

РОСТ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ И УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ

Л. Д. Соловьев

Предложено простое выражение для амплитуды упругого протон-протонного рассеяния, соответствующее фруассаровскому росту полного сечения и удовлетворительно описывающее все данные по дифференциальному сечению, полученные на накопительных кольцах ЦЕРН.

Как показали измерения в ЦЕРНе [1], полное сечение протон-протонного рассеяния быстро растет с энергией. В то же время параметр наклона дифракционного конуса и отношение упругого сечения к полному медленно меняются с энергией [2, 3, 1]. Покажем, что такое поведение при достигнутых энергиях полностью совместимо с фруассаровским ростом полного сечения.

При $s_0 < s < 3000 \text{ Гэв}^2$ полное сечение хорошо описывается формулой

$$\sigma = \sigma_0 + \Delta, \quad (1)$$

$$\Delta = \sigma_1 \ln^2 (s / s_0), \quad (2)$$

где $\sigma_0 = 38,4 \text{ мбн}$, $s_0 = 122 \text{ Гэв}^2$ и $\sigma_1 = 0,49 \text{ мбн}$. Параметры s_0 и σ_1

(при одном и том же Δ в измеренной области) могут несколько изменяться. Мы используем параметры работы [4], соответствующие данным из космических лучей [5]. Такое поведение совместимо с максимально возможным (фруассаровским) ростом. Интересно допустить, что член Δ соответствует насыщению границы Фруассара, а σ_0 эффективно учитывает предасимптотические члены. Но тогда мы получаем, что параметр наклона дифракционного конуса $b(s, t) = (d/dt) \ln(d\sigma_{\text{упр}}/dt)$ и отношение полного упругого сечения к полному $r(s) = \sigma_{\text{упр}}/\sigma$ должны определенным образом вести себя при $s \rightarrow \infty$:

$$b(s \rightarrow \infty, 0) = (16\pi\rho)^{-1} \Delta, \quad (3)$$

$$r(s \rightarrow \infty) = \rho. \quad (4)$$

Здесь ρ — константа, в качестве которой разумно рассмотреть числа 1 (неупругие вклады минимальны) или 1/2 (неупругие вклады максимальны). Должна ли зависимость (3) (4) наблюдаться при достигнутых энергиях? Как может осуществляться выход к фруассаровскому пределу для b и r , если для σ он происходит по формуле (1)? Чтобы ответить на эти вопросы, рассмотрим модель упругого рассеяния, соответствующую (1). Поскольку упругое сечение быстро убывает с ростом $-t$, нам даже для анализа $\sigma_{\text{упр}}$ достаточно ограничиться $-t < 0,3 (Гэв/c)^2$. При этом можно пренебречь реальной частью упругой амплитуды. Рассмотрим амплитуду

$$T(s, t) = i [\sigma_0 \exp(b_0 t/2) + \Delta 2(-4b_1 t)^{-1/2} J_1((-4b_1 t)^{1/2})], \quad (5)$$

где J_1 — функция Бесселя. Из условий (3), (4)

$$b_1(s \rightarrow \infty, 0) = (16\pi\rho)^{-1} \Delta. \quad (6)$$

Для выбора b_0 заметим, что данные при $s < s_0$ хорошо описываются первым членом в (5), поэтому в качестве b_0 следует взять серпуховские данные [2] для параметра наклона. При $-t < 0,14 (Гэв/c)^2$

$$b_0(s, t) = [6,8 + 2 \cdot 0,47 \ln(s/1 Гэв^2)] (Гэв/c)^{-2}. \quad (7)$$

Учитывая в b_1 предасимптотические члены с помощью константы β , имеем

$$b_1(s, t) = \beta + (16\pi\rho)^{-1} \Delta. \quad (8)$$

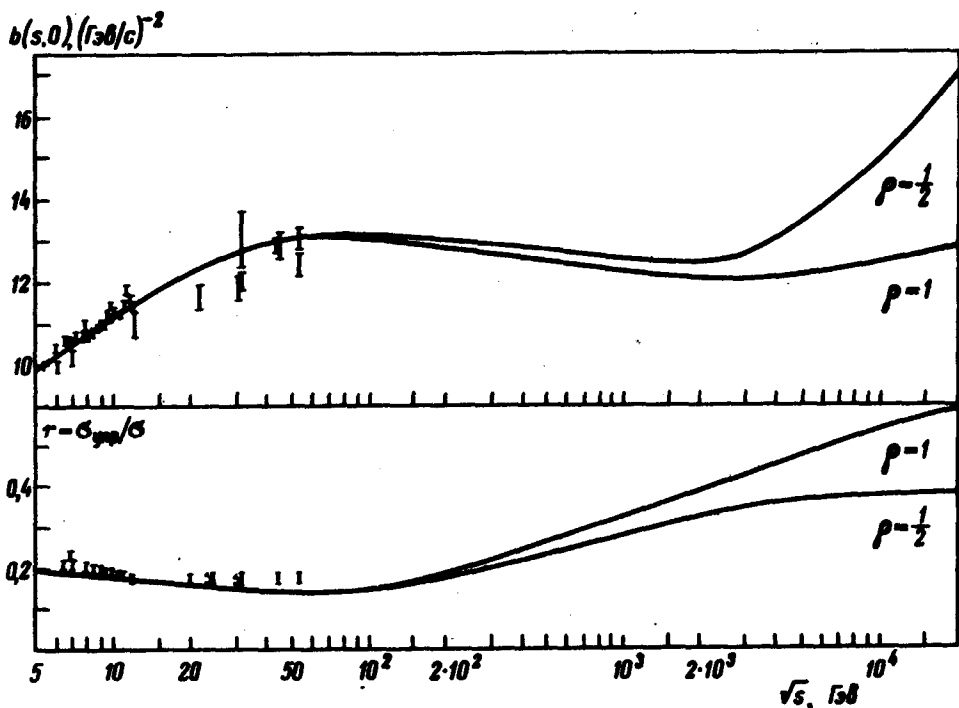
Учет β — существенная черта рассматриваемой модели, в которой β — единственный свободный параметр. Выбирая

$$\beta = 2,5 (Гэв/c)^{-2}, \quad (9)$$

мы получаем следующие следствия.

1. Параметр наклона дифракционного конуса $b(s, 0)$ с ростом энергии замедляет свой рост и в интервале s от 10^3 до $10^7 Гэв^2$ остается практически постоянными на уровне $12 - 13 (Гэв/c)^{-2}$ (рисунок).

2. С ростом $-t$ при фиксированном s параметр b убывает. Так, при $s = 2500 Гэв^2$ он равен 13,0; 12,0 и 10,5 $(Гэв/c)^{-2}$ при $-t = 0; 0,1$ и $0,2 (Гэв/c)^2$, соответственно.



Параметр наклона дифракционного конуса при $t = 0$ и отношение упругого сечения к полному для pp -рассеяния в случае механизма Фруассара. ρ – асимптотическое значение r . Экспериментальные точки – из работ [1 – 3]

3. Отношение упругого сечения к полному r остается на уровне 0,1 – 0,2 в интервале s от 100 до $10^5 \cdot \text{ГэВ}^2$ (рисунок).

Таким образом, в согласии с имеющимися данными, параметры b и r очень медленно выходят к своим фруассаровским пределам. Как отмечалось в [6], это связано с малостью численного коэффициента в асимптотической формуле (3). Мы видим, что гипотеза о фруассаровском росте полного протон-протонного сечения соответствует всем имеющимся данным, и проверка универсальности [6] этого поведения в других реакциях представляет большой интерес.

В заключение заметим, что амплитуда (5) полиномиально ограничена при фиксированных $t > 0$, удовлетворяет унитарности в прямом канале и имеет в j -плоскости разрез $[(j - 1)^2 - (\sigma_1/4\pi\rho)t]^{-3/2}$. При больших $-t$ она дает в сечении минимумы и вторичные максимумы, которые с ростом энергии смещаются в сторону меньших $-t$. Так, при $s = 900 \text{ ГэВ}^2$ и $\rho = 1/2$ первый минимум, второй максимум и второй минимум расположены при $-t = 1,3; 2,4$ и $4,5 (\text{ГэВ}/c)^2$, соответственно. При $s = 2500 \text{ ГэВ}^2$ они смещаются в $1,2; 2,2$ и $4,1 (\text{ГэВ}/c)^2$, соответственно. Умножив второй член в (5) на $\exp(ct/2)$, где $c = 3,3 (\text{ГэВ}/c)^{-2}$, получаем удовлетворительное описание дифференциального сечения

протон-протонного рассеяния в интервале измерений на накопительных кольцах ЦЕРН, где сечение изменяется на 7 порядков [7].

Институт физики высоких энергий

Поступила в редакцию
24 декабря 1973 г.

Литература

- [1] U. Amaldi et al. *Phys. Lett.*, 43B, 231; 44B, 112, 1973; S.R. Amendola et al. *Phys. Lett.*, 44B, 119, 1973.
 - [2] G.G. Beznogikh et al. *Phys. Lett.*, 30E, 274, 1969; Kh. M. Chernev et al. *Phys. Lett.*, 36E, 266, 1971.
 - [3] V. Amaldi et al. *Phys. Lett.*, 36B, 504, 1971; G. Barbellini et al. *Phys. Lett.*, 39E, 663, 1972.
 - [4] E. Leader, U. Maor. *Phys. Lett.*, 43E, 505, 1973.
 - [5] G. B. Yodh, Yash Pal, J.S. Trefil. *Phys. Rev. Lett.*, 28, 1005, 1972.
 - [6] Л.Д. Соловьев. Материалы III Международного совещания по нелокальным теориям поля, 23 – 30 апреля 1973 г. Алушта; Сообщение ОИЯИ Д2-7161, Дубна 1973, стр. 193; Письма в ЖЭТФ, 18, 455, 1973.
 - [7] ACHGT Collaboration. Presented by C. Rubbia at the XVI Intern. Conf. on High Energy Physics, Batavia, 1972.
-