

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИ-НЕЗАВИСИМЫЙ ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ $\pi^- \pi^0$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗ РЕАКЦИИ $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$

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

Приводятся результаты фазового анализа  $\pi^- \pi^0$ -расстояния в интервале  $360 < m_{\pi\pi} < 1300$  Мэв, полученные энергетически-независимым методом и усредненных сферических гармоник, экстраполированных в пионный полюс. На примере  $D_2$ -волны показана важность учета интерференции с высшими волнами.

Для фазового анализа  $\pi\pi$ -рассеяния обычно выбирают состояния  $\pi^-\pi^+$  или  $\pi^+\pi^0$ . Первое привлекает полным набором фаз, включая интересную  $S_0$ -волну и  $D$ -волновым  $f^0$ -резонансом, состояния с парой одинаково заряженных пионов — относительной простотой анализа из-за присутствия лишь волн с изоспином  $I = 2$ . Состояния  $\pi^+\pi^0$  не пользуются большой популярностью, из опубликованных работ авторам известна только работа [1]. По-видимому, это объясняется наличием "лишней" (по сравнению с состояниями  $\pi^+\pi^+$ )  $P$ -волны с ярко выраженным резонансом, который затрудняет получение  $\delta_0^2$  и  $\delta_2^2$  фаз. Однако есть задача, для которой этот недостаток  $\pi^+\pi^0$ -состояния превращается в достоинство. Дело в том, что в фазовом анализе таких состояний можно не только одновременно получить  $\delta_1^1$  и  $\delta_0^2$  фазы, изучить влияние вкладов высших волн на примере  $D_2$ -волны, но и посмотреть  $S-P$  и  $P-D$  интерференции. Как известно, вкладом высших волн в области малых дипионных масс часто пренебрегают при фазовых анализах. Однако можно ожидать, что интерференция с высшими волнами окажется достаточно большой, чтобы такое пренебрежение стало неоправданным. Изучению этих вопросов и посвящена настоящая работа.

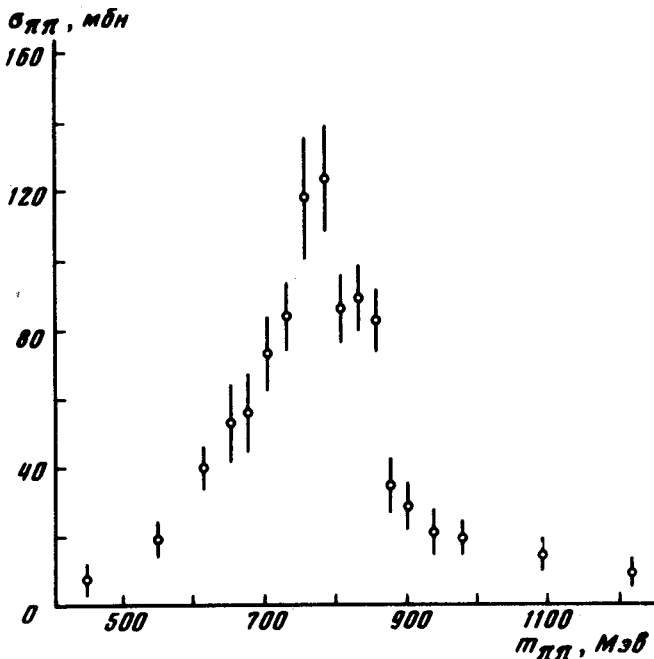


Рис. 1.

Работа выполнена на статистическом материале  $\sim 5$  тысяч событий реакции  $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^0 p$ , полученных методом жидководородной пузырьковой камеры при импульсе налетающего пиона  $4,5 \text{ Гэв/с}$ . Фазовый анализ проводился энергетически-независимым методом, т. е. в каждом интервале отдельно, в области дипионных масс  $380 < m_{\pi^-\pi^0} < 1300 \text{ Мэв}$ . В качестве экспериментальных данных использовались

пионные сечения  $\sigma_{\pi-\pi^0}$  и усредненные сферические гармоники,  $\langle Y_L^0 \rangle >$  ( $t, m_{\pi\pi}$ ) экстраполированные в пионный полус. Усредненные гармо-

ники определялись как  $\langle Y_L^0 \rangle = \frac{N}{\sum_{i=1}^N Y_L^0(\theta_i)}$ . Сечения  $\sigma_{\pi-\pi^0}$  были

получены по методу Чу-Лоу, при экстраполяции использовался как линейный, так и квадратичный законы. Выбор между этими возможностями проводился по  $\chi^2$ -критерию. На рис. 1 и рис. 2 приведены полученные сечения  $\pi-\pi^0$ -взаимодействия и экстраполированные усредненные гармоники  $\langle Y_L^0 \rangle$  для  $L = 1, \dots, 4$ . Некоторую качественную информацию можно получить прямо из внешнего вида гармоник. В случае упругого взаимодействия, полагая амплитуду  $f_l^I = \sin \delta_l^I e^{i\delta_l^I}$ , выражения для сферических гармоник в явном виде можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle Y_1^0 \rangle &= \frac{4\pi\lambda^2}{\sigma_{\pi-\pi^0}} \left\{ \sqrt{\frac{\pi}{3}} \sin \delta_1^1 \sin \delta_0^2 \cos(\delta_1^1 - \delta_0^2) + 2\sqrt{\frac{\pi}{3}} \sin \sigma_1^1 \sin \delta_2^2 \times \right. \\ &\quad \left. \times \cos(\delta_2^2 - \delta_1^1) \right\}, \\ \langle Y_2^0 \rangle &= \frac{4\pi\lambda^2}{\sigma_{\pi-\pi^0}} \left\{ \frac{3}{\sqrt{5\pi}} \sin^2 \delta_1^1 + \sqrt{\frac{5}{\pi}} \sin \delta_0^2 \sin \delta_2^2 \cos(\delta_0^2 - \delta_2^2) + \frac{5}{7} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \sin^2 \delta_2^2 \right\}, \\ \langle Y_3^0 \rangle &= \frac{4\pi\lambda^2}{\sigma_{\pi-\pi^0}} \left\{ \frac{9}{\sqrt{7\pi}} \sin \delta_1^1 \sin \delta_2^2 \cos(\delta_1^1 - \delta_2^2) \right\}, \\ \langle Y_4^0 \rangle &= \frac{4\pi\lambda^2}{\sigma_{\pi-\pi^0}} \left\{ \frac{15}{7\sqrt{\pi}} \sin^2 \delta_2^2 \right\}. \end{aligned} \quad (1)$$

Отсюда видно, что перемена знака в  $\langle Y_1^0 \rangle$  обусловлена членом с  $\cos(\delta_1^1 - \delta_0^2)$ , меняющим знак при прохождении  $(\delta_1^1 - \delta_0^2)$  через  $90^\circ$  (второе слагаемое мало). Из того, что  $\delta_1^1 = 90^\circ$  при  $m_{\pi\pi} = m_\rho$ , и  $\delta_0^2$  отрицательна, ясно что переход через 0 должен происходить при  $m_{\pi\pi}$ , несколько меньшей массы  $\rho^-$ -резонанса. Из рисунка видно, что смена знака происходит при  $m_{\pi\pi} \sim 750$  Мэв, что согласуется с положением  $\rho^-$ -резонанса.  $\langle Y_2^0 \rangle$  возрастает от малых величин, обусловленных преобладанием  $S_2$ -волны над  $P_1$  при малых  $m_{\pi\pi}$ , до максимума в области  $\rho^-$ -резонанса, а затем остается почти постоянной, показывая слабое изменение  $\delta_0^2$  и  $\delta_2^2$  фаз в области выше 1000 Мэв. Во всей области  $\langle Y_2^0 \rangle$ , как и следовало ожидать, остается положительной<sup>1)</sup>. Как  $\langle Y_3^0 \rangle$ , так и  $\langle Y_4^0 \rangle$

<sup>1)</sup>Значение  $\langle Y_2^0 \rangle$  при  $m_{\pi\pi} = 625$  Мэв является статистическим выбросом и при расчетах не использовалось.

колеблются вблизи нуля до  $m_{\pi\pi} \sim 1100 \text{ Мэв}$ , становясь затем слабо положительными. Это показывает малость  $D_2$ -волны в изучаемой области. К сожалению, из-за большой чувствительности  $\langle Y_3^0 \rangle$  и  $\langle Y_4^0 \rangle$  к статистическим флуктуациям при нашей статистике затруднительно использовать эти гармоники для нахождения  $\delta_2^2$ -фазы. Поэтому рассчитывались только  $\delta_1^1$  и  $\delta_0^2$  фазы, а значения  $\delta_2^2$  брались из работы [2]. В расчетах использовались только  $\langle Y_1^0 \rangle$  и  $\langle Y_2^0 \rangle$ , система решалась методом итераций.

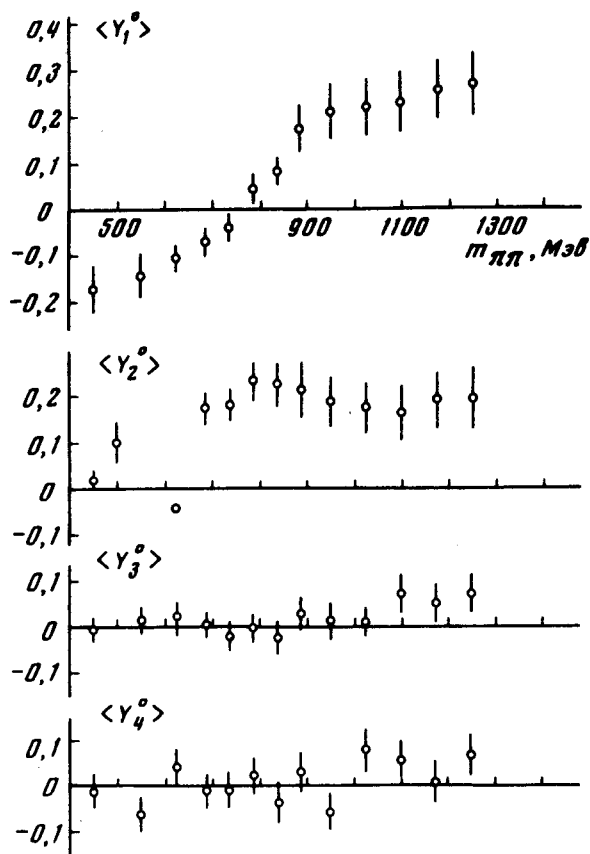


Рис. 2 .

На рис. 3 приведены полученные фазы  $\delta_1^1$  и  $\delta_0^2$ . Крестики – фазы, полученные в предположении отсутствия  $D_2$ -волны, точки – результаты с учетом  $D_2$ . Видно, что на  $\delta_1^1$ -фазу  $D_2$ -волна оказывает слабое влияние в области малых дипионных масс, и более заметное при  $m_{\pi\pi} > 900 \text{ Мэв}$ . До  $m_{\pi\pi} = m_\rho$  учет  $D_2$ -волны уменьшает  $\delta_1^1$ , при  $m_{\pi\pi} > m_\rho$  увеличивает. Влияние  $D_2$ -волны на  $S_2$  более заметно, чему способствует и меньшая величина  $S_2$ . Разница в результатах с и без учета  $D_2$ -волны составляет все время  $\sim 15 \div 20\%$  от величины фазы. Учет  $D_2$  приводит к уменьшению по модулю значений  $\delta_0^2$ -фазы почти во всей области  $m_{\pi\pi}$  (за исключением малой области вблизи  $m_\rho$ ). Нужно отметить, что влияние самой  $D_2$ -волны как на  $\delta_1^1$ , так и на  $\delta_0^2$  очень мало, и прак-

тически все изменения связаны с интерференционными членами. Интерференция  $S_2 - D_2$  и  $P_1 - D_2$  оказывается не пренебрежимо малой даже при  $m_{\pi\pi} < 900$  Мэв, и учитывать ее надо практически во всей области. Следует подчеркнуть, что количественные изменения в  $\delta_2^2$  слабо влияют на результат, важен сам факт учета или не учета интерференционных членов.

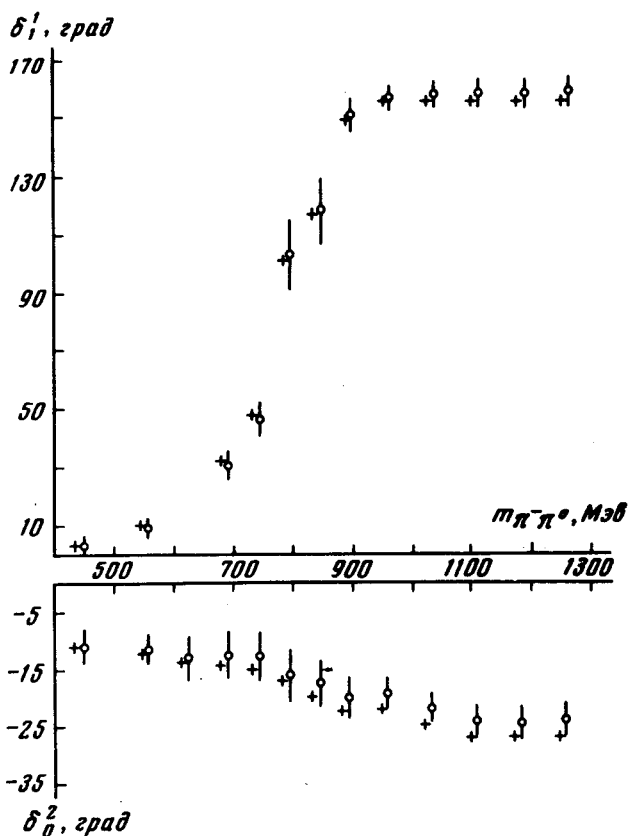


Рис. 3.

В заключение авторы выражают благодарность И.И.Гуревичу за обсуждение результатов.

Институт атомной энергии  
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию  
24 июля 1977 г.

### Литература

- [1] J. Batou, G. Laurens, J. Reignier. Phys. Lett., 25B, 419, 1967.  
[2] W. Hoogland, B. Hyams et al. Nucl. Phys., B69, 266, 1974.