

О ТРЕХРЕДЖЕОННОМ ОПИСАНИИ ИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОТОННЫХ СПЕКТРОВ

А. Б. Кайдалов, Ю. Ф. Пирогов, Н. Л. Тер-Исаакян,
В. А. Хозе

Изучение адронных спектров $pp \rightarrow pX$ вблизи кинематической границы $s \gg M^2 \gg m^2$, $-t \lesssim m^2$ в рамках трехреджеонной (ТР) схемы [1, 2] представляет интерес как с точки зрения проверки скейлинга в инклюзивных реакциях (т. е. зависимости спектров только от $x = 2p_{\parallel} / \sqrt{s} \approx 1 - M^2/s$, так и в связи с возможностью извлечения информации о трехреджеонных вершинах. Особый интерес представляет трехмерная вершина, поведение которой при малом t является существенным для понимания характера асимптотики сильных взаимодействий [3 – 5].

В предыдущих анализах данные при $s = 20 \div 60 \text{ Гэв}^2$ [6, 7] и новые данные ISR при $s = 940, 1995 \text{ Гэв}^2$ [8] описывались порознь в предположении о существенности вкладов PPR и RRP , и малости или отсутствия PPP и RRR (здесь P – полюс Померанчука, R – вторичные траектории P', ρ, ω, A_2 и т. д.).

В настоящей работе показано, что совместное рассмотрение этих данных приводит к совершенно другому соотношению между вершинами, именно, к существенности PPP и RRR , наличию RRP и малости или отсутствию PPR .

Инклюзивное сечение в ТР модели имеет вид [1, 2]:

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \sum_{ijk} G_{ijk}(t) (1-x)^{\alpha_{k^{(0)}} - \alpha_i(t) - \alpha_j(t)} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_{k^{(0)}} - 1} = \Sigma(ijk); \quad (1)$$

$$G_{ijk}(t) = \frac{1}{16\pi^2} \beta_i(t) \beta_j(t) \beta_k(0) \eta_i(t) \eta_j^*(t) g_{ijk}(t); \quad i, j, k = P, R \dots$$

где $\beta_i(t)$ – вершины связи полюсов Редже с $\rho(\sigma_{tot}^{PP} = \sum_i \beta_i^2(0) (s/s_0)^{\alpha_i^{(0)} - 1})$, $\eta_i(t)$ – сигнатурный множитель, $g_{ijk}(t)$ – трехреджеонная вершина¹⁾, $s_0 = 1 \text{ Гэв}^2$.

Характерной чертой протонного спектра при $s = 940 \text{ Гэв}^2$ и $s = 1995 \text{ Гэв}^2$ является резкий пик при $x \gtrsim 0,9$ и $0,2 \leq p_{\perp}^2 \leq 1(\text{Гэв}/c)^2$. В работах [8] этот пик описывался членом PPR . Однако, вклад PPR растет как $s^{-1/2}$ с уменьшением s и, если привлечь данные при $s = 20 \div 60 \text{ Гэв}^2$, можно показать, что верхняя граница на его величину при $s = 1995 \text{ Гэв}^2$ и $x \approx 0,9 \div 0,97$ составляет $\lesssim 15\%$. Это приводит к необходимости введения PPP . В качестве фона к последнему мы используем RRR и RRP и рассматриваем варианты как с наличием, так и отсутствием PPR . Вкладами интерференционных членов PPR и

¹⁾ Величины $g_{ijk}(t)$ в нашей нормировке связаны с $r(t)$, используемыми в [5] следующим образом: $g_{PPP}(t) = \sqrt{8\pi} r(t)$.

PPR мы пренебрегаем, так как во-первых, имеются указания на их малость [9] и, во-вторых, как показывает проведенный нами анализ, учет этих членов может привести лишь к $\sim 20\%$ изменению g_{PPP} .

Приведем результаты проведенной обработки данных. Величины $G_{iik}(t)$ параметризовались в виде $G_{iik}(t) = G_{iik}(0)e^{-R_{iik}^2 t}$, а для параметров полюсов Редже брались значения $\alpha_P(0) = 1$; $\alpha_R(0) = 0,5$; $\alpha'_P(0) = 0$ и $0,15 (\Gamma_{\text{эв}}/c)^{-2}$; $\alpha'_R(0) = 0,75 (\Gamma_{\text{эв}}/c)^{-2}$. Уменьшение наклонов эффективно учитывает влияние ветвлений в рассматриваемой нами области сравнительно больших P_{\perp}^2 . Полученные значения параметров приведены в таблице. Описание с этими параметрами данных ISR при $s = 1995 \Gamma_{\text{эв}}^2$ показано на рисунке. Эти же параметры дают разумное описание данных при $s = 940 \Gamma_{\text{эв}}^2$ и $s = 20 \div 60 \Gamma_{\text{эв}}^2$. Из таблицы видно, что величина $G_{PP}(0)$ несущественно меняется при изменении $\alpha'_P(0)$ и введении PPR . Член RRR оказывается значительным и его учет является необходимым для описания энергетической зависимости спектров при $x \approx 0,8$.

		PPP		RRP	RRR
		PPR=0	PPR=PPP		
G_{ik} мбн/ $\Gamma_{\text{эв}}^2$	$\alpha'_P(0) = 0$	0,5	0,45	4,7	32
	$\alpha'_P(0) = 0,15 (\Gamma_{\text{эв}}/c)^{-2}$	0,64	0,57		
$R_{ik}^2 (\Gamma_{\text{эв}}/c)^{-2}$	$\alpha'_P(0) = 0$	4		0	1,2
	$\alpha'_P(0) = 0,15 (\Gamma_{\text{эв}}/c)^{-2}$	3,5			

В заключение приведем некоторые оценки абсолютного масштаба полученной трехпомерной вершины $g_{PPP}(t)$.

Если $g_{PPP}(0) \neq 0$, то вклад ТР области в полное сечение в предположении $\alpha_P(0) = 1$ при $\alpha'_P \ln \frac{s}{M_0^2} \gg R_{PP}^2$ имеет вид $\sigma_{ТР}^P = \frac{\pi G_{PP}(0)}{\alpha'_P(0)} \ln \ln \frac{s}{M_0^2}$,

$M^2 \approx 4 \Gamma_{\text{эв}}^2$. Основной вклад в сечение дает область малых t , где $\alpha_P^P(0) \approx 0,4 (\Gamma_{\text{эв}}/c)^{-2}$. В этом случае $\sigma_{ТР}^P \approx \sigma_{\text{tot}}^{PP} \frac{1}{10} \ln \ln (s/M_0^2)$. Для самосогласованности теории необходимо положить $\alpha_P(0) = 1 - \epsilon (\epsilon > 0)$.

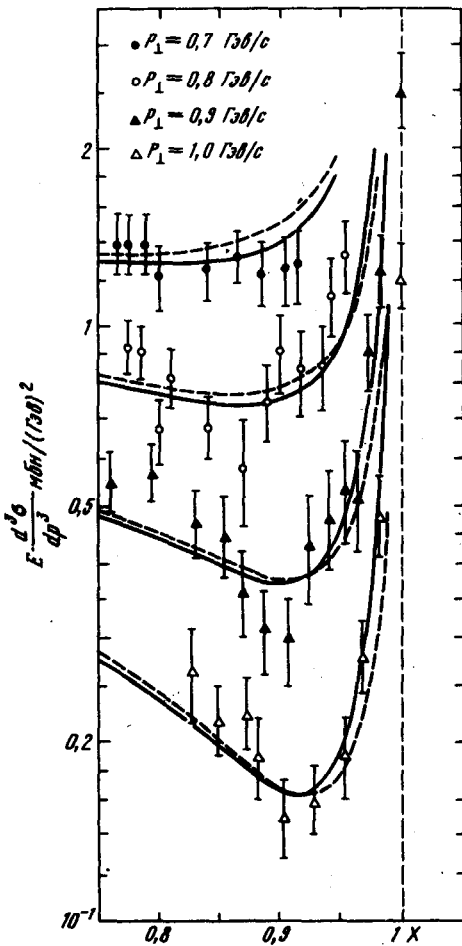
В работе [4] были приведены соображения в пользу того, что $\epsilon \gtrsim \eta$, где $\eta = \frac{g_{PPP}^2(0)}{32\pi \alpha'_P(0)}$. При указанных значениях параметров $\eta = 10^{-3}$.

Если же $\alpha_P(0) = 1$, то необходимо, чтобы $g_{PPP}(t) \sim t$ при $t \rightarrow 0$ [3]. Поскольку в настоящее время данные в области $-t < 0,2 (\Gamma_{\text{эв}}/c)^2$ отсутствуют, то этот вопрос не может быть решен однозначно. В связи с этим мы рассмотрели также параметризацию $g_{PPP}(t) = A|t| e^{-R_{PP}^2 t}$ и получили $A = 1,5 \div 1,8 \Gamma_{\text{эв}}^{-3}$, $R_{PP}^2 = 2 \div 3 (\Gamma_{\text{эв}}/c)^{-2}$. Величина A характеризует вклад усиленного ветвления в амплитуду рассеяния вперед.

В частности [10]

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = s^{-1} \text{Im } T(s, 0) \approx \sigma_{\text{tot}}(\infty) \left\{ 1 - \frac{\beta_P^2(0)}{32\pi \left(R_0^2 + \alpha_P'(0) \ln \frac{s}{s_0} \right)} \times \right. \\ \left. \times \left[\left(1 - \frac{\bar{\beta}(0)}{\beta_P(0)} \right)^2 + \sigma_{\text{in}, R}^P(pp) / \sigma_{\text{ee}}^P(pp) \right] \right\}, \quad (2)$$

где $\bar{\beta}(0) = A/2\alpha_P'(0)$, $\sigma_{\text{in}, R}^P(pp)$ — сечение дифракционного образования резонансов в pp -столкновениях, $\sigma_{\text{ee}}^P(pp)$ — вклад вакуумного полюса в сечение упругого pp -рассеяния. При $\alpha_P'(0) = 0,4 (\Gamma_{\text{эв}}/c)^{-2}$ $\bar{\beta}(0)/\beta_P(0) \approx 0,2$.



Заметим, что, строго говоря, при существующих энергиях $g_{PPP}(t)$ описывает не вклад полюса Померанчука, а эффективный вклад P и сопровождающих его ветвлений и может, вообще говоря, не обращаться в ноль при $t \rightarrow 0$. Однако, в этом случае величина $d^2\sigma/dt dM^2$ при фиксированном $M^2 \gg M_0^2$ и малых t должна логарифмически убывать

с ростом s . В связи с этим, измерение протонных спектров при высоких энергиях в области малых $-t (< 0,1 (GeV/c)^2)$ представляется весьма интересным.

Выражаем благодарность К.Г.Борескову, В.Н.Грибову, Е.М.Левину, С.Г.Матиняну, К.А.Тер-Мартirosяну, Л.А.Пономареву за обсуждения.

Ленинградский
институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 апреля 1973 г.

Литература

- [1] L. Caneschi, A. Pignotti. Phys. Rev. Lett., 22, 1219, 1969;
О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 11, 397, 1970; S. D. Ellis, A. I. Sanda.
Phys. Rev., 6D, 1347, 1972.
 - [2] В.И.Лисин, К.А.Тер-Мартirosян, Ю.М.Шабельский. Препринт ИТЭФ,
1972.
 - [3] В.Н.Грибов, А.А.Мигдал. ЯФ, 8, 1002, 1968.
 - [4] H. D. I. Abarbanel et al. Phys. Rev. Lett., 26, 937, 1971.
 - [5] К.А.Тер-Мартirosян. Доклад на Междунар. конф. по физике высо-
ких энергий, Батавия, 1972.
 - [6] E. W. Anderson et al. Phys. Rev. Lett., 16, 855, 1966; R. M. Edels-
tein, et. al. Phys. Rev., 5D, 1073, 1972.
 - [7] J. V. Allaby et al. CERN report 70 - 12, 1970.
 - [8] M. G. Albrow et al. Доклады на XVI Междунар. конф. по физике
высоких энергий, Батавия, 1972.
 - [9] Ю.Ф.Пирогов. ЯФ, 16, 628, 1972.
 - [10] I. J. Muzumich et al. Phys. Rev., D6, 1048, 1972.
-