало от работы Линденбаума и Штернхаймера /7/, выполненной в 1958 г., в которой впервые при анализе реакций $II N \rightarrow III N$ было учтено рождение Δ_{1236} -резонанса в конечном состоянии. С тех пор такие модели стали называться изобарными. Впоследствии изобарная модель получила существенное развитие в работах Олсона-Йодха /8/. Основные этапы развития изобарных моделей отражены в таблице 3.

Таблица 3

Авторы	Учет конечных состояний и взаимодействий в конечном состоянии			Квантовые состояния
Олсон и Йодха /8/ (1966 г.)	Резонанс. $II N$ -взаим. действий. Δ_{1236}	Нерезон. $II N$ рожд. и взаимод.		P_{11}, D_{13} P_{32}, D_{33}
Делер и Валадас /9/ (1966)	Резонанс. $II N$ -взаим. действий. Δ_{1236}	-	Резонанс. III-взаимод. M_6 (600-800) Γ_6 (200-400)	P_{11}, D_{13} S_{11}, P_{13} S_{32}, D_{33}
Де Бур и др. /10/ (1969)	Резонанс. $II N$ -взаим. действий. Δ_{1236}	Нерезон. $II N$ рожден.		Треуг. граф. P_{11}, D_{13} D_{33}, P_{32}
Анисович и др. /11/ (1968)	Резонанс. $II N$ -взаим. действий. Δ_{1236}	Нерезон. $II N$ рожден.		Треуг. граф. P_{11}, D_{13}, P_{13} S_{11}, S_{32}, D_{33} P_{32}
Настоящая работа /12/ (1972)	Резонанс. $II N$ -взаим. действий. Δ_{1236}	Нерезон. $II N$ рожден.	Резонанс. III-взаим. ($M_6=750$ Мэв) ($\Gamma_6=300$ Мэв)	Треуг. граф. P_{11}, D_{13}, P_{13} S_{11}, S_{32}, D_{33} P_{32}

* Здесь и в дальнейшем используются обозначения L (2T) (2J), где L - орбитальный момент начального состояния, T - изотопический спин, J - полный момент.

Видно, что по количеству квантовых состояний, а также по количеству конечных состояний и взаимодействиям в конечном состоянии наша модель шире других. В начальном состоянии были учтены только S , P -и D -волны и полный момент состояний не больше $3/2$. Такое ограничение согласуется со всеми фазовыми анализами упругого ΠN -рассеяния ^{/12/}, а также с результатами модельно независимых анализов реакций ^{/13/} $\Pi N \rightarrow \text{III } N$.

В состояниях P_{11} , D_{13} и P_{13} учитывался вклад треугольного графика. Разработанная модель содержит 17 неизвестных параметров (12 параметров для описания состояний с изотопическим спином $T=1/2$ и 5 параметров с $T=3/2$), из них девять - модули вершин амплитуд переходов в рассмотренных состояниях, семь - фазы, соответствующие этим амплитудам, и один - длина III -рассеяния a_0 .

В третьей главе описан анализ реакций $\Pi N \rightarrow \text{III } N$ при энергии 430 Мэв на основе разработанной модели. Впервые в анализах подобного рода учитывалась информация о дифференциальных и полных сечениях всех пяти каналов однопionного рождения одновременно. В таблице 4 дается сводка использованных экспериментальных данных.

Таблица 4

№ реакции	Энергия (Мэв)	канал реакции	Сечение (мб)	Число событий	Ссылка
1	430	$\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$	$3,84 \pm 0,16$	2241	/13/
2	447	$\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$	$1,90 \pm 0,25$	3785	/1/
3	430	$\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$	$0,87 \pm 0,05$	528	/13/
4	450	$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$	$1,00 \pm 0,13$	100	/14/
5	450	$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$	$0,28 \pm 0,07$	28	/14/

Всего в анализе использовалось 20 одномерных распределений, общее число экспериментальных точек - 169.

Для проведения количественного анализа по методу наименьших квадратов был создан комплекс программ, состоящий из двух групп:

- 1) программы расчета интегралов,
- 2) программа минимиз. ции.

Интегралы рассчитывались методом Монте-Карло; точность расчета - (2-4)%.

Оценка неизвестных параметров выполнялась программой минимизации. Программа минимизации была составлена на основе метода линеаризации, описанного в работе ^{/15/}. Начальные значения параметров задавались с помощью генератора случайных чисел.

Всего было получено три решения, основные характеристики которых приведены в таблице 5. В каждом столбце этой таблицы приведено три числа, характеризующих соответствующее квантовое состояние: σ (мб) - величина парциального сечения, $\sqrt{1-z^2}$ и z , где z - параметр неупругости в ΠN -рассеянии. Значения χ^2 в этих решениях больше чем теоретически ожидаемые ~ 152 . Одним из факторов, который может привести к увеличению χ^2 по сравнению с ожидаемым, может быть наличие неучтенных систематических ошибок в используемых экспериментальных данных.

В настоящее время невозможно оценить влияние этого фактора из-за отсутствия хотя бы двух групп экспериментальных данных по одному из основных каналов реакций при энергии 430 Мэв со сравнимой статистической точностью.

Следует отметить, что в данной работе удалось получить лучшее по сравнению с подобными анализами описание экспериментальных данных: значение χ^2 на степень свободы по пяти каналам реакций

Таблица 5

СОСТОЯНИЯ

	S11	P11	P13	D13	S31	P31	D33	$\sigma(\text{мс})$	$\frac{\chi^2}{\text{МДФ}}$	$a_0 \left(\frac{\text{нс}}{\mu\text{рс}} \right)$
	$\frac{\sigma(\text{мс})}{\sqrt{1-\beta^2}}$ 2	$\frac{\sigma(\text{мс})}{\sqrt{1-\beta^2}}$ 2	$\frac{\sigma(\text{мс})}{\sqrt{1-\beta^2}}$ 2	$\frac{\sigma(\text{мс})}{\sqrt{1-\beta^2}}$ 2	$\frac{\sigma(\text{мс})}{\sqrt{1-\beta^2}}$ 2	$\frac{\sigma(\text{мс})}{\sqrt{1-\beta^2}}$ 2	$\frac{\sigma(\text{мс})}{\sqrt{1-\beta^2}}$ 2			
1-е реше- ние	0,81±0,27 0,30±0,05 0,95±0,01	3,75±1,73 0,64±0,15 0,77±0,12	0,56±0,16 0,18±0,03 0,98±0,01	3,41±0,28 0,43±0,02 0,90±0,01	0,32±0,11 0,19±0,03 0,98±0,01	0,21±0,04 0,15±0,02 0,99±0,00	0,44±0,13 0,16±0,02 0,99±0,00	286,9 152 1,89	0,69± ±0,12	
2-е реше- ние	1,27±0,36 0,38±0,05 0,93±0,02	4,02±2,38 0,67±0,20 0,74±0,18	0,18±0,16 0,10±0,05 1,00±0,01	3,12±0,40 0,42±0,03 0,91±0,01	0,68±0,04 0,28±0,01 0,96±0,00	0,28±0,03 0,18±0,01 0,98±0,00	0,01±0,02 0,02±0,03 1,00±0,00	301,7 152 1,98	0,68± ±0,11	
3-е реше- ние	0,65±0,31 0,27±0,06 0,96±0,02	3,75±1,58 0,64±0,14 0,77±0,12	0,50±0,16 0,17±0,03 0,99±0,01	3,61±0,31 0,45±0,02 0,89±0,01	0,55±0,10 0,25±0,02 0,97±0,01	0,25±0,04 0,17±0,01 0,99±0,00	0,15±0,11 0,09±0,03 1,00±0,00	306,3 152 2,02	0,59± ±0,11	

10

в трех решениях находится в пределах от 1,9 до 2,0.

Саксон и др.^{/13/} при одновременном описании только двух каналов реакций $\Pi^- p \rightarrow \Pi^+ \Pi^- n$ и $\Pi^- p \rightarrow \Pi^0 \Pi^- p$ получили значение χ^2 на степень свободы 2,4 - 2,5.

Примечательно, что в данной модели, несмотря на несколько решений, длина III-рассеяния во всех решениях совпадает, что позволяет оценить знак и величину длины рассеяния $a_0 = (0,65 \pm 0,16) \lambda_{\pi}$. Для выяснения вопроса о необходимости введения треугольного графика нами был проведен анализ экспериментальных данных без включения в модель треугольного графика (т.е. $a_0 = 0$). При этом число параметров модели уменьшалось на единицу. Согласие с экспериментальными данными существенно ухудшилось: χ^2 в зависимости от решений возрастал на 30-50 единиц. Это указывает на довольно большое влияние треугольного графика в рамках разработанной модели.

В конце третьей главы приводится сравнение полученной оценки с результатами других работ.

Здесь приводится сравнение с результатами двух последних экспериментальных работ.

В работе С.А.Бунятова и др.^{/16/} из анализа $1,5 \cdot 10^6 \tau^+$ распадов^{/17/} была получена оценка $|a_0| = (0,57 \pm 0,04) \lambda_{\pi}$.

Из анализа^{/18/} 1609 случаев $K^+ e_4^-$ - распадов было получено следующее значение: $a_0 = (0,60 \pm 0,25) \lambda_{\pi}$.

Таким образом, оценка длины III-рассеяния a_0 , полученная в данной работе, находится в согласии с результатами последних работ.

Хотя значения χ^2 , полученные в нашем анализе, являются лучшими по сравнению со всеми другими подобными анализами, тем не менее они соответствуют низкому уровню значимости. В связи с этим важно рассмотреть, какие модификации могут быть внесены в методику

парциально-волновых анализов с учетом вклада треугольного графика.

Существенный прогресс, по моему мнению, может быть достигнут, если при оценке параметров использовать метод максимального правдоподобия. При использовании метода максимального правдоподобия для оценки неизвестных параметров возникают проблемы, связанные с корректным учетом фоновых событий. Если при анализе методом χ^2 учет фоновых измерений не вызывает трудностей, то при обработке данных методом максимального правдоподобия подобная задача требует специального рассмотрения.

В четвертой главе проводится детальное рассмотрение этого вопроса. При оценке параметров методом максимального правдоподобия^{/19/} отыскивается минимум такого функционала: *

$$\phi = - \sum_{i=1}^N \ln f(X_i; A).$$

Здесь N - число событий, зарегистрированных в эксперименте,

f - плотность вероятности распределения событий,

X_i - измеряемые переменные, $A = \alpha_1, \dots, \alpha_m$ неизвестные параметры.

На практике приходится анализировать экспериментальные данные в виде зарегистрированных событий, обусловленных исследуемым эффектом и фоновыми причинами, а также экспериментальные данные, полученные отдельно в фоновом эксперименте.

* При этом имеется в виду, что результаты, полученные непосредственно в фоновом эксперименте, по продолжительности эксперимента и интенсивности первичного пучка частиц приведены путем соответствующей перенормировки к условиям основного эксперимента.

В этом случае^{/20/} предлагается отыскивать такие значения параметров $\hat{A}(\hat{\alpha}_1, \dots, \hat{\alpha}_m)$, которые обращают в минимум следующий функционал:

$$\phi = - \left[\sum_{i=1}^{N_{\Sigma+\varphi}} \ln f(X_i; A) - \sum_{j=1}^{N_{\varphi}} \ln f(X_j; A) \right].$$

Здесь $N_{\Sigma+\varphi}$ - суммарное количество событий N_{Σ} эффекта и N_{φ} фона ($N_{\Sigma} + N_{\varphi} = N_{\Sigma+\varphi}$) в эксперименте эффект + фон; N_{φ} - количество событий, зарегистрированных в фоновом эксперименте.

Для оценки матрицы ошибок получается следующее выражение:

$$D_{\hat{\alpha}_k \hat{\alpha}_e} = [W^{-1}]_{ke} + 2 [W^{-1} H W^{-1}]_{ke}$$

$$[W]_{ke} = - \left[\sum_{j=1}^{N_{\Sigma+\varphi}} \frac{\partial^2 \ln f(X_j; \hat{A})}{\partial \alpha_k \partial \alpha_e} - \sum_{i=1}^{N_{\varphi}} \frac{\partial^2 \ln f(X_i; \hat{A})}{\partial \alpha_k \partial \alpha_e} \right]$$

$$[H]_{ke} = \sum_{i=1}^{N_{\varphi}} \frac{\partial \ln f(X_i; \hat{A})}{\partial \alpha_k} \cdot \frac{\partial \ln f(X_i; \hat{A})}{\partial \alpha_e}$$

$$- \frac{1}{N_{\varphi}} \sum_{i=1}^{N_{\varphi}} \frac{\partial \ln f(X_i; \hat{A})}{\partial \alpha_k} \cdot \sum_{j=1}^{N_{\varphi}} \frac{\partial \ln f(X_j; \hat{A})}{\partial \alpha_e}$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. С помощью нейтронного спектрометра недостающих масс проведено экспериментальное исследование реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p^0 n$ при энергии 447 Мэв. Эксперимент выполнен совместной группой ЦЕРН - Дубна - Карлсруэ. Экспериментальный материал был получен на протонном синхротроне ЦЕРН'а, а вся основная обработка данных, их анализ и интерпретация - в Дубне, в Лаборатории ядерных проблем.
2. Для обработки данных в Дубне разработана система программ на ЭВМ-1604А; создано два просмотровых стола, на которых просмотрено 17.000 фотографий с искровых камер.
3. В результате анализа ~60.000 событий выделено 3.875 случаев, соответствующих реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p^0 n$.
4. Измерено полное сечение реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p^0 n$ при энергии 447 Мэв, которое оказалось равным $(1,90 \pm 0,25)$ мб.
5. Измерено угловое распределение нейтрона $ds/d\Omega_{\pi n}$. Оно имеет резко выраженную асимметрию с преимущественным вылетом нейтронов в заднюю полусферу.
6. Измерен спектр эффективных масс $\pi^0 p^0$ - системы. Спектр имеет заметное превышение над фазовой кривой в области больших масс.
7. Разработана модель парциально-волнового анализа реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ с учетом вклада треугольного графика, позволяющая определять S - волновую длину $\pi\pi$ - рассеяния a_0 - в состоянии с изотопическим спином 0.

8. Для проведения парциально-волнового анализа создан комплекс программ, включающий в себя программы расчета интегралов, программу минимизации и обслуживающие программы.

9. На основе разработанной модели проведен парциально-волновой анализ и получено качественное описание всех пяти каналов реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ при энергии 430 Мэв.

10. Определен вклад треугольного графика в процессы $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ при энергии 430, величина которого составляет 5-10% от полных сечений. В рамках рассмотренной модели получено три решения, дающие совпадающие значения длины $\pi\pi$ -рассеяния a_0 , что позволяет оценить длину рассеяния равной $a_0 = (0,65 \pm 0,16) r_0$. Полученная оценка находится в согласии с результатами последних экспериментальных работ.

11. Впервые решена задача учета фоновых измерений при оценке параметров методом максимального правдоподобия. Получена матрица ошибок при оценке параметров предложенным методом.

Основные результаты работы опубликованы в статьях /1,20-22/ в 1970-1972 гг и докладывались на Научной сессии ОЯФ АН СССР по физике элементарных частиц в феврале 1972 г. и на 16-ой Международной конференции по физике высоких энергий (Чикаго, США, 1972 г.).

Л и т е р а т у р а

1. S.Buniatov, V.Kurbatov, E.Zavattini, W. Deinet, H.Muller, D.Schmitt, H.M.Staudenmaier, Nucl.Phys., B42, 77, 1972.
2. B.C. Barish, R.J. Kurz, V.Perez-Mendez and J.Solomon, Phys.Rev., I35B, 416, 1964.
3. J. Brisson, P.Falk-Variant, J.Merlo, P.Sonderregger, P.Turlay and G.Valladas, Aix-en-Provence, Int.Conf.on Elementary Particles, Vol. I, 45 (1961).
4. K.Chen, P.Crean and M.Hauser, Contribution to the XV Int. Conf. on High-Energy Physics, Kiev 1970.
5. V.V.Anisovich and L.G.Dakhno, Phys. Lett., 10, 221, 1964.
6. Б.Н.Валуев, ЖЭТФ, 47, 649, 1964.
7. R.M.Sternheimer, S.J.Lindenbaum., Phys.Rev., 109, 1723, 1958.
8. M.Olsson, G.B.Yodth, Phys.Rev., 145, 1309, 1966.
9. B.Deler, G.Valladas, Nuovo Cim., 45, 559, 1966.
10. M. de Beer et al., Nucl.Phys., B12, 599, 1969.
11. В.В.Анисович, Е.М.Левин, А.К.Лиходед, Ю.Г.Строганов, ЯФ, 8, 583, 1968.
12. D.J.Herndon, A.Barbaro-Galtieri, A.H.Rosenfeld, UCRL-20030, 1970.
13. D.H.Saxon, J.H.Mulvey and W.Chinowsky, Phys.Rev., 2D, 1790, 1970.
14. С.Р.Poirier et al., Phys.Rev., 142, 1092, 1966.
15. С.Н.Соколов, И.Н.Силин, ОИЯИ, Д-810, Дубна, 1961.

16. S.A.Buniatov, H.R.Gulkanian, V.S.Kurbatov, EI-6753, Dubna, 1972.
17. W.T.Ford, P.A.Pirove et al., Phys.Lett., 38B, 335, 1972
18. A.Zylbersztein et al., Phys. Lett., 38B, 457, 1972.
19. R.A.Fisher, Messenger of Math., 41, 155, 1912.
20. В.С.Курбатов, А.А.Тупкин, ОИЯИ, PI-5234, Дубна, 1970.
21. С.А.Буняттов, В.С.Курбатов, А.К.Лиходед, ОИЯИ, PI-6521, Дубна, 1972.
22. С.А.Буняттов, В.С.Курбатов, А.К.Лиходед, Г.М.Штауденмайер, ОИЯИ, PI-6549, Дубна, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 декабря 1972 года.

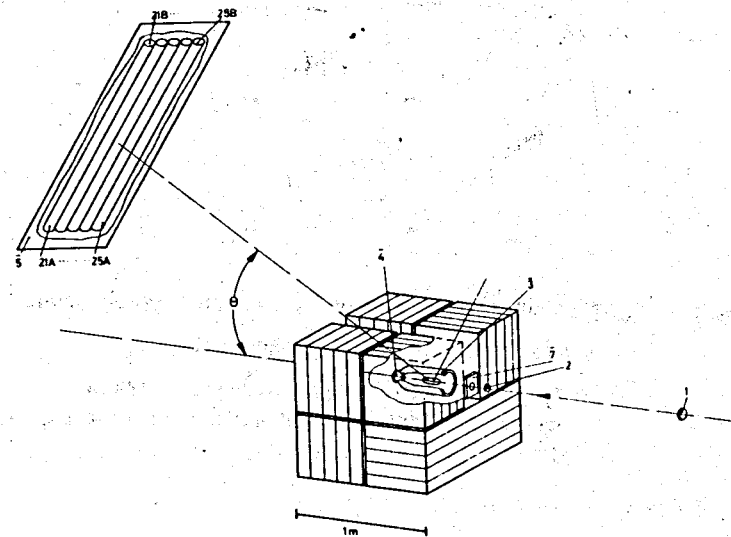


Рис. I - Общий вид экспериментальной установки

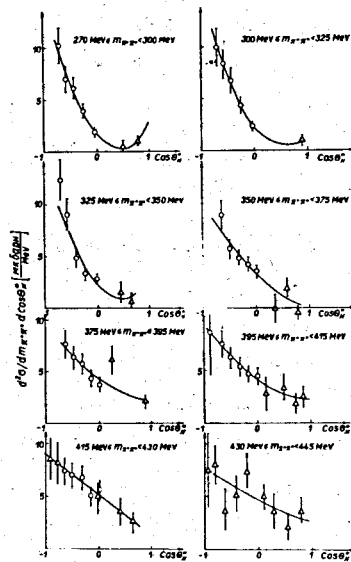


Рис.2 - Дифференциальные сечения в системе центра масс;
 о - результаты настоящего эксперимента,
 Δ - данные работы /2/ при 454 Мэв. Гладкая
 кривая - аппроксимация полиномами Лежандра
 0^й, 1^{ой} и 2^{ой} степеней.

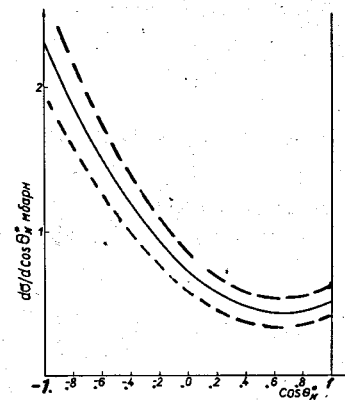


Рис.3 - Дифференциальное сечение $d\sigma / d\cos\theta_n^*$ в зави-
 симости от угла вылета нейтрона в системе цент-
 ра масс. Пунктирные кривые - "коридор" ошибок.

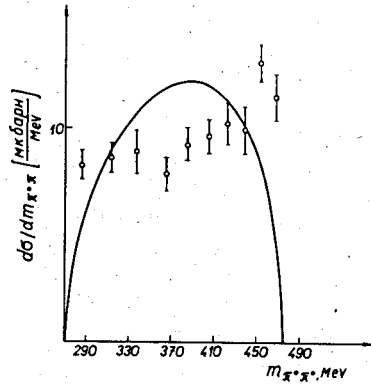


Рис.4 - Дифференциальные сечения $d\sigma/dm_{\pi^+\pi^-}$.
Сплошная кривая - распределение по фазовому объему.

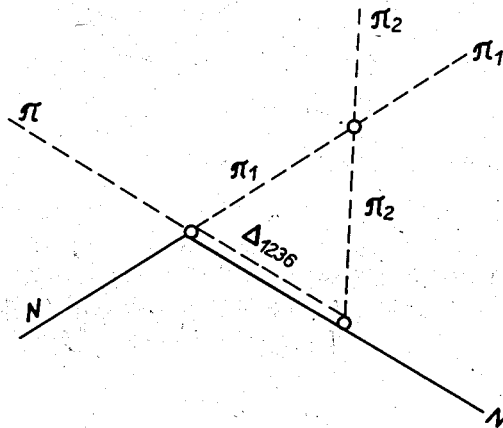


Рис.5 - Треугольная диаграмма в процессе $\pi N' \rightarrow \pi\pi N$