

## ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ И НАКЛОН КОНУСА – ТЕОРИЯ, ЭКСПЕРИМЕНТ

*С.Т. Сухоруков, К.А. Тер-Мартirosян*

Теория комплексных моментов, учитывающая вклады полюсов Редже и перерасеяний на них, позволяет найти асимптотику амплитуды рассеяния при  $s \approx 2m_N E \gg m_N^2$  и  $|t| = |q^2| \lesssim m_N^2 / \ln(E/m_N)$ . Теоретические формулы тем более просты и точны, чем выше энергия, они содержат параметры – реджевские константы связи или вычеты  $\gamma_\alpha = g_{A\alpha} g_{B\alpha}$  и радиусы  $R_\alpha^2$  формфакторов – аналогичные зарядам, магнитным моментам и электромагнитным радиусам в электродинамике. Кроме того, вклады перерасеяний (точек ветвлений) на редже-полюсах

характеризуются постоянными  $C_\sigma$ , определяющими вероятности образования ливней частиц с небольшими массами на данном полюсе Редже. Ливням с большими массами отвечают так называемые усиленные графики, вклады которых малы (в наиболее важном случае —  $P$ -реджеонов — см. ниже).

Проведенное ранее (1969 — 1970 г.) описание [1, 2] всех известных данных опыта о  $\pi N$ -,  $kN$ - и  $NN$  —  $NN$ -взаимодействиях, показало, что существует единая система параметров, дающих (без усиленных графиков) хорошее соответствие с опытом. Цель этой статьи — сравнение теории с этими же параметрами с новыми данными ИФВЭ и ЦЕРН'а о величинах  $\sigma^{tot}$  и о наклонах  $b_0 = b_0(E)$  конуса  $pp$ -рассеяния.

На рис. 1 на полученные ранее кривые для  $\sigma^{tot}$  нанесены новые данные опыта [3]. Как видно, наше основное предсказание о росте  $\sigma_{k^+p}^{tot}$  в области  $E \gtrsim 10$  Гэв очень точно подтвердилось на опыте. Данные опыта о  $\sigma_{k^-p}^{tot}$  и  $\sigma_{\pi^+p}^{tot}$  хорошо соответствуют теории, хотя точки для  $\sigma_{\pi^-p}^{tot}$  в области  $E \sim 60$  Гэв немного выше теоретической кривой.

Для  $\sigma_{pp}^{tot}$  теория дает кривую рис. 1 с пологим минимумом в области  $E \sim 60$  Гэв, медленно растущую с ростом  $E$  примерно на 1,2 мбн на  $\Delta E \sim 10^3$  Гэв. Данные ИФВЭ [3] для  $\sigma_{pp}^{tot}$  удивительно точно совпадают в области минимума с теорией. Теперь остается проверить, что при энергии  $E \sim 200$  Гэв и  $\sim 500$  Гэв ускорителя в Батавии действительно будет наблюдаться то увеличение  $\sigma_{pp}^{tot}$ , соответственно, до 38,6 и 39 мбн, которое следует<sup>1)</sup> из рис. 1. В дальнейших опытах очень важно получить подтверждение основного вывода теории [4] о том, что все сечения  $\sigma^{tot}$  должны с ростом энергии расти в области  $E \gtrsim 200$  Гэв (для  $\sigma_{pp}^{tot}$  — при  $E \gtrsim 500$  Гэв).

Наклон дифракционного конуса  $b(E, t) = b_0(E) + t b^*(E)$  определяет зависимость от  $t$  сечения упругого рассеяния:  $d\sigma/dt = C \exp(bt)$ .

Он связан с асимптотикой амплитуды  $M(E, t)$  формулой

$$b = t^{-1} \ln \overline{|M(E, t)|^2} / \overline{|M(E, 0)|^2}$$

(черта означает усреднение по спиновым состояниям) и при  $t > 0$  может быть найден теоретически путем разложения  $M(E, t)$  по степеням  $t$ .

При учете вклада полюсов Редже и  $PP$ -ветвлений, неусиленных [4] и усиленных [5], легко получить [см. [6]]:

$$b_0(E) = b(E, 0) = 2\lambda_P + \Delta b + O(E^{-1/2}),$$

$$b^*(E) = [\partial b(E, t) / \partial t]_{t=0} = \lambda_P^2 - \frac{C_P \gamma_P}{4} \left( \frac{1}{4} + \beta_A \cdot \beta_B \right) \lambda_P - \frac{(\Delta b)^2}{2}. \quad (1)$$

<sup>1)</sup> Предварительные данные ЦЕРН'а  $\sigma_{pp}^{tot} = 40,3 \pm 2$  мбн при  $E \sim 10^3$  Гэв очень не точны и согласуются с рис. 1 (как и данные группы Григорова [7], полученные в космических лучах).

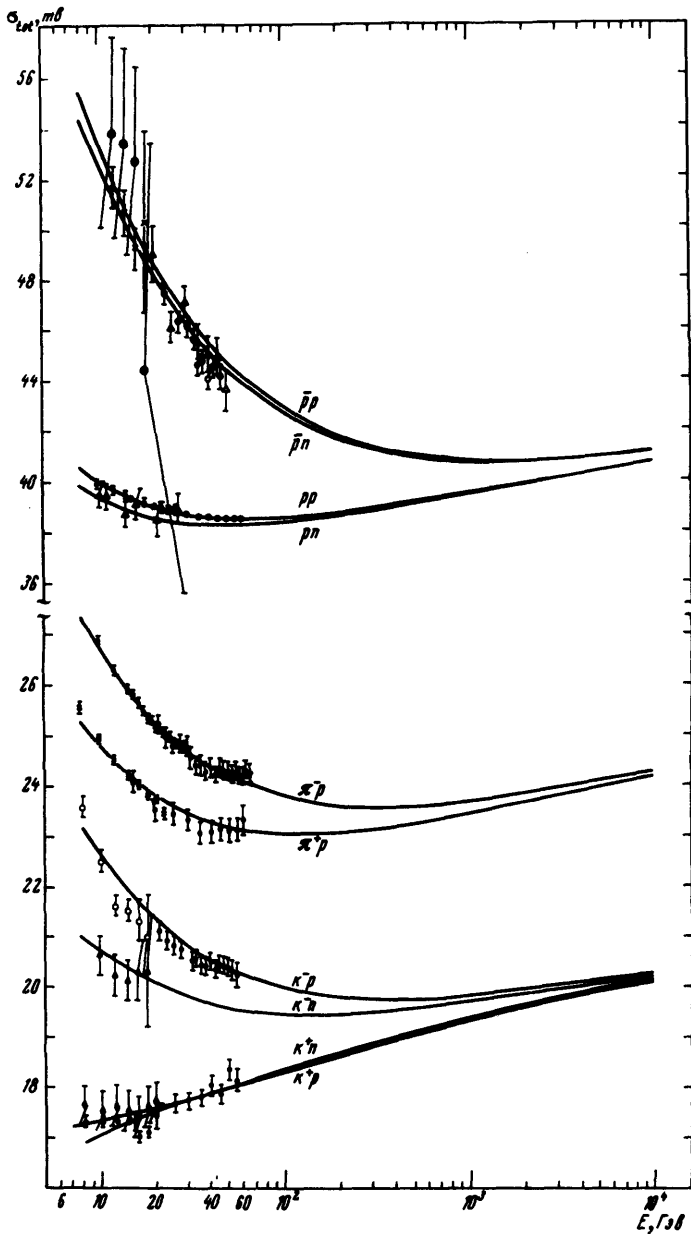


Рис. 1

Здесь  $\lambda_P = R_P^2 + a_P' \ln E$ ,  $\lambda_P' = \rho_P^4 + a_P'' \ln E$ ,  $E = E_{\text{лаб}} \Gamma_{\text{эв}}$ ,  $a_P'$  и  $a_P''$ ,  $R_P^2$  и  $\rho_P^4$  — параметры  $P$ -траектории и вычета  $P$ -полюса.  $a_P \approx 1 + a_P' t + a_P'' (t^2/2)$ ,  $\gamma_P(t) = \gamma_P \exp(R_P^2 t + \rho_P^4 t^2/2)$  (степенной форме вычета  $\gamma_P(t) = \gamma_P \exp\left[-\nu \ln\left(1 - \frac{R^2 t}{\nu}\right)\right]$ , где  $\nu$  — некоторая степень, отвечает значение  $\rho_P^2 = R_P^2 / \sqrt{\nu}$ ). Величина

$$\Delta b = \frac{C_P \gamma_P}{4} \left[ 1 + 2(\beta_A + \beta_B) \ln \frac{\lambda_P}{\lambda_0} \right], \quad \lambda_0 = 0,56 a_P', \quad (2)$$

является вкладом в  $b_0$  от  $PP$ -ветвлений,  $C_P$  — коэффициент ливневого усиления, близкий к единице и известный [8] из данных опыта, а  $\beta_A = \frac{r_0}{C_P g_A}$ ,  $\beta_B = \frac{r_0}{C_P g_B}$ ,  $g_A, g_B$  — константы связи сталкивающихся частиц  $A, B$  с  $P$ -полюсом, причем  $\gamma_P(0) = \gamma_P = g_A g_B$ ,  $r_0$  — постоянная вершины  $r = r_0 \sigma_P t$  превращения  $P$ -реджеона в два ( $P \rightarrow 2P$ ). Через [6]

$$O(E^{-1/2}) = \sum_{\sigma \neq P} \frac{v_\sigma}{E^{1-\alpha_\sigma(\sigma)}} \approx \frac{1}{E^{1/2}} \sum_\sigma v_\sigma,$$

$$v_\sigma = \frac{\pm \gamma_\sigma}{\gamma_P} \left[ \lambda_\sigma - \lambda_P + \frac{C_\sigma \gamma_\sigma \lambda_P^2}{(\lambda_\sigma + \lambda_P)^2} \right] \quad (3)$$

обозначен вклад полюсов  $\sigma \neq P$ , быстро вымирающий при  $E \rightarrow \infty$ , причем  $\gamma_\sigma, C_\sigma, \lambda_\sigma$  — величины, определенные точно так же, как  $\gamma_P, C_P = C$  и  $\lambda_P$ , и знак  $\pm \gamma_\sigma$  соответствует знаку вклада данного полюса в реджевскую асимптотику. В (3)  $\sigma = P^*, \omega, \rho, A_2$ , причем наиболее важны вклады  $P^*$  и  $\omega$ . Для  $\bar{p}p$ - и  $K^-p$ -рассеяния они складываются в (3), а для  $pp$  и  $K^+p$  — почти полностью взаимно погашаются. Поэтому уже в области  $E \gtrsim 10$  Гэв член  $O(E^{-1/2})$  в (1) очень мал. В (1), (2) пренебрежено членами  $\sim \beta_A \beta_B$  и не учтен вклад 4-х реджеонного усиленного графика<sup>1)</sup>. Эти члены малы (или неизвестны) и, как можно проследить, не меняют полученных ниже выводов.

Основной вклад  $2\lambda_P$  в  $b_0(E)$ , растущий линейно с ростом  $\ln E$ , дает  $P$ -полюс.  $PP$ -ветвления (перерассеяния): а) приводят к появлению практически постоянной добавки  $\Delta b$  (2) к  $b_0(E)$ ; б) уменьшают величину  $b^*(E)$  тем больше, чем больше  $\beta_A \beta_B$  и  $\Delta b$ .

Рассмотрим  $pp$ -рассеяние, для которого  $\beta_A = \beta_B = \beta$  неизвестно  $C_{PYP}/4 \approx 1,7$ ,  $R_P^2 = 1,7$  [1, 2] (все величины даны в  $(\text{Гэв}/c)^{-2}$  или  $(\text{Гэв}/c)^{-4}$ ). Как видно из рис. 2, данные ИФВЭ [9] и ЦЕРН'а [10] подтверждают основной теоретический вывод, следующий из (1), о линейности роста  $b_0(E)$  с ростом  $\ln E$ . Кроме того, опыт показывает, что с увеличением  $|t|$

<sup>1)</sup> Без этих пренебрежений в (2) следует добавить член  $\Delta^* b = -4\ell_0^2 \left( \ln \frac{\lambda_P}{\lambda_0} - \frac{1}{2} \right)$ ,

$$\text{а } b^* = \lambda_P^2 - \frac{C_{PYP}}{4} \left( \frac{1}{4} + \beta_A + \beta_B + 2\beta_A \beta_B \ln \frac{\lambda_P}{e\lambda_0} \right) \lambda_P - \frac{3}{2} \ell_0^2 \left( \ln \frac{\lambda_P}{\lambda_0} - \frac{5}{2} \right),$$

где  $\ell_0$  — амплитуда распада  $P \rightarrow 4P$ . Кроме того, формулы (1), (2)

можно уточнить, заменяя в них  $\gamma_P \rightarrow \gamma_P \left( 1 - \frac{u}{\lambda_P} \right)^{-1}$ ,  $\ell_0^2 \rightarrow \ell_0^2 \left( 1 - \frac{u}{\lambda_P} \right)^{-1}$

$$\text{где } u = \frac{C_{PYP}}{4} + \frac{4\ell_0^2}{3}.$$

наклон  $b'(E, t)$  уменьшается, т. е. что  $b'(E)$  положительно (и порядка  $\sim 10$ ). Поэтому точки ЦЕРН'а [8] лежат на рис. 2 немного ниже теоретической прямой (тем ближе к ней, чем меньше  $|t|$ ). Величина  $2\lambda_P$ , указанная на рис. 2 пунктиром, ниже данных опыта на  $(\Delta b)_{\text{эксп}} \approx 3,4$ . Поэтому, для соответствия  $b_0(E)$  из (1) с рис. 2 нужно а) либо выбрать  $\beta \approx 0,1$ ; б) либо считать, что  $\beta = 0$ , но что  $R_P^2$  больше значения 1,7, полученного ранее [1, 2], примерно на  $0,6 \div 0,7$  (это изменение  $R_P^2$  может возникнуть при учете нелинейности  $\lambda_P^2 t^2/2$  в экспоненте вклада  $P$ -полюса).

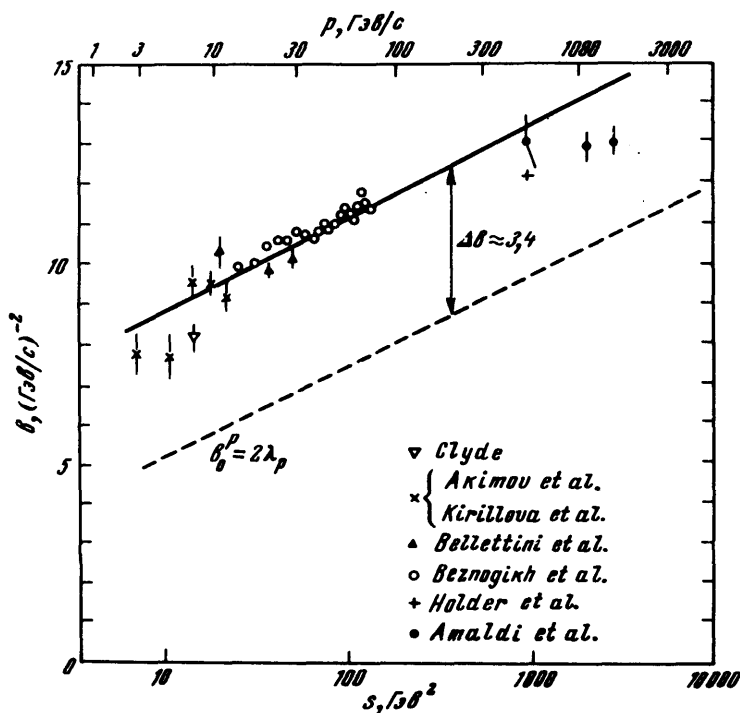


Рис. 2

Наиболее разумная оценка  $\lambda_P^2$  (при  $\rho_P^2 \approx R_P^2 = 1,7$ ,  $\alpha'' \approx 0,3$ ) дает, при  $E \sim 10^3 \text{ Гэв}$ ,  $\lambda_P^2 \approx 7 \div 10$ . Поэтому, в случае а) при  $\beta = 0,1$ ,  $\Delta b \approx 3,4$ , получаем слишком малое  $b' \approx \lambda_P^2 - 7 \approx 0$ ; в случае б) когда  $\beta = 0$ ,  $\Delta b \approx 1,7$  получаем:  $b' \approx \lambda_P^2 - 2$ , т. е. более разумное значение  $b' \approx 6$ .

Наблюдение на опыте линейного роста  $b'(E)$  с ростом  $\ln E$  будет прямым свидетельством кривизны  $P$ -траектории, т. е. того, что  $\alpha_P'' > 0$ .

## Литература

- [ 1 ] К.Г.Боресков, А.М.Лалидус, С.Т.Сухоруков, К.А.Тер-Мартirosян. Доклад на Конференции в г. Киеве, 1970 г. (см. раппортерский доклад А.Н.Тавхелидзе).
- [ 2 ] К.Г.Боресков, А.М.Лалидус, С.Т.Сухоруков, К.А.Тер-Мартirosян. ЯФ, 14, 814, 1971.
- [ 3 ] S.P.Denisov, S.V.Donskov, Yu. P.Gorin, A.I.Petrukin, Yu. D.Prokoshkin, O.A.Stoyanova, J.V.Allaby, G.Giacomelli. Phys. Lett., 36B, 415, 1971; S.P.Denisov, Yu. D.Dmitrevski, S.V.Donskov et al. Phys. Lett., 36B, 528, 1971.
- [ 4 ] В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 53, 654, 1967; К.А.Тер-Мартirosян. ЯФ, 10, 1047, 1969.
- [ 5 ] К.А.Тер-Мартirosян. ЯФ, 10, 1262, 1969; В.Н.Грибов, А.А.Мигдал. ЯФ, 8, 1002, 1213, 1969.
- [ 6 ] К.А.Тер-Мартirosян. Письма в ЖЭТФ, 10, 445, 1969.
- [ 7 ] Н.Л.Григоров, Г.П.Кахитзе, В.Е.Нестеров, И.Д.Рапопорт, А.А.Савенко, А.В.Титенков, П.П.Шишков. Изд. АН СССР, 5, 383, 1967.
- [ 8 ] А.Б.Кайдалов. ЯФ, 13, 401, 1971.
- [ 9 ] G.G.Beznogikh, A.Buyak, K.T.Lovchev, L.E.Kirillova, R.K.Markov, B.A.Morosov, V.A.Nikitin, P.V.Nomokonov, M.G.Shafranova, V.A.Sviridov, Truong Rien, V.I.Zaychki, N.K.Zhidkov, L.S.Zolin, S.B.Nurushev, V.L.Solovianov. Phys. Lett., 30B, 274, 1969.
- [ 10 ] U.Amaldi, R.Biancastelli, C.Bosio, G.Mittiae, J.V.Allaby, W.Batrel, G.Cocconi, A.N.Diddens, R.W.Dobinson, V.Elings, J.Litt, L.S.Rochester, A.M.Wetherell. Phys. Lett., Phys. Lett., 36B, 504, 1971.