Письма в ЖЭТФ, том 14, стр. 523 – 526 *5 ноября 1971 г.*

ПОСТОЯННСТВО ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ И ПРОЦЕСС $\pi^- p \to \eta n$

З.Р. Бабаев

Изучение процессов перезарядок и регенераций интересно тем, что из четырехчастичных реакций наиболее чувствительными к модельным предположениям о механизме взаимодействия являются именно эти процессы.

В частности, когда возник вопрос о возможном нарушении теоремы Померанчука в связи с полученными данными о полных сечениях взаимодействия адронов на Серпуховском ускорителе [1], то появился ряд работ [2, 3], где для проверки теоремы Померанчука тщательно анализировались эти процессы. В этих работах источниками информации служат реакции $\pi^- p \to \pi^\circ n$, $K_L A \to K_S A$ (A – вещество) и $K^- p \to \bar{K}^\circ n$.

Дополнительным источником информации может служить реакция $\pi^- p \to \eta n$, которая всегда сопутствует реакции $\pi^- p \to \pi^\circ n$.

Кроме того, измерение реакции $\pi^- p \to \eta n$ может дать ценную информацию о связи этой реакции с реакциями перезарядок $\pi^- p \to \pi^\circ n$ и $K^- p \to \bar{K}^\circ n$ в рамках SU (3)-симметрии, другими словами, о механизме обмена в t-канале при высоких энергиях.

В данной работе амплитуда процесса $\pi^- p \to \eta n$ связывается с амплитудами реакций $\pi^- p \to \pi^\circ n$ и $K^- p \to \bar{K}^\circ n$ в рамках SU(3)-симметрии [4, 5]. В предположении об отсутствии вклада представлений 27, 10 и $\overline{10}$ в t-канале и с помощью дисперсионных представлений, восстанавливается реальная часть названной амплитуды. Исследуются возможные следствия постоянства полных сечений упругих процессов для $\pi^- p \to \eta n$ реакции. Результаты сравниваются с предсказаниями модели простых полюсов Редже.

Пренебрежение вкладами представлений 27, 10 и $\overline{10}$ (в которых нет одномезонных состояний) в t-канальные амплитуды эквивалентно предположению о том, что не учитывается часть вклада в амплитуду от многомезонных обменов, содержащихся в этих представлениях. Относительная малость отброшенных членов подсказывается тем обстоятельством что амплитуды реакции двойных перезарядок, которые подавлены по сравнению с остальными реакциями, в рамках SU (3)-симметрии определяются именно вкладами этих представлений. Это обстоятельство приводит к простому соотношению между частями амплитуд процессов перезарядок, которые не зависят от спина

$$f_{\eta}^{\text{пер}}(E, 0) = \sqrt{\frac{2}{3}}\left[\frac{1}{\sqrt{2}} f_{\pi^\circ}^{\text{пер}}(E, 0) + f_{\bar{K}^\circ}^{\text{пер}}(E, 0)\right], \quad (1)$$

где
$$f_{\eta}^{\text{пер}} \equiv f(\pi^- p \to \eta n), \quad f_{\pi^\circ}^{\text{пер}} \equiv f(\pi^- p \to \pi^\circ n) \text{ и } f_{\bar{K}^\circ}^{\text{пер}} \equiv f(K^- p \to \bar{K}^\circ n).$$

Справедливость (1) можно проверить по существующим экспериментальным данным для всех трех реакций в интервале 5 – 13 *Гэв* [6] и до 18,2 *Гэв* для $\pi^- p \to \pi^\circ n$ и $\pi^- p \to \eta n$ (при этом данные $K^- p \to \bar{K}^\circ n$ после 13 *Гэв* брались из предсказаний дисперсионных соотношений [3]). В пределах экспериментальных ошибок данные вполне согласуются с (1).

Выберем нормировку амплитуд так, чтобы

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi K^2} | f |^2 \quad \text{и} \quad \sigma = \frac{1}{K} \operatorname{Im} f(E, 0). \tag{2}$$

Из (1) получим следующее выражение для дифференциального сечения вперед

$$\left.\frac{d\sigma_\eta(E)}{dt}\right|_{t=0} = \frac{1}{24\pi}(1 + \beta_\eta^2)\left[\Delta\sigma_{K^-}(E) - \frac{1}{2}\Delta\sigma_\pi(E)\right]^2.$$

Здесь $\Delta\sigma_{K^-} = \sigma(K^- p) - \sigma(K^- n)$, $\Delta\sigma_\pi = \sigma(\pi^- p) - \sigma(\pi^+ p)$ и β_η – отношение вещественной части амплитуды к ее мнимой части, σ – полное сечение, K – импульс мезона в лабораторной системе. Воспользуясь дисперсионными представлениями для $f^{\text{пер}}_{\pi^\circ}$ и $f^{\text{пер}}_{\bar{K}^\circ}$ можем написать

$$\sqrt{\frac{3}{2}}\,\frac{1}{E}\operatorname{Re} f_\eta^{\text{пер}}(E, 0) = G_\eta - \frac{a_\eta}{E^2} + \frac{2EK}{\pi}\int\limits_{3\,\text{Гэв}}^{\infty}\frac{\left[\Delta\sigma_{K^-}(E') - \frac{1}{2}\Delta\sigma_\pi(E')\right]dE'}{K'[E'^2 - E^2]}. \tag{4}$$

В (4) приняты следующие обозначения: $G_\eta = G_{\bar{K}^\circ} - \frac{1}{2} G_{\pi^\circ}$, $a_\eta = \frac{1}{\sqrt{2}} a_{\pi^\circ} - a_{\bar{K}^\circ}$ и G_i и a_i – константы вычитания и значение интеграла от минимального импульса до 3 *Гэв*, соответственно. Значения a_i оцениваются, а G_i по сути дела находят из экспериментов при 6 – 18 *Гэв*.

Рассматриваются два варианта подгонки $\Delta\sigma_i$. Первая из них простая двухпараметрическая подгонка

$$\Delta\sigma_i = d_i + \frac{b_i}{E}, \tag{5}$$

где $d_\pi = 1{,}2$ *мбн*, $b_\pi = 8$ *мбн*$\cdot$*Гэв*^{2} и $d_K = 1$ *мбн*, $b_K = 7$ *мбн*$\cdot$*Гэв*^{2}. Вторая параметризация является наилучшей подгонкой для $\Delta\sigma_i$, т. е.

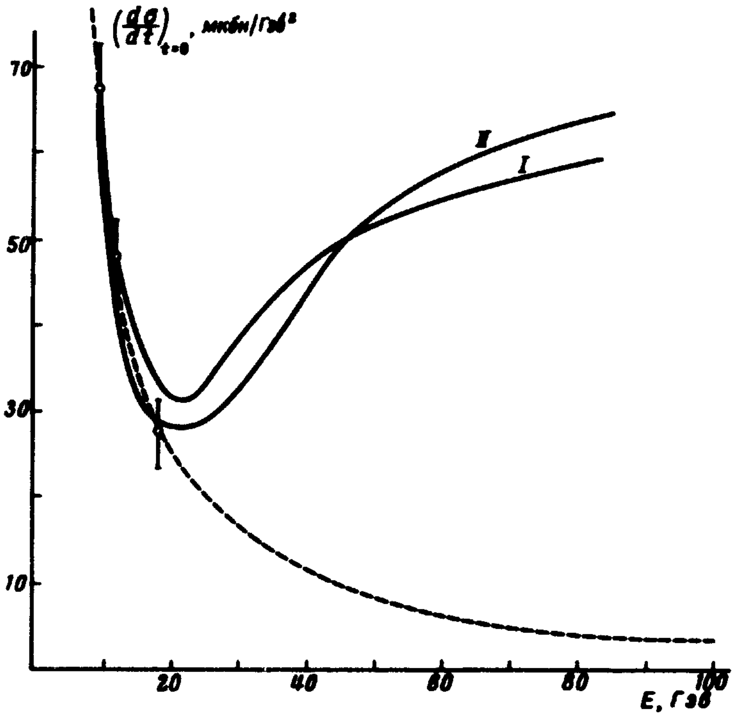
$$\Delta\sigma_\pi(E) = 1{,}3 + 5{,}1(E^{-0{,}61} - 35^{-0{,}61})$$

для π-мезонов [2] и

$$\Delta\sigma_{K^-}(E) = 1{,}0 + 3\exp(-0{,}17E) \tag{6}$$

для K-мезонов [3].

Восстанавливая вещественную часть $f_{\eta}^{\text{пер}}$, по (4) мы можем вычислить дифференциальное сечение процесса вперед и β_{η}. Отметим, что результаты вычислений чувствительны к изменениям в β_{π^0} и $\beta_{\bar{K}^0}$. Величину β_0 можно считать достаточно надежной, поскольку существуют экспериментальные измерения при средних энергиях. Из существующих экспериментов трудно определить надежное значение $\beta_{\bar{K}^0}$. Поэтому для обеих подгонок при $E = 10$ *Гэв* брались усредненные $\beta_{\bar{K}^0}$ из [3].



Дифференциальное сечение процесса $\pi^- p \to \eta n$ с учетом постоянства полных сечений и в модели простых полюсов Редже (пунктирная линия)

Полученные результаты показывают, что если полные сечения при существующих энергиях действительно остаются разными, то эффект роста сечений для реакции $\pi^- p \to \eta n$ в рамках рассмотренной модели довольно значителен.

Модель полюсов Редже дает сильное убывание для сечения этого процесса.

Отметим, что измерение дифференциального сечения этого процесса может дать информацию о величине дифференциального сечения еще одной перезарядки K-мезонов. В рамках рассмотренной связи

$$\frac{d\sigma}{dt}(K^- p \to \bar{K}^0 n) + \frac{d\sigma}{dt}(K^+ n \to K^0 n) = \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \to \pi^0 n) + 3\frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \to \eta n). \quad (7)$$

В заключении хочу выразить искреннюю благодарность Л.Д.Соловьеву, В.С.Замиралову и А.Г.Щелкачеву за внимание к этой работе и полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
20 сентября 1971 г.

Литература

[1] J.V.Allaby, Yu.B.Bushnin, Yu. P. Gorin et all. Phys. Lett., 30B, 500, 1969.

[2] И.Г.Азнаурян, Л.Д.Соловьев. ЯФ, 12, 638, 1970; И.Г.Азнаурян, В.М.Кутьин, Л.Д.Соловьев. Препринт ИФВЭ СТФ 70-64.

[3] З.Р.Бабаев. Письма в ЖЭТФ, 12, 374, 1970; З.Р.Бабаев, П.И.Маргвелашвили. Письма в ЖЭТФ, 12, 483, 1970; З.Р.Бабаев. Препринт ИФВЭ СТФ 67-45-К, 1967.

[4] M.Gourdin. Unitary Symmetries North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1967.

[5] V.Barger. Rev. Mod. Phys., 40, 129, 1968.

[6] I.Mannelli, A.Bigi, R.Carrara et all. Phys. Rev. Lett., 14, 408, 1965; O.Guisan, J.Kirz, P.Sonderegger et all. Phys. Lett., 18, 200, 1965; A.V.Stirling, P.Sonderegger, J.Kirz et all. Phys. Rev. Lett., 14, 763, 1965.