

ФОРМФАКТОР  $\eta'$ -МЕЗОНА В КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ

M.B. Терентьев

Вычисляется амплитуда процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta' \gamma$  при больших энергиях в рамках квантовой хромодинамики. Ответ не содержит произвольных и неизвестных параметров.

В последний год достигнут значительный прогресс в описании эксклюзивных процессов с большими передачами импульсов в квантовой хромодинамике. После первых работ (см. [1 - 3]), в которых была вычислена асимптотика электромагнитного формфактора  $\pi$ -мезона, появилась серия статей, где методика соответствующих вычислений была усовершенствована и рассмотрены приложения к широкому кругу явлений — формфакторы барионов, рассеяние адронов на большие углы и т.д. (см. [4 - 6]). Но, до последнего времени все приложения относились к процессам, где входит несинглетная волновая функция (ВФ) адрона, при этом в ВФ эта существует примесь фоковской глюонной компоненты. В настоящей статье рассматривается такое смешивание глюонных и кварковых компонент в ВФ синглетного адронного состояния. В качестве примера изучается асимптотика формфактора  $\eta'$ (958)-мезона, наблюдаемого в реакции  $e^+e^- \rightarrow \eta' \gamma$ . Та же проблема (в применении к распадам тяжелых мезонов  $\eta'_c$  и  $J/\psi$ ) рассматривалась совсем недавно в работе [7].

Технически удобнее изучать амплитуду с пространственно-подобным импульсом виртуального кванта  $\gamma^*(q) + \eta'(p) \rightarrow \gamma(p')$ , где  $q^2 = -Q^2 < 0$ . Переход к времени-подобным квантам осуществляется в асимптотике формфактора простой заменой  $Q^2 \rightarrow -Q^2$ . Матричный элемент данного процесса равен

$$M_{\alpha\beta} = ie^2 F_{\eta'}(Q^2) \epsilon_{\alpha\beta\nu\mu} p_\nu p'_\mu, \quad (1)$$

где  $Q^2 = 2pp'$ ,  $F_{\eta'}$  — интересующий нас формфактор. (Мы полагаем  $p^2 = p'^2 = 0$ , что справедливо при  $Q^2 \rightarrow \infty$  со степенной точностью). Следуя методам, развитым в [5] можно вывести в главном логарифмическом приближении следующее основное соотношение:

$$iF_{\eta'}(Q^2) = \int_0^1 dx T(x, Q^2) \Phi_F(x, Q^2). \quad (2)$$

В физической калибровке глюонного поля формула (2) отвечает учету только лестничных диаграмм (с точными вершинами и пропагаторами), изображенных на рис.1. При этом  $T(x, Q^2)$  отвечает правому (ампутированному по внешним концам) жесткому звену лестницы (см.рис.2) вычисленному в специальной кинематике, когда  $k = xp$ ,  $\bar{k} = \bar{x}p$  ( $x + \bar{x} = 1$ ,  $x_{\text{эфф}} \sim 1$ ). При подходящем выборе проектора на состояние

$\eta'$ ,  $T(x, Q^2)$  может быть записана в виде

$$T(x, Q^2) = \frac{4}{Q^2 x \bar{x}} \left( \frac{n_c}{3} \right)^{1/2} (Q_u^2 + Q_d^2 + Q_s^2), \quad (3)$$

где  $n_c = 3$  — число цветов,  $Q_{u, d, s}$  — заряды夸克ов в единицах  $e$ .

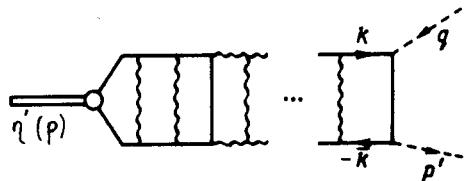


Рис.1. — линия кварка,  $\sim\sim$  — линия глюона,  $- - -$  — линия  $\gamma$ -кванта

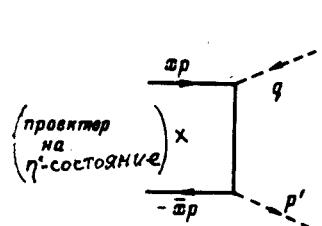


Рис.2.

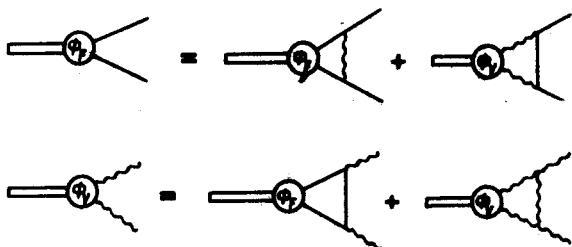


Рис.3.

"Волновая функция"  $\Phi_F$  отвечает сумме лестничных диаграмм слева от "жесткого" блока на рис.1. Именно здесь существенно смешивание между кварковыми и глюонными состояниями, так как уравнение для  $\Phi_F$  "зацепляет" глюонную составляющую волновой функции  $\Phi_V$ . Соответствующие уравнения графически изображены на рис.3. Решение этих уравнений удобно искать в виде разложения по полиномам Гегенбауэра, а именно:

$$\hat{\Phi} = \begin{pmatrix} \Phi_F(x, Q^2) \\ \Phi_V(x, Q^2) \end{pmatrix} = x\bar{x} \begin{pmatrix} \sum_{n=0}^{\infty} f_n C_n^{3/2} (\bar{x} - x) \\ \sum_{m=1}^{\infty} g_m C_m^{5/2} (\bar{x} - x) \end{pmatrix} \quad (4)$$

причем свойства симметрии уравнений требуют, чтобы  $n$  в (4) было четным, а  $m$  — нечетным.

В терминах величин  $f_n$  и  $g_m$  уравнения на рис.3 имеют вид

$$\begin{pmatrix} \dot{f}_n \\ \dot{g}_{n-1} \end{pmatrix} = -\hat{\gamma}^{(n)} \begin{pmatrix} f_n \\ g_{n-1} \end{pmatrix}, \quad \hat{\gamma}^{(n)} = \begin{pmatrix} \gamma_{FF}^{(n)} & \gamma_{FV}^{(n)} \\ \gamma_{VF}^{(n)} & \gamma_{VV}^{(n)} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где  $n = 0, 2, 4 \dots$  (четно),  $g_{-1} \equiv 0$ . В (5) введено обозначение

$$\dot{a} \equiv \partial a(\xi) / \partial \xi, \quad a = f, g, \quad \text{где } d\xi = \frac{a(Q^2)}{4\pi} \frac{dQ^2}{Q^2}, \quad a(Q^2) \text{ — эффе-к-}$$

тивный заряд квантовой хромодинамики. Элементы  $\gamma_{kl}^{(n)}$  равны ( $n_f$  — число "запахов"):

$$\begin{aligned}\gamma_{FF}^{(\bullet)} &= 0; \quad \gamma_{FF}^{(n)} = \frac{n_c^2 - 1}{2n_c} \left[ 4 \sum_{j=2,4,\dots}^n \frac{1/j + 1}{(n+1)(n+2)} \right], \\ \gamma_{FV}^{(n)} &= \left( \frac{n_f(n_c^2 - 1)}{2n_c} \right)^{1/2} \frac{1}{3} \frac{n(n+3)}{(n+1)(n+2)}, \quad n \geq 2, \\ \gamma_{VF}^{(n)} &= \left( \frac{n_f(n_c^2 - 1)}{2n_c} \right)^{1/2} \frac{12}{(n+1)(n+2)}, \\ \gamma_{VV}^{(n)} &= n_c \left[ 4 \sum_{j=2,4,\dots}^n \frac{1/j + 1/3}{(n+1)(n+2)} + \frac{4n}{3n_c} + \frac{2n_f}{3n_c} \right], \quad n \geq 2.\end{aligned}\quad (6)$$

Собственные значения матрицы  $\hat{\gamma}$  положительны и растут с ростом  $n$ , поэтому при  $\xi \sim \ln \ln Q^2 \rightarrow \infty$ :

$$\hat{\Phi}(x, Q^2) \rightarrow x\bar{x} \begin{pmatrix} f_\bullet \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где константа  $f_\bullet$  равна  $\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} \int \Phi_F(x, Q^2) dx$ . Соответственно

$$iF_{\eta'}(Q^2) = \frac{4}{Q^2} \sqrt{\frac{n_c}{3}} (Q_u^2 + Q_d^2 + Q_s^2) f_\bullet. \quad (8)$$

Без всяких дополнительных предположений  $f_\bullet$  может быть выражена через бете-салпитеровскую амплитуду  $\eta' \rightarrow$  кварк + антикварк в начале координат:

$$2 \sqrt{\frac{n_c}{3}} f_\bullet p_\mu = \langle 0 | \bar{u} \gamma_\mu \gamma_5 u + \bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 d + \bar{s} \gamma_\mu \gamma_5 s | \eta'(p) \rangle, \quad (9)$$

где  $u, d, s$  — операторы кварковых полей. (В правой части (9) предполагается суммирование по цветовым индексам). Матричный элемент в (9) может быть оценен в рамках  $U(3)$ -симметрии и равен  $i\sqrt{6} p_\mu F_\pi$ , где  $F_\pi = 93$  мэВ — константа распада  $\pi \rightarrow e\nu$ . Более сложная оценка в работе [8] дает для этого МЭ значение  $\sim 0,5 (i\sqrt{6} p_\mu F_\pi)$ . Принимая последнее число, имеем

$$f_\bullet \approx (0,5) \frac{3i}{\sqrt{2n_c}} F_\pi. \quad (10)$$

Формулы (8) и (10) решают поставленную задачу. Таким образом, в главном члене асимптотики формфактора весь эффект смешивания квар-

ков и глюонов в волновой функции адрона полностью выпадает и результат выражается через наблюдаемые низкоэнергетические параметры.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
19 ноября 1980 г.

### Литература

- [1] В.Л.Черняк, А.Р.Житницкий, В.Г.Сербо. Письма в ЖЭТФ, 26, 760, 1977; В.Л.Черняк. Материалы XV школы ЛИЯФ, 65-155, 1980.
  - [2] А.В.Ефремов, А.В.Радюшкин. ТМФ, 42, 147, 1980; Препринты ИФВЭ №11983, 12384, 1978.
  - [3] G.Lepage, S.Brodsky. Phys. Lett., 87B, 359, 1979.
  - [4] A.Duncan, A.Mueller. Phys. Rev., D21, 1636, 1980.
  - [5] G.Lepage, S.Brodsky. Phys. Rev. Lett., 43, 545, 1979.
  - [6] G.Lepage, S.Brodsky. Phys. Rev. D., (to be published); Preprint SLAC, №2478, 1980.
  - [7] М.И.Высоцкий, М.А.Шифман. Препринт ИТЭФ, 147, 1980.
  - [8] V.Novikov et all. Nucl. Phys., B165, 55, 1980.
-