объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-87-532

А.Н.Квинихидзе*, Б.А.Маградзе*,
А.М.Хведелидзе*

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ФОРМФАКТОР В ТЕРМИНАХ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ ПОКОЯЩИХСЯ СОСТАВНЫХ СИСТЕМ

Направлено в журнал "Теоретическая
и математическая физика"

---

* Математический институт АН ГССР, Тбилиси

1987

В работе /I/ было получено разложение оператора лоренц-преобразования векторов состояния взаимодействующей системы по степеням константы связи. Это разложение позволяет использовать методы теории возмущений в исследовании амплитуды рассеяния составных частиц, выраженной через волновые функции связанного состояния в системе покоя. Другими словами, движение составной системы как целого учитывается по теории возмущений. Благодаря свойству асимптотической свободы КХД такой способ описания может быть применен для вычисления формфакторов адронов при больших передачах импульса. Как отмечалось в /I/, нулевое приближение недостаточно для получения ведущей асимптотики электромагнитного формфактора адрона и необходим учет следующих порядков теории возмущений.

В настоящей работе рассмотрен второй порядок разложения оператора буста для определения поведения формфактора мезона при больших передачах импульса. Выявлено степенное падение по передаче, соответствующее правилам кваркового счета, что указывает на корректность изложенного выше способа учета импульса составной системы. Следует отметить, что теория возмущений, основанная на представлении (4), имеет свои особенности, и расчеты, проведенные ниже, помогут в разработке эффективной техники вычисления в общем случае.

Рассмотрим электромагнитный формфактор бесспинового связанного состояния

$$F_\mu(P,Q) = \langle P | J_\mu(0) | Q \rangle , \qquad (I)$$

$|Q\rangle$, $|P\rangle$ – собственные векторы состояний полного гамильтониана H, соответствующие составным частицам с 4-импульсами Q и P, нормированные условием

$$\langle P|Q\rangle = (2\pi)^3 2P^0 \, \delta^{(3)}(\vec{P}-\vec{Q}) , \quad P^2 = Q^2 = M^2 .$$

На основе свойств лоренц-инвариантности в работе /I/ было получено представление

$$F_\mu(P,Q) = (\Lambda^{\lambda_1})_\mu^{\nu} \langle \vec{0} | \overset{o}{U}_{\lambda_2} \overset{o}{U}{}^{+}_{\lambda_1} A(\lambda) J_\nu(0) | \vec{0} \rangle , \qquad (2)$$

где $(\Lambda^{\lambda_k})_\mu^{\nu}$, $k=1,2$ – матрицы преобразования буста $\Lambda^{\lambda_k}\lambda_k = (1,\vec{0})$, параметризованные единичными 4-векторами $\lambda_1 = Q/M$ и $\lambda_2 = P/M$; $|\vec{0}\rangle$ – вектор состояния покоящейся составной системы; $\overset{o}{U}_{\lambda_k}$ – унитарный оператор, представляющий преобразование буста Λ^{λ_k} в пространстве Фока, действие которого на базисные векторы состояний, описывающие n свободных частиц и m античастиц с импульсами p_i и $\bar{p}_j$, проекциями спина s_i и $\bar{s}_j$ соответственно, задается в виде[I)]

$$\overset{o}{U}_\lambda |\ldots p_i, s_i \ldots \bar{p}_j, \bar{s}_j \ldots\rangle = \prod_{e=1}^{n} \left(\mathcal{D}^J(R(\Lambda^\lambda p_e, p_e))\right)^{s_e}_{s'_e} |\ldots \Lambda^\lambda p_i, s'_i \ldots \Lambda^\lambda \bar{p}_j, s'_j \ldots\rangle \times$$
$$\times \prod_{1\le k\le m} \left(\overset{*}{\mathcal{D}}{}^J(R(\Lambda^\lambda \bar{p}_k, \bar{p}_k))\right)^{\bar{s}'_k}_{\bar{s}_k} , \qquad (3)$$

$\mathcal{D}^J(R(\Lambda^\lambda p_e, p_e))$ – известная матричная функция, определяющая трансформационные свойства состояния с моментом J при вращениях; $R(\Lambda^\lambda p_e, p_e)$ – вращение Вигнера; $A(\lambda)$ – оператор эволюции системы от поверхности $x^0=0$ к поверхности $\lambda \cdot x = 0$ $(\lambda = \Lambda^{\lambda_1}\lambda_2)$, заданный представлением

$$A(\lambda) = \left\{ T\exp i \int \theta(x^0)\theta(-\lambda x) \mathcal{H}_I(x) d^4x \right\} \left\{ T\exp i \int \theta(-x^0)\theta(\lambda x) \mathcal{H}_I(x) d^4x \right\}^{+} , \qquad (4)$$

($\mathcal{H}_I(x)$ – плотность гамильтониана взаимодействия).

Соотношение (2) сводит задачу построения формфактора составной частицы к изучению волновых функций покоящегося связанного состояния

$$\langle p_1, \ldots p_n | \vec{0} \rangle = \delta^{(3)}\Big(\sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i\Big) \, \Phi_{\vec{0}}(\vec{p}_{(n)}) , \quad p_{(n)} = (p_1, \ldots, p_n) \qquad (5)$$

и к вычислению матричных элементов оператора $A(\lambda)$ между векторами состояний свободных частиц (рис. I, $p'_i = \Lambda_\lambda^{-1} p_i$)

$$\Gamma_\mu \equiv \langle p_1, \ldots, p_n | \overset{o}{U}_{\lambda_2} \overset{o}{U}{}^{+}_{\lambda_1} A(\lambda) J_\nu(0) | q_1, \ldots, q_m \rangle \cdot (\Lambda^{\lambda_1})_\mu^{\nu} , \qquad (6)$$

то есть

$$F_\mu(P,Q) = \sum_{n,m} \int (d\vec{p})_n \, \overset{+}{\Phi}_{\vec{0}}(\vec{p}_{(n)}) \, \Gamma_\mu \, \Phi_{\vec{0}}(\vec{q}_{(m)}) (d\vec{q})_m , \qquad (7)$$

I) Ниже для упрощения записи формул спиновые индексы будем всюду опускать.

где $$(2\pi)^{3n}(d\vec{p})_n \equiv \delta^{(3)}\Big(\sum_{i=1}^{n}\vec{p}_i\Big)\prod_{i=1}^{n}\frac{d\vec{p}_i}{2p_i^0}$$

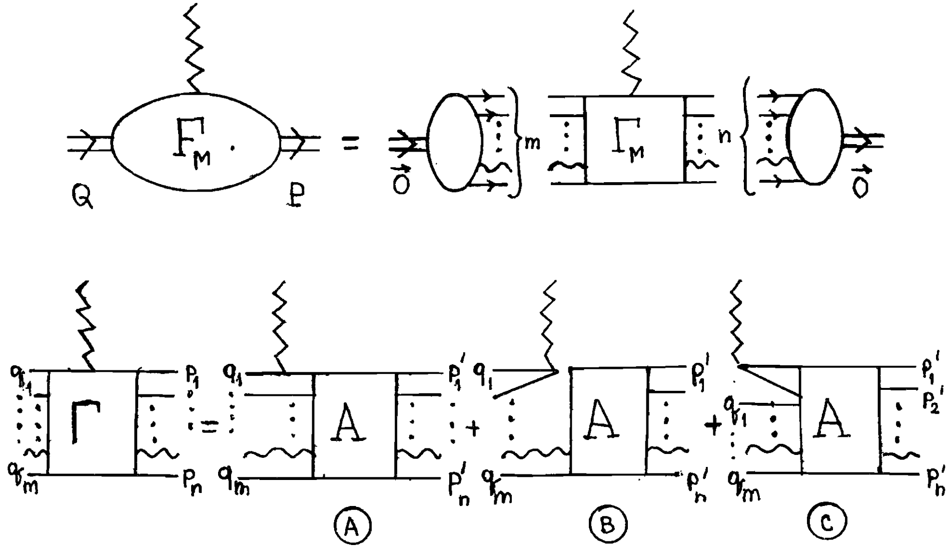

Рис.I.

Применим представление (7) для нахождения ведущей асимптотики мезонного формфактора в КХД. Фиксируя импульс начального адрона $\vec{Q} = 0$, в нулевом приближении по константе взаимодействия $(A(\lambda) = I)$ из (6) и (7) имеем

$$F_\mu(P,Q) = \sum_{n,m}\int (d\vec{p})_n \overset{+}{\Phi}_{\vec{0}}(\overrightarrow{\Lambda^\lambda p_{(n)}}) \prod_{i=1}^{n} \mathcal{D}^{J}(R_i) \langle p_1 \dots p_n | J_\mu(0) | q_1 \dots q_m \rangle \Phi_{\vec{0}}(\vec{q}_{(m)}) (d\vec{q})_m \quad (8)$$

Из интуитивных соображений выражение (8) представляется наиболее естественным обобщением нерелятивистской формулы для формфактора составной частицы. Однако в нашем подходе оно является лишь нулевым приближением и, более того, оказывается недостаточным для описания поведения формфактора при $t = (P-Q)^2 \to -\infty$. Действительно, ограничиваясь вкладом валентных составляющих в (8) (см. рис. IA), из-за быстрого падения волновой функции покоящегося мезона $\Phi_{\vec{0}}(\vec{p}_{(2)})$ при больших импульсах составляющих /I/ (именно этой областью определяется асимптотика интеграла (8)), соотношение (8) приводит к более сильному падению формфактора, чем это предсказывается правилами кваркового счета

/2,3/. Следовательно, необходим учет следующих порядков теории возмущений (4). Для удобства ниже воспользуемся другой формой представления (4):

$$A(\lambda) = \left\{ T\exp i\int \theta(\lambda x)\mathcal{H}_I(x)d^4x \right\} \left\{ T\exp i\int \theta(x^0)\mathcal{H}_I(x)d^4x \right\}^{+} \quad (9)$$

(в эквивалентности представлений (4) и (9) можно убедиться, сравнивая их в любом порядке разложения по степеням константы связи.) Во втором порядке по константе связи из (9) имеем:

$$A^{(2)}(\lambda) = -i^2\int\theta(\lambda\cdot x)\mathcal{H}_I(x)d^4x\int\theta(y^0)\mathcal{H}_I(y)d^4y + \frac{i^2}{2}\int\theta(\lambda x)\theta(\lambda\cdot y)T\big(\mathcal{H}_I(x)\mathcal{H}_I(y)\big)d^4x\,d^4y$$
$$+ \frac{i^2}{2}\int\theta(x^0)\theta(y^0)\overset{+}{T}\big(\mathcal{H}_I(x)\mathcal{H}_I(y)\big)d^4x\,d^4y\,,$$

т.е. для связной части вершинной функции

$$\Gamma_\mu = \langle p_1, \bar{p}_2 | \overset{0}{U}_\lambda A^{(2)}(\lambda) J_\mu(0) | q_1, \bar{q}_2 \rangle$$

в КХД $\left(\mathcal{H}_I = g\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi G_\mu^a \hat{t}_a \right)$ получим[2)]

$$\Gamma_\mu^A = -ig^2C_F M_\mu^A \int d^4x\,d^4y\, e^{ix(\Lambda_\lambda^{-1}p_1 - k_1) + iy(\Lambda_\lambda^{-1}p_2 - q_2)} \Big\{ D^-(x-y)\theta(\lambda\cdot x)\theta(y^0) -$$
$$- D^+(x-y)\theta(\lambda\cdot y)\theta(x^0) + \overset{*}{D^c}(x-y)\theta(x^0)\theta(y^0) - D^c(x-y)\theta(\lambda x)\theta(\lambda\cdot y) \Big\} \frac{d^3\vec{k}_1}{(2\pi)^3 2k_1^0}$$

$$M_\mu^A = e_1 \overset{+}{\mathcal{D}}{}^{1/2}\big(R(\Lambda_\lambda^{-1}p_1, p_1)\big)\bar{U}(\Lambda_\lambda^{-1}p_1)\gamma^5(\hat{k}_1 + m_1)\gamma_\mu U(q_1) \otimes \bar{U}(q_2)\gamma^\rho U(\Lambda_\lambda^{-1}p_2)\mathcal{D}^{1/2}\big(R(\Lambda_\lambda^{-1}p_2, p_2)\big) d_{s\rho} \quad (10)$$

$$\Gamma_\mu^C = -ig^2C_F M_\mu^C \int d^4x\,d^4y\, e^{ix(\Lambda_\lambda^{-1}p_2 - q_2) - iy(k_1 + q_1)} \Big\{ D^-(x-y)\theta(\lambda\cdot x)\theta(y^0) -$$
$$- D^+(x-y)\theta(\lambda\cdot y)\theta(x^0) + \overset{*}{D^c}(x-y)\theta(x^0)\theta(y^0) - D^c(x-y)\theta(\lambda x)\theta(\lambda\cdot y) \Big\} \frac{d^3\vec{k}_1}{(2\pi)^3 2k_1^0}$$

(11)

$$M_\mu^C = e_1 \overset{+}{\mathcal{D}}{}^{1/2}\big(R(\Lambda_\lambda^{-1}p_1, p_1)\big)\bar{U}(\Lambda_\lambda^{-1}p_1)\gamma_\mu(\hat{k}_1 - m_1)\gamma^5 U(q_1) \otimes \bar{U}(q_2)\gamma^\rho U(\Lambda_\lambda^{-1}p_2)\mathcal{D}^{1/2}\big(R(\Lambda_\lambda^{-1}p_2, p_2)\big) d_{s\rho}\,,$$

---

2) Такое разбиение вершинной функции соответствует диаграммам типа рис. I. A и C.

где частотные D^+, D^- и причинные D^c, $\overset{*}{D}{}^c$ функции определены стандартным образом /4/, d_{SP} – сумма по поляризациям глюона, $C_F = \sum \hat{t}_a \hat{t}_a$.

После взятия интегралов (I0) и (II) (см. Приложение) вершинная функция Γ_M задается в виде суммы следующих слагаемых:

$$\Gamma^A_M(D^-) = \frac{-g^2 \cdot C_F \cdot M^A_M \left[E_{m_2}(\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2}) - E_{m_2}(\vec{q}_2) + |\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2} - \vec{q}_2| \mp i\epsilon\right]^{-1}}{2|\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2} - \vec{q}_2| 2E_{m_1}(\overrightarrow{\Lambda^\lambda k_1})\left[E_{m_1}(\vec{p}_1) - E_{m_1}(\overrightarrow{\Lambda^\lambda k_1}) - |\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda(\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2} - \vec{q}_2, |\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2} - \vec{q}_2|)}| + i\epsilon\right]}, \tag{I2}$$

где

$$\overrightarrow{\Lambda^\lambda k_1} = \vec{p}_1 + \overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda(\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2} - \vec{q}_2, |\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2} - \vec{q}_2|)}$$

$$\Gamma^A_M(D^+) = \frac{-g^2 C_F \cdot M^A_M \left[E_{m_1}(\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_1}) - E_{m_1}(\vec{k}_1) + |\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda(\vec{p}_2 - \overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}, |\vec{p}_2 - \overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}|)}| + i\epsilon\right]^{-1}}{2|\vec{p}_2 - \overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}| 2E_{m_1}(\vec{k}_1)\left[E_{m_2}(\vec{p}_2) - E_{m_2}(\overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}) - |\vec{p}_2 - \overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}| + i\epsilon\right]}, \tag{I3}$$

где $\vec{k}_1 = \vec{p}_1 + \overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda(\vec{p}_2 - \overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}, |\vec{p}_2 - \overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}|)}$

$$\Gamma^A_M(\overset{*}{D}{}^c) = \frac{-g^2 \cdot C_F M^A_M}{2|\vec{p}_2 - \overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}| 2E_{m_1}(\overrightarrow{\Lambda^\lambda k_1})\left[E_{m_1}(\vec{p}_1) - E_{m_1}(\overrightarrow{\Lambda^\lambda k_1}) + E_{m_2}(\vec{p}_2) - E_{m_2}(\overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}) + i\epsilon\right]} \times$$

$$\times \left\{\frac{1}{E_{m_1}(\vec{p}_1) - E_{m_1}(\overrightarrow{\Lambda^\lambda k_1}) + |\vec{p}_2 - \overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}| + i\epsilon} + \frac{1}{E_{m_2}(\vec{p}_2) - E_{m_2}(\overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}) + |\vec{p}_2 - \overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}| + i\epsilon}\right\}, \tag{I4}$$

где $\overrightarrow{\Lambda^\lambda k_1} = -\overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}$

$$\Gamma^A_M(D^f) = \frac{-g^2 C_F \cdot M^A_M}{2|\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2} - \vec{q}_2| 2E_{m_1}(\vec{k}_1)\left[E_{m_1}(\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_1}) - E_{m_1}(\vec{k}_1) + E_{m_2}(\Lambda^{-1}_\lambda p_2) - E_{m_2}(\vec{q}_2) + i\epsilon\right]} \times$$

$$\times \left\{\frac{1}{E_{m_1}(\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_1}) - E_{m_1}(\vec{k}_1) - |\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2} - \vec{q}_2| + i\epsilon} + \frac{1}{E_{m_2}(\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2}) - E_{m_2}(\vec{q}_2) - |\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2} - \vec{q}_2| + i\epsilon}\right\}; \tag{I5}$$

где $\vec{k}_1 = \overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda(p_1 + p_2)} - \vec{q}_2$,

$$\Gamma^C_M(D^-) = \frac{-g^2 C_F \cdot M^C_M \left[-E_{m_1}(\vec{k}_1) - E_{m_1}(\vec{q}_1) + |\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda(\vec{p}_2 - \overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}, |\vec{p}_2 - \overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}|)}| + i\epsilon\right]^{-1}}{2|\vec{p}_2 - \overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}| 2E_{m_1}(\vec{k}_1)\left[E_{m_2}(\vec{p}_2) - E_{m_2}(\overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}) - |\vec{p}_2 - \overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}| + i\epsilon\right]}, \tag{I6}$$

где $\vec{k}_1 = -\vec{q}_1 + \overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda(\vec{p}_2 - \overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}, |\vec{p}_2 - \overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}|)}$.

$$\Gamma^C_M(D^+) = \frac{-g^2 \cdot C_F \cdot M^C_M \left[-E_{m_1}(\overrightarrow{\Lambda_\lambda k_1}) - E_{m_1}(\overrightarrow{\Lambda^\lambda q_1}) - |\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda(\Lambda^{-1}_\lambda p_2 - q_2, |\Lambda^{-1}_\lambda p_2 - q_2|)}| + i\epsilon\right]^{-1}}{2|\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2} - \vec{q}_2| 2E_{m_1}(\overrightarrow{\Lambda_\lambda k_1})\left[E_{m_2}(\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2}) - E_{m_2}(\vec{q}_2) + |\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2} - \vec{q}_2| + i\epsilon\right]}, \tag{I7}$$

где $\overrightarrow{\Lambda^\lambda k_1} = -\overrightarrow{\Lambda^\lambda q_1} + \overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda(\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2} - \vec{q}_2, |\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2} - \vec{q}_2|)}$

$$\Gamma^C_M(\overset{*}{D}{}^c) = \frac{-g^2 C_F M^C_M}{2|\vec{p}_2 - \overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}| 2E_{m_1}(\overrightarrow{\Lambda^\lambda k_1})\left[E_{m_2}(\vec{p}_2) - E_{m_2}(\overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}) - E_{m_1}(\overrightarrow{\Lambda^\lambda k_1}) - E_{m_1}(\overrightarrow{\Lambda^\lambda q_1}) + i\epsilon\right]} \times$$

$$\times \left\{\frac{1}{E_{m_2}(\vec{p}_2) - E_{m_2}(\overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}) + |\vec{p}_2 - \overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}| + i\epsilon} + \frac{1}{-E_{m_1}(\overrightarrow{\Lambda^\lambda k_1}) - E_{m_1}(\overrightarrow{\Lambda^\lambda q_1}) + |\vec{p}_2 - \overrightarrow{\Lambda^\lambda q_2}| + i\epsilon}\right\}, \tag{I8}$$

где $\overrightarrow{\Lambda^\lambda k_1} = -\overrightarrow{\Lambda^\lambda(q_1 + q_2)} + \vec{p}_2$

$$\Gamma^C_M(D^f) = \frac{-g^2 C_F \cdot M^C_M}{2|\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2} - \vec{q}_2| 2E_{m_1}(\vec{k}_1)\left[E_{m_2}(\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2}) - E_{m_2}(\vec{q}_2) - E_{m_1}(\vec{k}_1) - E_{m_1}(\vec{q}_1) + i\epsilon\right]} \times$$

$$\times \left\{\frac{1}{E_{m_2}(\Lambda^{-1}_\lambda p_2) - E_{m_2}(\vec{q}_2) - |\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2} - \vec{q}_2| + i\epsilon} + \frac{1}{-E_{m_1}(\vec{k}_1) - E_{m_1}(\vec{q}_1) - |\overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2} - \vec{q}_2| + i\epsilon}\right\}, \tag{I9}$$

где $\vec{k}_1 = \overrightarrow{\Lambda^{-1}_\lambda p_2}$.

Для больших передач импульса в интеграле (7) из-за сильного падения волновой функции $\Phi_\partial(\overrightarrow{q_{(2)}})$ при $|\vec{q}| \to \infty$, существенный вклад вносит область ограниченных импульсов $|\vec{p}|, |\vec{q}| \ll |\vec{P}|$. Поэтому для анализа формфактора F_M при $t \to -\infty$ достаточно знания вида Γ_M лишь в этой области значения переменных, где слагаемые (I2)-(I9) значительно упрощаются. Из явного вида Γ_M следует, что в знаменателях формул (I2) – (I9) происходит взаимное сокращение больших (порядка t) слагаемых, подобное сокращению в "энергетических знаменателях" "старой" теории возмущений в системе $P_2 \to \infty$. Поскольку мы интересуемся ведущей асимптотикой формфактора по t , выделим из всех слагаемых (I2)–(I9) лишь те, во всех знаменателях которых происходит такое сокращение, то есть (I5) и (I9). В асимптотической области их можно записать в виде

$$\Gamma_\mu^A(D^c) = \frac{-g^2 C_F \cdot M_\mu^A}{(\Lambda_\lambda^{-1} p_2)^+ (q_2^-)^2 \; k_1^+}, \tag{20}$$

$$\Gamma_\mu^C(D^c) = \frac{-g^2 C_F \cdot M_\mu^C}{(\Lambda_\lambda^{-1} p_2)^+ \cdot q_2^- \left(E_{m_1}(q_1) + E_{m_2}(q_2)\right) \cdot k_1^+}, \tag{21}$$

где мы ввели переменные $q^\pm = E_m(q) \pm \vec{q}\,\vec{P}/|\vec{P}|$.
Сравним теперь соответствующие матричные структуры M_μ^A и M_μ^C

$$M_\mu^A = e\bar{U}(p_1)S(\Lambda)\gamma^s(\hat{k}_1+m_1)\gamma_\mu U(q_1) \otimes \bar{V}(q_2)\gamma^\rho S^{-1}(\Lambda)V(p_2)\, d_{s\rho}, \tag{22}$$

$$M_\mu^C = e\bar{U}(p_1)S(\Lambda)\gamma_\mu(\hat{k}_1-m_1)\gamma^s U(q_1) \otimes V(q_2)\gamma^\rho S^{-1}(\Lambda)V(p_2)\, d_{s\rho}, \tag{23}$$

где мы воспользовались представлением для $\mathcal{D}^{1/2}$ – функции

$$\mathcal{D}^{1/2}(R(\Lambda^\lambda_{p_i}, p_i)) = \frac{1}{2m_i}\bar{U}(\Lambda^\lambda p_i)S(\Lambda^\lambda)U(p_i).$$

В ведущем порядке по $|\vec{\lambda}|$ вместо (22) , (23) получим

$$M_\mu^A = e\,\bar{U}(p_1)\frac{\gamma^+\gamma^-}{2}\gamma^s\frac{\gamma^-}{2}\gamma_\mu U(q_1) \otimes \bar{V}(q_2)\gamma^s\frac{\gamma^-\gamma^+}{2}V(p_2)\cdot k_1^+|\vec{\lambda}|\,d_{s\rho},$$

$$M_\mu^C = e\,\bar{U}(p_1)\frac{\gamma^+\gamma^-}{2}\gamma_\mu\frac{\gamma^-}{2}\gamma^s U(q_1) \otimes V(q_2)\gamma^s\frac{\gamma^-\gamma^+}{2}V(p_2)\cdot k_1^+|\vec{\lambda}|\,d_{s\rho}.$$

Фиксируя калибровку Фейнмана $d_{s\rho} = -g_{s\rho}$, убеждаемся , что M_μ^A обращается в ноль в силу условия $(\gamma^-)^2 = (\gamma^+)^2 = 0$, а для (+) компоненты формфактора M_μ^C дает

$$M_\mu^C = 2e\,\bar{U}(p_1)\frac{\gamma^+\gamma^-}{2}\gamma^s U(q_1) \otimes \bar{V}(q_2)\gamma_s\frac{\gamma^-\gamma^+}{2}V(p_2)\cdot k_1^+|\vec{\lambda}|.$$

Окончательно для формфактора мезона получим

$$F(t) = -\frac{8\pi\alpha_s}{t}e\,Sp\left(\bar{\Gamma}_1\frac{\gamma^+\gamma^-}{2}\Gamma_2\frac{\gamma^-\gamma^+}{2}\right)\cdot C_F \quad, \text{ где } \alpha_s = g^2/4\pi,$$

$$\bar{\Gamma}_1 = \int(d\vec{p})_2\,\frac{V(p_2)\overset{\star}{\Phi}_{\vec{0}}(\vec{p}_{(2)})\bar{U}(p_1)}{p_2^+}, \quad \Gamma_2 = \gamma^\rho\int(d\vec{q})_2\,\frac{\bar{U}(q_1)\Phi_{\vec{0}}(\vec{q}_{(2)})V(q_2)}{q_2^-(q_1^0+q_2^0)}\gamma_\rho.$$

Таким образом во втором порядке теории возмущений по константе связи получено степенное поведение формфактора мезона, соответствующее правилам кваркового счета. Нетрудно видеть, пользуясь хотя бы размерными соображениями, что связные диаграммы следующих порядков не изменят установленного монопольного поведения, а по степени константы связи будут подавлены. Представляет интерес рассмотреть случай трех и более валентных составляющих.

Авторы благодарны А.Н.Тавхелидзе за внимание к работе, С.Б.Герасимову, В.А.Матвееву, Г.А.Чечелашвили за полезные обсуждения.

<u>Приложение</u>

При получении (I2) – (I9) были использованы следующие формулы:

$$\int d^4x_1\int d^4x_2\,\theta(\lambda\cdot x_1)\theta(x_2^0)D^-(x_1-x_2;\mu)\,e^{ip_1\cdot x_1+ip_2\cdot x_2} =$$

$$= -i(2\pi)^3\frac{1}{2E_\mu(\vec{p}_2)}\cdot\frac{\delta^{(3)}\left(\overrightarrow{\Lambda^\lambda p_1} - \overrightarrow{\Lambda^\lambda(E_\mu(\vec{p}_2),-\vec{p}_2)}\right)}{\left[(\Lambda^\lambda p_1)_0 - \left(\Lambda^\lambda(E_\mu(\vec{p}_2),-\vec{p}_2)\right)_0 + i\epsilon\right]\left[p_2^0 + E_\mu(\vec{p}_2) + i\epsilon\right]} =$$

$$= -i(2\pi)^3\frac{1}{2E_\mu(\overrightarrow{\Lambda^\lambda p_1})}\cdot\frac{\delta^{(3)}\left(\vec{p}_2 + \overrightarrow{\Lambda_\lambda^{-1}(E_\mu(\overrightarrow{\Lambda^\lambda p_1}),\overrightarrow{\Lambda^\lambda p_1})}\right)}{\left[(\Lambda^\lambda p_1)_0 - E_\mu(\overrightarrow{\Lambda^\lambda p_1}) + i\epsilon\right]\left[p_2^0 + \left(\Lambda_\lambda^{-1}(E_\mu(\overrightarrow{\Lambda^\lambda p_1}),\overrightarrow{\Lambda^\lambda p_1})\right)_0 + i\epsilon\right]}.$$

$$\int d^4x_1\int d^4x_2\,\theta(x_1^0)\theta(\lambda\cdot x_2)D^+(x_1-x_2;\mu)\,e^{ip_1x_1+ip_2x_2} =$$

$$= -\int d^4x_1\int d^4x_2\,\theta(x_2^0)\theta(\lambda\cdot x_1)D^-(x_1-x_2,\mu)\,e^{ip_1\cdot x_2+ip_2\cdot x_1}.$$

$$\int d^4x_1 \int d^4x_2\, \theta(x_1^0)\,\theta(x_2^0)\, D^c(x_1-x_2;\mu)\, e^{i p_1\cdot x_1 + i p_2\cdot x_2} =$$

$$= -i(2\pi)^3 \frac{\delta^{(3)}(\vec{p}_1+\vec{p}_2)}{2E_\mu(\vec{p}_2)\,[p_1^0+p_2^0+i\epsilon]} \left[\frac{1}{p_1^0 - E_\mu(\vec{p}_1)+i\epsilon} + \frac{1}{p_2^0 - E_\mu(\vec{p}_2)+i\epsilon} \right]$$

$$\int d^4x_1 \int d^4x_2\, \theta(\lambda x_1)\,\theta(\lambda x_2)\, \overset{*}{D}{}^c(x_1-x_2;\mu)\, e^{i p_1\cdot x_1 + i p_2\cdot x_2} =$$

$$= \left[\int d^4x_1 \int d^4x_2\, \theta(x_1^0)\,\theta(x_2^0)\, D^c(x_1-x_2;\mu)\, e^{-i\Lambda^\lambda p_1\cdot x_1 - i\Lambda^\lambda p_2\cdot x_2} \right]^* .$$

$$D(x_1-x_2) \equiv D(x_1-x_2, 0).$$

Здесь $p_1 \equiv (p_1^0, \vec{p}_1)$, $p_2 = (p_2^0, \vec{p}_2)$, $E_\mu(\vec{p}) = \sqrt{\vec{p}^2+\mu^2}$.

Литература

1. Квинихидзе А.Н., Матвеев В.А., Хведелидзе А.М. Ковариантный оператор эволюции в составных моделях квантовой теории поля. Препринт ОИЯИ Р2-86-219, Дубна 1986.
2. Matveev V.A. Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett. Nuovo Cimento 7, 719 - 723, (1973)
3. Brodsky S.J. Farrar G.R. Phys.Rev.Lett 31, 1153-1156, 1973.
4. Боголюбов Н.Н. , Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей, М., "Наука", 1976 г.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июля 1987 года.

Квинихидзе А.Н., Маградзе Б.А., Хведелидзе А.М.

Р2-87-532

Релятивистский формфактор в терминах волновых функций покоящихся составных систем

Формализм, основанный на разложении оператора буста по степеням константы связи /1/, проверяется на примере описания релятивистского формфактора в терминах волновых функций составных частиц в системе покоя. Расчет во втором порядке теории возмущений в КХД приводит к монопольному падению мезонного формфактора при больших передачах импульса.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Kvinikhidze A.N., Magradze B.A., Khvedelidze A.M.

P2-87-532

Relativistic Form Factor in Terms of the Wave Functions of Composite Systems at Rest

A formalism based on the expansion of the boost operator over the coupling constant degrees /1/ is verified by the description of the relativistic form factor in terms of the wave functions of composites at rest. Calculation in the second perturbation order in QCD indicates a monopole decrease of a meson form factor at large transfer momentum.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987