

СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ ГЛУБОКО-НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ В ОБЛАСТИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ x В КХД

Б.Л.Иоффе

В КХД вычисляется вклад валентных кварков в структурную функцию глубоко-неупругого νp -рассеяния в области промежуточных x и $Q^2 = 5 - 20 \text{ ГэВ}^2$, т. е. распределение валентных d -кварков в протоне $d_V(x)$. Результаты вычислений, не содержащие каких-либо подгоночных параметров, согласуются с экспериментом.

Нахождение структурных функций глубоко-неупругого рассеяния лептонов на адронах эквивалентное, согласно кварк-партонной модели, определению распределений кварков в адронах, является одной из наиболее интересных и важных проблем, стоящих перед квантовой хромодинамикой. До сих пор на пути решения этой проблемы был достигнут лишь ограниченный успех: с помощью метода операторного разложения (правил сумм КХД) были определены вторые моменты структурных функций нуклона и пиона ^{1, 2} и их поведение в области малых x ³ (обзор результатов метода – см. в ⁴). Применение этого метода к вычислению структурных функций наталкивается на серьезные трудности, так как данный метод не работает как в области малых, так и больших x . (Как обычно, $x = Q^2/2\nu$, Q^2 – квадрат передаваемого адрону импульса, $Q^2 = -q^2$, ν/m – передаваемая энергия, m – масса адрона).

В работах ^{1, 2}, где изучались вторые моменты структурных функций, эти трудности удалось преодолеть ценой введения в рассмотрение новых вакуумных конденсатов. Однако, распространение такого подхода на более высокие моменты представляется весьма проблематичным.

В настоящей работе предлагается метод нахождения структурных функций в области промежуточных x , $0,1 < x < 0,5$, и его возможности демонстрируются на примере вычисления вклада валентных кварков в функцию $F_2^{\nu p}(x)$ глубоко-неупругого νp -рассеяния, связанного с распределением валентных d -кварков в протоне соотношением (см. ⁹) $F_2^{\nu p}(x) = 2x d_V(x)$.

Рассмотрим четырехточечную амплитуду

$$T_{\mu\nu}(p, q) = -i \int d^4x d^4y d^4z e^{iqx} e^{ip(y-z)} \langle 0 | T \{ j_\mu^-(x), j_\nu^+(0), \eta(y), \bar{\eta}(z) \} | 0 \rangle, \quad (1)$$

где $j_\mu = \bar{d} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u$, $j_\mu^+ = (j_\mu^-)^+$ – слабые кварковые токи,

$$\eta = u^a C \gamma_\lambda u^b \gamma_5 \gamma_\lambda d^c \epsilon^{abc} \quad (2)$$

– трехкварковый ток с квантовыми числами протона ⁶. Будем считать, что $p^2 < 0$, $|p^2| \sim 1 \text{ ГэВ}^2$, $q^2 < 0$, $|q^2| \gg |p^2|$ и вычислять $\text{Im} T_{\mu\nu}(p, q)$ с помощью операторного разложения, оставляя только члены первого неисчезающего приближения в разложении по степеням p^2/q^2 . Ограничимся рассмотрением области $5 \lesssim Q^2 \lesssim 20 \text{ ГэВ}^2$, где пертурбативные поправки сводятся к перенормировкам структурных функций. Простейшая диаграмма, отвечающая $T_{\mu\nu}$ (1), представлена на рис. 1.

Основная проблема при вычислении $T_{\mu\nu}$ методом операторного разложения состоит в том, что полный импульс в t -канале равен нулю, что может привести к появлению сингулярностей при $t \rightarrow 0$. Эта проблема, однако, полностью снимается при рассмотрении $\text{Im} T_{\mu\nu}$. Действительно, изучая $\text{Im} T_{\mu\nu}$ для диаграммы рис. 1 (а также более сложных), можно убедиться, что при $p^2 < 0$ $\text{Im} T_{\mu\nu}$ аналитично по t в области малых t , и виртуальность кварка, взаимодействующего с W -бозоном, велика при промежуточных x : $k^2 \sim p^2 x (1-x)$.

Ограничимся рассмотрением структур в $T_{\mu\nu}$, сохраняющих киральность, и с этой целью будем вычислять $\text{Sp}(\hat{p} \text{Im} T_{\mu\nu})$. При построении операторного разложения, помимо основного члена, отвечающего диаграмме рис. 1, будем учитывать степенная поправка за счет кваркового конденсата, пропорциональная $\alpha_s \langle 0 | \bar{\psi} \psi | 0 \rangle^2$ (для четырехкварковых вакуумных средних предполагается факторизация). Поправка $\sim \alpha_s \langle 0 | \bar{\psi} \psi | 0 \rangle^2$ весьма важна, так как она определяет область допустимых значений p^2 и x . Результат вычислений таков:

$$\begin{aligned} \text{Sp}(\hat{p} \text{Im} T_{\mu\nu}) = & \frac{2}{\nu} \left\{ - (2\pi)^{-3} p^4 \ln(-p^2) (1-x)(2+2x-x^2) + \right. \\ & + \frac{8}{9} \alpha_s \langle 0 | \bar{\psi} \psi | 0 \rangle^2 \frac{1}{p^2} \left[\left(2x \ln \frac{2\nu}{-p^2 x} - \frac{7}{4} + \frac{x}{2} \frac{1}{1-x} \right) + 1 + 3x + \right. \\ & \left. \left. + (1-x) \ln \frac{2\nu}{-p^2 x} \right] \left(2x p_\mu p_\nu + p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu - \nu \delta_{\mu\nu} \right) + \frac{16}{9} \alpha_s \langle 0 | \bar{\psi} \psi | 0 \rangle^2 \cdot \right. \\ & \left. \frac{1}{p^2 \nu} (q_\mu q_\nu - q^2 \delta_{\mu\nu}) \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

В (3) оставлены только члены, сингулярные по p^2 при $p^2 \rightarrow 0$. При вычислении степенной поправки были учтены только диаграммы с жесткими глюонами, типа рис. 2. Диаграммы с мягкими глюонами оказались численно малыми. Как видно из (3), при больших x отношение степенной поправки к основному члену растет как $(1-x)^{-2}$. Это ограничивает область применимости подхода при больших x .

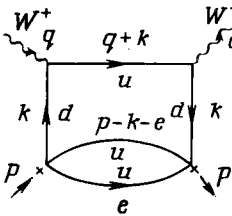


Рис. 1

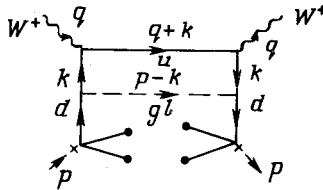


Рис. 2

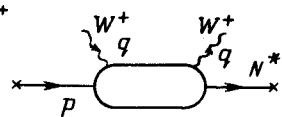


Рис. 3

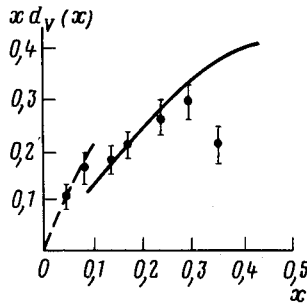


Рис. 4

$\text{Im} T_{\mu\nu}$ может быть выражена через вклады физических состояний. Записывая для инвариантной функции при структуре $\sim p_\mu p_\nu$ дисперсионное соотношение по p^2 и выделяя в нем вклад протона, имеем

$$\text{Sp}(\hat{p} \text{Im} T_{\mu\nu}) = -8\pi^2 \lambda_N^2 w_2^{\nu p}(\nu, x) \left[\frac{1}{(p^2 - m^2)^2} + \frac{A}{p^2 - m^2} + B \right] \cdot \left(p_\mu - \frac{\nu q_\mu}{q^2} \right) \left(p_\nu - \frac{\nu q_\nu}{q^2} \right) + \text{вычит. члены.} \quad (4)$$

(Члены при структуре $q_\mu q_\nu - q^2 \delta_{\mu\nu}$ опущены). Член с полюсом первого порядка по $p^2 - m^2$ отвечает недиагональным переходам $Wp \rightarrow WN^*$ (диаграмма рис. 3), B — вкладу континуума. Амплитуда перехода протона в кварковый ток λ_N была определена в ^{6, 7}: $\lambda_N^2 = 32\pi^4 \lambda_N^2 = 2,1 \text{ ГэВ}^6$.

Приравняем структурные функции в (3) и (4), применим к этому равенству борелевское преобразование с параметром M^2 и для исключения неизвестной постоянной A продифференцируем результат по $1/M^2$. В итоге получаем:

$$F_2^{\nu p}(x) = e^{m^2/M^2} (\tilde{\lambda}_N^2 m^2)^{-1} x M^8 [3E_3(z) - (m^2/M^2)E_2(z)] 4(1-x)(2+x-x^2) + \frac{8}{9\pi} m^2 \alpha_s a^2 \left[-\left(\frac{7}{4} - \frac{x}{2}\right) \frac{1}{1-x} + 1 + 3x + \left(\frac{2x}{1-x} + 1 - x\right) \left(\ln \frac{2\nu}{M^2 x} + \frac{M^2}{m^2} + C\right) \right] \quad (5)$$

где m — масса нуклона, $C = 0,577$ — постоянная Эйлера,

$$E_2(z) = 1 - \left(1 + z + \frac{z^2}{2}\right) e^{-z}, \quad E_3(z) = 1 - \left(1 + z + \frac{z^2}{2} + \frac{z^3}{6}\right) e^{-z}$$

$z = W^2/M^2$, W — порог континуума, $W^2 \approx 2,3 \text{ ГэВ}^2$ ⁷, $a = (2\pi)^2 < 0 | \bar{\psi} \psi | 0 >^2$ ⁸, $\alpha_s a^2 = 0,13 \text{ ГэВ}^6$ ⁴. Исследуя зависимость правой части (5) от M^2 можно установить, что так же, как и в правилах сумм для массы ⁶ и магнитных моментов нуклонов ⁷ наиболее подходящие значения M^2 находятся в области $M^2 \approx 1 \text{ ГэВ}^2$. При этом формула (5) имеет смысл лишь при $x < 0,4 - 0,5$ так как при $x = 0,5$ степенная поправка достигает 30%.

Выражение (5) соответствует вкладу валентных кварков в $F_2^{\nu p}(x)$ поскольку при его вычислении вклад кварков моря (диаграммы с петлями) не учитывался. На рис. 4 приведено рассчитанное согласно (5) распределение валентных d -кварков в протоне $xd_V(x)$ (сплошная кривая) в сравнении с экспериментальными данными ⁸. Пунктиром дано распределение в области малых x , полученное в ³. Поскольку в настоящем расчете не были учтены другие степенные поправки, в частности, вклад глюонного конденсата, полученное согласие с опытом можно считать удовлетворительным.

Литература

1. Колесниченко А.В. ЯФ, 1984, 39, 1527.
2. Беляев В.М., Блок Б.Ю. Препринт ИТЭФ-51, 66, 1985.
3. Ioffe B.L., Kaidalov A.B. Phys. Lett., 1985, B150, 374.
4. Ioffe B.L. Proc. of XXXII Intern. Conf. on High Energy Physics, Leipzig, 1984, v. 11, p. 176.
5. Иоффе Б.Л., Липатов Л.Н., Хозе В.А. Глубоко-неупругие процессы, М.: Энергониздат, 1983.
6. Ioffe B.L. Nucl. Phys., 1981, B188, 317.
7. Ioffe B.L., Smilga A.V. Nucl. Phys., 1984, B232, 109.
8. Dydak F. Proc. of Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Cornell, 1983.