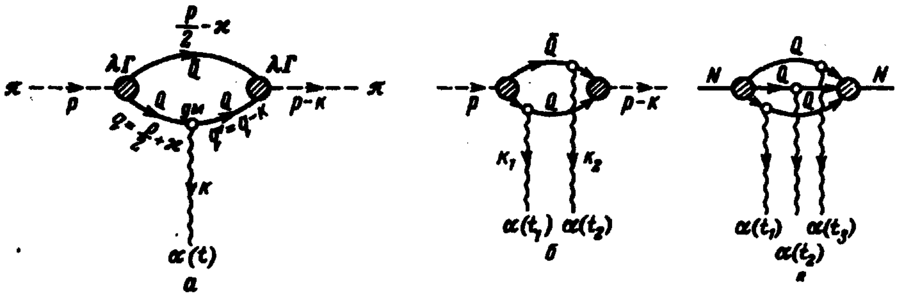
Письма в ЖЭТФ, том 9, стр. 694 – 698 *20 июня 1969 г.*

О НЕКОТОРЫХ СЛЕДСТВИЯХ РЕДЖЕВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ В МОДЕЛИ КВАРКОВ

Л.В.Лаперашвили, И.Д.Манджавидзе, В.Х.Мойхет

Исследуется зависимость вычета $r(t)$ полюса Померанчука от квадрата переданного импульса t в модели кварков. Показано, что в этой модели при высоких энергиях и малых t зависимость вычета от t определяется, в основном, функцией $F(t)$, где F – электромагнитный формфактор адрона. Аналогичное исследование проведено для амплитуд $N_2(t, t_1, t_2)$ и $N_3(t, t_1, t_2, t_3)$ рождения на адроне двух и трех реджионов (t_1, t_2, t_3 – квадраты импульсов реджионов).

Рассеяние адронов при высоких энергиях описывается обменом реджионами между составляющими адроны кварками (аналогично рассмотрению Глаубером [1] рассеяния адронов на составляющих ядра адрона). Если ограничиться вкладами неусиленных диаграмм [2], то одно-, двух-, трехреджионные вклады в различные процессы адрон- адронного рассеяния определяются функциями r, N_2 и N_3, которым соответствуют типичные диаграммы, показанные на рисунке . В нерелятивистской кварковой модели [3] эти диаграммы дают при малых t, t_1, t_2, t_3 подавляющий вклад в функции r, N_2, N_3.



Рассмотрим в качестве простейшего примера процесс $\pi\pi$-рассеяния. Вычет $r(t)$ определяется тогда диаграммой на рисунке а. Здесь $k^2 = t$, Q и $\bar{Q}$ – кварк и антикварк, рассматриваемые как слабовзаимодействующие нерелятивистские дираковские квазичастицы [3, 4] с эффективной массой M, с малым относительным импульсом κ, удовлетворяющим условиям:

$$\kappa^2 \ll m^2, \quad \vec{\kappa}^2 \sim \Delta^2 = M^2 - \frac{m^2}{4} \ll M^2, \quad \kappa_0 \sim \frac{\Delta^2}{m} \tag{1}$$

(m – масса π-мезона) и с вычетом g_μ, равным [4]:

$$g_\mu(q, q', t) = (q + q')_\mu [g_0(t) + g_1(t)] + \frac{t - 4M^2}{2M} g_1(t)\gamma_\mu, \tag{2}$$

где g_0 и g_1 с точностью до кинематического множителя совпадают с вычетами ρ_0 и ρ_1, введенными в работе [5].

Вклад полюса Померанчука $\alpha(t)$ в амплитуду $\pi\pi$-рассеяния равен

$$A_1(s,t) = s r^2(t)\, G_\alpha(s, t) \tag{3}$$

где s – квадрат энергии π-мезонов, $G_\alpha(s, t) = \sigma_\alpha(s/s_0)^{\alpha(t)-1}$, где σ_α – сигнатурный множитель, s_0 – масштабный фактор, который можно положить равным m^2. С другой стороны

$$A_1(s,t) = r_\mu(p_1, k)\, r_\mu(p_2, -k)\, G'_a(s', t), \tag{4}$$

где $r_\mu(p, k)$ – вершинная часть, представленная на рисунке *а*, p_1, p_2 – 4-импульсы сталкивающихся π-мезонов, s' – квадрат энергии кварков, обменивающихся реджионом,

$$G'_a(s', t) = \sigma_a\left(\frac{s'}{s'_o}\right)^{a(t)-1},$$

$s''_o = M^2$. При соблюдении условий (1) $s' \approx s/4$ и $s_o \approx 4s''_o$, получим $G''_a(s', t) \approx G_a(s, t)$ и $r_\mu(p_1, k)\, r_\mu(p_2, -k) = s r^2(t)$. Вычисляя, согласно рисунку *а*, $r_\mu(p, k)$, можно показать, что в пределе больших энергий

$$r_\mu(p, k) = \sqrt{2}\, p_\mu r(t),$$

причем

$$r(t) = i\sqrt{2}m\lambda^2 \int \frac{d^4\kappa}{(2\pi)^4} \frac{[(2m^2 - t)\, g_o(q^2, q'^2, t) + t g_1(q^2, q'^2, t)]\Gamma(\kappa^2)\Gamma[(\kappa - \frac{k}{2})^2]}{[(\frac{p}{2}+\kappa)^2 - M^2 + i\epsilon][(\frac{p}{2}-\kappa)^2 - M^2 + i\epsilon][(\frac{p}{2}+\kappa-k)^2 - M^2 + i\epsilon]}. \tag{5}$$

Нетрудно убедиться, что при выполнении условий (1) и при $(t) << m^2$ формула (5) дает (функции $g_{o,1}$ выносятся за знак интеграла):

$$r(t) = \frac{m}{\sqrt{2}}\{g_o(t) + \frac{t}{2m^2}[g_1(t) - g_o(t)]\}\, S\left(\frac{k^2}{4}\right), \tag{6}$$

где

$$S\left(\frac{k^2}{4}\right) = m\lambda^2 \int \frac{d^3\kappa}{(2\pi)^3} \frac{\Gamma(\vec{\kappa}^2)\,\Gamma[(\vec{\kappa} - \frac{\vec{k}}{2})^2]}{(\Delta^2 - \vec{\kappa}^2)\,[\Delta^2 - (\vec{\kappa} - \frac{\vec{k}}{2})^2]} \tag{7}$$

есть формфактор π-мезона, определяемый пространственным распределением в нем кварков. Полагая, как обычно [3, 4], что радиус кварка гораздо меньше радиуса адрона, можно утверждать, во-первых, что множитель при $S(k^2/4)$ в формуле (6) слабо зависит от t и, во-вторых, что формфактор $S(k^2/4)$ равен электромагнитному формфактору адрона $F(k^2)$.

Аналогичным образом вычислен вклад диаграммы *б* в функцию $N_2(t, t_1, t_2)$:

$$N_2(t, t_1, t_2) = \Phi(t, t_1, t_2)\, F(2t_1 + 2t_2 - t), \tag{8}$$

где Φ – относительно слабо зависящая от своих аргументов функция (квадратичная по g_0 и g_1). При $\hat{k} = \hat{k}_1 = 0$

$$N_2(0, 0, 0) = \frac{m^2}{2\sqrt{2}} g_0^2(0) = \frac{r^2(0)}{\sqrt{2}}, \qquad (9)$$

что совпадает с нижней границей величины $N_2(0, 0, 0)$, полученной в работе [7].

Можно предположить, что полученные результаты справедливы не только при $(t), (t_1), (t_2) << m^2$, но и в более широкой области. Основанием для такого предположения может служить то обстоятельство, что соотношения для саксовских электромагнитных формфакторов нуклонов, полученные в работе [3], выполняются до $|t| \sim 2\,(Гэв/c)^2$. Между тем эти соотношения должны были бы нарушаться теми же факторами, которые ограничивают наши допущения. При больших t функция F меняется гораздо сильнее, чем стоящие в формулах (6) и (8) множители, и эти формулы сводятся к утверждению $r(t) \propto F(t)$, $N_2(t) \propto F(2t_1 + 2t_2 - t)$. Ясно, что формула вида $r(t) \propto F(t)$ справедлива не только для π-мезона, но и для любого адрона. Однако выражение для N_2 зависит от числа кварков, составляющих рассматриваемый адрон. Например, для нуклона, состоящего из трех кварков, рассмотрение рисунка *в* при отсутствии линии $a(t_3)$, что соответствует испусканию двух реджионов, можно получить

$$N_2(t, t_1, t_2) \propto F\left[\frac{3}{2}(t_1 + t_2) - \frac{1}{2}t\right]. \qquad (10)$$

Аналогично, рассмотрение всей диаграммы *в* дает:

$$N_3(t, t_1, t_2, t_3) \propto F\left[\frac{3}{2}(t_1 + t_2 + t_3) - \frac{1}{2}t\right].$$

Авторы выражают искреннюю благодарность Э.В. Гедалину, О.В. Канчели, С.Г. Матиняну и Дж.Л. Чкареули за стимулирующие дискуссии и критические замечания. Один из авторов (Л.В.Л.) глубоко благодарен К.А. Тер-Мартиросяну за ценные советы при обсуждении результатов работы.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
5 мая 1969 г.

Литература

[1] R.J. Glauber. High Energy Physics and Nuclear Structure (North Holland Publish, Amsterdam, 1967).

[2] V.N. Gribov, I.Ya. Pomeranchuk, K.A. Ter-Martirosyan. Phys. Lett., 9, 269, 1964; 12, 153, 1964.

[3] Н.Н. Боголюбов, В.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ Д-1968, 1965.
[4] Е.М. Левин, Л.Л. Франкфурт. УФН, 94, 243, 1968.
[5] Д.В. Волков, В.Н. Грибов. ЖЭТФ, 44, 1068, 1963.
[6] В.Н. Грибов. ЯФ, 9, 424, 1969.
[7] В.Н. Грибов, А.А. Мигдал. ЯФ, 8, 1002, 1968.