

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ В ОБЛАСТИ ρ -РЕЗОНАНСА ПО РЕАКЦИИ $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+n$ ПРИ $p_{\pi^-} = 4,5$ Гэв/с

А.А.Картамышев, К.Н.Мухин, О.О.Патаракин,
М.М.Сулковская, А.Ф.Суставов

Приводятся результаты фазового анализа $\pi\pi$ -рассеяния в интервале $360 < m_{\pi\pi} < 960$ Мэв, полученные прямой экстраполяцией угловых распределений в полюс. Определены зависимости фазовых сдвигов δ_0° и δ_1 от массы дипиона. Вычислено сечение $\pi\pi$ -взаимодействия.

Вопрос о фазовых сдвигах $\pi\pi$ -рассеяния вот уже несколько лет привлекает внимание как теоретиков, так и экспериментаторов. Это объясняется и важностью знания констант $\pi\pi$ -взаимодействия, и трудностью получения результатов. Несмотря на целый ряд работ в этом направлении, картина остается далеко не ясной.

В настоящее время одним из наиболее удобных способов получения информации о $\pi\pi$ -взаимодействии является обработка реакций типа $\pi N \rightarrow \pi\pi N$. Как известно, при малых переданных нуклону четырехимпульсах t такие реакции идут в основном через обмен виртуальным пионом (модель однопионного обмена, *OPE*), и это дает возможность с помощью экстраполяции в пионный полюс получить сведения о $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ -взаимодействии.

Настоящая работа выполнена на материале облучения жидководородной пузырьковой камеры пучком отрицательных пионов с импульсом 4,5 Гэв/с. Методика обработки и ранее полученные результаты описаны в [1–3]. Используемая статистика составляла 12295 событий реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+n$, из них 6418 событий с $|t| < 0,3$ (Гэв/с)². В этой статье представлены результаты первого этапа работы, который посвящен изучению фазовых сдвигов в области ρ^0 -резонанса $360 < m_{\pi\pi} < 960$ Мэв. Как известно, в этой области можно сделать следующие упрощающие предположения: 1) пренебречь волнами с $l \geq 2$, ограничившись только *S*- и *P*-волнами (*S* – *P* анализ); 2) считать взаимодействие полностью упругим.

Верхний предел $m_{\pi\pi} \leq 960$ Мэв выбран по двум причинам. Во-первых, при больших $m_{\pi\pi}$ начинает играть существенную роль *D*-волна. Во-вторых, *S*₀-волна, по-видимому, имеет при $m_{\pi\pi} \approx 980$ Мэв особенность, возможно, резонансного характера [8, 13], тесно связанную с *K* \bar{K} -порогом. Это приводит к значительным неупругостям, что сильно усложняет анализ.

В приведенных выше предположениях мы хотели получить фазы *S*- и *P*-волн наиболее наглядным способом – экстраполяцией угловых распределений в полюс. Использовалась известная формула Чу-Лоу в дифференциальном виде

$$\frac{d\sigma_{\pi\pi}}{d \cos \theta} = \lim_{t \rightarrow \mu^2} \frac{F(m_{\pi\pi}^2, t, \cos \theta)}{t}, \quad (1)$$

где

$$\frac{F}{t} = \frac{2\pi p_{\pi\pi}^2 (t - \mu^2)^2}{f^2 t m_{\pi\pi} \sqrt{\frac{m_{\pi\pi}^2}{4} - \mu^2}} \frac{\partial^3 \sigma_{\pi\pi N}}{\partial m_{\pi\pi} \partial t \partial \cos \theta}.$$

Здесь $p_{\pi\pi}$ — импульс налетающего π -мезона в лабораторной системе; f^2 — константа пион-нуклонной связи; θ — угол $\pi\pi$ -рассеяния в системе центра дипиона; μ^2 — квадрат массы π -мезона. В каждом интервале $\Delta m_{\pi\pi}$ и Δt экспериментальные угловые распределения аппроксимировались степенным рядом вида

$$\frac{\partial \sigma_{\pi\pi}}{\partial \cos \theta} \sim \frac{\partial N}{\partial \cos \theta} = a_0 + a_1 \cos \theta + a_2 \cos^2 \theta. \quad (2)$$

Коэффициенты $a_i(m_{\pi\pi}, t)$ использовались для получения промежуточных параметров

$$B_i(m_{\pi\pi}, t) = a_i(m_{\pi\pi}, t) \frac{(t - \mu^2)^2}{t}. \quad (3)$$

В результате экстраполяции этих параметров в полюс, проведенной для каждого интервала $\Delta m_{\pi\pi}$, были получены коэффициенты $B_i'(m_{\pi\pi})$, характеризующие $\pi\pi$ -взаимодействие. Коэффициенты B_0' и B_1' были получены линейной экстраполяцией, а для B_2' выбор между линейной и квадратичной экстраполяцией делался по χ^2 -критерию. На рис. 1 приведены полученные результаты для

$$C_i(m_{\pi\pi}) = B_i'(m_{\pi\pi}) u, \quad (4)$$

где $u = \frac{m_{\pi\pi}}{\sqrt{\frac{m_{\pi\pi}^2}{4} - \mu^2}}$ — коэффициент фазового объема.

Дифференциальное сечение можно записать в виде

$$\frac{d\sigma_{\pi\pi}}{d\cos\theta} \sim \left| \sum_l (2l+1) \sin \delta_l e^{i\delta_l} P_l(\cos \theta) \right|^2.$$

Конкретно, для двух S -фаз (δ_0^0 и δ_0^2) и одной P -фазы (δ_1) имеем

$$\frac{d\sigma_{\pi\pi}}{d\cos\theta} \sim \left| \frac{2}{3} \sin \delta_0^0 e^{i\delta_0^0} + \frac{1}{3} \sin \delta_0^2 e^{i\delta_0^2} + 3 \sin \delta_1 e^{i\delta_1} \cos \theta \right|^2. \quad (5)$$

Учитывая (2), (3) и (4), для коэффициентов $C_i(m_{\pi\pi})$ получаем:

$$C_0(m_{\pi\pi}) = K \left\{ \frac{4}{9} \sin^2 \delta_0^0 + \frac{1}{9} \sin^2 \delta_0^2 + \frac{4}{9} \sin \delta_0^0 \sin \delta_0^2 \cos(\delta_0^0 - \delta_0^2) \right\},$$

$$C_1(m_{\pi\pi}) = K \{ 4 \sin \delta_0^\circ \sin \delta_1 \cos (\delta_0^\circ - \delta_1) + 2 \sin \delta_0^2 \sin \delta_1 \cos (\delta_0^2 - \delta_1) \},$$

$$C_2(m_{\pi\pi}) = K 9 \sin^2 \delta_1.$$

Здесь K — нормировочная константа. Ее легко найти, зная, что P -волна в рассматриваемой области дает ρ -резонанс, т. е. при $m_{\pi\pi} = m_\rho$ фаза δ_1 проходит через 90° . На рис. 1 видно, что C_2 действительно имеет явно выраженное резонансное поведение с максимумом при $m_{\pi\pi} \approx 780$ Мэв.

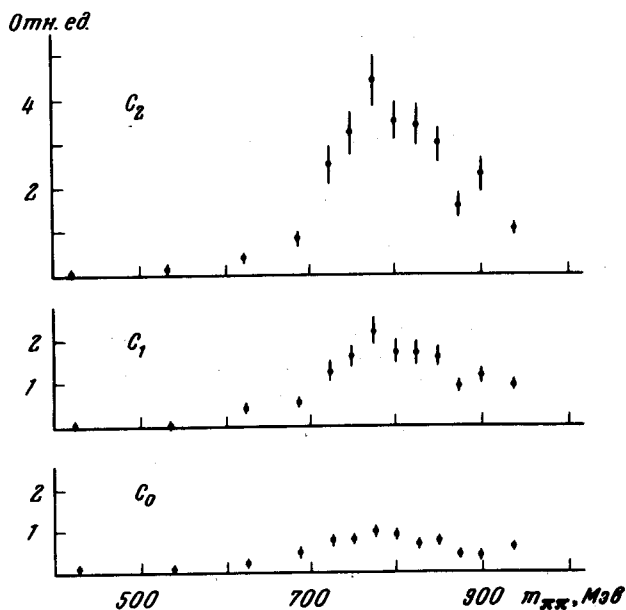


Рис. 1

C_0 также имеет небольшой максимум в этой области, и это может свидетельствовать или об особенности S -волны, или о вкладе ρ -резонанса в изотропный член. Вторая возможность предсказывается моделью однопипонного обмена с учетом абсорбции (*ОРЕА*-модель). Это особенно хорошо видно, если для анализа углового распределения применить формализм спиновой матрицы плотности. Согласно этому представлению, угловое распределение

$$W(\theta) = \frac{1}{4\pi} + \frac{3}{4\pi} \left\{ (\rho_{00} - \rho_{11}) \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) - 2\sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10} \sin \theta \cos \theta \cos \phi - \rho_{1,-1} \sin^2 \theta \cos 2\phi \right\} + \frac{\sqrt{3}}{4} \left\{ -2\sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10}^{int} \sin \theta \cos \phi + 2 \operatorname{Re} \rho_{00}^{int} \cos \theta \right\}. \quad (7)$$

В *ОРЕА*-модели все $\rho_{ij} \neq 0$, а в *ОРЕ* — все $\rho_{ij} = 0$, кроме $\rho_{00} \approx 1$. Эксперимент подтверждает предсказания *ОРЕА*-модели [7].

Если вклад ρ -резонанса в изотропный член существует, то прямое использование коэффициентов C_0 и C_1 для получения фаз становится проблематичным. Однако в работе [4] было показано, что на отношение

C_1/C_2 мало влияют абсорбционные эффекты. Поэтому мы использовали коэффициент C_2 для получения фазы δ_1 , и отношение C_1/C_2 для получения фазы δ_0 . Учитывая относительную малость фазы δ_0^2 и ее слабое влияние на остальные фазы, значения δ_0^2 были взяты из работы

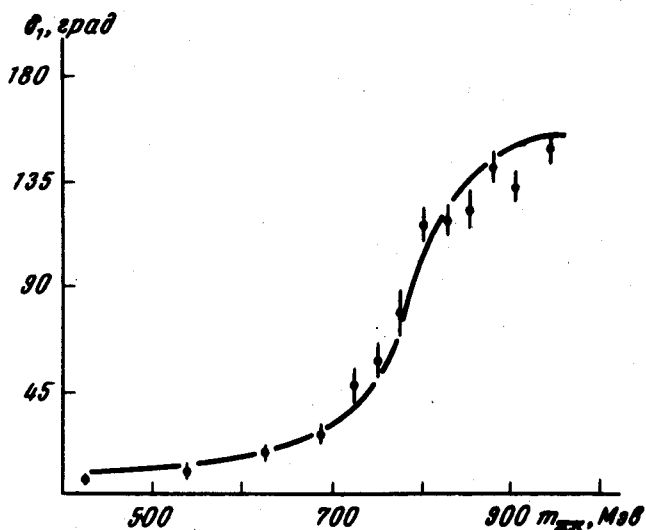


Рис., 2

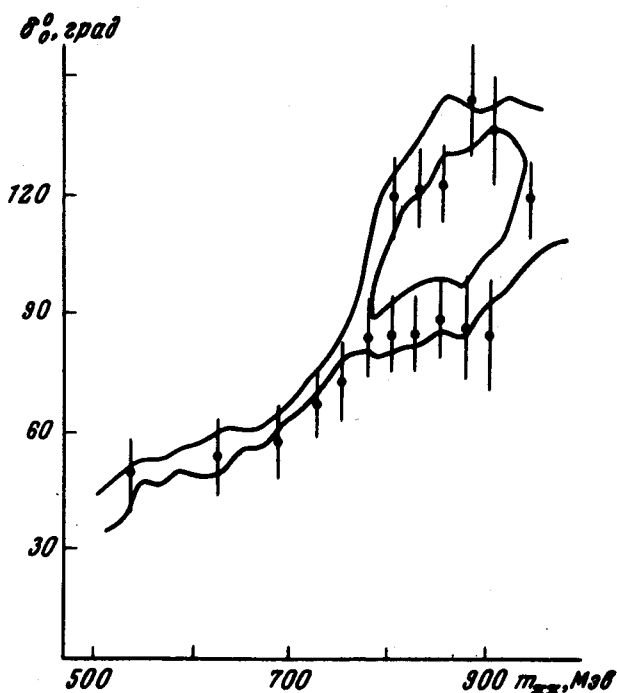


Рис. 3

[5]. Результаты, полученные для δ_1 - и δ_0 -фаз, приведены на рис. 2 и 3. Ошибки, приведенные на рисунках, чисто статистические. Фаза δ_1 имеет, как и следовало ожидать, резонансную форму. Аппроксимация ее формулой Брейта – Вигнера: $\delta_1 = \arctg \frac{\Gamma/2}{m_p - m_{\pi\pi}}$ дает следующие

параметры резонанса: $m_\rho = 786 \pm 5 \text{ Мэв}$, $\Gamma_\rho = 112 \pm 9 \text{ Мэв}$. Для фазы δ_0° были получены два решения. В этой работе мы не можем сделать выбор между ними. На рис. 3 приведена также область возможных значений δ_0° из работы [11]. Видно, что согласие хорошее. Наше нижнее решение в пределах ошибок согласуется также с результатами энергетически-независимого анализа работы [6] и работы [10].

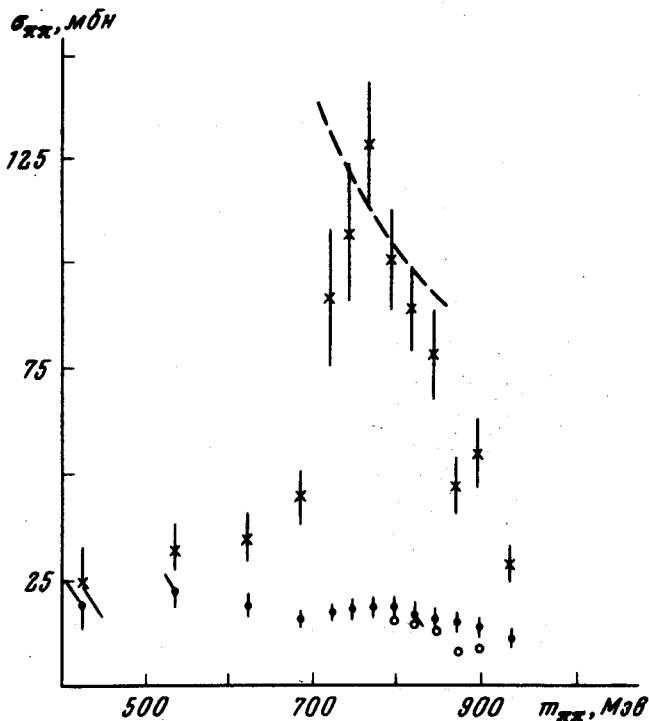


Рис. 4

В работе также было получено сечение $\sigma_{\pi\pi}^{tot}$ в исследованной области

$$\sigma_{\pi\pi}^{tot} = 4\pi\chi^2 \{ \sigma_S + \sigma_P \}, \quad (8)$$

где
$$\sigma_S = \left| \frac{2}{3} e^{i\delta_0^\circ} \sin \delta_0^\circ + \frac{1}{3} e^{i\delta_0^{2^\circ}} \sin \delta_0^{2^\circ} \right|^2, \quad \sigma_P = 3 \sin^2 \delta_1.$$

Полученные значения приведены на рисунке [4]. Здесь даны $\sigma_{\pi\pi}^{tot}$ и σ_S . (Точки без ошибок соответствуют верхнему решению δ_0° -фазы). Штриховой линией указан унитарный предел, соответствующий P -волне. Сечение $\sigma_{\pi\pi}$ в области ρ -резонанса этим методом получается больше, чем обычной экстраполяцией Чу-Лоу (см., например, [1, 9, 12]).

В заключение мы хотели бы поблагодарить за полезные обсуждения и помощь в работе И.И.Гуревича, В.В.Владимирского, Я.М.Селектора и А.Ф.Нилова.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
6 марта 1976 г.

Литература

- [1] А.А.Картамышев, К.Н.Мухин и др. ЯФ, 15, 294, 1972.
 - [2] А.А. Kartamyshev, K.N.Mukhin et al. Phys. Lett., B44, 310, 1974.
 - [3] А.А.Картамышев, К.Н.Мухин и др. Препринт ИАЭ-2374; 1974.
 - [4] M.Bander, G.Shaw, I.Fulco. Phys. Rev., 168, 1679, 1968.
 - [5] W.Hoogland, G.Grayer et al. Nucl. Phys., B69, 266, 1974.
 - [6] В.Ньюамс, С.Джонс et al. Nucl. Phys., B64, 134, 1973.
 - [7] А.А.Картамышев, К.Н.Мухин и др. Письма в ЖЭТФ, 20, 748, 1974.
 - [8] S.D.Protopopescu, M.Alston-Garnjost et al. Phys. Rev., D7, 1279, 1973.
 - [9] S.Marateck, V.Hagopian et al. Phys. Rev. Lett., 21, 1613, 1968.
 - [10] P.Estabrooks, A.D.Martin. Nucl. Phys., B79, 301, 1974.
 - [11] P.Estabrooks, A.D.Martin. Nucl. Phys., B95, 322, 1975.
 - [12] V.Srinivasan, J.Helland et al. Phys. Rev., D2, 232, 1975.
 - [13] M.Alston-Garnjost, Barbaro-Galtieri et al. Phys. Lett., B31, 152, 1971; S.Flatten, M.Alston-Garnjost et al. Phys. Lett., B38, 232, 1972; R.Diamond, J.Carroll et al. Phys. Rev., D7, 1977, 1973.
-