УДК 539.1

А.А.Шнайдер

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АДРОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ В КВАРК-ГЛЮОННОЙ МОДЕЛИ С МАЛЫМ ЧИСЛОМ РАССЕИВАТЕЛЕЙ

The $\pi\pi$-meson scattering amplitudes with one additional gluon are calculated. The value of the rise $\pi\pi$-total cross-section is received. The value of the Pomeron trajectory slope is found. The obtained results agree with the experimental data very well.

Введение

Исследования взаимодействия адронов и ядер при сверхвысоких энергиях представляют основную проблему физики элементарных частиц в ближайшее десятилетие. Эти исследования проводятся на существующих ускорителях Tevatron и RHICK, а также планируются на вводимом в 2007 г. ускорителе LHC. Для описания результатов, полученных на действующих ускорителях, и прогнозирования тех, что будут получены на ускорителе LHC, используются различные модели [1-3].

Любая модель, претендующая на описание сильных взаимодействий, должна объяснить следующие характерные свойства неупругих процессов.

1. Вплоть до энергий s = 1000 ГэВ^2, s = 4E^2 отношение полного сечения рассеяния π-мезона на протоне к полному сечению протон-протонного рассеяния $\sigma_{tot}^{\pi p}/\sigma_{tot}^{pp}$ в широком интервале энергий налетающих частиц примерно равно 2/3.В подтверждение приводим полученную нами обработку экспериментальных данных (рис.1).

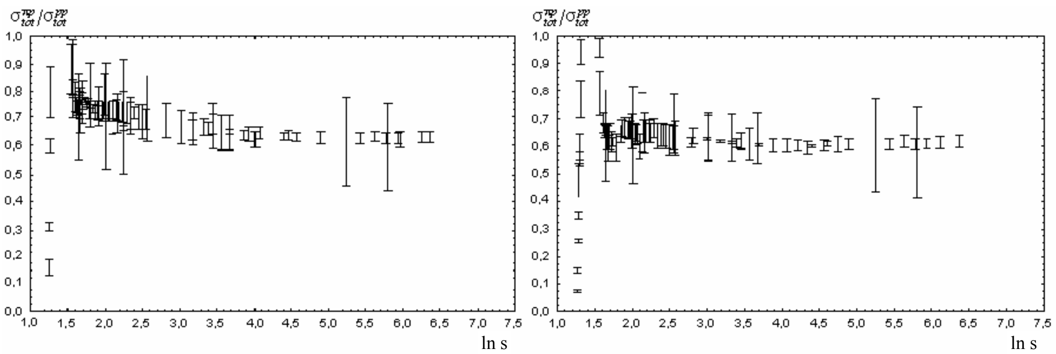

Рис.1. Отношение полного сечения рассеяния π^--мезона (а) и π^+-мезона (б) на протоне к полному протон-протонному сечению рассеяния

2. Дифракционный конус в упругом рассеянии медленно сокращается с ростом энергии, т.е. наклон траектории Померанчука α'_p мал: $\alpha'_p \ll 1$.

Необходимо отметить, что ни одна партонная модель, в которой число партонов велико, не может объяснить факт постоянства отношения $\sigma_{tot}^{\pi p}/\sigma_{tot}^{pp}$. Даже с небольшим увеличением числа партонов заметно увеличивается и отношение полных сечений:

$$\frac{\sigma_{tot}^{\pi p}}{\sigma_{tot}^{pp}} \approx \frac{2+5}{3+5} = 0{,}875; \ \frac{\sigma_{tot}^{\pi p}}{\sigma_{tot}^{pp}} \approx \frac{2+10}{3+10} \approx 0{,}92.$$

Малость наклона траектории Померанчука также нельзя объяснить с точки зрения большого числа глюонов в адроне. (Теория BFKL-померона [1] дает значение наклона померона ~ 1). Кроме того, поскольку число рассеивателей (партонов) велико, величины сечений будут большими. Наиболее наглядно это видно в теории BFKL-померона, в которой несколько первых членов ряда для полного сечения имеют вид

$$\sigma_{tot} = 22(1 + 0{,}67\ln s + 0{,}41\ln^2 s).$$

Величина сечения, вычисленная из этого выражения, на два порядка превышает экспериментальные данные [4] (см. рис.2.).

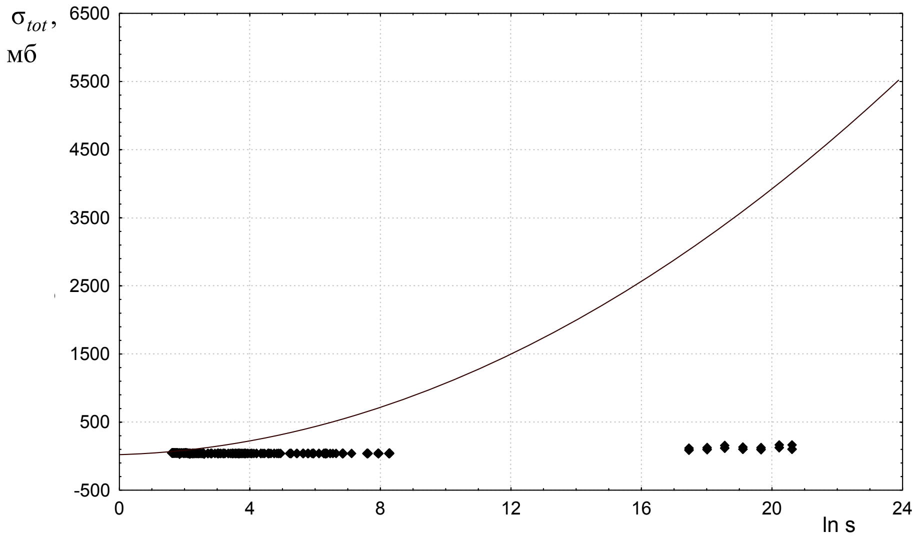

Рис.2. Графики полного протон-протонного сечения, полученные при помощи параметризации данных работы [4]: сплошная линия — теоретическая зависимость, ♦ — экспериментальные точки

Цель настоящей работы — дать описание адронных процессов при высоких энергиях в модели, в которой кроме двух валентных кварков есть два дополнительных рассеивателя — либо реальные, либо конституентные глюоны. Мы будем считать, что это реальные глюоны.

Очевидно, что в рамках квантовой хромодинамики естественными партонами являются кварки и глюоны, и поэтому желательно иметь фоковское разложение волновой функции быстрого адрона по цветным партонам. Такие разложения обычно используются при описании глубоконеупругих процессов, например, когда вычисляют структурные функции адронов с «разрешением» $Q^2 >> m^2$. Но в мягких процессах измеряются структурные функции с «разрешением» $Q^2 \approx m^2$. Такие функции, вообще говоря, плохо определены, так как в этом случае поперечные импульсы кварков и глюонов порядка $1/r_c$. Мы используем полученную нами волновую функцию π-мезона:

$$\left|\pi^+(p)\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}\sum\int d^3p_u d^3p_d G(p_u - p_d)\delta^3(p - p_u - p_d)\left|u^+_{iu}(p_u)d^+_{id}(p_d)\right\rangle +$$

$$+\sum\int d^3p_u d^3p_d d^3k M_1^\pi \left|u^+_{iu}(p_u)u^+_{id}(p_d)g^+_{\lambda a}(k)\right\rangle +$$

$$+\frac{1}{2}\sum\int d^3p_u d^3p_d d^3k_1 d^3k_2 M_2^\pi \left|u^+_{iu}(p_u)u^+_{id}(p_d)g^+_{\lambda_1 a_1}(k_1)g^+_{\lambda_2 a_2}(k_2)\right\rangle;$$

$$M_1^\pi = -\frac{1}{\sqrt{3}}\frac{\alpha^{1/2}}{2^{1/2}\pi}\frac{k(\lambda)}{k_q^2}\frac{1}{\omega_k^{1/2}}\delta^3(p - p_u - p_d - k)\int\frac{d^3r}{(2\pi)^3}G(r)\cos(p_u - p_d)rL^a_{iuid};$$

$$M_2^{\pi} = -\frac{2}{\sqrt{3}}\frac{\alpha}{2\pi^2}\frac{1}{(\omega_{k_1}\omega_{k_2})^{1/2}}\delta^3(p - p_u - p_d - k_1 - k_2)\int\frac{d^3 r}{(2\pi)^3}G(r)\times$$

$$\times\left[\cos(p_u - p_d)r\left(\frac{1}{3}\delta^{a_1a_2}\delta_{iuid} + d_{a_1a_2a}L^a_{iuid}\right)\frac{k_1(\lambda_1)k_2(\lambda_2)}{k_{1t}^2k_{2t}^2}\sin k_1 r\sin k_2 r\right] +$$

$$+\, i\sin(p_u - p_d)rf_{a_1a_2a}L^a_{iuid}R(k_1,\lambda_1;k_2,\lambda_2),$$

где

$$R(k_1,\lambda_1;k_2,\lambda_2) = \left[\frac{(k_1+k_2)(\lambda_1)}{(k_1+k_2)_t^2}\sin(k_1+k_2)r - \frac{k_1(\lambda_1)}{k_{1t}^2}\sin k_1 r\cos k_2 r\right]\frac{k_2(\lambda_2)}{k_{2t}^2}. \quad (1)$$

Выражение для амплитуды вероятности найти в π-мезоне два глюона (1) учитывает только случай $\omega_{k_1} >> \omega_{k_2}$.

Амплитуды рассеяния

Задача вычисления амплитуд рассеяния заключается в учете взаимодействий всех партонов каждого из адронов, инициируемых обменом глюоном. Чтобы не усложнять цепочки расчетов, можно ввести следующее обозначение:

$$^{n_1}_{n_2}M^{k_1}_{k_2},$$

где n_1, n_2 — число дополнительных глюонов в волновых функциях взаимодействующих адронов; k_1, k_2 — символы, указывающие на характер взаимодействия (принимают значение «k», если взаимодействие произошло посредством излучения глюона из кварка, и значение «g», если взаимодействие произошло посредством излучения глюона из дополнительного глюона в волновой функции адрона). Соответствующие схемы амплитуд рассеяния представлены на рис.3.

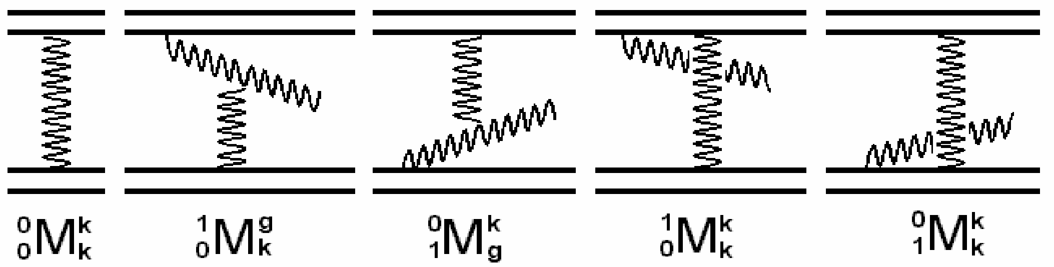

Рис.3. Схемы амплитуд рассеяния двух π-мезонов с учетом одного дополнительного глюона

Для вычисления амплитуд рассеяния π^+-мезона на π^--мезоне введем следующие обозначения: k — импульс глюона в волновой функции адрона; q — импульс глюона, посредством которого происходит взаимодействие, причем условно будем считать, что глюон излучается сверху вниз; p_{π_1}, p_{π_2} — импульсы π^+-, π^--мезонов соответственно; через p_{u_1}, p_{u_2} и i_{u_i}, i_{d_i} — соответственно импульсы и цвета кварков, их составляющих (i = 1,2). После целого ряда преобразований, которые мы из-за их громоздкости опускаем, получены следующие результаты:

$$^1_0M^g_k = C\int\frac{d^4q}{q^2}\frac{1}{\omega_k^{1/2}}\frac{(k-q)(\lambda)}{(k-q)_t^2}\delta^4(p_{\pi_1} - p_{u_1} - p_{d_1} - k - q)\,\delta^3(p_{\pi_2} - p_{u_2} - p_{d_2} + q)f_{cba}L^c_{iu_1id_1}L^b_{id_2iu_2}\times$$

$$\times\left[G(p_{u_1} - p_{d_1} - k + q) - G(p_{u_1} - p_{d_1} + k - q)\right]\left[G(p_{d_2} - p_{u_2} + q) - G(p_{d_2} - p_{u_2} - q)\right];$$

$$
{}_1^0M_g^k = C\int \frac{d^4q}{q^2}\frac{1}{\omega_k^{1/2}}\frac{(k-q)(\lambda)}{(k-q)_t^2}\delta^4(p_{\pi_2}-p_{u_2}-p_{d_2}+k+q)\delta^3(p_{\pi_1}-p_{u_1}-p_{d_1}-q)f_{cba}L^b_{iu_1id_1}L^c_{id_2iu_2}\times
$$

$$
\times\left[G(p_{d_2}-p_{u_2}-k+q)-G(p_{d_2}-p_{u_2}+k-q)\right]\left[G(p_{u_1}-p_{d_1}+q)-G(p_{u_1}-p_{d_1}-q)\right];
$$

$$
{}_0^1M_k^k = iC\int \frac{d^4q}{q^2}\frac{1}{\omega_k^{1/2}}\frac{k(\lambda)}{k_t^2}\delta^4(p_{\pi_1}-p_{u_1}-p_{d_1}-k-q)\,\delta^3(p_{\pi_2}-p_{u_2}-p_{d_2}+q)L^b_{id_2iu_2}\times
$$

$$
\times\left[G(p_{d_2}-p_{u_2}+q)-G(p_{d_2}-p_{u_2}-q)\right]\Big\{L^b_{iu_1j}L^a_{jid_1}\left[G(p_{u_1}-p_{d_1}-k+q)-G(p_{u_1}-p_{d_1}+k+q)\right]-
$$

$$
-L^a_{iu_1j}L^b_{jid_1}\left[G(p_{u_1}-p_{d_1}-k-q)-G(p_{u_1}-p_{d_1}+k-q)\right]\Big\};
$$

$$
{}_1^0M_k^k = iC\int \frac{d^4q}{q^2}\frac{1}{\omega_k^{1/2}}\frac{k(\lambda)}{k_t^2}\delta^4(p_{\pi_2}-p_{u_2}-p_{d_2}+k+q)\delta^3(p_{\pi_1}-p_{u_1}-p_{d_1}-q)L^b_{iu_1id_1}\times
$$

$$
\times\left[G(p_{u_1}-p_{d_1}+q)-G(p_{u_1}-p_{d_1}-q)\right]\Big\{L^a_{id_2j}L^b_{jiu_2}\left[G(p_{d_2}-p_{u_2}-k-q)-G(p_{d_2}-p_{u_2}+k-q)\right]-
$$

$$
-L^b_{id_2j}L^a_{jiu_2}\left[G(p_{d_2}-p_{u_2}-k+q)-G(p_{d_2}-p_{u_2}+k+q)\right]\Big\};
$$

здесь $C=-\dfrac{2g^2}{3}\dfrac{\alpha^{1/2}}{2^{1/2}\pi}\dfrac{1}{(2\pi)^2}$, $G(p)$ — структурная функция π-мезона.

Рост полных сечений

Квадрат модуля амплитуды с одним дополнительным тормозным глюоном, проинтегрированный по всем конечным состояниям, приводит к следующему выражению для роста полных сечений в $\pi\pi$-рассеянии:

$$
\frac{\Delta\sigma^1_{\pi\pi}}{\sigma^0_{\pi\pi}} = \frac{3\alpha_s(k_g^2)}{16\pi}\frac{\mu^2}{k_g^2}\left[1+\ln\left(1+\frac{4k_g^2}{\mu^2}\right)\right]\ln s. \tag{2}
$$

Наклон траектории Померанчука можно получить в приближении одного дополнительного тормозного глюона из произведения амплитуды на ее комплексносопряженную с неравным нулю переданным импульсом:

$$
\alpha'_p = \frac{3\alpha_s(k_g^2)}{16\pi}\frac{1}{k_g^2}\left[1+2\ln\left(1+\frac{4k_g^2}{\mu^2}\right)\right]. \tag{3}
$$

В выражения (2) и (3) входит параметр k_g. Он определяет ту величину комптоновской длины волны глюона, при которой глюон не перекрывается с валентными кварками. Фиксируя k_g из экспериментальных значений α_s, получим для вклада первого глюона в рост полных сечений следующую оценку:

$$
k_g^2 \approx 1{,}5\ \text{ГэВ}^2;\ \ \alpha_s(k_g^2)\approx 0{,}35;
$$

$$
\frac{\Delta\sigma^1_{\pi\pi}}{\sigma^0_{\pi\pi}} \approx 0{,}05;
$$

$$
\alpha'_p \approx 0{,}12\ \text{ГэВ}^{-2}.
$$

Для сравнения с экспериментальными данными протон-протонного рассеяния вычисленный вклад был умножен на 3/2. При этом для вклада одного тормозного глюона была подогнана растущая и постоянная части полных сечений. Далее все параметры варьировались заново. Была получена следующая зависимость полного протон-протонного сечения от $\ln s$:

$$
\sigma_{tot} = 2658{,}63\exp(-3{,}53\ln s) + 32{,}93\exp(-0{,}295\ln s) + 21{,}5(1 + 0{,}054\ln s + 0{,}0069\ln^2 s).
$$

Хорошо согласующийся с экспериментом результат представлен на рис.4.

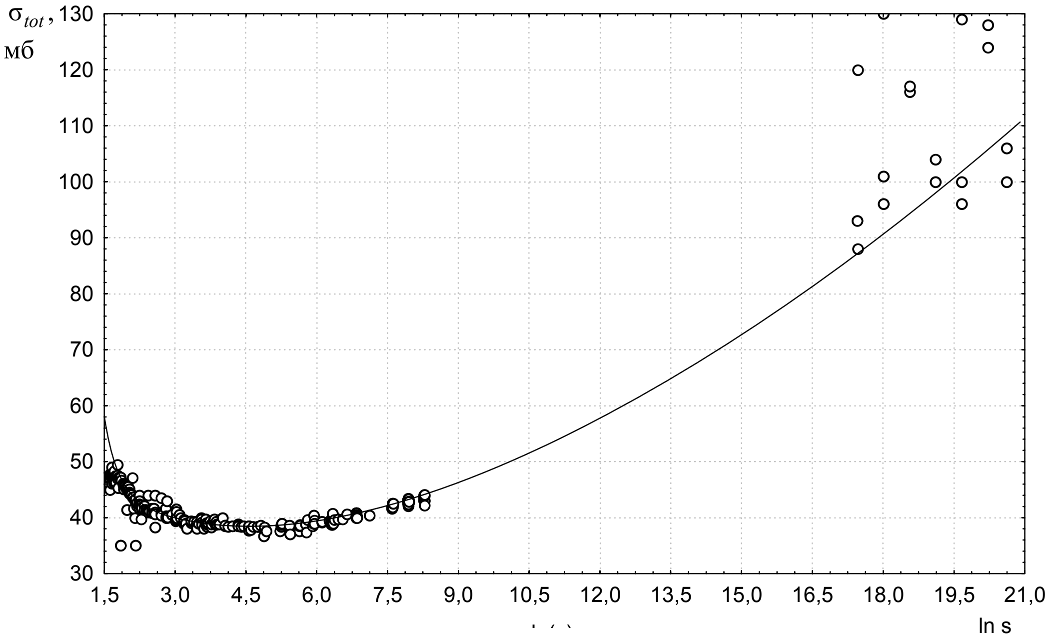

Рис.4. Полное сечение протон-протонного рассеяния: сплошная линия — теоретическая зависимость; ○ — экспериментальные точки

Выводы

1. Вычислены амплитуды упругого рассеяния двух π-мезонов с учетом одного тормозного глюона.

2. Найдено значение наклона траектории Померанчука, соответствующее незначительному сжатию дифракционного конуса с ростом энергии.

3. Получена величина роста полных сечений, позволяющая хорошо описать существующие экспериментальные данные для полных протон-протонных сечений в мягкой области и предсказать их поведение в предстоящих экспериментах на вводимом ускорителе LHC, где энергия протонов в системе центров масс будет составлять 14 ТэВ.

Работа поддержана грантом РФФИ-03-02-16157а.

1. Кураев Э.А., Липатов Л.Н., Фадин В.С. // ЖЭТФ. 1976. Т.71. С.169.
2. Кайдалов А.Б., Тер-Мартиросян К.А. // ЯФ. 1984. Т.39. С.545; 1984. Т.40. С.211.
3. Абрамовский В.А., Гедалин Э.В., Гурвич Е.Г., Канчели О.В. Неупругие взаимодействия при высоких энергиях и хромодинамика, Тбилиси: Мецниереба, 1986. 180 с.
4. Fiore R., Jenkovsky L.L., Kuraev E.A., Lengyel A.I., Passanoi F., Papa A. // Phys.Rev. 2001. D63. P.05610