Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 3, стр. 164 – 167   5 февраля 1972 г.

О ПАРНЫХ СПЕКТРАХ ЧАСТИЦ ВО ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

К. А. Тер-Мартиросян, Ю. М. Шабельский

Данные опыта [1 – 3] показывают, что полное (так называемое "инклюзивное") сечение образования частицы $d\sigma_1 = \sum_H d\sigma(a + b \to 1 + H)$ с заданным импульсом $\mathbf{P}_1 = (P_\ell, \mathbf{P}_\perp)$, где H – некоторое многочастичное адронное состояние, обладает при высокой энергии $E_0 = E_{\text{лаб}}$ своеобразной автомодельностью – оно зависит лишь от $x = \frac{P_\ell}{E}$ и $P_\perp^2$ т. е. $d\sigma_1 = \rho(x, P_\perp^2)\frac{d^3P_1}{2E_1}$, $P_\ell \approx E$, $P_\perp << E$. Теория комплексных моментов определяет функцию ρ в области $m^2/s << 1 - x << 1$ в виде [4 – 6]:

$$\rho(x, P_\perp^2) = \sum_a B_a(t) - (1 - x)^{1 - 2a_a(t)}, \tag{1}$$

где

$$t = (P_a - P_1)^2 = (1 - x)\left(m_0^2 - \frac{m_1^2}{x}\right) - \frac{P_\perp^2}{x}$$

$a_a(t) = a_a(0) + t a'_a$ – траектория одного из возможных реджеонов,

$$B_a(t) = \frac{1}{\pi^2} |g_a(t)\, \eta_a(t)|^2 \sigma_2(t). \qquad (2)$$

При параметризации $B_a(t) = B_a^o e^{2R_a^2 t}$ получается хорошее описание спектров $\pi^\pm$, $K^\pm$, P, $\bar{P}$, полученных в PP-столкновениях [7, 8].

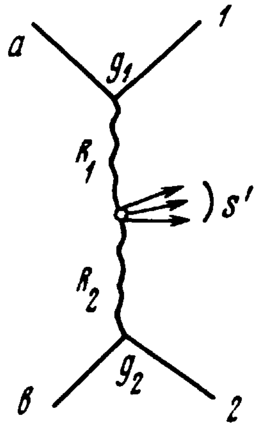


Рис. 1

В настоящее время, в связи с пуском накопительных колец в ЦЕРН'е, появилась возможность экспериментального изучения такого же полного сечения образования двух частиц $d\sigma_{12} = \sum_H d\sigma(a + b \to 1 + 2 + H)$.

Если $1 - x_1 << 1$ и $1 - x_2 << 1$, где $x_1 = \frac{P_{1\ell}}{E_o} \approx \frac{E_1}{E_o}$, $x_2 = \frac{P_2}{E_o} \approx \frac{E_2}{E_o}$, $E_o = P_a = P_b$, а поперечные импульсы $P_{1\perp}$ и $P_{2\perp}$ малы, то процессу $ab \to 12H$ отвечает[1)] график рис. 1 и амплитуда вида [9]

$$T = 8\pi g_1(t_1)\, g_2(t_2)\, \eta_1(a_1)\, \eta_2(a_2)\, T'_H(t_1, t_2, s')\left(\frac{s}{s_2}\right)^{a_1(t_1)}\left(\frac{s}{s_1}\right)^{a_2(t_2)} \qquad (3)$$

где g_1, g_2 – реджевские вершины, η_1, η_2 – сигнатурные множители, T'_H – амплитуда образования пучка адронов, $s_1/s = 1 - x_2$, $s_2/s = 1 - x_1$, т. е. [9] $s_1 s_2 = s(s' + P_\perp'^2)$.

Так как $d\sigma_{12} = \sum_H \frac{|T|^2}{2s} d\tau$, где $d\tau = \frac{d^3P_1 d^3P_2}{(2\pi)^6 2E_1 2E_2} d\tau'_H$,

$d\tau'_H$ – фазовый объем частиц в пучке H, причем $d\sigma'_H = \frac{|T'_H|^2}{2s'} d\tau'_H$ – сечение образования этого пучка при столкновении двух реджеонов,

1) При этом велики отношения $s/s_1 = 1/(1 - x_2)$ и $s/s_2 = 1/(1 - x_1)$, что является условием [9] применимости мультиреджеонного описания.

то

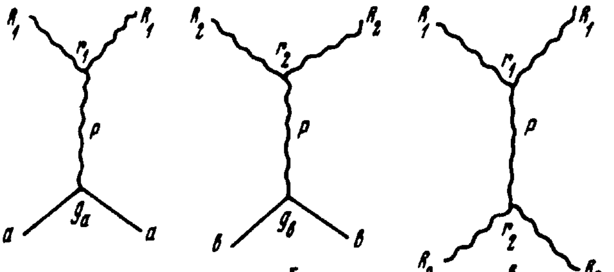
$$d\tau_{12} = B_{12}(1-x_1)^{1-2\alpha_1(t_1)}(1-x_2)^{1-2\alpha_2(t_2)}\frac{d^3P_1}{2E_1}\frac{d^3P_2}{2E_2} =$$

$$= \rho_{12}\frac{d^3P_1}{2E_1}\frac{d^3P_2}{2E_2}, \tag{4}$$

где

$$B_{12} = \frac{1}{\pi^4}\left|g_1(t_1)\eta_1 g_2(t_2)\eta_2\right|^2\sigma'(t_1, t_2, s') \tag{5}$$

причем $\sigma' = \sum\limits_H \int d\sigma_H'$ – полное сечение взаимодействия двух реджеонов при энергии $\sqrt{s'}$. Аналогично этому выражение (2) для одиночного спектра содержит сечение взаимодействия реджеон-частица σ_2.



а *б* *в* Рис. 2

При большом s' эти сечения не зависят от энергии. Если для реджеон-реджеонного рассеяния выполняется оптическая теорема (для рассеяния реджеона на частице она доказана В.Н.Грибовым и А.А.Мигдалом в работе [10]), то легко видеть (см. рис. 2, *а*, *б*, *в*)

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \sigma(a + R_1) = 8\pi g_a r_1(t_1), \\ \sigma_2 &= \sigma(b + R_2) = 8\pi g_b r_2(t_2), \\ \sigma' &= \sigma(R_1 + R_2) = 8\pi r_1(t_1) r_2(t_2), \end{aligned} \tag{6}$$

где $r_1(t_1)$ и $r_2(t_2)$ – вершины взаимодействия P-реджеона с реджеонами R_1 и R_2 на рис. 2, *а*, *б*, а g_a и g_b – P-реджеона с частицами a и b. Поэтому в области $s' \gg m_i^2$ $\sigma' = \dfrac{\sigma_1\sigma_2}{8\pi g_a g_b}$, и формулы (2) и (5) дают

$$\rho_{12}(x_1, x_2, P_{1\perp}^2, P_{2\perp}^2) = \frac{\rho_1(x_1, P_{1\perp}^2)\rho_2(x_2, P_{2\perp}^2)}{8\pi g_a g_b}. \tag{7}$$

Если для реджеон- реджеонного рассеяния оптическая теорема не выполняется при большом s', но σ' при этом выходит на константу, то B_{12} в формуле (5) есть некоторая убывающая функция переменных t_1 и t_2 и может при малых $|t_1|$, $|t_2|$ быть представлена в виде $B_{12} = B_{12}^{\circ}\, e^{2(R_1^2 t_1 + R_2^2 t_2)}$.

Если частицы a, 1 (или b, 2) одинаковы, то наибольший вклад на рис. 2,*а*, *б* дает P-реджеон ($R = P$). В этом случае, как можно показать [10], вершины $r_1(t_1)$ или $r_2(t_2)$ должны зануляться, соответственно, при $|t_1| \to 0$ или $|t_2| \to 0$. Экспериментальное исследование этого эффекта, а также оптической теоремы для реджеон-реджеонного рассеяния представляет большой интерес для теории.

Авторы благодарны проф. Шопперу за интересное обсуждение.

Поступила в редакцию
27 декабря 1971 г.

Литература

[1] J.V.Allaby et al. CERN 70-12, 1971.

[2] Yu. V.Bushnin et al. Phys. Lett., 29B, 48, 1969; F Binon et al. Phys. Lett., 30B, 506, 1969.

[3] J.V.Allaby et al. Rep. on Amsterdam Conf., 1971.

[4] L.Caneschi, A.Pignotti. Phys. Rev. Lett., 22, 1219, 1969.

[5] A.H.Mueller. Phys. Rev., D2, 2963, 1970.

[6] В.А.Абрамовский, О.В.Канчели, И.Д.Манджавидзе. ЯФ, 13, 1102, 1971.

[7] G.Ranft, J.Ranft. Preprint JINR E2-6031, 1971.

[8] C.Risk, J.H.Friedman. Phys. Rev. Lett., 27, 353, 1971.

[9] К.А.Тер-Мартиросян. Nucl.Phys., 68, 591, 1965.

[10] В.Н.Грибов, А.А.Мигдал. ЯФ, 8, 1002, 1968.