Краткие сообщения по физике № 3 1979

СОСТАВНАЯ МОДЕЛЬ АДРОНОВ И ТРЕХРЕДЖЕОННЫЙ ПРЕДЕЛ СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГОЙ ДИФРАКЦИИ

В. А. Царев

УДК 530.145

На основе кварковой модели получено выражение для сечения неупругого дифракционного рассеяния в трехреджеонном пределе через параметры, описывающие упругое рассеяние.

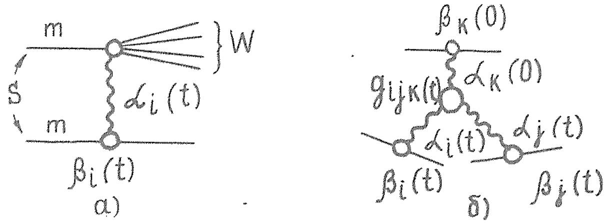
При описании возбуждения адронов (рис. 1а) в области $s \gg m^2$, $W^2 \gg m^2$, $s/W^2 \gg 1$ широко используется трехреджеонный формализм (рис. 1б), позволяющий выразить сечение через величины трехреджеонных связей $g_{ijk}(t)$:

$$\frac{d\sigma}{dt\,d(W^2/s_0)} = \sum_{ijk} G_{ijk}(t)(s/s_0)^{\alpha_i(t)+\alpha_j(t)-2}\,(W^2/s_0)^{\alpha_k(0)-\alpha_i(t)-\alpha_j(t)}, \tag{1}$$

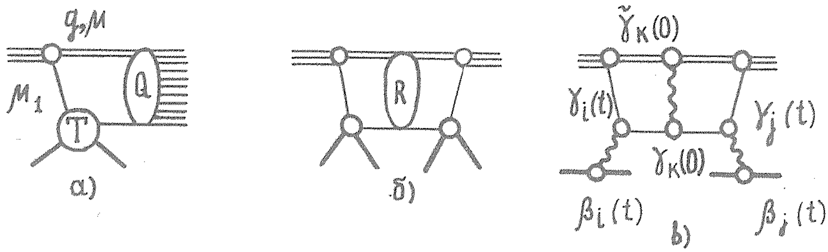
$$G_{ijk}(t) = (16\pi)^{-1}\beta_i(t)\beta_j(t)\beta_k(0)X_i(t)X_j(t)\,\mathrm{Im}\,X_k(0)g_{ijk}(t),$$

$X_j(t) = -\left[1 + \tau_j \exp(-i\pi\alpha_j(t))\right]/\sin\pi\alpha_j(t)$ – сигнатурный фактор, $\tau_j = \pm 1$ – сигнатура, $\alpha_j(t)$ и $\beta_j(t)$ – траектория и вычет полюсов Редже. Трехреджеонные вершины $g_{ijk}(t)$ в теории Редже являются неизвестными функциями, зависящими от t.

В настоящей работе мы покажем, что кварковая модель диссоциации, предложенная в работе /1/, может быть обобщена на случай больших масс W и позволяет выразить функции $g_{ijk}(t)$ через вершины β_i, известные из анализа упругого рассеяния. Для определенности рассмотрим диссоциацию нуклонов $N + N \to X + N$, которой в модели /1/ соответствует диаграмма рис. 2а. Как следует из /1/, при больших W косинус угла дикварка стремится к значению + 1 и амплитуда может быть приближенно представлена в факторизованном виде:



Р и с. I.



Р и с. 2.

$$F = N(TQ)_{\cos\theta'=1,\ q=l(W)}, \qquad (2)$$

где N – амплитуда, соответствующая треугольной диаграмме 2а с T и Q, замененными константами, а $l(W)$ – значение q на массовой поверхности дикварка. При больших W аномальная особенность, определяющая t – зависимость F, уходит далеко от физической области и t-зависимость F определяется только амплитудой T.

С помощью (2) инклюзивное сечение может быть записано в виде (рис. 2б):

$$\frac{d\sigma}{dt\,d(W^2/s_0)} = \frac{1}{16\pi(s/s_0)^2}\,|NT|^2\ \mathrm{Im}\,R(W,\ \tilde{t}=0), \qquad (3)$$

где R – амплитуда рассеяния кварка на дикварке. Если теперь для описания упругого рассеяния кварков и адронов использовать реджевское представление со шкальными факторами s_q и s_0, то можно представить выражение (3) в виде (I) (рис. 2в), где

$$g_{ijk}(t) = \lambda\left(\frac{\mu_1}{m}\right)^3 \gamma_i(t)\gamma_j(t)\gamma_k(0)\left(\frac{m}{\mu}\sqrt{\frac{s_o}{s_q}}\right)^{\alpha_k(0)}\left(\frac{\mu_1^2}{\sqrt{s_o s_q}}\right)^{\alpha_i(t)+\alpha_j(t)} \quad (4)$$

и $\mu_1 \simeq m/3$ и $\mu \simeq 2\mu_1$ – массы кварка и дикварка в нерелятивистской модели.

Существование трехреджеонного предела (I) означает, что $\lambda \equiv N^2m^2/16\pi\mu\mu_1$, которая в общем случае может зависеть от W, в действительности является константой. Вычисление λ требует знания деталей кварковой структуры адронов. Мы не обсуждаем здесь этого вопроса, а считаем λ свободным параметром, значение которого может быть найдено, например, нормировкой на полное сечение диссоциации. Если пренебречь собственными размерами обросшего кварка по сравнению с размерами адрона, то кварк-реджеонную вершину $\gamma_i(t)$ можно аппроксимировать постоянной γ_i, и связать ее значение с вычетом $\beta_i(0)$:

$$\gamma_i = \beta_i(0)\left(\frac{\mu_1}{m}\right)\left(\frac{s_q m^2}{s_o\mu_1^2}\right)^{\alpha_i(0)/2}. \quad (5)$$

Тогда получим окончательное выражение для g_{ijk}:

$$g_{ijk}(t) = \lambda g^o_{ijk}\Delta_{ijk}; \quad g^o_{ijk} = \beta_i(0)\beta_j(0)\beta_k(0), \quad (6)$$

$$\Delta_{ijk} = \left(\frac{m^2}{\mu\mu_1}\right)^{\alpha_k(0)}\left(\frac{\mu_1^2}{\sqrt{s_o s_q}}\right)^{\alpha_i(t)+\alpha_j(t)}\left(\frac{s_q m^2}{s_o\mu_1^2}\right)^{(\alpha_i(0)+\alpha_j(0))/2}. \quad (7)$$

В практических вычислениях наибольший интерес представляют вершины, связанные с помероном P и f-, ω-траекториями. Полагая $\alpha_f(t) = \alpha_\omega(t) = \alpha_R(t)$, получим

$$G^o_{PPP}(t) = \beta_P^2(t)\beta_P^4(0)\sin^{-2}\left[\pi\alpha_P(t)/2\right];$$

$$G^o_{PPR}(t) = G^o_{PPP}(t)(\beta_f^2(0) - \beta_\omega^2(0))\beta_P^{-2}(0), \quad (8)$$

$$G^o_{RRP}(t) = \beta_P^2(0)\left\{\beta_f^2(t)\beta_f^2(0)\sin^{-2}\left[\pi\alpha_R(t)/2\right] + \right.$$

$$\left. + \beta_\omega^2(t)\beta_\omega^2(0)\cos^{-2}\left[\pi\alpha_R(t)/2\right]\right\},$$

$$G^{0}_{RRR}(t) = G^{0}_{RRP}(t)\left[\beta^2_f(0) - \beta^2_\omega(0)\right]\beta_P^{-2}(0),$$

$$G^{0}_{PRP}(t) = 2\beta^3_P(0)\beta_P(t)\left\{\beta_f(t)\beta_f(0)\left[1 + \mathrm{ctg}(\pi\alpha_P(t)/2)\mathrm{ctg}(\pi\alpha_R(t)/2)\right]\right.$$
$$\left. + \beta_\omega(t)\beta_\omega(0)\left[-1 + \mathrm{ctg}(\pi\alpha_P(t)/2)\mathrm{tg}(\pi\alpha_R(t)/2)\right]\right\}, \qquad (8)$$

$$G^{0}_{RPR}(t) = G^{0}_{PRP}(t)\left[\beta^2_f(0) - \beta^2_\omega(0)\right]\beta_P^{-2}(0).$$

Из этих выражений, в частности, следует, что при малых $|t|$ наклон конуса в t-зависимости неупругой дифракции составляет примерно половину наклона конуса для упругого рассеяния, что хорошо согласуется с экспериментальными данными /2/.

Поступила в редакцию
7 декабря 1978 г.

Литература

1. В. А. Царев, Ядерная физика, том 28, стр. 1054, 1978 г.
2. С. В. Мухин, В. А. Царев, ЭЧАЯ 8, 989 (1977).