

ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ НУКЛОНА И ЖЕСТКИЙ ВКЛАД В НУКЛОННУЮ СТРУКТУРНУЮ ФУНКЦИЮ ПРИ $x \rightarrow 1$

C.B.Есайбегян, Н.Л.Тер-Исаакян

Ереванский физический институт

375036 Ереван, Армения

Поступила в редакцию 26 апреля 1993 г.

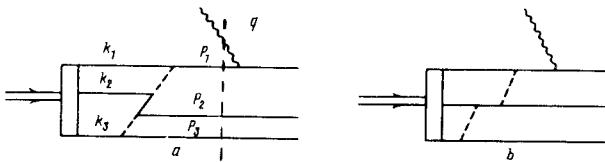
Жесткий вклад КХД в нуклонную структурную функцию при $x \rightarrow 1$, выраженный в терминах V - A -проекции, найден в квark партонной модели. Сравнение с экспериментом показывает, что для любой реальной волновой функции данные не могут быть описаны жестким КХД вкладом.

Как известно, в жестких процессах квантовой хромодинамики (КХД) имеет место разделение вкладов больших и малых расстояний. Поэтому исследование таких процессов и выяснение области их соответствия эксперименту важно не столько для проверки предсказаний КХД, сколько для выяснения структуры непертурбативных взаимодействий и их пространственно-временных масштабов.

В то же время, имеется ряд экспериментальных и теоретических указаний на то, что в ряде процессов при достаточно больших переданных импульсах такое разделение вкладов еще не достигнуто [1-5]. Возможно, это означает, что наши привычные представления о пространственно-временных масштабах непертурбативных эффектов следует несколько изменить, и они могут играть существенную роль на достаточно малых расстояниях, на которых традиционно предполагалось доминирование жестких КХД механизмов. В настоящей работе нами получены дополнительные аргументы в пользу такой точки зрения. Показано, что поведение структурных функций нуклонов при $x \rightarrow 1$ не описывается жестким КХД вкладом для любой разумной волновой функции нуклона.

Хорошо известно, что КХД асимптотика структурных функций нуклона $F_2(x)$ при $x \rightarrow 1$ (жесткий вклад) определяется кварковыми диаграммами, содержащими обмены двумя жесткими глюонами (см. рисунок) и имеет вид [6]

$$F_2(x) = (1-x)^3. \quad (1)$$



В настоящей работе нами получены точные формулы, выражающие $F_2(x)$ в виде интегралов от волновых функций нуклона, что дает нам возможность не только установить степенное поведение (1), но и найти численные оценки и сравнить наши предсказания с экспериментом.

Рассмотрение удобно вести в рамках старой теории возмущений в системе бесконечного импульса, в которой $P_z \rightarrow \infty$, $p_{\perp} = 0$, $q_0 = -q_z = -q_{\perp}^2/4P$, где P – импульс нуклона, и q_{μ} – 4-импульс виртуального фотона [7]. Отбор главных при $x \rightarrow 1$ членов удобно вести на основе свойств энергетических знаменателей и вершин в калибровке, в которой отсутствует нулевая компонента глюонного поля [8]. В таком случае структурная функция при $x \rightarrow 1$ определяется диаграммами старой теории возмущений типа рис. а. Вклад диаграммы рис. б в $F_2(x)$ подавлен как $(1-x)^2$.

Введем стандартную параметризацию импульсов:

$$k_i = \lambda_i P + k_{i\perp}, \quad k_{i\perp} P = 0; \quad p_i = x_i P + p_{i\perp}, \quad p_{i\perp} P = 0. \quad (2)$$

Вкладом диаграммы рис. а (а также других диаграмм, которые отличаются перестановками кварковых линий) в структурную функцию имеет вид

$$F_2^{(0)}(x) = 3 \int \varphi_{s'_i}^{s_i}(\lambda'_i) Q_1^2 B_{s'_i, s_i}(\lambda_i, \lambda'_i; x_i, p_{i\perp}) \varphi_{s_i}^s(\lambda_i) \delta(x - x_1) d\Gamma, \quad (3)$$

$$d\Gamma = \frac{dx_2 dx_3 d^2 p_2 d^2 p_3}{(2\pi)^{\sigma} 4x_1 x_2 x_3}.$$

Здесь s и s_i – проекции спинов нуклона и кварков на ось z ; Q_1 – заряд первого кварка, с которым взаимодействует виртуальный фотон. Нуклонная волновая функция $\varphi_{s_i}^s(\lambda_i)$ следующим образом выражается через вершину перехода нуклона в кварки $V_{s_i}^s(\lambda_i, k_{i\perp})$:

$$\varphi_{s_i}^s(\lambda_i) = \frac{1}{(2\pi)^{\sigma}} \int \frac{d^2 k_{2\perp} d^2 k_{3\perp}}{4\sqrt{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3}} V_{s_i}^s(\lambda_i, k_{i\perp}) \frac{1}{2P(E - \epsilon_1 - \epsilon_2 - \epsilon_3)}, \quad (4)$$

где $E = (P^2 + M^2)^{1/2}$, $\epsilon_i = (k_i^2 + m_i^2)^{1/2}$, M – масса нуклона, m – масса i -го кварка. "Борновский член" $B_{s'_i, s_i}$ имеет вид

$$B_{s'_i, s_i}(\lambda_i, \lambda'_i; x_i, p_{i\perp}) = \frac{256(4\pi\alpha_s)^4 x_2^2 x_3^2 \delta_{s_1 s'_1} \delta_{s_2 s'_2} \delta_{s_3 s'_3} \delta_{s_2, -s_3}}{81(1-\lambda_1)^2(1-\lambda'_1)^2 m_{2\perp}^2 m_{3\perp}^2 (m_{2\perp}^2 x_3 + m_{3\perp}^2 x_2)^2} \cdot \left\{ (1-\lambda_1)(1-\lambda'_1) + (\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda'_2 - \lambda'_3) - \right. \\ \left. - \frac{4x_2 x_3 m_{2\perp}^2 m_{3\perp}^2 (\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda'_2 - \lambda'_3)}{(m_{2\perp}^2 x_3 + m_{3\perp}^2 x_2)^2} \right\} \frac{1}{\lambda_2 \lambda_3 \lambda'_2 \lambda'_3}. \quad (5)$$

Здесь $m_{i\perp}^2 = m_i^2 + p_{i\perp}^2$, $\alpha = \alpha(m^2/(1-x))$. Так как при интегрировании в формуле (3) по поперечным импульсам интегралы расходятся на нижнем пределе, мы сохраним в формуле (5) массу кварка, понимая под этой величиной некоторый эффективный параметр, который определяется непертурбативными взаимодействиями. Волновую функцию $\varphi_{s_i}^s(\lambda_i)$ представим в виде [5]

$$\varphi_{s_1 s_2 s_3}^{1/2}(\lambda_i) = \frac{1}{24} \{ 2T(\lambda_i) u \uparrow u \uparrow d \downarrow - (V - A) u \uparrow u \downarrow d \uparrow - (V + A) u \downarrow u \uparrow d \uparrow + \\ + 2 \Leftrightarrow 3 + 1 \Leftrightarrow 4 \}_{s_1, s_2, s_3}, \quad (6)$$

где векторная $V(\lambda_i)$, аксиальная $A(\lambda_i)$ и тензорная $T(\lambda_i)$ проекции волновой функции определены в виде матричных элементов от соответствующих нелокальных операторов (см., например, [9]). Используя известные соотношения

между ними [9], структурную функцию (3) можно окончательно представить в виде

$$F_2^0(x) = \frac{128}{243} \left(\frac{\alpha_s}{m_\perp} \right)^4 (1-x)^3 \left\{ 2Q_u^2 \left[A(A+B) + \frac{C(C+D)}{5} \right] + (Q_u^2 + Q_d^2) \left(B^2 + \frac{D^2}{5} \right) \right\}, \quad (7)$$

где

$$A = \frac{1}{24} \int \frac{d\lambda_2 d\lambda_3}{\lambda_2 \lambda_3 (1-\lambda_1)} \varphi_N(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3); \quad C = \frac{1}{24} \int \frac{d\lambda_2 d\lambda_3 (\lambda_2 - \lambda_3)}{\lambda_2 \lambda_3 (1-\lambda_1)^2} \varphi_N(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3), \quad (8)$$

$$B = \frac{1}{24} \int \frac{d\lambda_2 d\lambda_3}{\lambda_1 \lambda_2 (1-\lambda_3)} \varphi_N(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3); \quad D = \frac{1}{24} \int \frac{d\lambda_2 d\lambda_3 (\lambda_2 - \lambda_3)}{\lambda_1 \lambda_2 (1-\lambda_3)^2} \varphi_N(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3),$$

$$\varphi_N = V(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3) - A(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3).$$

Формула (7) приведена для случая протона; для нейтрона следует заменить $Q_u \Leftrightarrow Q_d$. Здесь $\tilde{m}_\perp^2 = m^2 + \tilde{p}_\perp^2$, где \tilde{p}_\perp – нижний предел интегрирования по поперечным импульсам в (3). К сожалению, мы не знаем величины m , однако можно наложить кинематическое ограничение на величину \tilde{m}_\perp из требования жесткости процесса и применимости полученных формул.

Рассмотрим энергетический знаменатель, соответствующей пунктирной линии на рис. а:

$$2P(E - \epsilon_1 - \epsilon_2 - \epsilon_3) = M^2 - \sum \frac{m_{i\perp}^2}{x_i} \underset{x \rightarrow 1}{\sim} M^2 - \frac{4\tilde{m}_\perp^2}{1-x}. \quad (9)$$

Для применимости полученных формул необходимо потребовать

$$\tilde{m}_\perp^2 \gg \frac{M^2(1-x)}{4} \quad (\text{при } x \rightarrow 1). \quad (10)$$

При больших m это условие выполняется автоматически, в противном случае оно должно быть обеспечено за счет обрезания нижнего предела интегрирования по поперечным импульсам. Ограничения из других энергетических знаменателей оказываются более слабыми.

КХД эволюцию структурной функции, связанную с излучением глюонов, можно учесть, воспользовавшись результатами работы [10]:

$$F_2(z) = \int_z^1 F_2^0(u) V\left(\frac{z}{u}\right) \frac{du}{u}, \quad (11)$$

где $F_2^0(u)$ – структурные функции без излучения глюонов, $V(z)$ – вероятность обнаружить кварк с долей импульса z исходного кварка при излучении глюонов. Вероятностью рождения кварк–антикварковых пар при $x \rightarrow 1$ можно пренебречь.

Анализ отброшенных при получении (5) членов показывает, что этой формулой можно пользоваться при $x \geq 0,9$. Поэтому для проведения сравнения с экспериментом необходимо экстраполировать экспериментальные данные в эту

область. С этой целью мы параметризовали данные SLAC [11], SLAC-MIT [12] и данные EMC [13], исключили из этой параметризации степенные по Q^2 члены, вклад которых очень велик и составляет, например, 30% при $X = 0,9$ и $Q^2 = 100 \text{ ГэВ}^2$, и экстраполировали полученную зависимость в интересующую нас область.

x	$\tilde{m}_\perp (\text{ГэВ})$	$F_2^{\text{эксп}}(x)$	$F_2(x)$
0,9	0,18	$(4,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-8}$
0,95	0,12	$(3,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-8}$

В таблице приведены результаты экстраполяции и наших предсказаний для структурной функции протона (при $Q^2 = 30 \text{ ГэВ}^2$) в случае асимптотической волновой функции [14]

$$\varphi_N^0 = 120 f_0 x_1 x_2 x_3, \quad (12)$$

где $f_0 = (5 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} \text{ ГэВ}^2$ из работы [9].

Теоретические предсказания пренебрежимо малы по сравнению с экспериментом. Ситуация напоминает случай электромагнитных формфакторов, которые также не описываются жестким вкладом в случае функции (12) [15]. При оценке величины мы для определенности положили $m_\perp^2 \geq M^2(1-x)/2$. Это очень слабое ограничение, и приведенные оценки $F_2(x)$ по-видимому значительно завышены. Как видно из формул (8), для существенного повышения теоретических предсказаний можно рассмотреть асимметричные функции, имеющие резкий пик при $\lambda \sim 1$. Функция такого типа была предложена в работе [9] на основе дисперсионных правил сумм КХД:

$$\tilde{\varphi}_N = \varphi_N^0 (23,814x_1^2 + 12,978x_2^2 + 6,174x_3^2 + 5,88x_3 - 7,098). \quad (13)$$

Такая функция описывает асимптотику нуклонных формфакторов, однако ее трудно согласовать с низкоэнергетическими параметрами адронов [5]. В нашем случае использование функции (13) приводит к увеличению теоретических предсказаний всего лишь в 60 раз и жесткий вклад в структурную функцию останется пренебрежимо мал. Использование более асимметричных по сравнению с (13) функций, по-видимому, не имеет смысла, так как они приведут к противоречию с экспериментом не только для низкоэнергетических параметров, но и для асимптотики формфакторов.

Таким образом, при экспериментально достижимых x вопрос описания структурной функции адрона остается открытым. Необходимо привлечение нового физического механизма.

-
1. A.Yokasawa, Phys. Rep. C **64**, 47 (1980).
 2. А.С.Багдасарян, С.В.Есайбегян, Н.Л.Тер-Исаакян, ЯФ **38**, 402 (1983).
 3. V.A.Nesterenko and A.V.Radyushkin, Phys. Lett. **115 B**, 410 (1982); ibid **128 B**, 439 (1983).
 4. B.L.Ioffe and A.N.Smilga, Nucl. Phys. **B 216**, 373 (1982).
 5. И.Г.Азнаурян, А.С.Багдасарян, С.В.Есайбегян, Н.Л.Тер-Исаакян, ЯФ **55**, 1979 (1992).
 6. G.R.Farrar and D.R.Jackson, Phys. Rev. Lett. **35**, 1416 (1975).
 7. I.G.Aznauryan, A.S.Bagdasaryan, and N.L.Ter-Isaakyan, Yad. Fiz. **36**, 1278 (1982); Phys. Lett. **113 B**, 393 (1982).
 8. С.Г.Григорян, С.В.Есайбегян, Н.Л.Тер-Исаакян, ЯФ **27**, 1312 (1973).
 9. В.Л.Черняк, А.А.Оглобин, И.Р.Житницкий, ЯФ **48**, 841 (1988).

10. Yu.L.Dokshitser, D.I.Dyakonov, and S.I.Troyan, Phys. Rep. C **58**, 269 (1980).
11. A.Bodek et al., Phys. Rev. D **20**, 1471 (1979).
12. M.D.Mestuyer et al., Phys. Rev. D **27**, 285 (1983).
13. I.I.Aubert et al., Nucl. Phys. B **259**, 189 (1985).
14. S.J.Brodsky and G.P.Lepage, Phys. Rev. D **22**, 2157 (1980).
15. I.G.Aznauryan, S.V.Esaybegyan and N.L.Ter-Isaakyan, Phys. Lett. **90 B**, 151 (1980); **92 B**, 371(E) (1980).