

С 346.41  
К-771

93726

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1 - 5511

А.В. Кравцов

ПАРЦИАЛЬНО-ВОЛНОВОЙ АНАЛИЗ  
РЕАКЦИИ  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  В ИНТЕРВАЛЕ  
ЭНЕРГИЙ 339- 480 МЭВ

Специальность 040- экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной  
степени кандидата физико-математических наук

А.В. Кравцов

ПАРЦИАЛЬНО-ВОЛНОВОЙ АНАЛИЗ  
РЕАКЦИИ  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  В ИНТЕРВАЛЕ  
ЭНЕРГИЙ 339- 480 МЭВ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной  
степени кандидата физико-математических наук

7407 вр

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований и в Ордена Ленина физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе АН СССР.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук - Л.Л.Неменов.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук В.А.Мещеряков  
доктор физико-математических наук Б.М.Головин

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт физики высоких энергий.

Автореферат разослан " " 1971 г.

Защита состоится " " 1971 года

на заседании Ученого Совета Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований.

Ученый секретарь Совета  
кандидат физ.-матем.наук

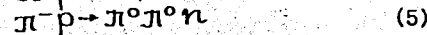
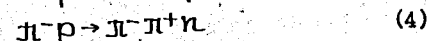
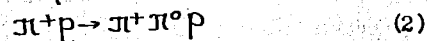
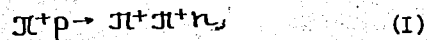
Ю.А.БАТУСОВ

Реакция  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  представляет большой интерес для физики элементарных частиц. Являясь при энергиях до 1 Гэв основным неупругим процессом, наблюдающимся в  $\pi N$ -столкновениях, она содержит значительное количество информации о неупругом  $\pi N$ -взаимодействии. Реакция  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  позволяет изучать квантовые числа и моды распада  $\pi N$ -резонансов, обладающих большой неупругой шириной, существенно дополняя тем самым информацию, получаемую при изучении упругого  $\pi N$ -рассеяния. Наличие двух  $\pi$ -мезонов в конечном состоянии позволяет, в принципе, исследовать  $\pi\pi$ -взаимодействие с помощью рассматриваемой реакции. При наличии всех этих достоинств реакция  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  является сравнительно простой для интерпретации, т.к. содержит только 3 частицы в конечном состоянии.

Несмотря на относительную простоту процесса  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ , строгая теория его до сих пор отсутствует, за исключением околопороговой области энергий. Основные успехи в интерпретации обильного экспериментального материала были достигнуты с помощью различных моделей реакции, учитывавших так или иначе взаимодействие частиц в конечном состоянии. Такой феноменологический количественный анализ аналогичен фазовому анализу упругого рассеяния, хотя, в отличие от последнего, неоднозначен из-за произвола в выборе модели.

Настоящая диссертация посвящена парциально-волновому анализу реакции  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  при энергиях  $\pi$ -мезонов 339, 360, 430 и 480 Мэв. Выбор такой энергетической области обусловлен, прежде всего, относительно малым количеством парциальных волн, существенных для данной реакции при энергиях до 500 Мэв, что значительно упрощает анализ. Вместе с тем экспериментальный материал, доступный в данной области, достаточно обширен. В работе использовалась информация о

пяти реакциях:



### Глава I. Реакция $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ при энергиях ниже 500 Мэв.

В первой части главы (§ I + 5) описана сложившаяся в настоящее время экспериментальная ситуация в области энергий до 500 Мэв.

Полные сечения реакций I + 5 описываются плавной энергетической зависимостью. Реакция (4) имеет наибольшее сечение и потому изучена лучше других. При малых энергиях особенно бедна информация о полном сечении реакции (5), что связано с трудностью ее регистрации. Анализ сечений в двух изотопических состояниях показывает, что сечение в состоянии  $T=1/2$  значительно больше, чем в состоянии  $T=3/2$ . Для целей парциально-волнового анализа, описанного в главах 3 и 4, были использованы сечения всех 5 реакций при энергиях 290, 339, 360, 430 и 480 Мэв. Сечения в этих точках были определены интерполяцией по методу наименьших квадратов имеющихся экспериментальных данных при энергиях ниже 600 Мэв. Интерполированные сечения приведены в работах /1,2/.

Анализ угловых распределений реакции (4) показывает, что в данной энергетической области в разложении угловых распределений по полиному Лежандра существенны только первые три члена (коэффициенты  $A_0, A_1, A_2$ ). Из этого и на основании работы /3/ можно сделать вывод, что в реакцию вносят основной вклад парциальные волны с  $J \leq 3/2$ , причем состояния  $F_{3/2}^+$  и  $D_{3/2}^-$  не могут иметь большие

сечения одновременно, т.к. при этом был бы существенен коэффициент  $A_3$ . Из остальных реакций существенная анизотропия угловых распределений наблюдается только в реакциях (1) и (2), имеющих относительно малое сечение.

Спектры эффективных масс пар частиц обнаруживают два характерных явления: 1) "Кирцевскую аномалию" в спектрах  $\pi\pi$ -систем с  $T=0$ , т.е. значительное увеличение сечения в области больших  $\omega_{\pi\pi}$ . Аномалия в  $\pi\pi$ -спектрах особенно заметна при низких энергиях и всегда расположена на высокоэнергетическом крае фазового объема. 2) Изобарный пик, связанный с рождением изобары  $\Delta$  (1236).

Фазовый анализ упругого  $\pi N$ -рассеяния, при использовании полных сечений неупругих реакций, дает возможность определить парциальные сечения реакции  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  в различных угловых и изотопических состояниях, поскольку в рассматриваемой энергетической области указанная реакция является основным неупругим процессом. К сожалению, низкая точность определения неупругих парциальных сечений позволяет делать лишь качественные выводы, практически лишь определять наиболее существенные неупругие каналы. Согласно упругому фазовому анализу, наибольшие неупругие сечения имеют каналы  $P_{11}$  и  $D_{13}$  в состоянии  $T=1/2$  и  $D_{33}$  в состоянии  $T=3/2$ .

Далее (§§ 6,7) излагаются теоретические схемы, позволяющие (с разной степенью точности) описать реакцию  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  и извлечь информацию о  $\pi\pi$ -взаимодействии: теория окологорогового рождения Грибова-Ансальма-Анисовича, экстраполяционный метод Чу и Лоу и алгебра токов.

Ряд причин (в основном, малые длины  $\pi N$ -рассеяния и малые упругие  $\pi N$ -фазы  $\delta_{11}$  и  $\delta_{31}$  на пороге рождения) делают практически неосуществимым применение теории Грибова-Ансальма-Анисо-

вича для анализа реакции  $\pi N \rightarrow \pi NN$  при существующей технике эксперимента /4/.

Применение экстраполяционной процедуры Чу и Лоу /5/ для определения сечения  $\pi N$  - взаимодействия тесно связано с вопросом о преобладающей роли диаграммы с одномезонным обменом. Критерии применимости одномезонного приближения являются необходимыми критериями, а основной критерий (требование малости квадрата переданного импульса) количественно не определен. Эти обстоятельства обуславливают важность парциально-волнового анализа реакции для определения вклада неодномезонных диаграмм и проверки эффективности упомянутых критериев.

Ряд интересных результатов для реакции  $\pi N \rightarrow \pi NN$  при низких энергиях был получен с помощью алгебры токов и гипотезы частичного сохранения аксиально-векторного тока (ЧСАТ). В работе Чанга /6/ были вычислены полные сечения реакции (4), хорошо согласующиеся с экспериментальными в области от порога до  $\sim 330$  Мэв. В работе /7/, использующей аппарат киральной  $SU_2 \times SU_2$  динамики, при помощи двух параметров хорошо описаны спектры эффективных масс пар частиц в реакции (4) в интервале энергий 220 - 360 Мэв. Таким образом алгебра токов, не будучи, вообще говоря, строгой теорией, правильно описывает некоторые характеристики реакций при низких энергиях.

Основные успехи в интерпретации экспериментальных данных были достигнуты с помощью различных феноменологических моделей. Первая модель, в которой учитывалось рождение изобары  $\Delta$  (1236), была рассмотрена в работе Линденбаума и Штерихаймера /8/. Логическим продолжением этой модели была модель Олссона-Иоджа /9/. Согласно модели Олссона-Иоджа, процесс  $\pi N \rightarrow \pi NN$  представляется идущим в

два этапа (рис.1): сначала рождается пион и  $\pi N$ -ассоциация  $N^*$ , которая затем распадается на пион и нуклон. В качестве взаимодействия в конечном состоянии ( $N^*$ ) Олссон и Иодж выбрали два процесса: 1) резонансное взаимодействие в состоянии  $P_{33}$  и 2) нерезонансное взаимодействие  $S_{11}$ . При этом предполагалось, что пион образуется в  $S$ -состоянии по отношению к  $\pi N$ -системе, взаимодействующей в конечном состоянии. Использовалась нерелятивистская трактовка спина нуклона. Модель Олссона-Иоджа удовлетворительно описывала энергетическую зависимость полных сечений реакции, некоторые угловые распределения, а также спектры эффективных масс  $\pi N$  и  $\pi N$ -систем, за исключением спектров масс  $\pi N$ -систем с  $T=0$ . Подробное описание модели Олссона-Иоджа содержится в главе 3.

Гипотезы, объясняющие "кирцевскую аномалию" в спектрах масс  $\pi N$ -систем, используют два типа эффектов: 1) сильное  $\pi N$ -взаимодействие в состоянии  $T=J=0$ , и 2) различного рода интерференционные эффекты.

К первому типу эффектов следует отнести используемую рядом авторов /10-13/ гипотезу о  $G$ -мезоне, а также нерезонансную, но достаточно сильную энергетическую зависимость фаз  $\pi N$ -рассеяния, которая была использована в работах /14,15/.

В работах Валуева и Анисовича и Дахно /16/ было показано, что массовые спектры  $\pi N$ -систем могут быть объяснены интерференцией диаграммы с рождением изобары  $\Delta$  (1236) и треугольной диаграммы, описывающей перерассеяние пиона от распада изобары на пионе отдачи. Другим эффектом, позволяющим объяснить упомянутые спектры, является интерференция между каналом с  $p$ -рождением изобары из состояния  $P_{1/2}$  и безизобарным  $S$ -рождением пиона из этого же состояния.

Этот эффект, впервые рассмотренный в работе /17/, используется в настоящей работе (см.гл.4).

В работах /11,18/ развит релятивистский формализм парциально-волнового анализа реакций  $2 \rightarrow 3$ , причем динамическое описание осуществляется с помощью двухчастичных резонансов в конечном состоянии. В рассматриваемой области энергий парциально-волновому анализу реакции  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  в рамках описанного в /11,18/ формализма посвящены работы /13,14,19/.

В работе /13/ рассматривалось рождение изобары из состояний  $S_{II}$ ,  $P_{II}$ ,  $P_{I3}$ ,  $D_{I3}$ ,  $S_{3I}$  и  $D_{33}$  и рождение широкого  $\sigma$ -мезона из состояний  $S_{II}$  и  $P_{II}$ . Для определения вкладов парциальных волн использовались массовые и угловые распределения реакций (3) и (4) в интервале энергий  $407 \div 635$  Мэв. Было получено хорошее согласие со спектрами реакции (4) и значительно худшее - для реакции (3). Найденные вклады парциальных волн согласуются с результатами упругого фазового анализа, за исключением состояния  $D_{33}$ , для которого получено слишком большое неупругое сечение.

В работе /19/ выполнен анализ реакций (1) и (2) в интервале  $475 \div 673$  Мэв. Рассматривалось рождение изобары из состояний  $S_{3I}$ ,  $P_{3I}$ ,  $P_{33}$ ,  $D_{33}$ ,  $D_{35}$ ,  $F_{35}$ , рождение  $\rho$ -мезона из состояния  $S_{3I}$  и рождение  $\pi\pi$ -системы с  $T=2$ ,  $J=0$  из состояния  $P_{3I}$ . Для анализа использовались угловые распределения и спектры эффективных масс.

Было получено хорошее согласие с экспериментальными распределениями, а также с результатами упругого фазового анализа.

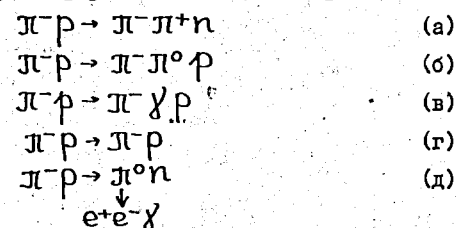
В работе /14/ анализировалась реакция (4) при энергиях 338, 384 и 430 Мэв. Рассматривалось рождение изобары из состояний  $S_{II}$ ,

$P_{II}$ ,  $P_{I3}$ ,  $D_{I3}$  и  $D_{33}$ , а также рождение  $\pi\pi$ -системы с  $T=J=0$  из состояний  $S_{II}$  и  $P_{II}$ . Параметры (в том числе и фаза  $\pi\pi$ -рассеяния  $\delta_{00}$ ) определялись по массовым и угловым распределениям. Было получено хорошее согласие с экспериментальными распределениями при нерезонансном поведении  $\delta_{00}$ .

## Глава 2. Экспериментальное исследование реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ и $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p$ при энергии 339 Мэв.

Эксперимент проводился с помощью 25-сантиметровой водородной пузырьковой камеры ЛЯИ ОИЯИ, помещенной в магнитное поле 12,12 кэ. Пучок  $\pi^-$ -мезонов от внутренней мишени синхротрона ОИЯИ анализировался рассеянным полем ускорителя, а также дополнительным отклоняющим магнитом с углом отклонения  $10^\circ$ . Среднее число частиц, вводимых в камеру за цикл расширения, составляло  $10 \div 12$ . Энергия пучка  $\pi^-$ -мезонов, определенная по кривизне пучковых треков и усредненная по всем сеансам работы, равнялась  $339 \pm 12$  Мэв.

В камере регистрировались следующие процессы.



Всего было просмотрено  $\sim 400$  тысяч стереофотографий. Полученные фотографии дважды просматривались на просмотрных проекторах с эффективностью обнаружения двухлучевых звезд  $\sim 99\%$ . Для измерений отбирались события, лежащие внутри выделенного объема в камере, а

также удовлетворяющие другим геометрическим критериям, которые обеспечивали хорошую точность измерений. Из всей совокупности отобранных событий выделялись неупругие. Для этого использовались два параметра, характеризующие отклонение от упругой кинематики. После выделения примесь упругих событий в неупругие не превышала 0,2%.

Отобранные неупругие события были дважды обмерены на стереосре-проекторе. Для обработки результатов измерений использовалась ЭМ "Минск-22". Результаты измерений прежде всего обобщались по программе геометрического восстановления TREPANG /20/, которая устраняла систематические ошибки, связанные с усадкой пленки, преломлением в водороде, конечной репроекцией при измерении радиусов и торможением частиц. Дальнейший обсчет события проводился по фит-программе (I - C фит). Каждое событие обсчитывалось в трех гипотезах, соответствующих реакциям (а), (б) и (в). Для разделения событий с вылетом протона (реакции (б) и (в)) и остальных событий использовалась следующая информация: 1) величины  $\chi^2$  в трех гипотезах; 2) визуальная оценка ионизации положительного трека; 3) пробег и импульс положительной частицы. Для разделения реакций (а) и (д) использовался тот факт, что 99,8% пар Далица имеют эффективную массу  $\omega_{e^+e^-}$  меньше 100 Мэв /21/. Для разделения реакций (б) и (в) использовалось распределение по квадрату недостающей массы для событий с вылетом протона (рис.2). События реакций (б) и (в) идентифицировались по величине  $M_0^2$ , граничное значение  $M_0^2$  было выбрано равным 9000 Мэв<sup>2</sup>. Для оценки взаимных примесей реакций (б) и (в), возникающих при таком разделении, применялось моделирование распределения по  $M_0^2$  отдельно для реакции (б) и (в) (рис.2).

Сечения реакций (а), (б) и (в) определялись по отношению числа зарегистрированных событий данной реакции к количеству упругих событий. Вычисленные полные сечения приведены в табл.1. В табл. 2 приведены коэффициенты разложения угловых распределений реакций (а) и (б) по полиномам Лежандра, а в табл.3 - оценки разрешающей способности для различных распределений реакции (а).

Табл.1 Полные сечения (миллибарны).

Реакция	Кол-во событий	Сечение
(а)	1200	$1,39 \pm 0,05$
(б)	152	$0,17 \pm 0,02$
(в)	155	$0,17 \pm 0,02$

Табл.2 Коэффициенты разложения угловых распределений в ряд  $\sum_{k=0}^{\infty} A_k P_k(\cos\theta)$  (миллибарны).

Реакция	Частица	$A_0$	$A_1$	$A_2$
π <sup>+</sup> p → π <sup>+</sup> π <sup>+</sup> n	π <sup>-</sup>	$0,69 \pm 0,02$	$-0,29 \pm 0,04$	$0,15 \pm 0,05$
	π <sup>+</sup>	$0,69 \pm 0,02$	$0,19 \pm 0,04$	$-0,05 \pm 0,05$
	n	$0,69 \pm 0,02$	$0,16 \pm 0,04$	$0,01 \pm 0,05$
π <sup>+</sup> p → π <sup>+</sup> π <sup>0</sup> p	π <sup>-</sup>	$0,082 \pm 0,007$	$-0,02 \pm 0,01$	$0,009 \pm 0,017$
	π <sup>0</sup>	$0,081 \pm 0,007$	$0 \pm 0,01$	$-0,006 \pm 0,017$
	p	$0,083 \pm 0,007$	$0,01 \pm 0,01$	$0,003 \pm 0,017$

Распределения по эффективным массам пар частиц и угловые распределения реакций (а) и (б) приведены на рис. 3 + 5.

Табл.3 Разрешающая способность для реакции (а)

$\omega_{\pi^+n}$	$\omega_{\pi^+p}$	$\omega_{\pi^+\pi^-}$	$\cos\vartheta_-$	$\cos\vartheta_+$	$\cos\vartheta_n$
8,4 Мэв	8,1 Мэв	6,5 Мэв	0,032	0,030	0,080

Глава 3. Частично-волновой анализ реакции  
в рамках модели Олссона-Иоджа.

В § 1 дается описание модели Олссона-Иоджа /9/. В этой модели рассматриваются 2 канала реакции: 1) S-рождение изобары  $\Delta$  и 2) S-рождение нерезонансной  $\pi N$ -системы  $N^*(1/2, 1/2)^-$ . Резонансный (изобарный) канал имеет начальное состояние  $D_{3/2}$ , нерезонансный -  $F_{1/2}^+$ . В обоих каналах учитываются оба изотопических состояния,  $T=1/2$  и  $T=3/2$ . Модель содержит 7 параметров, зависящих, вообще говоря, от энергии:  $A_{2T}$  - амплитуда рождения  $\Delta(1236)$  в канале с изотопспином  $T$ ;  $C_{2T}$  - амплитуда рождения нерезонансной системы  $N^*(1/2, 1/2)^-$  в канале с изотопспином  $T$ ;  $\Phi_1$  - фаза между двумя изотопическими амплитудами резонансного канала;  $\Phi_3$  - фаза между двумя изотопическими амплитудами нерезонансного канала;  $\Phi_5$  - фаза между резонансным и нерезонансным каналами. Параметры модели были определены Олссоном и Иоджом /9/, в основном, по полным сечениям реакций  $I \rightarrow 5$ , с привлечением некоторой информации об угловых распределениях, без использования метода наименьших квадратов. При этом были сделаны некоторые дополнительные предположения относительно вкладов резонансного и нерезонансного каналов в различных энергетических интервалах. К недостаткам набора Олссона-Иоджа, кроме расхождения в спектрах масс  $\pi N$ -систем с  $T=0$ , следует также отнести значительные расхождения с экспериментом в угловых распределениях, а также противоречия с фазовым

анализом упругого  $\pi N$ -рассеяния, который предсказывает основное поглощение при малых энергиях из состояния  $F_{1/2}$ , в то время как набор Олссона-Иоджа дает значительное преобладание поглощения из состояния  $D_{3/2}$ .

Далее излагается методика и результаты определения параметров модели Олссона-Иоджа по методу наименьших квадратов без каких-либо дополнительных предположений об энергетической зависимости параметров. Для анализа использовались полные сечения реакций  $I \rightarrow 5$ , а также коэффициенты разложения угловых распределений в реакции (4) по степеням  $\cos\vartheta$ . Анализ проводился независимо при 5 энергиях пионов: 290, 339, 360, 430 и 480 Мэв. Для анализа были использованы экспериментальные данные, приведенные в работах /22, 23/, а также данные, описанные в главе 2. Вычисления осуществлялись на ЭВМ "Минск-22".

В процессе анализа для каждой экспериментальной точки (полного сечения или коэффициента в разложении угловых распределений) должна быть вычислена соответствующая ей функция параметров модели, представляющая собой кратный интеграл по фазовому объему. Непосредственное вычисление таких интегралов при текущем значении параметров связано с большими затратами машинного времени. В целях ускорения решения задачи все необходимые функции параметров  $D_m(\vec{a})$  были представлены в виде

$$D_m(\vec{a})_k = \sum_i J_{ki} f_i(\vec{a})$$

где  $f_i(\vec{a})$  - простые функции параметров, например  $a_1, a_3, \cos\Phi_1$ , а  $J_{ki}$  - заранее вычисленные кратные интегралы по фазовому объему, не зависящие от параметров модели. Такое представление модельных функций позволило сократить время вычислений в  $\sim 150$  раз.



Полученный в процессе анализа набор параметров обладает рядом преимуществ по сравнению с набором Олссона-Иодха. Он позволяет лучше описать полные сечения реакций  $I \div 5$ , угловые распределения и массовые спектры в реакции (4), а также устраняет противоречие с фазовым анализом, имевшееся в случае набора Олссона-Иодха. Тем не менее, массовые спектры  $\pi\pi$ -систем с  $T=0$ , полученным набором не описываются.

#### Глава 4. Парциально-волновой анализ реакции с помощью дополненной модели Олссона-Иодха.

Для того, чтобы описать массовые спектры  $\omega_{\pi\pi}$ , к модели Олссона-Иодха был добавлен канал с  $p$ -рождением  $\Delta$  (I236) из состояния  $P_{I/2}$ . Таким образом, рассматривались следующие каналы:

1)  $S$ -рождение  $\Delta$  из состояния  $D_{3/2}$ ; 2)  $S$ -рождение  $N^*(I/2, I/2)^-$  из состояния  $P_{I/2}$  (нерезонансный канал); 3)  $p$ -рождение  $\Delta$  из состояния  $P_{I/2}$ . Удобно ввести следующие обозначения для каналов реакции:  $L, \ell, 2J$ , где  $L$  - орбитальный момент начального состояния,  $\ell$  - орбитальный момент системы  $\pi N^*$ ,

$J$  - полный момент начального состояния. В этих обозначениях перечисленные каналы запишутся в виде  $DS3, PSI$  и  $PPI$ . Как было показано в работе Анисовича и др. /17/, спектры  $\omega_{\pi\pi}$  могут быть объяснены с помощью интерференции каналов  $PPI$  и  $PSI$ .

Выбор начальных состояний  $P_{II}, D_{I3}, P_{3I}$  и  $D_{33}$  в рассматриваемой области энергий согласуется с данными по фазовому анализу упругого  $\pi\pi$ -рассеяния /24-26/. Пренебрежение каналом  $P_{I3}$  в данной энергетической области может быть оправдано тем, что коэффициент  $A_3$  в разложениях угловых распределений по полиномам Лежандра мал.

Малость неупругого сечения в состоянии  $P_{I3}$  подтверждается также результатами работы /13/.

В начале главы дается описание амплитуды реакции в канале  $PPI$ , а затем - полной амплитуды. Полная амплитуда перехода содержит II параметров:

$a_{2T}, g_{2T}, c_{2T}$  - амплитуды перехода  $\pi N \rightarrow \pi N^*$  (рис. I) в каналах  $DS3, PPI$  и  $PSI$  с изотопспином  $T$ ;

$\phi_1, \phi_2, \phi_3$  - фазы между двумя изотопическими амплитудами в каналах  $DS3, PPI$  и  $PSI$ ;

$\phi_4$  - фаза между каналами  $PPI$  и  $PSI$ ;

$\phi_5$  - фаза между каналами  $DS3$  и  $PSI$ .

Параметры модели были определены независимо для 4 энергий пионов: 339, 360, 430 и 480 Мэв. В каждой энергетической точке использовалась следующая экспериментальная информация /2, 23/:

- 1) полные сечения реакций  $I \div 5$ ;
- 2) коэффициенты разложения угловых распределений реакции (4) в ряд по степеням  $\cos\theta$ ;
- 3) спектры эффективных масс пар частиц в реакции (4):  $\omega_{\pi^+\pi^-}, \omega_{\pi^-\pi^0}, \omega_{\pi^+\pi^0}$ .

Начальные значения фаз  $\phi_1 \div \phi_5$  задавались генератором случайных чисел. Начальные значения амплитуд  $a, g$  и  $c$  мало влияли на конечный результат и потому не разгрызались. Для каждой энергии разгрызалось 20  $\div$  30 начальных наборов, из которых после минимизации было получено от 2 до 4 решений, мало отличающихся по  $\chi^2$ . Некоторые из этих решений удалось отбросить с вероятностью  $> 95\%$ , привлекая дополнительную экспериментальную информацию, а именно угловые распределения реакции (4) для событий в "изобарной полосе", т.е. имеющих  $|\omega_{\pi\pi} - I236| < \Delta\omega$  (величины  $\Delta\omega$  выби-

рались разные для разных энергий). Оставшиеся решения приведены в табл.4. При каждой энергии разные решения имеют близкие по величине амплитуды и различаются, в основном, фазами  $\Phi$ . Интересной особенностью полученных решений является малое сечение  $S$ -рождения  $\Delta$  по сравнению с  $p$ -рождением при малых энергиях.

Согласие рассматриваемой модели с экспериментом иллюстрируется рис. 3 + 5. Модель качественно описывает массовый спектр  $\pi\pi$ -системы в реакции (5) при энергии 417 Мэв /27/. В  $\pi^+\pi^-$ -реакциях удовлетворительно описываются массовые спектры, приведенные в работах /28/.

Парциальные сечения реакции  $\pi\pi \rightarrow \pi\pi\pi$ , полученные в настоящей работе, близки к результатам фазового анализа упругого  $\pi\pi$ -рассеяния, выполненного в ЦЕРНе /25/.

На рис.6 приведены парциальные неупругие сечения, полученные в различных парциально-волновых анализах /13,14,19/. Сечения канала  $P_{II}$ , полученные в настоящей работе, согласуются с одним из результатов работы /14/. В каналах  $D_{I3}$  и  $P_{3I}$  имеется хорошее согласие с результатами работ /13,14,19/. В канале  $D_{33}$  результаты настоящей работы согласуются с результатами работ /14,19/.

Теория  $SU(6)_W$  предсказывает следующее отношение изотопических амплитуд процесса  $\pi N \rightarrow \pi\Delta$  /29/:

$$\left| \frac{A_{1/2}}{A_{3/2}} \right| = \sqrt{10}$$

Отношение пороговых изотопических амплитуд  $a_1/a_3$ , усредненное по найденным решениям, равно  $1,5 \pm 0,3$ , т.е. существенно меньше, чем величина, предсказанная  $SU(6)_W$ .

Вычисленные значения пороговых амплитуд  $a_1$  и  $a_3$  процесса

Таблица 4

Параметры модели

Параметры	339 Мэв		360 Мэв		430 Мэв		480 Мэв
	I	II	I	II	I	II	
$a_1$	0,007±0,011	0,009±0,018	0,021±0,009	0,016±0,014	0,026±0,003	0,025±0,003	0,028±0,003
$a_3$	0,020±0,014	0,017±0,022	0,017±0,015	0,012±0,038	0,016±0,003	0,016±0,002	0,013±0,004
$g_1$	0,128±0,009	0,131±0,008	0,123±0,011	0,125±0,009	0,081±0,006	0,081±0,006	0,037±0,009
$g_3$	0,04±0,07	0,05±0,08	0,04 ±0,06	0,06±0,08	0,021±0,015	0,019±0,014	0,027±0,013
$c_1$	2,48±0,12	2,40±0,13	2,28±0,13	2,29±0,13	1,72±0,12	1,72±0,12	1,90±0,13
$c_3$	0,23±0,10	0,22±0,10	0,26±0,08	0,25±0,10	0,24±0,08	0,23±0,08	0,25±0,07
$\phi_1$	354±360	357±360	312±62	37±75	32±48	32±48	107±33
$\phi_2$	273±33	82±22	270±76	93±31	172±140	174±153	102±80
$\phi_3$	207±67	202±56	196±60	194±60	275±30	88±29	5±45
$\phi_4$	151±73	299±57	129±70	270±40	251±154	54±165	115±41
$\phi_5$	210±75	202±58	174±50	125±43	165±48	331±42	302±33
$\chi^2$	52,7	55,2	28,9	29,5	13,7	13,7	38,3
NDF	38	38	15	15	21	21	23

NDF - число степеней свободы.

$\pi N \rightarrow \pi \Delta$  хорошо согласуются с величинами  $\alpha_1 = 0,019$  и  $\alpha_3 = 0,015$ , которые предсказываются гипотезой частичного сохранения аксиально-векторного тока (ЧСАТ) /30/.

Зная парциальное сечение нерезонансного канала, можно оценить верхнюю границу сечения  $\pi\pi$ -рассеяния. Оценка была сделана в предположении, что сечение реакции  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ , вычисленное в приближении одномезонного обмена, не превышает сечения нерезонансного канала. При этом  $\pi\pi$ -взаимодействие описывалось в приближении длины рассеяния. Были получены оценки

$$|\alpha_0| \leq (1,2 \pm 0,1) \mu^{-1} \text{ и } |\alpha_2| \leq (0,07 \pm 0,02) \mu^{-1}.$$

Основные результаты работы опубликованы в статьях /1,2,31/ и доложены на 15 Международной Конференции по физике высоких энергий в Киеве (1970 г.)

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.В.Кравцов ЯФ 11, 387 (1970).
2. Т.Д.Блохинцева, А.В.Кравцов, В.И.Медведев, В.И.Поромов, Г.Л.Соколов, С.Г.Шерман ЯФ 12, 101 (1970).
3. R.C.Arnold, J.L.Uretsky, Phys.Rev. 153, 1443 (1967).
4. А.А.Анселм, В.Н.Грибов, ЖЭТФ 36, 1890 (1959)  
В.В.Анисович, А.А.Анселм, В.Н.Грибов, ЖЭТФ 42, 224 (1962)  
В.В.Анисович, А.А.Анселм, УФН 88, 287 (1966).
5. G.F.Chew, F.E.Low, Phys.Rev. 113, 1640 (1959).
6. L.N.Chang, Phys.Rev. 162, 1497 (1967).
7. S.Hattori, M.Kobayashi, H.Kondo, T.Maskawa, Progr. Theor. Phys. 41, 1515 (1969).

8. R.M.Sternheimer, S.J.Lindenbaum, Phys.Rev. 109, 1723 (1958).
9. M.Olsson, G.Yodh, Phys.Rev.Lett. 10, 353 (1963).  
M.Olsson, University of Maryland Technical Report N 379 (1964).
10. P.G.Thurmauer, Phys.Rev.Lett. 14, 985 (1965).
11. J.Namyslowsky, M.Razmi, R.Roberts, Phys.Rev. 157, B 1328 (1967).
12. D.Morgan, Phys.Rev. 166, 1731 (1968).
13. M.De Beer, B.Deler, J.Dolbeau, M.Neveu et al. Nucl.Phys. B12, 599 (1969); B12, 617 (1969).
14. D.Saxon, J.Mulvey, W.Chinowsky, Lund International Conference on Elementary Particles, 1969.
15. S.Humble, T.D.Spearman, Phys.Rev. 171, 1724 (1968).  
S.Humble, Nucl.Phys. B8, 695 (1968).
16. В.В.Анисович, Л.Г.Дахно, ЖЭТФ 46, 1152 (1964).  
Б.Н.Валуев, ЖЭТФ 47, 649 (1964).
17. В.В.Анисович, Е.М.Левин, А.К.Лиходед, Ю.Г.Строганов, ЯФ 8, 563 (1968).
18. B.Deler, G.Valladas, Nuovo Cim. 45, 559 (1966).
19. M.G.Bowler, R.J.Cashmore, preprint Rutherford High Energy Laboratory, Chilton, RFF/H/59.
20. Т.Д.Блохинцева, А.В.Кравцов, В.И.Медведев, В.И.Поромов, Г.Л.Соколов, И.Тулиани, С.Г.Шерман, препринт ОИЯИ 10-3829, Дубна, 1968.
21. N.Samios, R.Plano, A.Prodell et al., Phys.Rev. 126, 1844 (1962).  
E.Fowler, F.Crawford, L.Lloyd et al., Phys.Rev.Lett. 10, 110 (1963).

22. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, В.М.Сидоров, В.А.Ярба,  
ЖЭТФ 40, 460 (1961).
23. J.Kirz, Ph.D.Thesis UCRL 10720 (1963).
24. P.Bareyre, C.Brichman, C.Villet, Phys.Rev. 165, 1730 (1968).
25. A.Donnachie, R.Kirsopp, C.Lovelace,  
Phys.Lett. 26B, 161 (1968).
26. В.А.Щегельский, препринт ФТИ-165, Ленинград 1969.
27. B.Barish, R.Kurz, V.Perez-Mendez, J.Solomon, \*  
Phys.Rev. 135, B 416 (1964).
28. J.Kirz, J.Schwartz, R.Tripp, Phys.Rev. 126, 763 (1962).  
C.Poirier, C.Tilger, E.Alyea et al., Phys.Rev.143,1092(1966).
29. J.Carter et al., Phys.Rev.Lett. 15, 373 (1965).  
M.Olsson, Phys.Rev.Lett. 15, 710 (1965).
30. M.Arons, Phys.Rev. 175, 1905 (1968).
31. А.В.Кравцов, препринт ФТИ-254, Ленинград, 1970.  
ЯФ 12, вып. 5 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 декабря 1970 года.

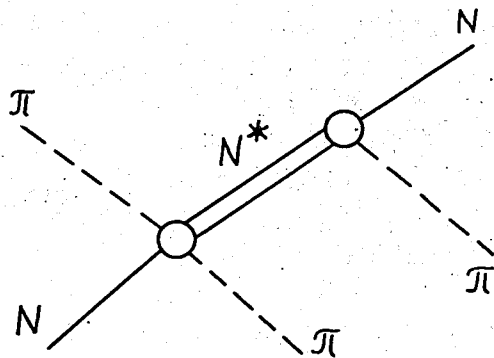


Рис.1.

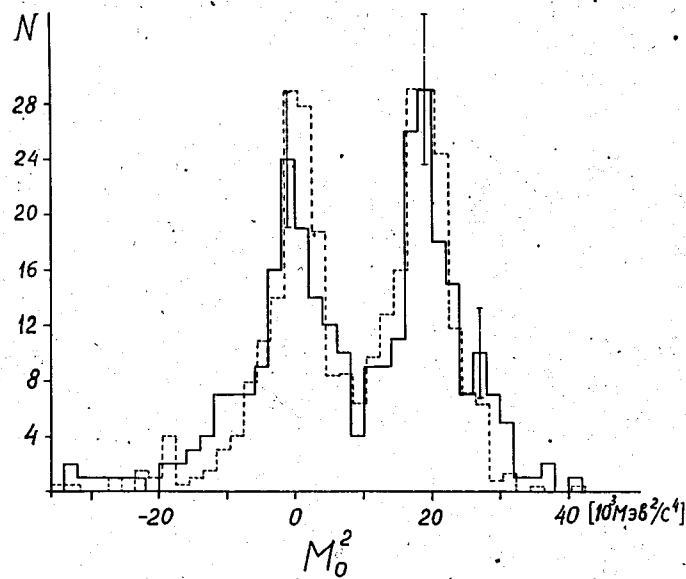


Рис.2. Распределение по квадрату недостающей массы для неупругих событий с вылетом протона.  
Сплошная гистограмма - эксперимент, пунктир - модельное распределение.

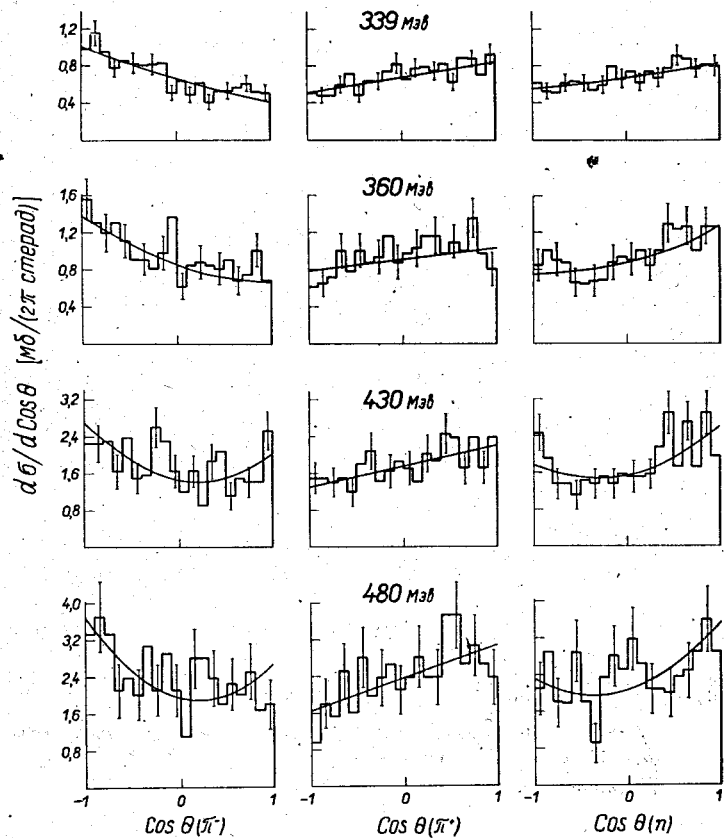


Рис.3. Угловые распределения частиц в реакции (4) /2,23/. Сплошные кривые вычислены по модели.

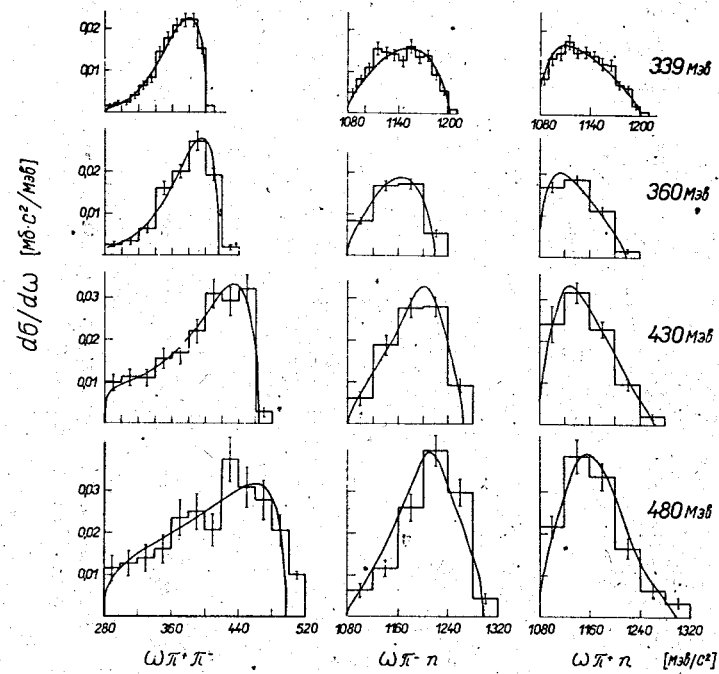


Рис.4. Распределения по эффективным массам пар частиц в реакции (4) /2,23/. Сплошные кривые вычислены по модели.

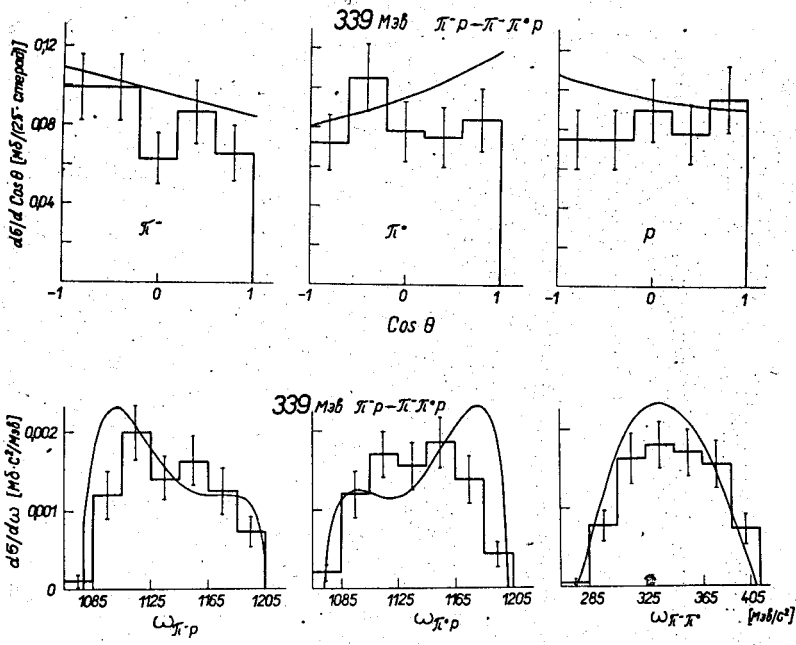


Рис.5. Экспериментальные и вычисленные распределения для реакции (3) при энергии 339 Мэв <sup>12</sup>. Сплошная кривая - набор 339-II.

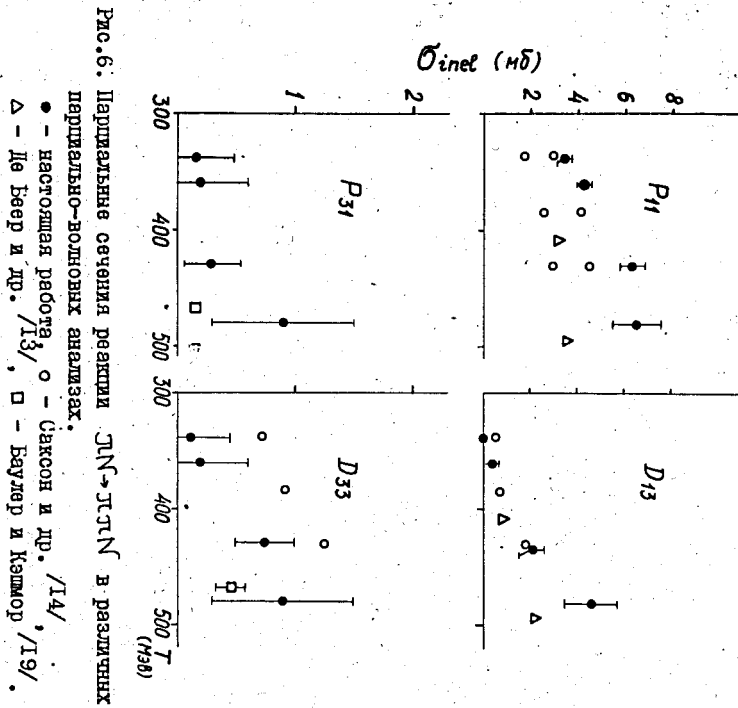


Рис.6. Периферийные сечения реакции  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  в различных периферийно-волновых анализах.  
 ● - настоящая работа, ○ - Jackson и др. /14/,  
 △ - Де Бьер и др. /13/, □ - Бардлар и Кашмор /19/.