

объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

593/2-81

9/2-81

P2-80-687

А.В.Радюшкин

ФОРМФАКТОР ПИОНА  
В КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ

Направлено в "Physics Letters B "

1980

Поведение электромагнитного формфактора пиона  $F_{\pi}(Q)$  при асимптотически больших передачах импульса  $Q$  может быть вычислено по теории возмущений в рамках квантовой хромодинамики /1-4/. В области, где всеми возможными степенными поправками /"высшими твистами"/ можно пренебречь, для  $F_{\pi}(Q)$  имеет место следующее представление:

$$F_{\pi}(Q) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy \phi^*(y, \mu^2) E(Q^2, \mu^2, \mu_R^2, g(\mu_R), x, y) \times \phi(x, \mu^2) \{1 + O(1/Q^2)\}, \quad /1/$$

где  $\phi(x, \mu^2)$  - волновая функция, описывающая переход пиона в составляющие его кварки, имеющие /в системе с бесконечным импульсом/ продольные импульсы  $xP$  и  $(1-x)P$  соответственно;  $E(Q^2, \mu^2, g, x, y)$  - амплитуда партонного подпроцесса  $q\bar{q}^* \rightarrow q'\bar{q}'$ ; а  $\phi^*(y, \mu^2)$  описывает слияние пары кварков  $q'\bar{q}'$ , имеющих импульсы  $yP'$  и  $(1-y)P'$ , в конечный пион /рис. 1/. Моменты функции  $\phi(x, \mu^2)$  пропорциональны матричным элементам операторов  $\psi \gamma_5 \gamma_\nu D^\mu \psi$  твиста 2, причем  $\mu$  - ренормировочный параметр для новых вершин. Амплитуда  $E$  является, как обычно, рядом по хромодинамической константе связи  $\alpha_s(\mu_R)$ . В низшем приближении /рис. 1б/

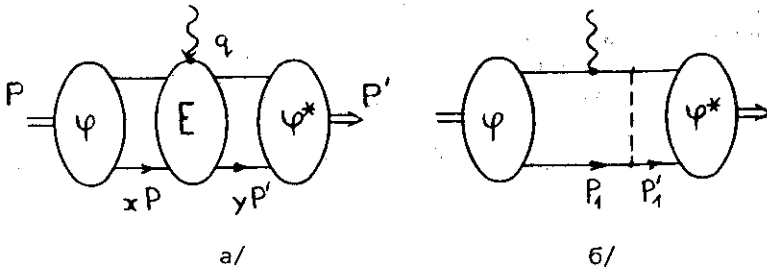


Рис. 1

$$E^{(0)}(Q^2, \mu^2, \mu_R^2, g, x, y) = 2\pi a_s(\mu) \frac{C_F}{N_c} \left\{ \frac{xQ^2}{(xQ^2)(xyQ^2)} \right\}, \quad /2/$$

где  $C_F=4/3$ ,  $N_c=3$  - стандартные цветовые множители. Множитель  $xQ^2$  в числителе выражения /2/ обусловлен шпуром  $\gamma$ -матриц Дирака.

Зависимость борновского приближения /2/ от  $\mu, \mu_R$  в действительности компенсируется вкладом  $\ln(Q^2/\mu^2)$ , появляющимися в высших порядках по  $a_s$ . Имеет смысл выбрать  $\mu, \mu_R$  таким образом, чтобы эти поправки были как можно меньше. Параметр  $1/\mu$  ( $1/\mu_R$ ) имеет простой физический смысл: он характеризует масштаб, на котором зондируется структура пиона. Таким образом, если мы используем ренормировочную схему, в которой  $\bar{g}(\mu_R)$  соответствует вершине, в которую входят импульсы  $k_1$  с виртуальностью  $\mu_R^2$  /т.е.  $k^2 = -\mu_R^2$  /, то наиболее естественно выбрать  $\mu^2, \mu_R^2$  в интервале  $xyQ^2 \div xQ^2$  /в некоторой другой схеме S это соответствует выбору  $\mu_R^2 = (xyQ^2 \div xQ^2)/\kappa_S^2$ , где  $\kappa_S = \Lambda_{\text{МОМ}}/\Lambda_S$ , подробнее см. /5/ \*. Чтобы убедиться в справедливости этого утверждения, мы /совместно с Ф.-М.Диттесом/ вычислили однопетлевые поправки к амплитуде  $E(x, y)$ . Как и ожидалось, при  $\mu^2 = \mu_R^2 = Q^2$  поправки  $O(a_s^2)$  к  $F_\pi(Q)$  очень велики, особенно для широких волновых функций. Это обусловлено тем, что

$$E^{(1)}(x, y) = E^{(0)}(x, y) \left\{ 1 + \frac{a_s(\mu_R)}{4\pi} \left[ C_F \left( \ln^2 \frac{xyQ^2}{\mu^2} - \ln^2 \left( \frac{Q^2}{\mu^2} \right) \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + k \ln \frac{\mu^2}{\mu_R^2} + f_1(x, y) \ln \left( \frac{Q^2}{\mu^2} \right) + f_2(x, y) \right] \right\}. \quad /3/$$

В /3/ явно выписаны лишь члены, дающие основной вклад в  $F_\pi(Q)$ . Для определенности запараметризуем волновые функции следующим образом:  $\phi_r(x) = (x(1-x))^r$ . Тогда

$$F_\pi^{(1)}(Q) = F_\pi^{(0)}(Q) \left\{ 1 + \frac{a_s C_F}{2\pi} \left[ \frac{3}{r^2} - \frac{2}{r} \ln \frac{Q^2}{\mu^2} + O\left(\frac{1}{r}\right) \right] \right\} \quad /4/$$

\* Необходимо подчеркнуть, что не только  $F_\pi$ , но и подынтегральное выражение  $\phi^* E \phi$  в /1/ не зависит от  $\mu, \mu_R$ . Поэтому можно брать  $\mu, \mu_R$  зависящими от  $x, y$ .

при малых  $\gamma$ . Чтобы скомпенсировать наиболее сингулярный  $O(1/\gamma^2)$  - вклад, необходимо взять  $\mu^2 = \bar{x}^{3/2} Q^2$ , где  $\bar{x} \approx \exp(-1/\gamma)$  - среднее значение параметра  $x$  /или  $y$  /, определенное согласно формуле

$$\ln \bar{x} = \langle \ln x \rangle \equiv \left( \int_0^1 \frac{\phi(x)}{x} \ln x dx \right) \left( \int_0^1 \frac{\phi(x)}{x} dx \right)^{-1} \quad /5/$$

Заметим, что  $\bar{x}$  очень мало при  $\gamma \leq 0,5$ . Это означает, что при широкой волновой функции структура пиона зондируется в действительности на расстояниях  $R \sim 1/\bar{x}Q$ , гораздо больших, чем можно было ожидать исходя из наивной оценки  $R \sim 1/Q$ .

Волновые функции  $\phi(x, \mu^2)$ , в принципе, неизвестны, поскольку они аккумулируют информацию о динамике на больших расстояниях. КХД предсказывает лишь их эволюцию с ростом  $\mu^2$ . Однако "мягкую" волновую функцию  $\phi(x, M^2)$  /где  $M \approx 1/R_{\text{conf}} \approx 300-600$  МэВ - параметр, характеризующий размер пиона/ можно связать с функцией распределения валентных кварков в пионе  $f^{\text{val}}(x, \mu^2)$ :  $\phi^2(x, M^2) \sim f^{\text{val}}(x, M^2)$ . Заметим, что при  $\mu^2 \gg M^2$  это соотношение нарушается в силу того, что эволюция функций  $\phi$  и  $f$  /т.е. нарушение скейлинга/ имеет разную природу. Функции распределения  $f^{\text{val}}(x, \mu^2)$  измерялись в процессе  $p \rightarrow \mu^+ \mu^- X$  при  $\mu^2 \approx 30$  ГэВ<sup>2</sup>, и при  $x \sim 1$   $f^{\text{val}}(x)$  ведет себя, как  $(1-x)^{1/6}$ . Используя хорошо известную формулу /7/

$$f(x, \mu^2) \Big|_{x \sim 1} \approx f(x, M^2) (1-x)^{\frac{16}{27} \ln \left( \frac{\ln \mu^2 / \Lambda^2}{\ln M^2 / \Lambda^2} \right)} \quad /6/$$

легко оценить поведение волновой функции  $\phi(x, M^2)$  в области малых  $x$ :  $\phi(x, M^2) \sim x \Gamma(M^2, \Lambda^2)$ , где

$$\Gamma(M^2, \Lambda^2) = 0,5 - \frac{8}{27} \ln \frac{\ln(30/\Lambda^2)}{\ln(M^2/\Lambda^2)} \quad /7/$$

В результате  $\gamma \leq 0,2$  при  $\Lambda > 100$  МэВ. Возвращаясь к нашему обсуждению, данному после формулы /5/, мы можем заключить, что основной вклад в  $F_\pi(Q)$  в действительности дается областью  $x, y \sim \bar{x}$ , в которой  $-\langle k_c^2 \rangle \leq 10^{-3} Q^2$ , т.е. виртуальность глюона, который обменивается кварки, гораздо меньше того значения  $-\langle k_c^2 \rangle = M^2 \approx 0,1 \div 0,3$  ГэВ<sup>2</sup>, при котором нельзя пренебрегать эффектами, обусловленными конечными размерами пиона. Таким образом, при  $Q^2 \leq 1000$  ГэВ<sup>2</sup> мы фактически не имеем дела с малыми расстояниями и полагаемся на асимптотические формулы

квантовой хромодинамики нельзя. Нельзя, в частности, отбрасывать степенные поправки, которые вполне могут иметь вид  $O(M^2/\langle k^2 \rangle) \approx O(M^2/\bar{x}Q^2)$ , а не  $O(M^2/Q^2)$ . Обсудим этот вопрос более подробно.

Виртуальность обмениваемого глюона можно записать как  $k^2 = (p_1 - p_1')^2 = p_1^2 + p_1'^2 - 2(p_1 p_1')$ , где  $p_1, p_1'$  - импульсы кварков /см. рис. 16/. Член  $2(p_1 p_1')$  и дает множитель  $xuQ^2$  в знаменателе выражения /2/. Члены  $p_1^2, p_1'^2$  в выражении /2/ отброшены, поскольку они соответствуют степенным поправкам /"высшим твистам"/. Вообще говоря, средние значения величин  $p_1^2, p_1'^2$  могут зависеть от  $x$ . В настоящее время нас интересует лишь область  $x, u \sim 0$ . Естественно ожидать, что кварк, имеющий очень малую долю импульса пиона, имеет среднюю виртуальность порядка обратного размера объема, в котором он заключен, т.е. пиона. Мы примем, исходя из этого, что  $\langle p_1^2 \rangle = \langle p_1'^2 \rangle \approx -M^2$  при  $x, u \sim 0$ , и аппроксимируем  $-k^2$  величиной  $xuQ^2 + 2M^2$ . Виртуальность кварка можно оценить аналогичным образом:  $-(p_1' - p_1)^2 \approx xQ^2 + M^2$ . Таким образом, выражение /2/ необходимо заменить на

$$E^{(AA)}(x, y) = \frac{2\pi C_F}{N_c} \frac{\alpha_s(\mu_R) (xQ^2)}{(xQ^2 + M^2)(xuQ^2 + 2M^2)}, \quad /8/$$

где  $(AA)$  обозначает проекцию на "аксиальные" операторы  $\psi \gamma_\mu D^n \psi$ . Из выражения /8/ следует, что вклад области  $x \sim 0$  при не слишком больших  $Q^2$  обрезается при  $x \sim M^2/Q^2$ , тогда как волновая функция подавляет лишь вклад области  $x < \bar{x}$ . Это означает, что при  $Q^2 < M^2/\bar{x} \approx 0/10^3$  ГэВ<sup>2</sup>/ поведение формфактора пиона существённейшим образом зависит от  $M^2$ , т.е. от размера пиона, и это является недвусмысленным указанием на то, что теория возмущений в ее простейшем варианте в этой области неприменима.

Чтобы продвинуться дальше, мы предположим, что предложенная выше модификация кваркового и глюонного пропагаторов является хотя и феноменологическим, но достаточно точным способом учета наиболее важных степенных поправок. В этом случае законность применения теории возмущений зависит от величины константы связи  $\alpha_s(\mu_R^2)$ . Согласно аргументам, приведенным выше, в качестве  $\mu_R^2$  в /8/ необходимо взять величину  $-\langle k^2 \rangle$ , т.е.  $xuQ^2 + 2M^2$ . Таким образом,  $\alpha_s$  в нашей задаче всегда меньше, чем  $\alpha_s(2M^2)$ . "Замораживание" эффективной константы связи на величине  $\alpha_s(2M^2)$  имеет простой физический смысл: глюон внутри пиона не может иметь длину волны, большую размера пиона, и мы имеем дело фактически с  $\alpha_s$ , усредненным по возможным расстояниям между кварками в пионе. Следовательно, при  $M^2 \gtrsim 0,1$  ГэВ<sup>2</sup> на теорию возмущений можно надеяться только

в том случае, если  $\Lambda_{\text{МОН}} \leq 0,1 \text{ ГэВ}$  / в этом случае  $\alpha_s (2M^2)/\pi \leq 0,15/$ . Именно на таком значении  $\Lambda_{\text{МОН}}$  настаивает группа ИТЭФ<sup>/8/</sup>. Большие значения  $\Lambda_{\text{МОН}}$ , получаемые при анализе данных по глубоконеупругому рассеянию, можно объяснить достаточно большими /неучитываемыми/ степенными поправками. В дальнейшем мы покажем, что при  $\Lambda \approx 0,1 \text{ ГэВ} \div 0,2 \text{ ГэВ}$  удастся получить для  $F_\pi(Q)$  хорошее согласие с существующими экспериментальными данными.

Поскольку основной вклад в формфактор дает область  $x \sim M^2/Q^2$ , мы фактически имеем дело с фейнмановским механизмом<sup>/9/</sup>. В этом случае, как хорошо известно, необходимо начинать анализ формфактора со стандартной диаграммы формализма Бете-Солпитера-Мандельштама /рис. 2/. Однако в соответствующее выражение для

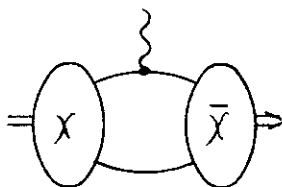


Рис.2

$F_\pi(Q)$  в этом случае войдут функции  $\phi_\pi^+(x, k_t)$  и необходимо знать их поведение по  $k_t$ . Кроме того, в аргументе волновой функции  $\phi(x, k_t + xq)$ , относящейся к конечному состоянию, появится импульс  $q$ . Но согласно уравнению Бете-Солпитера  $\chi = K_\otimes \chi$  диаграммы, изображенные на рис. /16/ и /2/, эквивалентны с точностью до поправок порядка  $O(\alpha_s^2)$  к ядру  $K$ . Используя приближения, предложенные ранее, мы заменяем  $p_1^2, p_1'^2$  их средними

значениями, а затем интегрируем по  $k_t$  и  $k_t'$ . В результате  $F_\pi(Q)$  выражается только через волновые функции, проинтегрированные по  $k_t, k_t'$ . Можно, таким образом, забыть о процедуре факторизации и рассматривать диаграмму 1б просто как более удобное представление диаграммы 2. Главное достоинство диаграммы 1б состоит в том, что при  $Q^2 \rightarrow \infty$  соответствующие выражения гладким образом переходят в асимптотические формулы /1/, /2/.

В принципе, кроме аксиальной, необходимо рассматривать все остальные кирцевские проекции волновой функции. Ненулевой вклад дают также псевдоскалярная и тензорная проекции, соответствующие операторам  $\bar{\psi} \gamma_5 D^n \psi$  и  $\bar{\psi} \gamma_5 \sigma_{\mu\nu} D^n \psi$  твиста 3. При асимптотических значениях  $Q^2$  их вклады имеют дополнительный фактор  $\lambda^2/Q^2$  по сравнению с вкладом операторов  $\bar{\psi} \gamma_5 \gamma_\nu D^n \psi$  твиста 2. Заметим, однако, что величина  $\lambda$  аномально велика:

$$\langle 0 | \bar{d} \gamma_5 u | P \rangle = i f_\pi \frac{m_\pi^2}{m_u + m_d}, \quad /9/$$

т.е.  $\lambda \approx 1,8$  ГэВ, если  $m_u + m_d \approx 11$  МэВ. Следовательно, этими вкладками нельзя пренебрегать, во всяком случае при  $Q^2 \leq 6$  ГэВ<sup>2</sup>. Для псевдоскалярной проекции имеем выражение, аналогичное /8/:

$$F_{\pi}^{(PP)}(Q) = \frac{4\pi C_F}{N_c} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \phi_P(x) \phi_P(y) \frac{(1-x) a_S (xyQ^2 + 2M^2)}{(xQ^2 + M^2)(xyQ^2 + 2M^2)}, \quad /10/$$

где  $\phi_P(x) \approx \lambda \phi(x)$ .

Отметим, что при  $M^2 = 0$  амплитуда  $E^{(PP)}(x, y)$  имеет в случае  $x \sim 0$  сингулярность  $1/x^2$ . Поэтому интегрирование по  $x$  в /10/ дает дополнительный фактор  $(Q^2/M^2)^{1-\gamma}$ , который при малых  $\gamma$  практически компенсирует отсутствие  $Q^2$ -фактора в числителе выражения /10/. Другими словами,  $F_{\pi}^{(PP)}(Q)$  ведет себя, как  $(Q^2)^{-1-\gamma}$ , а не как  $(Q^2)^{-2}$ . Кроме того,  $F_{\pi}^{(PP)}(Q)$  имеет дополнительный большой множитель  $(\lambda/M)^2 \geq 10$  по сравнению с  $F_{\pi}^{(AA)}$ . Такой же фактор имеет и  $F_{\pi}^{(TP)}$  - вклад /TP обозначает проекцию на  $\bar{\psi} \gamma_5 \sigma_{\mu\nu} \psi$ ,  $\bar{\psi} \otimes \psi \gamma_5 \psi$  /:

$$F_{\pi}^{(TP)}(Q) = \frac{2\pi C_F}{N_c} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{\phi_T(x) \phi_P(y)}{(xyQ^2 + 2M^2)(xQ^2 + M^2)} \times$$

$$\times a_S (xyQ^2 + 2M^2) \left[ 3 - \frac{(1+x)Q^2}{xQ^2 + M^2} - \frac{y(1+x)Q^2}{xyQ^2 + 2M^2} \right]. \quad /11/$$

При  $M^2 = 0$ , как легко заметить, амплитуда  $E^{(TP)}(x, y)$  имеет сингулярность  $1/x^3$ . Однако, используя уравнения движения, можно показать, что функция  $\phi_T(x)$  имеет дополнительный множитель  $x(1-x)$  по сравнению с  $\phi_P(x)$ . В результате  $F_{\pi}^{(TP)} \sim (1/Q^2)^{1+\gamma}$ .

Чтобы получить  $F_{\pi}(Q)$ , необходимо взять сумму вкладов /8/, /10/ и /11/. При  $\Lambda = 0,1$  ГэВ,  $M^2 = 0,14$  ГэВ<sup>2</sup> и волновых функциях  $\phi(x, M^2)$ , удовлетворяющих /7/, получаем кривую, показанную на рис. 3 /штрихованная линия/. Она имеет правильную форму и подходит вблизи от экспериментальных точек.

Стандартное возражение против фейнмановского механизма состоит в том, что его вклад подавлен судаковским формфактором, возникающим в результате суммирования поправок по  $a_S$ . Наиболее важные 1-петлевые поправки явно выписаны в выражении /3/. В высших порядках эти вклады экспоненцируются и дают множитель  $S(Q^2, \mu^2)/S(xyQ^2, \mu^2)$ , где  $S(Q^2, \mu^2)$  - судаковский формфактор кварка в КХД:

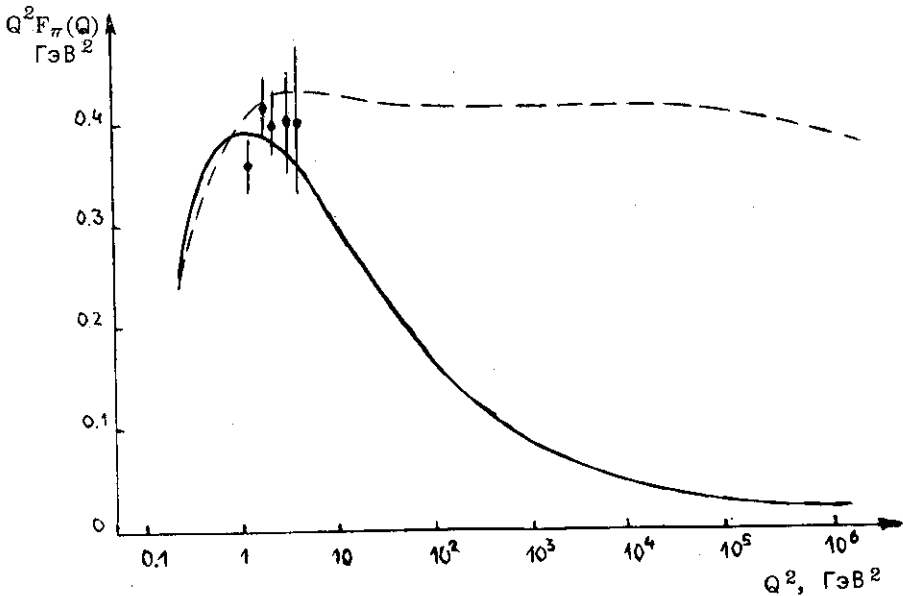


Рис. 3

$$S(Q^2, \mu^2) = \exp \left\{ -\frac{8}{27} \left[ \left( \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} - \frac{3}{2} \right) \ln \frac{\ln Q^2 / \Lambda^2}{\ln \mu^2 / \Lambda^2} - \ln \frac{Q^2}{\mu^2} \right] \right\}. \quad /12/$$

При выводе этой формулы учитывались как главные дваждылогарифмические вклады  $(\alpha_s \ln^2 Q^2 / \mu^2)^N$ , так и следующие за главными  $(\alpha_s \ln^{2N-1} Q^2 / \mu^2) / 10$  /см. также /11/. Как и ранее, необходимо произвести замену  $x\mu Q^2 \rightarrow x\mu Q^2 + 2M^2$  в множителе  $S(x\mu Q^2, \mu^2)$ . Кроме того, поскольку в выражениях /8/, /10/, /11/ предполагается, что используются мягкие волновые функции  $\phi(x, M^2)$  то в /12/ необходимо положить  $\mu^2 = M^2$ . Таким образом, в подынтегральные выражения в формулах /8/, /10/ и /11/ необходимо добавить множитель  $S(Q^2, M^2) / S(x\mu Q^2 + 2M^2, M^2)$ . В результате при  $\Lambda = 0,1$  ГэВ,  $M^2 = 0,14$  ГэВ<sup>2</sup> для  $Q^2 F_\pi(Q)$  получаем кривую, показанную на рис. 3 /сплошная линия/. Практически такая же кривая получается при  $\Lambda = 0,2$  ГэВ,  $M^2 = 0,21$  ГэВ<sup>2</sup>.

В области, где  $x\mu Q^2 \ll 2M^2$ , множитель  $S(x\mu Q^2 + 2M^2, M^2)$  очень близок к 1 и  $S(Q^2, M^2)$  дает, как и ожидалось, судаковское подавление, выражающееся в уменьшении величины  $Q^2 F_\pi(Q)$  при  $Q^2 \geq 4$  /см. рис. 3/. Когда вклад области  $x \sim M^2 / Q^2$  сильно подавлен волновой функцией  $\phi(x, M^2)$  и /или/ судаковским формфактором,



Фейнмановский механизм не работает. Численный анализ показывает, что при умеренно больших  $Q^2$  основной вклад  $\geq 80\%$  при  $Q^2 \leq 10 \text{ ГэВ}^2$  и  $\geq 50\%$  при  $Q^2 \leq 100 \text{ ГэВ}^2$  дают проекции на "высшие твисты":  $F_\pi^{(PP)}$  и  $F_\pi^{(TP)}$ . Отметим, что  $F_\pi^{(TP)}$  отрицательно и, кроме того,  $|F_\pi^{(TP)}| \sim 0,5 F_\pi^{(PP)}$  во всей области  $Q^2 \leq 10^6 \text{ ГэВ}^2$ . При  $Q^2 \rightarrow \infty$  согласно /10/, /11/ имеем  $F_\pi^{(PP)} \sim -F_\pi^{(TP)}$ . В области  $Q^2 \geq 10^4 \text{ ГэВ}^2$  суммарный вклад этих проекций не превышает 10% /и уменьшается с ростом  $Q^2$ /, а основной вклад дает  $F_\pi^{(AA)}$ . Это означает, что при  $Q^2 \geq 10^4 \text{ ГэВ}^2$  доминирующий вклад в формфактор пиона дает область конечных  $x, y$ . В этой области  $xyQ^2 \gg 2M^2$  и дваждылогарифмические члены  $\ln^2(Q^2/M^2)$  двух  $S$ -факторов сокращаются. В результате при достаточно больших  $Q^2$  судаковский формфактор выключается. Оставшиеся в  $S(Q^2, M^2)/S(xyQ^2, M^2)$  члены приводят к эволюции волновой функции  $\phi(x, M^2)$ : они как бы стремятся заменить  $M^2$  в ее аргументе величиной  $xyQ^2$ .

В асимптотике /фактически при  $Q^2 \gg 10^6 \text{ ГэВ}^2$ / произведение  $Q^2 F_\pi(Q)$  меняется очень медленно. Пренебрегая логарифмической зависимостью константы связи  $\alpha_s$  от  $Q$  и эволюцией волновых функций, можно считать, что  $Q^2 F_\pi(Q) \sim \text{const}$ , что соответствует правилам кваркового счета, сформулированным в пионерских работах Матвеева, Мурадяна и Тавхелидзе /12/ и Бродского и Фаррар /13/.

Имеется также еще одна область  $1 \leq Q^2 \leq 4 \text{ ГэВ}^2$ , в которой  $Q^2 F_\pi(Q)$  почти постоянно /см. рис. 3/. Как указывалось выше, это явление никак не связано с малыми расстояниями и масштабной инвариантностью. Соответствующие передачи импульса далеки от асимптотических, что проявляется, в частности, в том, что при больших  $Q^2$  величина  $Q^2 F_\pi(Q)$  согласно рис. 3 убывает. Экспериментальное обнаружение такого убывания было бы сильным аргументом в пользу модели, предложенной в данной работе\*. При этом необходимо подчеркнуть, что теория возмущений в ее простейшей форме /без модификации пропагаторов/ предсказывает, что в низшем порядке по  $\alpha_s$  величина  $Q^2 F_\pi(Q)$  пропорциональна  $\alpha_s(Q)$  и соответствующая теоретическая кривая пересекает экспериментальную ( $Q^2 F_\pi^{\text{ЭКСП}} \approx 0,4$ ) почти под прямым углом при любом разумном выборе волновой функции /см. например, рис. 2 работы /3/ /.

\* Необходимо отметить, что убывание  $Q^2 F_\pi(Q)$  в области  $Q^2 \geq 4 \text{ ГэВ}^2$  ожидается также и в подходе Дубнички и Мещерякова /14/, основанном на дисперсионном анализе  $F_\pi(Q)$ . В интервале  $2 \leq Q^2 \leq 10 \text{ ГэВ}^2$  их кривая для  $Q^2 F_\pi(Q)$  совпадает с нашей.

Квантовая хромодинамика /в виде простейшей теории возмущений/ применялась также и к другим упругим процессам. В частности, в работе /15/ Лепаж и Бродский рассматривали поведение магнитного формфактора протона  $G^P_M$  и использовали при этом очень узкую волновую функцию  $\phi(x_1, x_2, x_3) \sim \delta(x_1 - 1/3)$ . Однако, как было впервые замечено ереванской группой /16/, для таких волновых функций формфактор  $G^P_M$  отрицателен и теоретическая кривая в действительности находится в вопиющем противоречии с экспериментальными данными. Чтобы  $G^P_M$  было положительным, необходимо использовать довольно широкую волновую функцию, и возникают те же проблемы, что и для формфактора пиона. Предварительный анализ чисто адронных упругих процессов, а также квазиупругих процессов /например, поведение структурных функций при  $x \sim 1/$  показывает, что они еще более чувствительны к эффектам, связанным с конечными размерами адронов. Это означает, таким образом, что упругие процессы при энергиях, достижимых как ныне, так и, возможно, в самом отдаленном будущем /имеются в виду передачи  $Q^2 \leq 10^4 - 10^6$  ГэВ<sup>2</sup>/, слабо связаны с динамикой на малых расстояниях и, следовательно, понять поведение соответствующих амплитуд можно, видимо, только в рамках моделей, в которых тем или иным образом учитываются эффекты, обусловленные невылетанием кварков и глюонов. Одна из таких моделей и предложена в настоящей работе. Из существующих в литературе подходов, менее связанных с КХД и теорией возмущений, отметим работы /17,18/.

В заключение автор пользуется приятной возможностью поблагодарить А.В.Ефремова и В.А.Мещерякова за интерес к данной работе и стимулирующие обсуждения, а также Б.Л.Иоффе и М.А.Шифмана за полезные замечания.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Радюшкин А.В. ОИЯИ, P2-10717, Дубна, 1977.
2. Ефремов А.В., Радюшкин А.В. ТМФ, 1980, 42, с. 147.
3. Lepage G.P., Brodsky S.J. Phys.Lett., 1979, 87B, p. 359.
4. Duncan A., Mueller A.H. Phys.Rev., 1980, D21, p. 1636.
5. Celmaster W., Gonsalvez R.J. Phys.Rev., 1979, D20, p.1420.
6. Lederman L. Proc. XIX Int.Conf. on High-Energy Physics, Tokyo, 1978, p. 706.
7. Gross D.J. Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p. 1071.
8. Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Nucl.Phys., 1979, B147, p. 385.
9. Фейнман Р.Ф. Взаимодействие фотонов с адронами, "Мир", М., 1975.

10. Coquerex R., De Rafael E. Phys.Lett., 1977, 78B, p. 105.
11. Ellis S.D., Stirling W.J. RLO-13888-821, Washington University, Seattle, 1980.
12. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett.Nuovo Cim., 1973, 7, p. 719.
13. Brodsky S.J., Farrar G.R. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p.1153.
14. Dubnicka S., Dubnickova A.Z., Meshcheryakov V.A. IC/77/155, ICTP-Trieste, 1977.
15. Lepage G.P., Brodsky S.J. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p. 545, 1625 (E).
16. Aznauryan I.G., Esaybegyan S.V., Ter-Isaakyan N.L. Phys. Lett., 1980, 90B, p. 151.
17. Preparata G., Soffer J. Phys.Lett., 1980, 93B, p. 187.
18. Schrempp B., Schrempp J. CERN-TH-2537, Geneva, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 октября 1980 года.