

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АДРОНОВ С ДЕЙТОНАМИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ, НЕУПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ И ДУАЛЬНОСТЬ

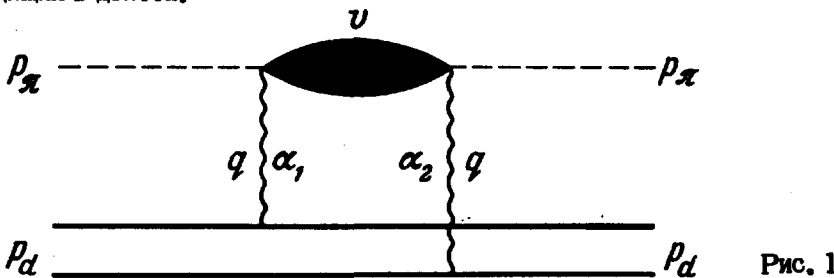
О.В.Канчели, С.Г.Матинян

Цель данной работы — качественно проследить энергетический ход поправки на экранирование к полному сечению взаимодействия адрона высокой энергии (в дальнейшем π -мезон) с дейтоном с учетом неупругих процессов.

Поправка к импульсному приближению для амплитуды πd -рассеяния вперед имеет вид [1]:

$$\delta F(s) = \frac{1}{m} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} A(p_\pi, p_d, q) \rho(q), \quad (1)$$

где m — масса нуклона, $\rho(q)$ — формфактор дейтрона, $A(p_\pi, p_d, q)$ связанная часть амплитуды рассеяния вперед π -мезона на двух свободных нуклонах, входящих в дейтон.



На рис. 1 изображена диаграмма, соответствующая $A(p_\pi, p_d, q)$ в случае, когда взаимодействие описывается обменом реджеонами α_1 и α_2 с сигнатурами θ_{α_1} и θ_{α_2} :

$$A(p_\pi, p_d, q) = \sum_{\alpha_1 \alpha_2} g_{\alpha_1} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_1(r) + \alpha_2(r)} \times \theta_{\alpha_1}(r) g_{\alpha_2}(r) \theta_{\alpha_2}(r) U_{\alpha_1 \alpha_2}(v, r). \quad (2)$$

Здесь $v = (p_\pi + q)^2$ — квадрат массы пучка, возникшего при перерассеянии, $r = q_\perp^2$, $s_0 = m^2$; $U_{\alpha_1 \alpha_2}(v, r)$ — амплитуда перехода $\alpha_1 + \pi \rightarrow \alpha_2 + \pi$, которая при больших v имеет следующее реджевское поведение [2]:

$$U_{\alpha_1 \alpha_2}(v, r) = s_0 \sum_{\beta} r_{\alpha_1 \alpha_2}^{\beta}(r) g_{\beta}(0) \left(\frac{v}{s_0} \right)^{\beta(0) - \alpha_1(r) - \alpha_2(r)}, \quad (3)$$

где $r_{\alpha_1 \alpha_2}^{\beta}(r)$ — вершина связи реджеона β с реджеонами α_1, α_2 .

Примем [3], что (3) определяет в среднем по v поведение $U_{\alpha_1 \alpha_2}$ и при малых v . Поскольку $U_{\alpha_1 \alpha_2}(v, r)$ входит в (1) под интегралом по v , то такое использование дуальности "в среднем" [4] для $\text{Im} U_{\alpha_1 \alpha_2}$ представляется разумным.

Беря для $\rho(q)$ гауссовскую форму $e^{-R^2 q^2}$, где R – радиус дейтона, из (1) – (3) – после интегрирования по r и ряда преобразований – получим следующее выражение для поправки к $\sigma_{\pi d}^+$ от двухкратных перерассеяний:

$$\delta \sigma(s) = \sum_{a_1 a_2} \lambda_{a_1 a_2}^\beta \left(\frac{s}{s_0} \right)^{a_1(0) + a_2(0) - 2} \times \int_0^\infty \frac{d\eta \exp \left\{ \eta (1 + \beta(0) - a_1(0) - a_2(0) - \frac{R^2 m^2 (v - m^2)^2}{s^2}) \right\}}{[R^2 + (a_1' + a_2')(\xi - \eta) + \nu_{a_1 a_2} R]^\zeta} \quad (4)$$

где $\eta = \ln v/s_0$, $\xi = \ln s/s_0$, а постоянные $\lambda_{a_1 a_2}^\beta$ происходят от следующей параметризации величины

$$\Lambda_{a_1 a_2}^\beta = \frac{1}{4\pi^2} \operatorname{Re} [\theta_{a_1}(\tau) \theta_{a_2}(\tau)] \operatorname{Im} \theta_\beta(0) r_{a_1 a_2}^\beta(\tau) g_R^{(\pi)}(0) g_{a_1}^{(n)}(\tau) g_{a_2}^{(n)}(\tau), \quad (5a)$$

$$\Lambda_{a_1 a_2}^\beta(\tau) = \begin{cases} \lambda_{a_1 a_2}^\beta e^{-\nu_{a_1 a_2} \beta \tau} & \text{при } r_{a_1 a_2}^\beta(0) \neq 0; \quad c = 1 \\ \tilde{\lambda}_{a_1 a_2}^\beta r e^{-\nu_{a_1 a_2} \beta \tau} & \text{при } r_{a_1 a_2}^\beta(0) = 0; \quad c = 2 \end{cases} \quad (5b)$$

описывающей экспоненциальную зависимость от τ вершины $r_{a_1 a_2}^\beta$ и вершин взаимодействия g частиц с реджеонами.

В (4) следует различать вклады следующих типов:

$$\left(\begin{matrix} \beta = P \\ a_1 = P, a_2 = P \end{matrix} \right), \left(\begin{matrix} f \\ P \end{matrix} \right) \left(\begin{matrix} P \\ P f \end{matrix} \right), \left(\begin{matrix} P \\ f(\omega) f(\omega) \end{matrix} \right), \left(\begin{matrix} f(\rho) \\ P f(\rho) \end{matrix} \right), \left(\begin{matrix} f(\rho) \\ f f(\rho) \end{matrix} \right),$$

где $a_P(0) = 1$, $a_f(0) = a_\rho(0) = a_\omega(0) = 0,5$.

Анализ их, согласно (4) и (5а, б), приводит к следующим результатам.

1. $\left(\begin{matrix} P \\ PP \end{matrix} \right)$ – вклады. Здесь, как известно [2], $r_{PP}^P(0) = 0$. Записывая

$r_{PP}^P(\tau)$ в виде $2a'_P a \tau$, найдем:

$$\delta \sigma(s)_{PP}^P \approx \tilde{\lambda}_{PP}^P \frac{\ln(1 + s/Rm^3)}{[R^2 - 2a'_P \ln \left(\frac{m^2}{s} + \frac{1}{mR} \right) + \nu_{PPP}] (R^2 + 2a'_P \xi + \nu_{PPP})}, \quad (6)$$

где $\tilde{\lambda}_{PP}^P = -\sigma a'_P g_P^{(\pi)}(0) g_P^{(n)}(0) / 2\pi^2$.

При $a'_p \xi \ll R^2$ этот вклад мал ($\sim 1/R^4$), при $a'_p \xi \sim R^2$ он порядка $1/R^2$ и при $\xi \rightarrow \infty$ стремится к постоянной

$$\delta \sigma(\infty)_{PP}^P \approx -\alpha g_P^{(\pi)}(0) g_P^{(n)2}(0) / 4\pi^2(R^2 + \nu_{PP}P). \quad (7)$$

Если $r_{PP}^P(0) \neq 0$, то при $a'_p \xi \gg R^2$ мы бы имели логарифмический рост $\delta \sigma(s)_{PP}^P$, что привело бы, при $\sigma_{\pi n}^+ = \text{const}$, к отрицательному $\sigma_{\pi d}^+$.

$2 \cdot \left(\frac{f}{PP} \right)$ -член содержит, согласно дуальности, вклад от резонансов в ν -канале [5] и, в частности, оптический вклад [6]. Из (4) и (5а, б) найдем:

$$\delta \sigma(s)_{PP}^f \approx \frac{-g_P^{(\pi)2}(0) g_P^{(n)2}(0) / 4\pi + 4\lambda_{PP}^f \phi(Rm^3/s)}{R^2 + 2a'_p \xi}, \quad (8)$$

где

$$\lambda_{PP}^f = -\frac{1}{4\pi^2} g_f^{(\pi)}(0) g_P^{(n)2}(0) r_{PP}^f(0),$$

$$\phi(x) = \begin{cases} 1 - x^{1/2} \Gamma(3/4), & x \ll 1 \\ \sqrt{\pi}/4x, & x \gg 1 \end{cases}.$$

3. $\left(\frac{P}{Pf} \right)$ - вклад.

$$\delta \sigma(s)_{Pf}^P \approx \frac{\lambda_{Pf}^P \Gamma(1/4) \tilde{\phi}(Pm^3/s)}{2(mR)^{1/2} [R^2 + (a'_p + a'_f) \ln mR + \nu_{Pf}P]}, \quad (9)$$

где

$$\lambda_{Pf}^P = -\frac{1}{4\pi^2} g_f^{(\pi)}(0) g_P^{(\pi)}(0) g_P^{(n)}(0) \left[r_{Pf}^P(0) + r_{fP}^P(0) \right],$$

$$\tilde{\phi}(z) = \frac{2}{\Gamma(1/4)} \int_0^\infty dx e^{-x^2} (x+z)^{-1/2} \rightarrow 1 \quad \text{при } z = 0.$$

4. $\left(\frac{P}{f(\omega) f(\omega)} \right)$ - вклад мал, поскольку, как легко убедиться, $\lambda_{f(\omega) f(\omega)}^P \approx 0$ при $a_{f(\omega)} \approx 0,5$.

5. $\left(\frac{f(\rho)}{Pf(\rho)} \right)$ - вклад убывает как $s^{-1/2}$ при $s \gg m^3$.

6. Аналогично обстоит дело с $\left(\frac{f(\rho)}{f f(\rho)} \right)$ - вкладом.

При малых s/Rm^3 в последних двух членах существенны лишь оптические вклады, а при $s/Rm^3 \sim 1$ вклады и от низколежащих резонансов.

Таким образом мы видим, что при $s/m^2 \ll mR$ в $\delta \sigma(s)$ существенен лишь оптический вклад. При увеличении s вклады 2-5 начинают быстро расти и достигают максимума при $s \sim m^3$. При дальнейшем увеличении s вклады 4 и 5

быстро убывают, а 3 остается постоянным. При $s \gg Rm^3$ вклады 1 и 2 в совокупности меняются логарифмически по s . Характер этого изменения определяется параметром

$$b = \sigma g_p^{(\pi)}(0) / [\pi g_f^{(\pi)}(0) + 4g_f^{(\pi)}(0)r_{pp}^f(0)].$$

При $b \geq 1$ имеем логарифмический рост (убывание). При $\xi \sim (mR)^2$ вклады 1 и 2 сравниваются, а при $\xi \gg (mR)^2$ в $\delta\sigma(s)$ остаются лишь асимптотические вклады 1 и 2 (см. (7) и (9)).

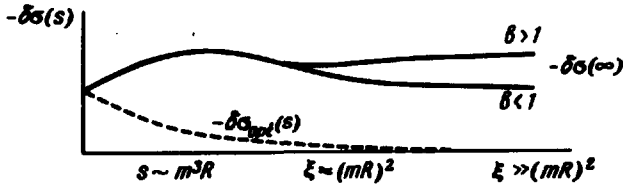


Рис.2

Рис. 2 дает схематическое поведение $-\delta\sigma(s)$ в зависимости от $s(\xi)$. Различным его участкам можно дать следующую интерпретацию в терминах поправки Грибова [1], соответствующей вкладам типа 1 и 2.

Начальный участок кривой ($s \leq Rm^3$) соответствует включению в интеграл по $q^2 \int \frac{\partial \sigma}{\partial q^2} \rho(q^2) dq^2$ все большего числа состояний — резонансов в ν -канале (члены 2, 5, 6) и " ν -канального интерференционного фона" (члены 3). Область логарифмического изменения $\delta\sigma(s)$ ($\ln Rm < \xi < (mR)^2$) соответствует выпадению из интеграла вкладов от резонансов (член 2) из-за сжатия конусов и логарифмическому росту вклада дифракционного фона (член 1). Наконец, при $\xi \gg R^2$ вклады всех резонансов выпали, и в $\partial\sigma/\partial q^2$ доминируют фоновые вклады 1 и 3, определяющие $-\delta\sigma(\infty)$.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
27 мая 1970 г.

Литература

- [1] В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 56, 802, 1969.
- [2] В.Н.Грибов, А.А.Мигдал. ЯФ, 8, 1002, 1968.
- [3] О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 11, 397, 1970.
- [4] R.Dolen, D.Horn, C.Schmid. Phys. Rev., 166, 1768, 1968.
- [5] H.Narari. Phys. Rev. Lett., 20, 1395, 1968.
- [6] R.L.Glauber. Phys. Rev., 100, 242, 1955.