

**Российская академия наук  
Петербургский институт ядерной физики  
им. Б. П. Константинова**

УДК 539.171

на правах рукописи

Гриднев Анатолий Борисович

**К- матричный анализ экспериментальных данных по пион-  
нуклонному рассеянию в области энергий  $E_{\pi} < 1$  ГэВ**

01.04.16 – физика атомного ядра элементарных частиц

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

Санкт - Петербург  
2007

Работа выполнена в Отделении физики высоких энергий  
Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова  
Российской академии наук.

**Официальные оппоненты:**

доктор физико-математических наук  
старший научный сотрудник

М. Г. Сапожников,

доктор физико-математических наук  
профессор

М. М. Нестеров,

доктор физико-математических наук  
профессор

А. Б. Курепин.

**Ведущая организация:**

НИИФ им. В. А. Фока Санкт-Петербургского государственного  
университета.

Защита состоится « ..... ».....2007 г. в ..... часов  
на заседании диссертационного совета Д-002.115.01 при  
Петербургском институте ядерной физики им. Б. П. Константинова  
Российской академии наук, по адресу: 188300, г.Гатчина, Ленинградская  
обл., Орлова роща.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Петербургского  
института ядерной физики им. Б. П. Константинова РАН

Автореферат разослан «.....» .....2007 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета

И. А. Митропольский

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность проблемы

В течение последних 15 лет интенсивные экспериментальные исследования  $\pi N$ -рассеяния проводились на всех мезонных фабриках (PSI, LAMPF, TRIUMF) и ускорителях (ПИЯФ, ИТЭФ, КЕК). В результате были получены новые, точные и систематические экспериментальные данные. Такая активность связана с богатой информацией, которую можно получить из анализа этих данных. Так, при низких ( $T_\pi < 100$  МэВ) энергиях  $\pi N$ -рассеяние является одним из лучших инструментов для изучения нарушения киральной симметрии и изотопической инвариантности. При больших энергиях ряд резонансов был найден в  $\pi N$ -системе. Массы и вероятности распадов этих резонансов могут быть использованы для проверки кварковой структуры барионов.

Важной задачей является однозначное извлечение этих параметров из экспериментальных данных. Современной теорией сильных взаимодействий является квантовая хромодинамика (КХД). Эта теория хорошо проверена при больших энергиях (в области асимптотической свободы), где применима теория возмущений.

В области малых энергий была разработана эффективная теория, основанная на всех основных свойствах симметрии КХД – киральная теория возмущений. Эта теория использует в частности тот факт, что вследствие киральной симметрии взаимодействие пропорционально импульсам частиц и для малых импульсов можно построить теорию возмущений. Несмотря на несомненные успехи и бурный прогресс киральной теории, основные результаты в ней получены для очень малых импульсов  $P_\pi < 100$  МэВ/с. Однако большинство экспериментальных данных получено при промежуточных энергиях, поэтому для их анализа используются различные феноменологические подходы.

Обычно процедура определения параметров резонансов состоит из двух этапов: сначала проводится фазовый анализ экспериментальных данных, затем, параметры резонансов обычно извлекаются из полученных парциально-волновых амплитуд с помощью Dalitz-Tuan-представления вблизи резонансной области. Основное предположение при этом заключается в том, что фазы рассеяния от резонанса  $\delta_r$  и от фона  $\delta_f$  складываются. Это предположение основано только на унитарности амплитуды и не содержит информации о природе и энергетической зависимости фона. Более того, для получения унитарной амплитуды этот способ не является единственным. Так, Bofinger и Woolock показали, что

различные процедуры такого рода могут быть описаны как члены однопараметрического семейства:

$$\tan \delta = \frac{\tan \delta_p + \tan \delta_\phi}{1 + \lambda \tan \delta_p \tan \delta_\phi}, \quad (1)$$

где выбор параметра  $\lambda$  произволен. Различные процедуры, используемые в разных работах, приводят к различным параметрам резонансов. Это является одной из причин большого разброса значений масс и парциальных ширин резонансов, опубликованных Particle Data Group(PDG) в сборнике Review of Particle Properties.

$K$ -матричный подход к изучению  $\pi N$ -рассеяния основан не только на унитарности, но также использует уравнение Бете-Солпитера, что приводит к естественному разделению  $K$ -матрицы на резонансную и фоновую части. Кроме того, графическое представление для  $K$ -матрицы даёт ясное понимание природы фона. Поэтому применение  $K$ -матричного подхода для анализа экспериментальных данных по  $\pi N$ -рассеянию является актуальной задачей.

Цель диссертационной работы состояла в разработке многоканального  $K$ -матричного подхода с эффективными лагранжианами и анализе всех существующих экспериментальных данных по упругому  $\pi N$ -рассеянию, а также по образованию  $\eta$ -мезонов до энергии 1 ГэВ. Кроме того, данный подход использовался для определения зарядового расщепления масс и ширин  $\Delta_{33}$ -резонанса, а также для изучения нарушения изоспиновой инвариантности в области этого резонанса.

#### Научная новизна результатов.

В диссертации разработан многоканальный  $K$ -матричный подход с эффективными лагранжианами к  $\pi N$ -взаимодействию при промежуточных энергиях. Использование эффективных лагранжианов дало возможность вычислять не только основной вклад диаграмм (например, полюсной член), но и соответствующие вклады от этих диаграмм в фоновое взаимодействие за счет релятивистских поправок и кроссинг симметрии. Это позволило описывать резонансное и фоновое взаимодействия самосогласованным образом. В рамках этого подхода получено хорошее описание всех экспериментальных данных по упругому  $\pi N$ -рассеянию и рождению  $\eta$ -мезонов. Показано, что учёт только хорошо установленных (отмеченных \*\*\*\* в PDG)  $\pi N$ -резонансов достаточен для описания экспериментальных данных до энергии 1ГэВ. В результате анализа получены новые значения масс и ширин этих резонансов. В низкоэнергетической области

определены длины, объёмы  $\pi N$ -рассеяния, а также константа связи  $g_{\pi NN}$ , которые хорошо согласуются с мировыми данными.

Разработанный подход позволяет получить хорошее ( $\chi^2 \approx 1.4$ ) описание полных и дифференциальных сечений образования  $\eta$ -мезонов в реакции  $\pi^+ p \rightarrow \eta + p$ . Определено новое значение длины  $\eta N$ -рассеяния.

Впервые проведен  $K$ -матричный анализ экспериментальных данных с использованием физических масс частиц, входящих в Фейнмановские диаграммы и не предполагающий изоспиновую симметрию. Это дало возможность определить массы частиц в промежуточном состоянии непосредственно из экспериментальных данных, а также приводит к новому методу определения поправок к фазовым сдвигам за счёт разности масс этих частиц. Показано, что полученные таким образом поправки хорошо согласуются с результатами вычислений по дисперсионным соотношениям в NORDITA. Для изучения нарушений изотопической инвариантности впервые были произведены вычисления в  $K$ -матричном подходе с использованием зарядовых каналов  $\pi N$ -взаимодействия. Таким образом из экспериментальных данных определены новые значения для масс и парциальных ширин распада  $\Delta^0$  и  $\Delta^{++}$ -резонансов. В настоящее время эти величины включены в новое издание сборника Review of Particle Physics. Было показано, что константы связи  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$  мезонов с  $\Delta$ -резонансом совпадают в пределах 0.2 %.

Не найдено никаких статистически доказанных источников нарушения изоспиновой инвариантности в пределах 1%, за исключением расщепления масс  $\Delta$ -резонанса. Это совпадает с результатами вычислений при малых энергиях по киральной теории возмущений.

Получено хорошее описание новых прецизионных данных по реакции перезарядки в широком интервале импульсов налетающих  $\pi$ -мезонов  $P_\pi = 148 - 323$  МэВ/с. Включение этих данных в проведенный анализ приводит к уменьшению нарушения в “соотношении треугольника” найденного в работах Gibbs и Matsinos с 7% до 2.1%.

Практическая ценность. Разработанные в диссертации методы анализа данных могут быть использованы для определения параметров резонансов в  $\pi N$ -взаимодействии для широкой области энергий, а также поиска зарядового расщепления масс и ширин этих резонансов. Многоканальный анализ может быть использован также для определения амплитуд рождения различных мезонов в  $\pi N$ -столкновениях.

Апробация диссертации. Материалы диссертации докладывались на семинарах Отделения физики высоких энергий, Зимней школе ПИЯФ, семинарах теоретического отдела PSI и физического факультета

Университета Дж. Вашингтона, а также на международных конференциях по пион-нуклонному взаимодействию MENU97, MENU99 и MENU2001. По материалам диссертации опубликовано 15 работ, список которых приведен в конце автореферата.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и трех приложений. Она включает 22 рисунка, 12 таблиц и список цитируемой литературы из 109 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность и важность исследуемой проблемы, сформулирована цель работы, кратко излагается содержание диссертации и представлены положения, выдвигаемые на защиту.

В первой главе рассматривается взаимодействие при малых энергиях ( $T_\pi < 100$  МэВ), где все неупругие каналы закрыты. В этом случае амплитуда  $\pi N$ -рассеяния  $F$  удовлетворяет уравнению Бете-Солпитера, которое в операторной форме имеет вид

$$F = V + VG_{\pi N}F, \quad (2)$$

где  $V$  – неприводимый блок (диаграммы, не содержащие пион-нуклонного промежуточного состояния), а  $G_{\pi N}$  – пион-нуклонный пропагатор. Это уравнение эквивалентно следующей системе двух уравнений:

$$K = V + VBK, \quad (3)$$

$$F = K + iKqF, \quad (4)$$

где  $B = ReG_{\pi N}$ , а  $q$  – импульс в системе центра масс. Из (2) и (3) видно, что  $K$ -матрица представляет собой сумму тех же диаграмм Фейнмана, что и амплитуда рассеяния  $F$ , но с промежуточным  $\pi N$ -состоянием вне массовой поверхности. Суммирование же всех диаграмм с промежуточным  $\pi N$ -состоянием на массовой поверхности сводится к решению простого алгебраического уравнения (4). Так как при отсутствии неупругих каналов величина  $V$  действительна, то  $K$ -матрица тоже действительна. Тогда из уравнения (4) следует, что амплитуда рассеяния будет унитарной при любой величине  $K$ -матрицы.

Вблизи резонанса величину  $V$  можно представить в виде

$$V = V_\phi + \frac{\alpha^2}{M_0 - w}, \quad (5)$$

где первый член соответствует вкладу фона, а второй - вкладу резонанса. Введем величину фоновой  $K$ -матрицы  $U_\phi$  как решение уравнения

$$U_\phi = V_\phi + V_\phi B U_\phi. \quad (6)$$

Тогда уравнение (3) приобретает вид

$$K = U_\phi + \frac{\alpha^2 (1 + B U_\phi)}{M_0 - w} + \frac{\alpha^2 (1 + B U_\phi)}{M_0 - w} B K, \quad (7)$$

Представляя решение этого уравнения в виде

$$K = K_\phi + K_{рез}, \quad (8)$$

получаем следующее выражение для  $K_{рез}$ :

$$K_{рез} = \frac{\xi^2}{M(w) - w}, \quad (9)$$

где  $\xi$  - эффективная вершина взаимодействия:

$$\xi = \alpha + \alpha B U_\phi, \quad (10)$$

а величина  $M(w)$ :

$$M(w) = M_0 - \alpha B \lambda. \quad (11)$$

Зависимость массы резонанса от энергии может быть учтена изменением эффективных вершин. Наблюдаемая масса резонанса  $M_{рез}$  (определяемая здесь как полюс  $K$ -матрицы) является решением уравнения  $M(w) - w = 0$ , следовательно,  $M(w) = M_{рез} + \delta(M_{рез} - w)$ . Отсюда получаем окончательное выражение для решения уравнения (3):

$$K = U_\phi + \frac{\beta^2}{M_{рез} - w}, \quad (12)$$

где

$$\beta = \frac{\xi}{\sqrt{1 + \delta}}. \quad (13)$$

В результате, решение уравнения (3) представляет собой сумму  $K$ -матриц от резонанса и фона. Таким образом, в рассматриваемом подходе получается естественное разделение  $K$ -матрицы на резонансную и фоновую части.

Величина  $V$  содержит бесконечный набор диаграмм, и последовательного способа суммирования их не существует. Поэтому  $V$  аппроксимируется конечным набором диаграмм, которые считаются важными из физических соображений. На основе общих принципов, таких как сохранение четности углового момента и изоспина, величина  $V$  в уравнении (3) может быть представлена как сумма  $t$ -канальных диаграмм с скалярным-изоскалярным ( $\sigma$ -мезон) и векторным-изовекторным ( $\rho$ -мезон) обменом, а также  $s$  и  $u$ -канальными диаграммами с нуклоном и нуклонными резонансами в промежуточном состоянии (Рис.1).

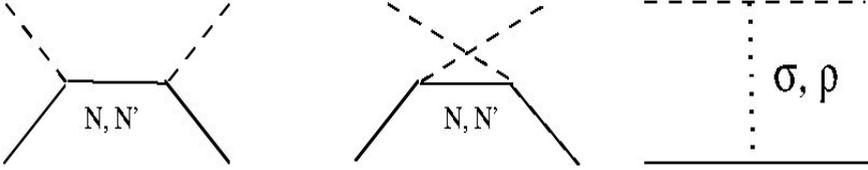


Рисунок 1

Диаграммы, учитываемые в модели

Те же аргументы, которые используются при построении неприводимого блока  $V$ , могут быть применены и для построения самой  $K$ -матрицы как решения уравнения (3). Однако вершины при этом становятся функциями импульсов внешних частиц, которые в ограниченном энергетическом интервале энергий можно разложить в степенной ряд. Это разложение можно учесть путем введения набора эффективных лагранжианов, содержащих связи с производными. Для малых энергий был использован следующий набор лагранжианов:

$$L_{\sigma\pi\pi} = -g_{\sigma\pi\pi} m_{\pi} \bar{\pi} \pi \sigma, \quad (14)$$

$$L_{\sigma NN} = -g_{\sigma NN} \bar{\psi} \psi \sigma, \quad (15)$$

$$L_{\rho\pi\pi} = g_{\rho\pi\pi} \bar{\rho}^{\mu} \left( \partial_{\mu} \bar{\pi} \times \pi \right), \quad (16)$$

$$L_{\rho NN} = -g_{\rho NN}^{(V)} \bar{\psi} \frac{1}{2} \bar{\tau} \left( \gamma_{\mu} \bar{\rho}^{\mu} + \frac{k}{2m} \sigma_{\mu\nu} \partial^{\mu} \bar{\rho}^{\nu} \right) \psi, \quad (17)$$

$$L_{\pi NN} = -\frac{g_{\pi NN}}{1+x} \bar{\psi} \gamma_5 \bar{\tau} \left( ix\bar{\pi} + \frac{1}{2m} \gamma_{\mu} \partial^{\mu} \bar{\pi} \right) \psi, \quad (18)$$

$$L_{\pi N \Delta} = \frac{g_{\pi N \Delta}}{2m} \bar{\psi}^{\mu} \Theta_{\mu\nu} \bar{T} \psi \partial^{\nu} \bar{\pi} + h . c . , \quad (19)$$

$$\Theta_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \left( Z + \frac{1}{2} \right) \gamma_{\mu} \gamma_{\nu}. \quad (20)$$

Эти лагранжианы содержат 7 свободных параметров:  $G_\sigma = \frac{g_{\pi\pi\sigma} g_{\pi NN}}{m_\sigma^2}$ ,

$G_\rho^V = \frac{g_{\pi\pi\rho} g_{\rho NN}}{m_\rho^2}$ ,  $g_{\pi NN}$ ,  $k$ ,  $g_{\pi N\Delta}$  (набор A), параметр смешивания  $x$  и

параметр  $Z$ . Эти параметры находились путем подгонки вычисленных фазовых сдвигов к результатам фазовых анализов Коха и Багга в интервале кинетической энергии пионов от 15 до 75 МэВ. Сравнение полученных результатов с фазовыми анализами показано на Рис.2. Из рисунка видно, что в области фитирования (заштрихованный интервал) вычисленные фазовые сдвиги хорошо совпадают с результатами фазового анализа.

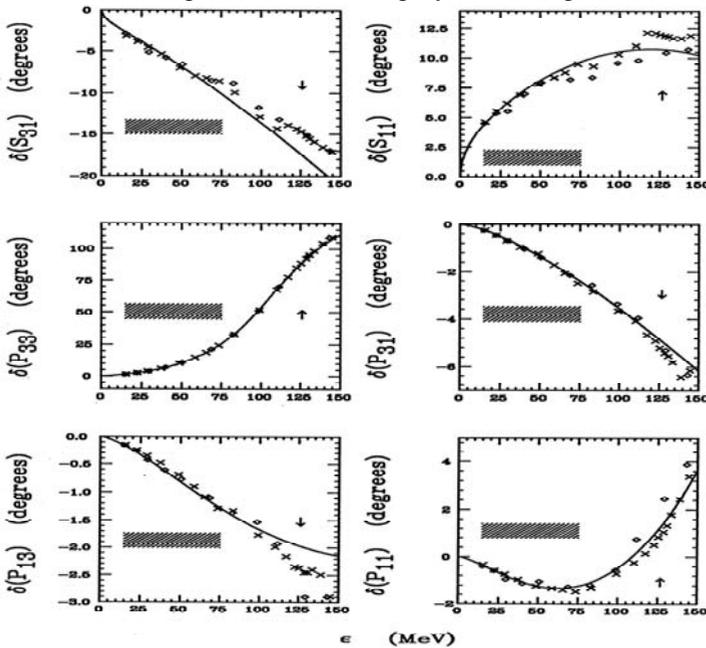


Рисунок 2

Энергетическая зависимость S и P фазовых сдвигов. Точки, обозначенные символами  $\times$  и  $\diamond$  взяты, из работ Коха и Багга, соответственно.

Заштрихованный интервал показывает область, где проводилась подгонка.

Стрелкой показано положение  $\Delta_{33}$ -резонанса

Результаты подгонки оказались нечувствительными к величине параметра  $G_\rho^V$ , поэтому остальные параметры приведены в Табл.1 для значения

$G_{\rho}^V = 54.1 \text{ ГэВ}^{-2}$  · найденного в работе Коха. Полученное значение константы  $g_{\pi NN}$  хорошо согласуется с величиной  $13.1 \pm 0.05$ , приведенной в последнем фазовом анализе FA02, а значение константы  $g_{\pi N\Delta}$  близко к значению  $29.2 \pm 0.8$ , вычисленному из ширины  $\Delta_{33}$ -резонанса.

Таблица 1  
Полученные параметры модели

$G_{\sigma}$	k	$g_{\pi NN}$	$g_{\pi N\Delta}$	x	Z
$24.3 \pm 2.0$	$2.3 \pm 0.12$	$12.97 \pm 0.08$	$30.16 \pm 0.29$	$0.0361 \pm 0.0052$	$-0.329 \pm 0.088$

В Таблице 2 длины и объемы рассеяния сравниваются с результатами фазового анализа из работы Коха.

Таблица 2  
Длины и объемы рассеяния

Величина	Настоящая работа	Кох
$b_0(0)$	$-0.003 \pm 0.004$	$-0.008 \pm 0.003$
$b_1(0)$	$-0.083 \pm 0.003$	$-0.092 \pm 0.002$
$c_0(0)$	$0.209 \pm 0.003$	$0.210 \pm 0.003$
$c_1(0)$	$0.177 \pm 0.002$	$0.174 \pm 0.002$
$d_0(0)$	$-0.188 \pm 0.002$	$-0.188 \pm 0.002$
$d_1(0)$	$-0.072 \pm 0.001$	$-0.070 \pm 0.001$

Видно, что все параметры в пределах ошибок согласуются между собой за исключением  $b_1(0)$ . Величина этого параметра, приведенная в диссертации, близка к современному значению  $b_1(0) = (-0.0882 \pm 0.0028) m_{\pi}^{-1}$ , которое получается из анализа данных по сдвигу и ширине 1S -уровня пионного атома водорода.

Таким образом, показано, что в K-матричном подходе с эффективными лагранжианами удается достичь хорошего описания всех характеристик  $\pi N$ -рассеяния в области энергий  $P_{\pi} < 100 \text{ МэВ/с}$ .

Во второй главе K-матричный подход используется для описания  $\pi N$ -рассеяния при промежуточных энергиях до  $T_{\pi} = 1 \text{ ГэВ}$ . В этой области энергий открываются два неупругих канала – рождение двух  $\pi$ -мезонов и рождение  $\eta$ -мезона. Поэтому K-матричный подход становится

многоканальным. При этом уравнения (3), (4) приобретают вид:

$$K_{ab}(q_a, q_c) = V_{ab}(q_a, q_c) + \int \sum_c V_{ac}(q_a, q_c) \operatorname{Re} G_c(q_c) K_{cb}(q_c, q_b) dq_c \quad (21)$$

$$F_{ab}(q_a, q_c) = K_{ab}(q_a, q_c) + i \sum_c K_{ac}(q_a, q_c) q_c F_{cb}(q_c, q_b). \quad (22)$$

Кроме того, ряд резонансов был обнаружен в  $\pi N$ -системе. В диссертации масса резонанса определяется как положение полюса  $K$ -матрицы.

Для одноканального рассеяния это определение соответствует Брейт-Вигнеровской (БВ) параметризации амплитуды. Действительно, в этом случае вблизи полюса  $K$ -матрица может быть представлена как

$$K = K_\phi + \frac{\beta^2}{M_{\text{рез}} - w}; \quad (23)$$

при этом амплитуда приобретает вид формулы Брейта-Вигнера (БВ):

$$F = \frac{K}{1 - iqK} = \frac{\beta^2 + K_\phi(M_{\text{рез}} - w)}{M_{\text{рез}} - w - iq[\beta^2 + K_\phi(M_{\text{рез}} - w)]} \approx$$

$$\approx \frac{\beta^2}{M_{\text{рез}} - w - iq\beta^2}. \quad (24)$$

В многоканальном случае ситуация становится более сложной. Если фон отсутствует, то амплитуда рассеяния по-прежнему имеет форму многоканального БВ:

$$F_{ab} = \frac{\beta_a \beta_b}{M_{\text{рез}} - w - i \sum_c q_c \beta_c^2} \quad (25)$$

с полной шириной

$$\Gamma = 2 \lim(w \rightarrow M_{\text{рез}}) \sum_c q_c \beta_c^2. \quad (26)$$

Но если фон присутствует, то решение уравнения (22) приводит к формуле, которая не имеет БВ формы даже вблизи резонанса. Необходимо перейти к представлению в собственных каналах. Это означает, что мы определяем новые каналы ( $\alpha, \beta, \gamma \dots$ ) вместо ( $a, b, c \dots$ ) для того чтобы преобразовать  $K$ -матрицу к диагональному виду  $K^0$ :  $K^0 = U^+ K U$ , где  $U$  – унитарная матрица. Как видно из уравнения (22) матрица амплитуд при этом становится тоже диагональной. В приложении "В" диссертации

показано, что в этом представлении только один канал содержит резонанс с  $K$ - матричным элементом:

$$K_{рез} = \sum_{\alpha} \frac{\beta_{\alpha}^2}{M_{рез} - w} + \varphi, \quad (27)$$

где  $\beta_{\alpha}$  - те же самые вершинные функции, что и в уравнении (25), а  $\varphi$  - нерезонансная часть. При этом масса резонанса и его парциальные ширины остаются неизменными. Из вышеизложенного следует, что при параметризации резонансной амплитуды формулу типа БВ можно использовать только в представлении собственных каналов.

Для упругого канала учитываются те же диаграммы, что и на Рис.1, включая все S и P  $\pi N$ -резонансы, статус которых обозначен в таблицах Review of Particle Properties как \*\*\*\*.

Для  $S_{11}$  резонансов лагранжиан взаимодействия выбирался в виде

$$L_{\pi NN^*} = -\frac{g_{\pi NN^*}}{1 + X_{\pi NN^*}} \bar{\psi}_{N^*} \vec{\tau} \left( iX_{\pi NN^*} \vec{\pi} - \frac{1}{M_{N^*} - m} \gamma_{\mu} \partial^{\mu} \vec{\pi} \right) \psi_n, \quad (28)$$

а для  $P_{11}$  резонансов :

$$L_{\pi NN^*} = -\frac{g_{\pi NN^*}}{1 + X_{\pi NN^*}} \bar{\psi}_{N^*} \gamma_5 \vec{\tau} \left( iX_{\pi NN^*} \vec{\pi} - \frac{1}{M_{N^*} - m} \gamma_{\mu} \partial^{\mu} \vec{\pi} \right) \psi_n. \quad (29)$$

Для  $S_{31}$ - и  $P_{31}$ -резонансов использовались формулы такого же вида с заменой оператора изоспина  $\vec{\tau}$  на оператор перехода  $T_{3/2} \rightarrow T_{1/2}$ . Для резонансов со спином 3/2 возможна только псевдовекторная связь.

В этом случае

$$L_{\pi NN^*} = -\frac{g_{\pi NN^*}}{M_{N^*} + m} \bar{\psi}_{N^*}^{\mu} \theta_{\mu\nu} \vec{\tau} \psi_n \partial^{\nu} \vec{\pi}, \quad (30)$$

$$\theta_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \left( Z_{N^*} + \frac{1}{2} \right) \gamma_{\mu} \gamma_{\nu}. \quad (31)$$

При образовании  $\eta$ -мезонов рассматривается два механизма – резонансный и  $t$ -канальный обмен  $a_0$ -мезоном. Соответствующие лагранжианы взаимодействия выбирались в виде

$$L_{\eta NN^*} = -\frac{g_{\eta NN^*}}{1 + X_{\eta N^*}} \bar{\psi}_{N^*} \left( iX_{\eta N^*} - \frac{1}{M_{N^*} - m} \gamma_{\mu} \partial^{\mu} \right) \eta \psi_n \quad (32)$$

для S-резонансов ,

$$L_{\eta NN^*} = -\frac{g_{\eta NN^*}}{1 + X_{\eta N^*}} \bar{\psi}_{N^*} \gamma_5 \left( iX_{\eta N^*} + \frac{1}{M_{N^*} + m} \gamma_\mu \partial^\mu \right) \eta \psi_n \quad (33)$$

для P-резонансов. Для обмена  $a_0$ -мезоном

$$L_{a_0 NN} = g_{a_0 NN} \bar{\psi} \tau \psi a_0, \quad (34)$$

$$L_{a_0 \pi \eta} = m_\eta g_{a_0 \pi \eta} a_0 \pi \eta. \quad (35)$$

Рождение двух  $\pi$ -мезонов играет второстепенную роль в данном анализе, поэтому двухпионный распад был параметризован как распад на скалярный-изоскалярный мезон  $\phi$  для T= 1/2-резонансов и скалярный-изовекторный мезон  $\xi$  для T= 3/2-резонансов.

По формулам (28-35) вычислялись элементы K-матрицы, а затем находились амплитуды для различных каналов решением системы (22). Для нахождения параметров полученные амплитуды подгонялись к результатам фазового анализа Абаева и Круглова, а также к решению SM02 при фиксированных энергиях Университета Дж. Вашингтона.

Массы и парциальные ширины распада резонансов рассматривались как свободные параметры, полученные значения их приведены в Таблице 3. Остальные параметры, приведенные в этой таблице, определены следующим образом:

$$G_{\sigma \eta} = \frac{g_{\eta \eta \sigma} g_{\sigma NN}}{m_\sigma^2}, \quad G_{a_0} = \frac{g_{a_0 \pi \sigma} g_{a_0 NN}}{m_{a_0}^2}. \quad (36)$$

Найденные значения параметров  $g_{\pi NN}$ ,  $g_{\pi N \Delta}$  и  $Z$  в пределах ошибок совпадают с аналогичными величинами, полученными при анализе низкоэнергетического  $\pi N$ -рассеяния и приведенными в Таблице 1. Значение параметра  $\kappa=3.4 \pm 0.1$  (отношение векторной к тензорной констант связи  $\rho NN$ -взаимодействия) совпадает с величиной  $\kappa=3.4$ , которая получается в теории векторной доминантности.

Полученные новые значения параметров резонансов близки к аналогичным величинам, приведенным в PDG. Однако здесь следует учесть, что параметры резонансов, приведенные в PDG, имеют довольно большой разброс значений, полученных в разных работах.

На Рис.3 показана зависимость вычисленных S- и P-волновых амплитуд от энергии вместе с результатами фазового анализа при фиксированных энергиях SM02. Хорошее согласие вычисленных амплитуд (общее значение  $\chi^2 = 1.4$  для всех амплитуд) и результатов фазового анализа позволяет сделать вывод, что для описания S- и P- амплитуд  $\pi N$ -рассеяния

до энергий  $T_\pi < 1$  ГэВ, при существующих ошибках экспериментальных данных, достаточно учитывать только хорошо установленные четырёхзвёздочные  $\pi N$ -резонансы. Для изучения возможного вклада других резонансов необходимы более подробные экспериментальные данные (с меньшими погрешностями), а также анализ в более широком интервале энергий.

Таблица 3.

Параметры модели. Величины  $G$  имеют размерность  $\text{ГэВ}^{-2}$ , а массы и ширины – МэВ. Для распада  $P_{11}(1440) \rightarrow \eta N$  приведена константа связи.

резонанс	параметр	значение	резонанс	параметр	значение
$P_{11}(1440)$	$M$	$1468. \pm 10.$	$P_{13}(1720)$	$M$	$1754. \pm 10.$
	$\Gamma_{\text{впр}}$	$248. \pm 18.$		$\Gamma_{\text{впр}}$	$65. \pm 19.$
	$G_\eta$	$1.63 \pm 0.20$		$\Gamma_{\pi\pi}$	$292 \pm 78.$
	$\Gamma_{\pi\pi}$	$173. \pm 14.$		$Z$	$-0.5 \pm 0.005$
$S_{11}(1535)$	$M$	$1548. \pm 8.$	$P_{31}(1910)$	$M$	$2060. \pm 57.$
	$\Gamma_{\text{впр}}$	$102. \pm 8.$		$\Gamma_{\text{впр}}$	$40. \pm 15.$
	$\Gamma_\eta$	$172. \pm 20.$		$\Gamma_{\pi\pi}$	$235 \pm 58$
	$\Gamma_{\pi\pi}$	$9. \pm 2.$		$G_\rho^V$	$35.3 \pm 8.0$
$S_{11}(1650)$	$M$	$1688. \pm 6.$	$G_{\sigma\pi}$	$20.3 \pm 0.7$	
	$\Gamma_{\text{впр}}$	$249. \pm 18.$	$k$	$3.4 \pm 0.1$	
	$\Gamma_\eta$	$32. \pm 5.$	$g_{\pi NN}$	$13.07 \pm 0.07$	
	$\Gamma_{\pi\pi}$	$53. \pm 5.$	$X_{\pi N}$	$0.109 \pm 0.006$	
$P_{11}(1710)$	$M$	$1743. \pm 12.$	$g_{\pi N\Delta}$	$28.8 \pm 0.2$	
	$\Gamma_{\text{впр}}$	$1.0 \pm 0.8$	$Z_\Delta$	$-0.229 \pm 0.006$	
	$\Gamma_\eta$	$277. \pm 36.$	$G_{\sigma\eta}$	$-33. \pm 10.$	
	$\Gamma_{\pi\pi}$	$196. \pm 21.$	$G_{a0}$	$20. \pm 2.$	
$S_{31}(1620)$	$M$	$1627. \pm 6.$			
	$\Gamma_{\text{впр}}$	$75. \pm 3.$			
	$\Gamma_{\pi\pi}$	$83. \pm 6.$			

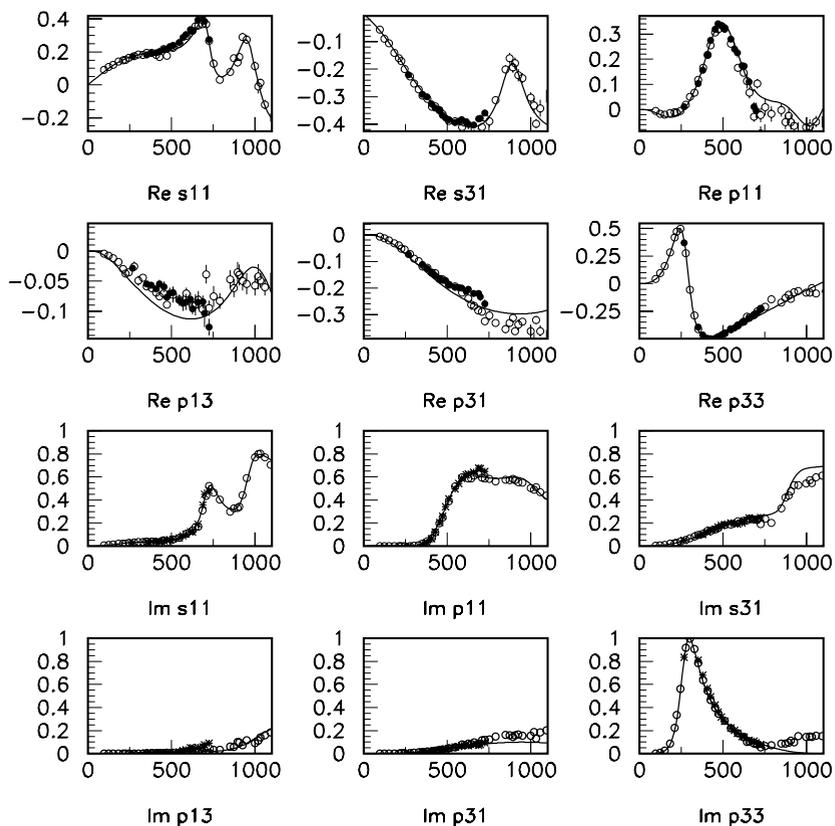


Рисунок 3

Парциальные амплитуды рассеяния. Кривая – результаты расчета. Точки, обозначенные символом  $\circ$ , – фазовый анализ SM02, а \* –Абаева и Круглова

Третья глава посвящена описанию образования  $\eta$ -мезонов в реакции  $\pi p \rightarrow \eta n$ . Интерес к этой реакции вызван возможным существованием связанных состояний  $\eta$ -мезонов с ядром, а также резким ростом сечения реакции вблизи порога. Такое поведение сечения обычно связывают с  $S_{11}(1535)$  резонансом, масса которого близка к порогу образования  $\eta$ -мезонов ( $\sqrt{s} = 1487$  МэВ). Однако динамическое содержание этой картины маскируется резким изменением фазового объема из-за большой массы  $\eta$ -мезона по сравнению с массой пиона. Так на Рисунке 4 данные по

зависимости от энергии полного сечения рождения  $\eta$ -мезонов, полученные в BNL (Morrison), показаны как функция импульса  $\eta$ -мезона в системе центра масс. Из рисунка видно, что эти данные хорошо описываются линейной функцией. Это значит, что в полном сечении в этой области энергий доминирует S-волна.

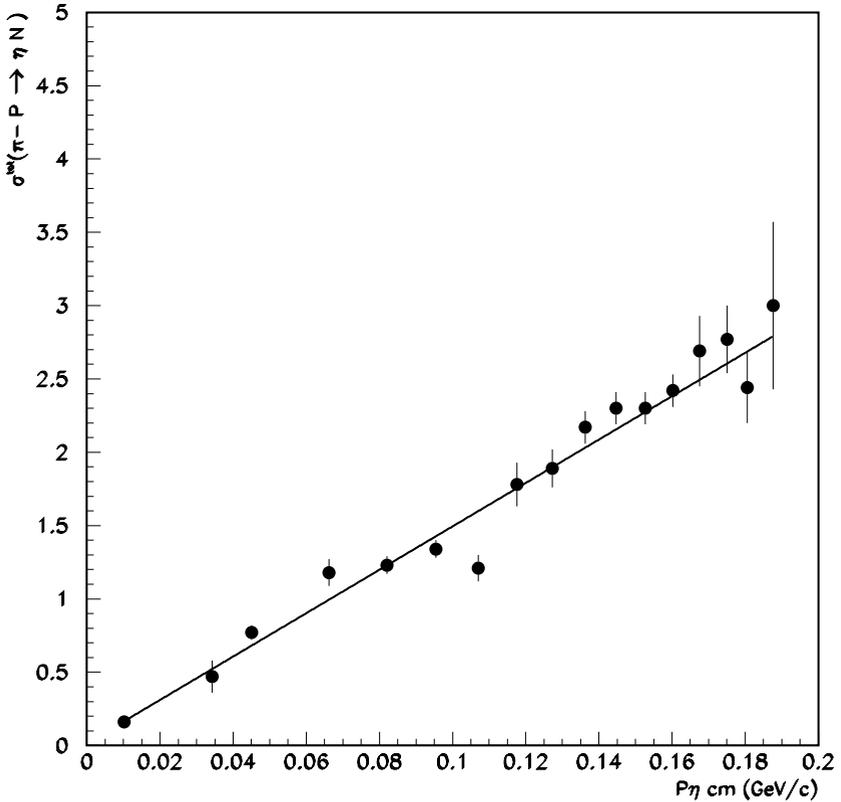


Рисунок 4.

Зависимость полного сечения рождения  $\eta$ -мезонов от импульса  $\eta$ -мезона в системе центра масс.

Точки – данные BNL, прямая линия – результат фита

Из наклона прямой можно получить ограничение на мнимую часть амплитуды  $\eta N$ -рассеяния. Пользуясь инвариантностью относительно

обращения времени и сохранением изоспина, для изоспина 1/2 получаем

$$f = f_{\pi N \rightarrow \eta N} = f_{\eta N \rightarrow \pi N}, \quad (37)$$

$$\sigma_{\eta N \rightarrow \pi N} = \frac{p_\pi}{p_\eta} |f|^2 = \left( \frac{p_\pi}{p_\eta} \right)^2 \sigma_{\pi N \rightarrow \eta N} = \frac{3}{2} \left( \frac{p_\pi}{p_\eta} \right)^2 \sigma_{\pi^- p \rightarrow \eta n}, \quad (38)$$

а использование оптической теоремы

$$\begin{aligned} \text{Im } a_{\eta\eta} &= \frac{p_\eta}{4\pi} \sigma_{\eta N}^{\text{tot}} = \frac{p_\eta}{4\pi} (\sigma_{\eta n \rightarrow \pi N} + \sigma_{\eta n \rightarrow 2\pi N} + \sigma_{\eta n \rightarrow \eta n}) = \\ &= \frac{3p_\pi^2}{8\pi p_\eta} \sigma_{\pi^- p \rightarrow \eta n} + \frac{p_\eta}{4\pi} (\sigma_{\eta n \rightarrow 2\pi N} + \sigma_{\eta n \rightarrow \eta n}), \end{aligned} \quad (39)$$

дает в результате

$$\text{Im } a_{\eta\eta} \geq \frac{3p_\pi^2}{8\pi p_\eta} \sigma_{\pi^- p \rightarrow \eta n}. \quad (40)$$

Из данных Morrison, полученных в BNL, таким способом извлекаем

$$\text{Im } a_{\eta\eta} \geq 0.172 \pm 0.009 \text{ fm}, \quad (41)$$

что значительно меньше значения

$$\text{Im } a_{\eta\eta} \geq 0.24 \pm 0.02 \text{ fm}, \quad (42)$$

полученного в работе Winnie по старым данным.

Однако реальная часть длины упругого  $\eta N$ -рассеяния, от величины которой зависит существование  $\eta$ -мезонных ядер, не может быть определена непосредственно из измерений сечения реакции  $\pi^- p \rightarrow \eta n$  вблизи порога. Действительно, если пренебречь малым сечением рождения двух пионов, то S-волновая амплитуда этой реакции имеет вид

$$F_{\pi\eta} = \sqrt{1 - \lambda^2} \frac{\exp\{2i(\delta_{\eta\eta} + \delta_{\pi\pi})\}}{2\sqrt{p_\eta p_\pi}}, \quad (43)$$

а амплитуда упругого  $\eta N$ -рассеяния

$$F_{\eta\eta} = \frac{\lambda \exp(2i\delta_{\eta\eta}) - 1}{2ip_\eta}, \quad (44)$$

где  $\delta_{\eta\eta}$  и  $\delta_{\pi\pi}$  – фазы упругого рассеяния  $\eta$ -мезона и  $\pi$ -мезона на нуклоне,

$\lambda$ -параметр неупругости, а  $p_\eta$  и  $p_\pi$  -соответствующие импульсы в системе центра масс. Длина  $\eta N$ -рассеяния определяется как

$$a_{\eta\eta} = \lim_{p_\eta \rightarrow 0} F_{\eta\eta} = \lim_{p_\eta \rightarrow 0} \left( \frac{\delta_{\eta\eta}}{p_\eta} + i \frac{1-\lambda}{p_\eta} \right), \quad (45)$$

Отсюда видно, что  $Re(a_{\eta\eta})$  определяется фазой  $\delta_{\eta\eta}$  в то время, как сечение рождения  $\eta$ -мезонов

$$\sigma_{\pi\eta} = 4\pi \frac{p_\eta}{p_\pi} |F_{\pi\eta}|^2 = \frac{\pi}{p_\pi} (1-\lambda^2) \quad (46)$$

не зависит от  $\delta_{\eta\eta}$ . В результате величина  $Re(a_{\eta\eta})$  является модельно зависимой, и для ее определения необходим подход, который описывает все связанные каналы реакции. В диссертации проводится одновременный анализ всех данных по упругому  $\pi N$ -рассеянию, а также полным и дифференциальным сечениям реакции  $\pi p \rightarrow \eta n$  вблизи порога. Вычисленные полные сечения этой реакции показаны на Рисунке 5 вместе с имеющимися экспериментальными данными. На этом рисунке пунктирной линией показан вклад в сечение S- волны. Минимум сечения в районе 1000 МэВ/с можно интерпретировать как результат деструктивной интерференции вкладов  $S_{11}(1535)$  и  $S_{11}(1650)$ -резонансов. В этой области энергий S-волновую  $K$ -матрицу можно представить в виде

$$K_{\pi\eta} = K_\delta + \frac{\alpha_\pi^1 \alpha_\eta^1}{M_1 - w} + \frac{\alpha_\pi^2 \alpha_\eta^2}{M_2 - w}, \quad (47)$$

где  $K_\delta$  - вклад фона, а  $\alpha$ - соответствующие вершинные функции резонансов. Из уравнения (47) видно, что существует такая энергия  $M_1 < w_0 < M_2$ , для которой  $K_{\pi\eta}(w_0)=0$ .

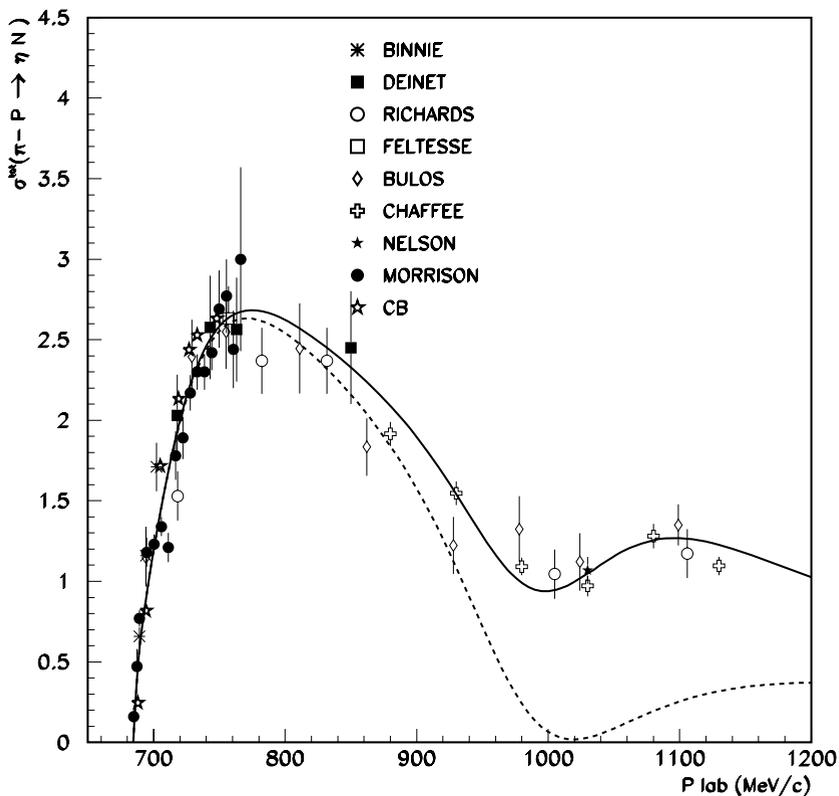


Рисунок 5.

Зависимость полного сечения рождения  $\eta$ -мезонов от энергии. Сплошная кривая- результат полного вычисления, а пунктирная показывает вклад S-волны

На Рисунке 6 вычисленные дифференциальные сечения сравниваются с экспериментальными данными. И в этом случае наблюдается удовлетворительное согласие. Видно, что учет обмена  $a_0$ -мезоном приводит к улучшению согласия с экспериментальными данными (величина  $\chi^2$  уменьшается на 10%).

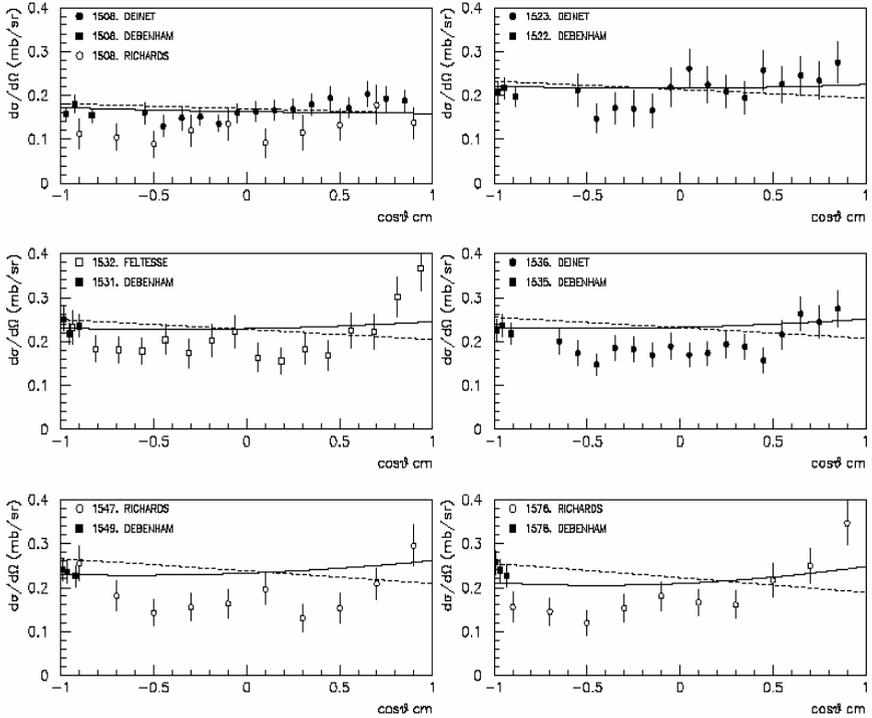


Рисунок 6

Дифференциальные сечения рождения  $\eta$ -мезонов. Сплошная кривая-результат полного вычисления, а пунктирная соответствует вычислениям без учета обмена  $a_0$  мезоном

Полученное в диссертации значение длины  $\eta N$ -рассеяния равно:

$$a_{\eta\eta} = \left[ 0.47 \pm 0.09 + i(0.18 \pm 0.03) \right] \text{ фм} \quad (48)$$

В четвертой главе проведен  $K$ -матричный анализ  $\pi N$ -взаимодействия в области энергий  $T_\pi < 250$  МэВ с целью поиска нарушения сохранения изоспина. При этих энергиях процессом образования двух  $\pi$ -мезонов можно пренебречь. Для построения  $K$ -матрицы используются те же

диаграммы (Рисунок 1), но в формализме зарядовых каналов, и изоспиновая симметрия не предполагается. Рассматриваются  $\pi^+p$ - и  $\pi^0p$ -каналы, так как для них можно провести сравнение с экспериментальными данными. При этом  $\pi^+p$ -рассеяние является одноканальной реакцией, а  $\pi^0p$ -двухканальной, поскольку возможна реакция перезарядки. Лагранжианы (14-20) модифицируются для того, чтобы учесть физические массы частиц в начальном и конечном состояниях. Константы связи и массы промежуточных частиц в общем случае могут быть различными для различных каналов. При данном наборе параметров, по диаграммам Рисунка 1 вычисляется адронная часть амплитуды и для сравнения с экспериментальными данными к ней добавляется электромагнитное взаимодействие.

Изоспиновая симметрия предполагает равенство масс частиц, входящих в изоспиновый мультиплет. Однако физические значения масс немного разные. Существует два источника для этого различия – вклад электромагнитного взаимодействия в массу и различие масс кварков КХД. Последнее приводит к нарушению изоспина в сильных взаимодействиях. Однако обычно влияние разности масс частиц на амплитуду  $\pi N$ -рассеяния учитывается как часть чисто электромагнитных поправок. Эти поправки играют существенную роль в фазовом анализе, поэтому их вычисление различными способами важно с точки зрения надежности. В  $K$ -матричном подходе различие масс частиц учитывается использованием физических масс при вычислении диаграмм на рис.1. Вычисление поправок проводилось в два этапа – сначала вычислялись амплитуды с физическими значениями масс, а затем с массами, предложенными группой NORDITA для изоспиново-симметричного случая (масса нуклона равна массе протона, а масса пиона равна массе  $\pi^+$ ). На Рисунке 7 наиболее существенная поправка  $\Delta_3$  к фазе рассеяния с угловым моментом  $J=3/2$  (сплошная линия) показана вместе с результатами вычислений по дисперсионным соотношениям группы NORDITA (пунктирная линия).

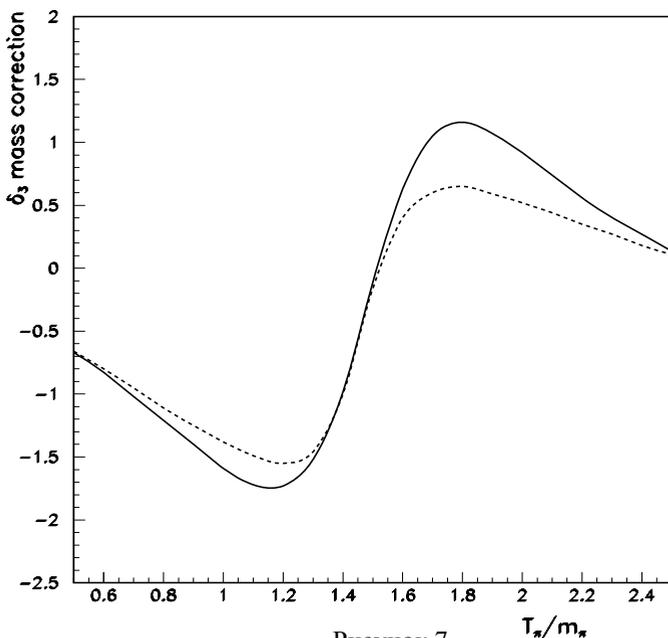


Рисунок 7  
 Зависимость от энергии поправки  $\Delta_3$ . Сплошной линией показан результат настоящей работы, пунктирной – группы NORDITA

Поскольку в NORDITA учитывались только разности масс внешних частиц, но не промежуточных, и результаты основаны на очень старых экспериментальных данных, согласие можно считать удовлетворительным. Следует отметить, что в отличие от фазового анализа в рассматриваемом  $K$ -матричном подходе нет необходимости вычислять поправки на разность масс частиц. Оставшаяся часть электромагнитных поправок учитывалась по результатам группы NORDITA. Однако результаты вычислений показали, что включение этой части приводит к незначительным изменениям параметров, находящимся в пределах ошибки их определения, и поэтому в дальнейшем она не учитывалась.

Для нахождения параметров использовалась стандартная программа MINUIT. В набор экспериментальных данных включены все мировые данные из базы данных SAID (примерно 2000 экспериментальных точек). На Рисунке 8 фазы рассеяния, вычисленные в изоспиново-симметричном варианте, сравниваются с результатами фазовых анализов KN80 и FA02

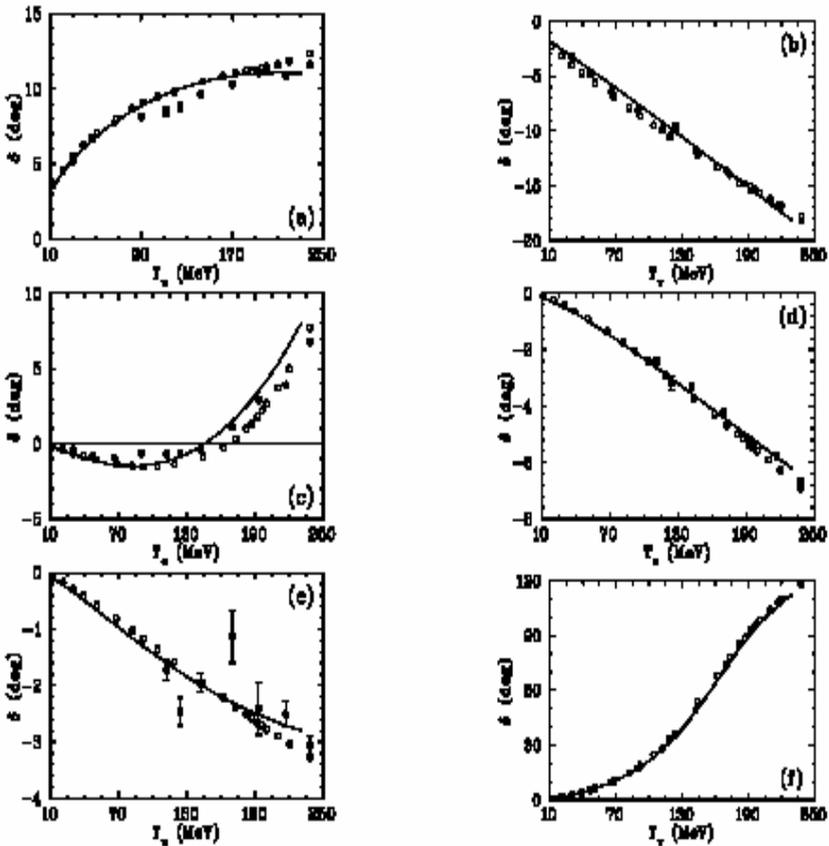


Рисунок 8

Зависимость фаз рассеяния от энергии. Сплошной линией показан результат настоящей работы, ● - FA02 ; ■ - KN80

Видно, что вычисленные в этом случае фазы рассеяния не противоречат результатам широко известных фазовых анализов. Полученное значение

$$\frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi} = 13.80 \text{ хорошо согласуется с величиной } \frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi} = 13.75 \pm 0.10,$$

полученной в фазовом анализе FA02.

В качестве следующего шага для того, чтобы уменьшить число свободных параметров, предполагалось, что константы связи изоспиново

инвариантны. Таким образом, находилось 9 параметров – 7 из набора “А”, а также  $M_{\Delta^{++}}$  и  $M_{\Delta^0}$ . Полученные значения параметров из набора “А” приведены в таблице 4, а в таблице 5 массы и ширины  $\Delta$ -резонансов сравниваются с результатами предыдущих работ.

Таблица 4

Полученные параметры модели. Величины  $G_{\rho}^V$  и  $G_{\sigma\pi}$  приведены в ГэВ<sup>2</sup>

$G_{\rho}^V$	$G_{\sigma\pi}$	k	$g_{\pi NN}^2 / 4\pi$	$x_{\pi N}$	$g_{\pi N\Delta}$	$Z_{\Delta}$
$44.7 \pm 3.0$	$24.5 \pm 0.7$	$2.9 \pm 0.4$	$13.8 \pm 0.1$	$0.05 \pm 0.01$	$28.91 \pm 0.07$	$-0.332 \pm 0.008$

Таблица 5

Массы и ширины  $\Delta(1232)$  резонанса. Все величины приведены в МэВ

	$M_{\Delta^{++}}$	$M_{\Delta^0}$	$M_{\Delta^0} - M_{\Delta^{++}}$	$\Gamma_{\Delta^{++}}$	$\Gamma_{\Delta^0}$	$\Gamma_{\Delta^0} - \Gamma_{\Delta^{++}}$
Данная работа	$1230.5 \pm 0.2$	$1233.40 \pm 0.22$	$2.86 \pm 0.3$	$112.2 \pm 0.7$	$116.9 \pm 0.7$	$4.66 \pm 1.00$
Koch и др.	$1230.9 \pm 0.3$	$1233.6 \pm 0.5$	$2.7 \pm 0.38$	$111.0 \pm 1.0$	$113.0 \pm 1.5$	$2.0 \pm 1.0$
Pedroni и др.	$1231.1 \pm 0.2$	$1233.8 \pm 0.2$	$2.7 \pm 0.4$	$111.3 \pm 0.5$	$117.9 \pm 0.9$	$6.6 \pm 1.0$
Абаев и др.	$1230.5 \pm 0.3$	$1233.1 \pm 0.2$	$2.6 \pm 0.4$			$5.1 \pm 1.0$
Arndt и др.			$1.74 \pm 0.15$			$1.09 \pm 0.64$
Bugg	$1231.0 \pm 0.3$	$1232.85 \pm 0.3$	$2.16 \pm 0.4$	$115.0 \pm 0.9$	$118.3 \pm 0.9$	$3.3 \pm 1.3$

Ширины  $\Delta$ -резонансов вычислены по формуле (26). Различия в ширинах  $\Delta$ -резонансов имеют два источника: различие в фазовом объеме из-за разных масс (это дает 3.7 МэВ) и различные массы конечных частиц в  $\Delta^0 \rightarrow \pi^0 n^-$  и  $\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ p^-$  распадах (это дает 0.9 МэВ). С учетом этого получено отношение ширин  $\Gamma_{\Delta^0 \rightarrow \pi^0 n} / \Gamma_{\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ p} = 2.024$  вместо 2.0 при сохраняющемся изospине.

В фазовых анализах Bugg и Абаев  $\pi^+p$ - и  $\pi^-p$ - рассеяния анализировались независимо, и из экспериментальных данных были получены величины  $\delta_{33}^{++}$ ,  $\delta_{33}^0$  и  $\eta_{33}^0$  по формулам

$$f_{\pi^+p}^{3/2} = \frac{\exp(2i\delta_{33}^{++}) - 1}{2iq_{\pi^+}}, \quad (49)$$

$$f_{\pi^-p}^{3/2} + \sqrt{2}f_{\pi^-p \rightarrow \pi^0n}^{3/2} = \frac{\eta_{33}^0 \exp(2i\delta_{33}^0) - 1}{2iq_{\pi^-}}. \quad (50)$$

На Рисунках 9, 10 вычисленные значения  $\delta_{33}^{++}$  -  $\delta_{33}^0$  и  $\eta_{33}^0$  сравниваются с результатами фазовых анализов.

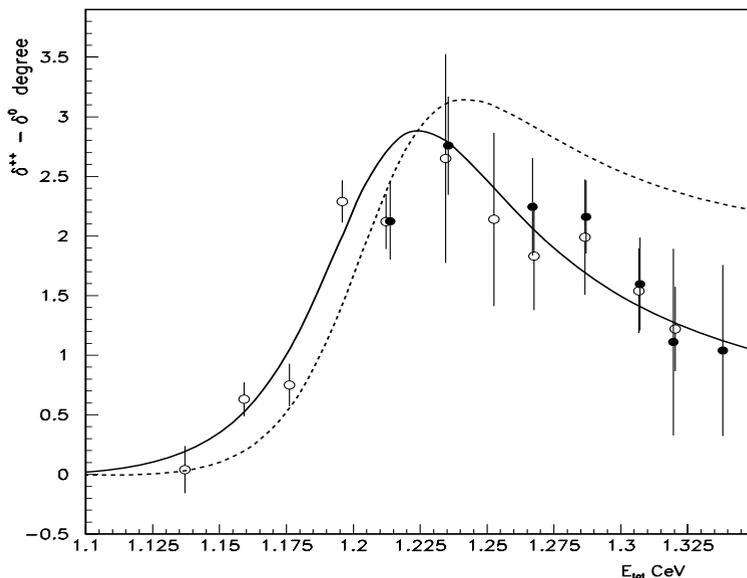


Рисунок 9

Сплошная линия – энергетическая зависимость разности  $\delta_{33}^{++}$  -  $\delta_{33}^0$

фазовых сдвигов. Пунктирная линия соответствует случаю, когда  $g_{\pi^+p\Delta}$

увеличена на 1% по сравнению с соответствующими константами в других заряженных каналах. Символами ● и ○ обозначены результаты из работы Абаева и Бага, соответственно

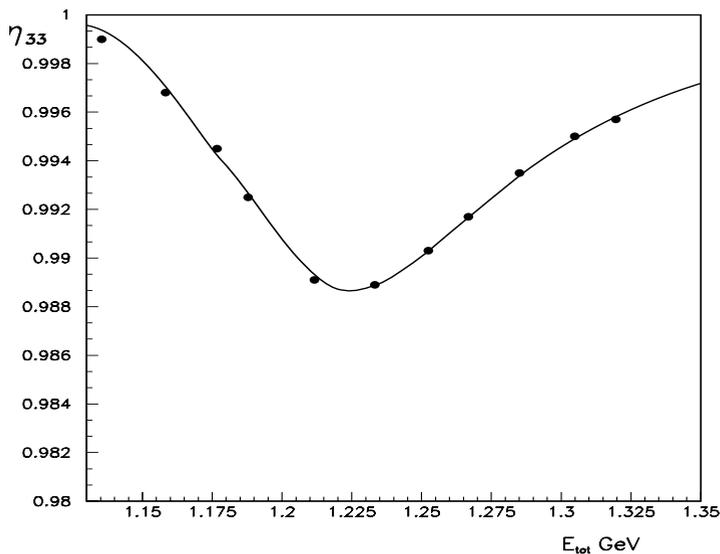


Рисунок 10

Энергетическая зависимость параметра неупругости  $\eta_{33}^0$

Символом ● обозначены результаты из работы Багга

Как видно из рисунков, наблюдается хорошее согласие во всей области энергий. Разность фаз  $\delta_{33}^{++} - \delta_{33}^0$  зависит в основном от разности масс  $M_{\Delta}^0$  и  $M_{\Delta}^{++}$ , а величина параметра неупругости  $\eta_{33}^0$  определяется разностью импульсов пионов в системе центра масс  $q_{\pi^0} - q_{\pi^-}$  при распаде  $\Delta^0$ -резонанса на  $\pi^0 p$  и  $\pi^- p$ . Следует отметить, что график с  $\Delta$ -резонансом дает вклад не только в P-волну но и в S-волну за счет релятивистских поправок. Поэтому обнаруженная разность масс  $\Delta^0$  и  $\Delta^{++}$ -резонансов приводит к небольшому  $\leq 1\%$  нарушению изоспина в  $S_3$ -волне (то есть отличию  $S_3$ -волны в  $\pi^+ p$ -рассеянии от  $S_3$ -волны, полученной из  $\pi^- p$ -рассеяния по изоспиновым соотношениям).

На следующем этапе некоторые из констант связи предполагались разными для различных зарядовых каналов. Однако статистически достоверных различий (значительно уменьшающих  $\chi^2$ ) обнаружено не

было. Более того, фит дает равные константы связи  $g_{\pi N\Delta}$  для всех зарядовых каналов с ошибкой  $\leq 0.2\%$ . Для иллюстрации на Рис. 9 пунктирной линией показаны вычисленные значения разности  $\delta_{33}^{++} - \delta_{33}^0$  фазовых сдвигов для случая, когда константа  $g_{\pi^+ p\Delta}$  увеличена на 1% по сравнению с соответствующими константами в других заряженных каналах.

Еще одним источником нарушения изоспина является  $\rho\omega$ -смешивание. Такой механизм часто привлекается для объяснения нарушения изоспина в NN-взаимодействии. Диаграмма этого процесса представляет собой  $t$ -канальный обмен, при котором  $\omega$ -мезон испускается нуклоном, затем через взаимодействие  $g_{\rho\omega}\omega_{\mu}\rho^{0\mu}$  превращается в  $\rho^0$ -мезон, который распадается на два  $\pi$ -мезона. Величина константы  $g_{\rho\omega}=(4.5 \pm 0.6) 10^{-3} \text{ ГэВ}^2$  была определена Куном и Барретом из данных по  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ -процессу. В диссертации показано, что учет  $\rho\omega$ -смешивания приводит к значительному нарушению изоспина при малых энергиях. Так, длина  $\pi p$ -рассеяния изменяется на  $\sim 7\%$ . Еще больший эффект наблюдается для изоскалярной длины  $\pi N$ -рассеяния вследствие малости этой величины. Однако в ряде теоретических работ на основе расчетов по кварковым моделям было найдено, что величина  $g_{\rho\omega}$  не является константой, а зависит от  $q^2$  и для  $t$ -канального обмена может быть близкой к нулю. Для проверки этого результата в диссертации проведен  $K$ -матричный анализ экспериментальных данных, в котором константа  $g_{\rho\omega}$  рассматривалась как свободный параметр. Было получено, что  $\chi^2$  слабо зависит от величины этого параметра и его минимум достигается при  $g_{\rho\omega} \sim 0$ , что подтверждает результаты кварковых моделей.

Особое место в данных по  $\pi N$ -рассеянию занимает явление деструктивной интерференции S- и P-волн. Это явление связано с различной зависимостью от энергии S и P-волновых частей амплитуды рассеяния. При этом для углов  $\theta_{\pi} = 0^{\circ}$  или  $180^{\circ}$  (при этих углах амплитуда с переворотом спина обращается в ноль) существует “магическая” энергия, в области которой сечение имеет резкий минимум вследствие сокращения S- и P-волновых частей амплитуды. Положение этого минимума является хорошим тестом для проверки различных моделей. На Рисунке 11 показана вычисленная зависимость от энергии дифференциального сечения упругого рассеяния  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$  для среднего значения угла рассеяния  $\theta_{\pi}=175^{\circ}$ . На этом же рисунке приведены экспериментальные данные по этой же зависимости, полученные в PSI. Видно, что на интервале энергий  $\approx 40$  МэВ сечение изменяется почти в 40 раз. При этом результаты расчётов хорошо воспроизводят как положение минимума, так и форму сечения.

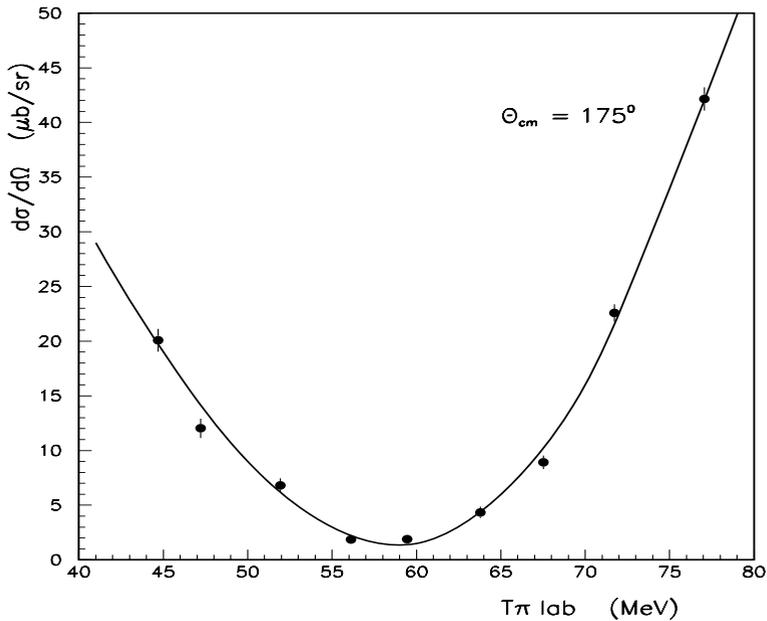


Рисунок 11

Зависимость от энергии дифференциального сечения упругого рассеяния  $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$  для среднего значения угла рассеяния  $\theta_{\pi}=175^{\circ}$ . Сплошная кривая- результат расчета, ● - экспериментальные данные, полученные в PSI

В работах Gibbs и Matsinos было обнаружено нарушение изоспина на уровне 7% в ”соотношении треугольника”

$$f(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) = \frac{f(\pi^+ p) - f(\pi^- p)}{\sqrt{2}} \quad (51)$$

при энергиях  $T_{\pi} \sim 30 - 70$  МэВ. В диссертации показано, что этот результат является следствием независимого анализа данных по упругому  $\pi p$ -рассеянию и реакции перезарядки, которые являются реально связанными каналами, а также использованием старой базы данных. Так добавление новых данных по реакции перезарядки полученных коллаборацией Crystal Ball, уменьшает рассогласование в ”соотношении треугольника” до 2.1%. На Рисунках 12,13 эти данные показаны вместе с

результатами расчетов. Следует отметить, что вычисленные сечения являются предсказанием, поскольку экспериментальные данные не были включены в фит. Из Рисунков 12,13 видно, что между результатами вычислений и экспериментальными данными наблюдается хорошее согласие при всех энергиях.

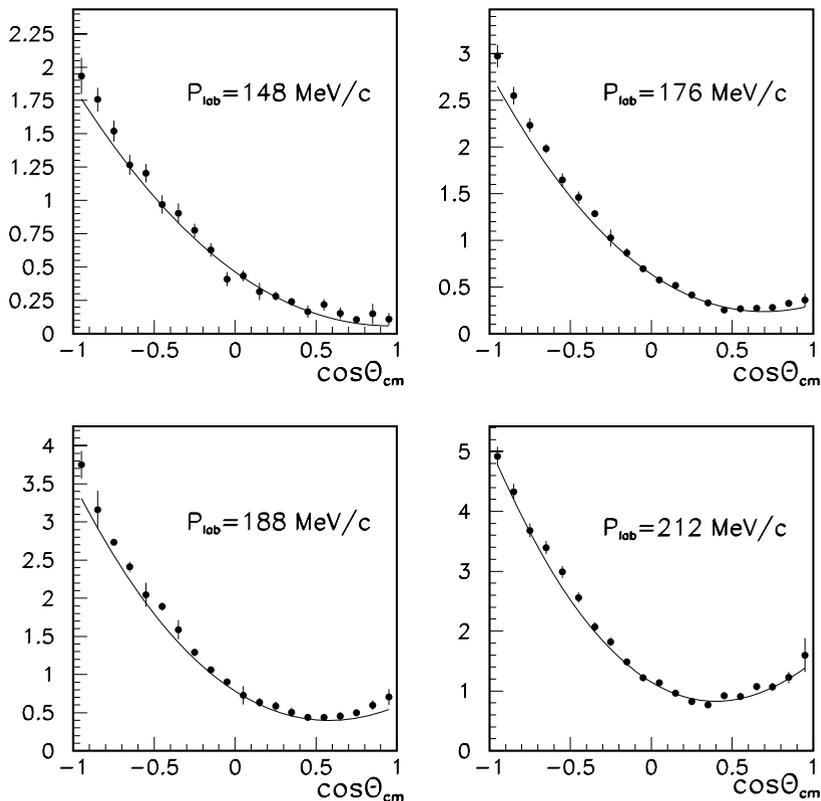


Рисунок 12

Дифференциальные сечения реакции перезарядки. Сплошная линия – результаты расчета. Экспериментальные данные – результаты коллаборации Crystall Ball

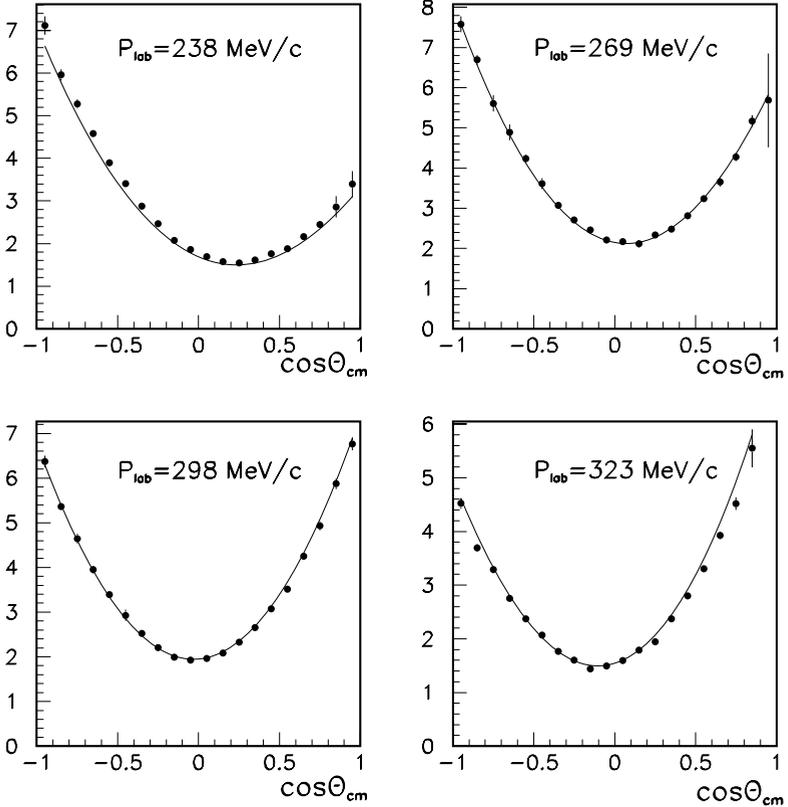


Рисунок 13

Дифференциальные сечения реакции перезарядки. Сплошная линия – результаты расчета. Экспериментальные данные – результаты коллаборации Crystall Ball

## НА ЗАЩИТУ ВЫНОСЯТСЯ СЛЕДУЮЩИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ:

1. Разработан многоканальный  $K$ -матричный подход с эффективными лагранжианами для анализа экспериментальных данных по  $\pi N$ -взаимодействию. Показано, что в данном подходе происходит естественное разделение амплитуды рассеяния на резонансную и фоновую части. В одноканальном случае вклад фона в амплитуду рассеяния обращается в ноль при энергии, равной массе резонансов, определённой как полюс  $K$ -матрицы. В многоканальном случае это же происходит в представлении собственных каналов.
2. В рамках разработанного подхода получено хорошее ( $\chi^2 \sim 1.4$ ) описание всех имеющихся экспериментальных данных по упругому  $\pi N$ -рассеянию в интервале энергии  $T_{\pi} \leq 1$  ГэВ. В низкоэнергетической области определены длины, объёмы  $\pi N$ -рассеяния, а также константа связи  $g_{\pi NN}$ , которые хорошо согласуются с мировыми данными.
3. Показано, что для описания данных в этой области энергий достаточно учитывать только четырёхзвёздочные  $\pi N$ -резонансы. Определены новые значения масс и парциальных ширин этих резонансов. Для надёжного определения параметров других резонансов необходимы экспериментальные данные с большей точностью и анализ в более широком интервале энергий.
4. Получено хорошее описание данных по полным и дифференциальным сечениям  $\pi^+ p \rightarrow \eta n$ -реакции. Определено новое значение длины  $\eta N$ -рассеяния  $a_{\eta n} = [0.47 \pm 0.09 + i(0.18 \pm 0.03)]$  фм.
5. Из данных по сечениям реакции  $\pi^+ p \rightarrow \eta n$ , полученных в BNL, безмодельным путём определена новая нижняя граница мнимой части  $\eta N$ -длины рассеяния  $\text{Im } a_{\eta n} \geq 0.172 \pm 0.009$  фм.
6. Показано, что минимум в полных сечениях реакции  $\pi^+ p \rightarrow \eta n$  в районе  $P_{\text{лаб}} \sim 1000$  МэВ/с может быть объяснен деструктивной интерференцией вкладов  $S_{11} (1535)$  и  $S_{11} (1650)$  резонансов в  $S$ -волне.
7. Впервые проведен  $K$ -матричный анализ экспериментальных данных с использованием физических масс частиц, входящих в Фейнмановские диаграммы и не предполагающий изоспиновую симметрию. Определены новые значения масс и ширин  $\Delta^0$  и  $\Delta^{++}$  из экспериментальных данных. В настоящее время эти величины включены в новое издание сборника Review of Particle Physics. Показано, что константы связи  $\pi^+, \pi^-, \pi^0$ -мезонов с  $\Delta$ -резонансом совпадают в пределах 0.2 %.
8. В  $K$ -матричном подходе разработан новый метод определения поправок к фазовым сдвигам за счёт разности масс частиц.

9. В проведенном анализе найдено, что константа  $\rho\omega$ -смешивания  $g_{\rho\omega}$  зависит от  $q^2$  и при малых  $q^2$  близка к 0, что совпадает с предсказаниями кварковых моделей.

10. Получено хорошее описание новых прецизионных данных по реакции перезарядки, измеренных в BNL Crystall Ball коллаборацией в широком интервале энергий  $P_\pi = 148 - 323$  МэВ/с. Включение этих данных в проведенный анализ привело к уменьшению нарушения в “соотношении треугольника” с 7%, найденного в работах Gibbs и Matsinos, до 2.1%.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах

1. P.F.A. Goudsmit, H.J. Leisi, E. Matsinos B.L. Birbrair, A.B. Gridnev. The extended tree-level model for the pion-nucleon interaction. Nucl.Phys. A575, 673-706 (1994).
2. B.L. Birbrair, A.B. Gridnev. Isospin violation effects in the extended tree-level model for the pion-nucleon scattering. Phys. Lett. B335, 6-10 (1994).
3. B.L. Birbrair, A.B. Gridnev. Ambiguities in the eta nucleon scattering length determination. Z.Phys.A354, 95-97 (1996).
4. A.B. Gridnev, N.G. Kozlenko. Pion nucleon scattering in the K-matrix approach. Eur.Phys.J.A4:187-194 (1999).
5. R.A. Arndt, W.J. Briscoe, T.W. Morrison, I.I. Strakovsky, R.L. Workman, A.B. Gridnev. Low-energy  $\eta N$ -interactions: scattering lengths and resonance parameters. Phys.Rev.C72:045202 (2005).
6. A.B. Gridnev, I. Horn, W.J. Briscoe, I.I. Strakovsky. The K-matrix approach to the  $\Delta$ -resonance mass splitting and isospin violation in low-energy  $\pi N$ -scattering. ЯФ 69, 1576 (2006).
7. Б. Л. Бирбраир, А. Б. Гриднев. Ядерная модель пион-нуклонного взаимодействия. – В сб.: Материалы Зимней школы ЛИЯФ, Л., 1993, с. 153-167.
8. P.F.A. Goudsmit, H.J. Leisi, E. Matsinos B.L. Birbrair, A.B. Gridnev. The extended tree level model for the pion-nucleon interaction. Preprint ETHZ-IMP PR/93-2, ETH Zurich – PSI Villigen, (1993), 12 p.
9. P.F.A. Goudsmit, H.J. Leisi, E. Matsinos, B.L. Birbrair, A.B. Gridnev. A dynamical model for the pion-nucleon interaction –  $\pi N$  Newslett. No. 8 98-103 (1993).

10. B.L. Birbrair, A.B. Gridnev. Isospin violation effects in the tree-level model for the pion-nucleon scattering. Preprint PNPI-1966, Gatchina (1994), p. 21.
11. A.B. Gridnev. The mass splitting corrections to pion-nucleon scattering in the tree-level  $K$ -matrix approach. Preprint ETHZ-IPP PR-97-07, Zurich (1997), p. 12.
12. M. Janousch, A. Badertscher, P.F.A. Goudsmit, Ch. Hilbes, H.J. Leisi, E. Matsinos, P. Weber, Z.G. Zhao, A.B. Gridnev and D. Sigg. Destructive interference of S and P waves in  $180^\circ \pi p$  elastic scattering.  $\pi N$  Newslett. 13, 161-164 (1997).
13. A.B. Gridnev, N.G. Kozlenko. Pion nucleon scattering in the  $K$ -matrix approach. - Preprint PNPI-2242, Gatchina (1998), p.26.
14. T. W. Morrison, W. J. Briscoe, I.I. Strakovsky and A. B. Gridnev. Determination of the eta-N scattering length, Bull. Am. Phys. Soc. 45, 58 (2000).
15. W.J. Briscoe, T.W. Morrison, I.I. Strakovsky, A.B. Gridnev. – New determination of the  $\eta N$  scattering length in the  $K$ -matrix approach  $\pi N$  Newslett. 16:391-393 (2002).