

АСИМПТОТИКА АДРОННЫХ ФОРМФАКТОРОВ В КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

В.Л.Черняк, А.Р.Житницкий

Найдена зависимость асимптотик адронных формфакторов от квантовых чисел адронов. Вычислены асимптотики мезонных и барионных формфакторов различных тонов.

В работах [1, 2] была отмечена связь асимптотик адронных формфакторов с кварковым содержанием адронов. В этой статье мы выясним зависимость асимптотик формфакторов от квантовых чисел мишени.

В духе моделей, использующих разложения операторов на свободном конусе, взаимодействие на малых расстояниях мы учтем лишь в низшем порядке по константе связи¹⁾, тогда как матричные элементы операторов предполагаются вычисленными точно. Для мезонов в таком подходе формфактор выражается в виде суммы вкладов 4-х диаграмм типа рис. 1, в которых внешние кварковые линии являются операторами. Так, диагр. рис. 1 пропорциональна (D и S – глюонный и кварковый свободные пропагаторы, Γ – вершина внешнего тока):

$$\int dx dy \langle M_2 | \bar{\psi}_\alpha(x) \psi_\beta(y) | 0 \rangle (\gamma_\lambda S(x) \Gamma)_{\alpha\tau} (\gamma_\rho)_{\sigma\beta} D_{\lambda\rho}(x-y) \langle 0 | \bar{\psi}_\sigma(y) \psi_\tau(0) | M_1 \rangle. \quad (1)$$

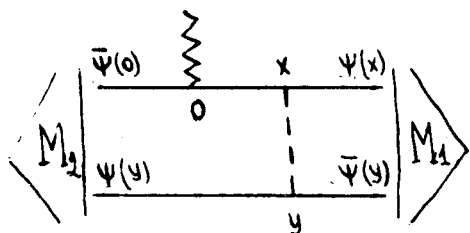


Рис. 1

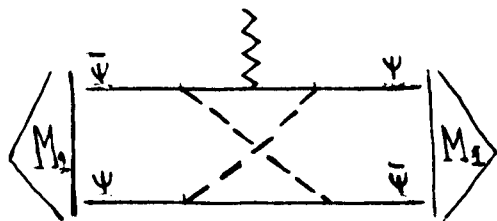


Рис. 2

Мы приведем здесь лишь схему вычисления (1). Удобно разложить:

$$16 \bar{\psi}_\alpha \psi_\beta = 4 \delta_{\alpha\beta} (\bar{\psi}\psi) + (\gamma_\mu)_{\beta\alpha} (\bar{\psi} \gamma_\mu \psi) + \dots$$

Для матричного элемента каждого из бислокальных операторов²⁾ выберем наиболее общий вид, например:

$$\langle p | \lambda | \bar{\psi}(x) \gamma_\mu \psi(y) | 0 \rangle = \exp ip(x+y)/2 \{ p_\mu e^{*\lambda}_{\mu_1 \dots \mu_n} z_{\mu_1 \dots \mu_n} \phi_{1\nu}^J(zp) + \dots \}$$

где $z = x - y$, e^λ – вектор поляризации мезона. В функциях ψ_i^J z^2 положен равным нулю, так как $z^2 \sim x^2 \sim y^2 \sim 1/q^2$.

Наконец, вводя фурье-образы $\phi_i^J(zp) = \int d\xi \phi_i^J(\xi) \exp i\xi(zp)$ и интегрируем в (1) по x, y , получим окончательный ответ. В СЦИ мезонов ответ для векторного (аксиального) тока имеет вид³⁾ $(\lambda_1 + \lambda_2 = \lambda_J, n = 2$ для ме-

1) Учет взаимодействия на малых расстояниях (например, диагр. рис. 2 и др.) будет произведен в отдельной работе.

2) Для поддержания явной градиентной инвариантности можно заменить $\bar{\psi}(x)\psi(y) \rightarrow \bar{\psi}(x) \exp ig \int_y^x d\sigma_\mu B_\mu(\sigma) \psi(y)$, см. [3].

3) Мы предполагаем, что при $|\xi| \rightarrow 1$ $\Phi_i^J(\xi) \rightarrow 0$ достаточно быстро, так что эта область не влияет на асимптотику. Для свободных кварков это условие выполнено (см. ниже).

зонов):

$$\langle p_2 J_2 \lambda_2 | V_{\lambda J}(A) | p_1 J_1 \lambda_1 \rangle \sim (1/\sqrt{q^2})^{|\lambda_2 - \lambda_1| + 2n - 3}. \quad (2)$$

Для тензорного (скалярного, псевдоскалярного) тока:

$$\langle p_2 J_2 \lambda_2 | T_{\lambda J}(S, P) | p_1 J_1 \lambda_1 \rangle \sim (1/\sqrt{q^2})^{|\lambda_2 - \lambda_1| + 2n - 4} \quad (3)$$

(кроме случая $\lambda_1 = \lambda_2 = 0$; когда $\langle \lambda_2 = 0 | T_{\lambda=0}(S, P) | \lambda_1 = 0 \rangle \sim 1/q^2$).

Падение асимптотик с ростом спиральностей в (2), (3) обусловлено в основном тем, что $e_\nu^{\pm 1} \sim \text{const}$, тогда как $e_\nu^0 \sim P_\nu/M$.

Мы приведем теперь простую и наглядную интерпретацию результатов (2), (3) для случая, когда мезон заменяется на свободные кварк-антикварк, находящиеся в состоянии с нужным набором квантовых чисел, поскольку и в этом случае результаты (2), (3) имеют место. Рассмотрим, например, диагр. рис. 3, которая вычисляется по обычным правилам.

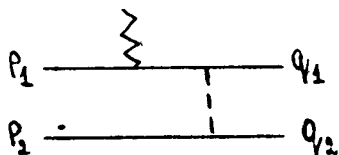


Рис. 3

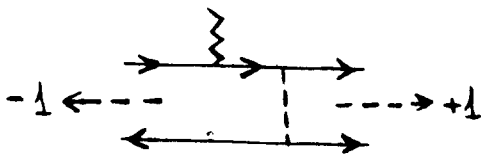


Рис. 4

В СЦИ мезонов кварки имеют небольшие поперечные импульсы (p_\perp и q_\perp) и находятся на (или вблизи) массовой поверхности. Такая диаграмма не соответствует формфактору какого-либо определенного мезона, поскольку начальные и конечные состояния есть произведения плоских волн (т. е. $|1\rangle = |p_1 \lambda_1, p_2, \lambda_2\rangle$). Другими словами, начальное и конечное состояния на диагр. 2 не обладают ни определенным полным моментом $J_1(J_2)$, ни его проекцией J_z (J_{z_2}) на ось z (направление движения). Мезонное состояние можно построить следующим образом: а) сначала в системе покоя мезона образуем состояние

$$|JM \lambda_1 \lambda_2\rangle = \int d\phi d\cos\theta D_{M\lambda}^J(\theta, \phi) |p, \theta, \phi, \lambda_1, \lambda_2\rangle;$$

б) беря линейную комбинацию с различными $\lambda_{1,2}$, образуем состояние с определенной P -четностью, C -четностью и т. д.; в) сделаем буст вдоль (или против) оси z . Таким образом, мезонный формфактор может быть получен из диагр. 2 умножением на подходящие D^J -функции и интегрированием по углам $\theta_{1,2}, \phi_{1,2}$. Диагр. рис. 2 нетривиально зависит от $\cos\theta_1$ и $\cos\theta_2$, так что интегрирование по $\theta_{1,2}$ не влияет на асимптотику. Другими словами, асимптотика не зависит от спинов мезонов. Вместе с тем, зависимость от углов $\phi_{1,2}$ входит в диагр. рис. 2 только через спиноры ($\sim \exp \pm i\phi/2$) или через $(\mathbf{p}_\perp \mathbf{q}_\perp / q^2)^k$ (при разложении глюонного пропагатора)¹⁾. Поэтому каждая единица L_z (проекции орбитального

¹⁾ Если $|\lambda_y| = 1$, то в числителе может один раз появиться $(\mathbf{p}_\perp / \sqrt{q^2})$ или $(\mathbf{q}_\perp / \sqrt{q^2})$.

Все эти свойства фактически следуют из лоренц-ковариантности и поэтому остаются справедливыми и при учете высших порядков теории возмущений.

момента кварков) приводит к подавлению асимптотики в $(1/\sqrt{q^2})$ раз ¹⁾, Рассмотрим, например, формфактор $\langle \lambda_2 = 2 | V_{\lambda=1} | \lambda_1 = -1 \rangle$. Его асимптотика определяется диагр. типа рис. 4 (стрелки на кварковых линиях указывают спиральности кварков). По сравнению с "нормальным" поведением формфактора ($\sim 1/\sqrt{q^2}$) имеется дополнительное подавление в $(1/\sqrt{q^2})^2$ раз за счет $L_{z_1} = -1, L_{z_2} = 1$, и еще в $(1/\sqrt{q^2})$ раз за счет переворота спиральности кварка. В целом $\langle \lambda_2 = 2 | V_{\lambda=1} | \lambda_1 = -1 \rangle \sim 1/q^4$, что согласуется с (2)²⁾.

Все приведенные выше соображения справедливы и для барионных формфакторов. Ответ дается формулами (2), (3) с $n = 3$ (кроме $\langle \lambda_2 = 1/2 | T_{\lambda=1} | \lambda_1 = 1/2 \rangle \sim 1/q^4$). В частности, мы предсказываем, что все недиагональные вершины $\gamma N \rightarrow N_j^*$ после усреднения по поляризациям имеют ту же асимптотику, что и упругая вершина $\gamma N \rightarrow N$.

Отметим в заключение, что наши результаты не совпадают с результатами работы [2], где предсказывалось дополнительное подавление $\sim (1/q^2)^l$ (l — орбитальный момент кварков в системе покоя мезона).

Нам хотелось бы выразить глубокую признательность А.И.Вайнштейну за полезные обсуждения.

Иркутский
государственный университет

Поступила в редакцию
7 апреля 1977 г.

Литература

- [1] V. Matveev, R. Muradyan, A. Tavkhelidze. Lett., Nuovo Cim., 7, 719, 1973.
 [2] S. Brodsky, G. Farrar. Phys. Rev., D11, 1309, 1975.
 [3] D. Gross, S. Treiman. Phys. Rev., D4, 1059, 1971.

¹⁾ Это утверждение справедливо для кварков на массовой поверхности с массой $m \neq 0$. Если имитировать связанное состояние вводя распределения $\int dp_{1,2}^2 \rho(p_{1,2}^2)$ по $p_{1,2}^2$ (и $q_{1,2}^2$) то, влияние на асимптотику могла бы оказывать область $(1 \pm \cos \theta_1 + p_{1,2}^2/\mu^2)(1 \mp \cos \theta_2 + q_{1,2}^2/\mu^2) |q^2| \sim \mu^2, p_{1,2}^2 \rightarrow 0, |\cos \theta_{1,2}| \rightarrow 1$, в которой глюонный пропагатор становится "легким" ($\sim 1/\mu^2, \mu^2 \sim 1\Gamma_{\text{эв}}^2$). Нетрудно проверить, что эта область не будет влиять на асимптотику при $\sqrt{p_{1,2}^2} \rho(p_{1,2}^2) \rightarrow 0$ при $p_{1,2}^2 \rightarrow 0$. Эквивалентное условие в терминах фейнмановского распределения $\int dx F(x)$ есть $(F(x)/\sqrt{1-x}) \rightarrow 0$ при $x \rightarrow 1$.

²⁾ В случае свободных кварков имеется дополнительное (по сравнению с (3)) подавление ($\sim 1/q^2$) в матричных элементах S-, P-, T-токов для мезонов с квантовыми числами $(P = -C = (-i)^{J+1})$ при $|\lambda_{1,2}| > 1$.