

СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ В ПОЛУИНКЛЮЗИВНОМ ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ НЕЙТРИНО-НУКЛОННОМ РАССЕЙЯНИИ

С.К.АБДУЛЛАЕВ, М.Ш.ГОДЖАЕВ
 Бакинский Государственный Университет

Введением структурных функций получены общие выражения для эффективных сечений полукклюзивных реакций $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \Rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + h + X$. В приближении Борна основным жестким подпроцессом является рассеяние $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + q \Rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + q$. В порядке α_s необходимо учитывать виртуальные поправки к борновской диаграмме. Кроме того, начальным партеном может быть антикварк или глюон.

Градиентно-инвариантный, Лоренц-ковариантный адронный тензор зависит от 9-ти структурных функций. Из них $W_1 - W_5$ P-четны, а функции $W_6 - W_9$ нарушают P-четность. В рамках квантовой хромодинамики определены структурные функции.

Как известно, слабые нейтральные токи (СНТ) впервые наблюдались экспериментально в процессах глубоконеупругого рассеяния (ГНР) нейтрино и антинейтрино нуклонами $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \Rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + X$. Изучение этих и других лептон-нуклонных, а так же лептон-лептонных процессов позволили получить широкую информацию о структуре СНТ лептонов и адронов.

В последние годы широко обсуждается новый класс процессов – полукклюзивное рождение адронов в ГНР лептонов на нуклонах $l^F + N \Rightarrow l^F + h + X$ [1-6], изучение которых является источником информации о функциях распределения и фрагментации кварков и глюонов.

Здесь рассматриваются структурные функции (СФ) в полукклюзивном ГНР нейтрино (антинейтрино) нуклонами

$$\nu_\mu + N \Rightarrow \nu_\mu + h + X, \tag{1}$$

$$\bar{\nu}_\mu + N \Rightarrow \bar{\nu}_\mu + h + X, \tag{2}$$

где h – регистрируемый в конечном состоянии адрон, X – система адронов.

Диаграмма Фейнмана процесса (1) представлена на рис.1, где в скобках указаны 4-импульсы частиц. Этой диаграмме соответствует следующий матричный элемент:

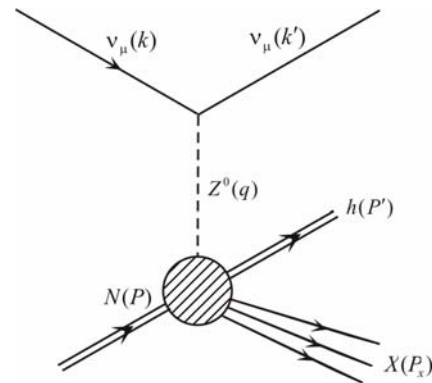


Рис. 1. Диаграмма процесса $\nu_\mu + N \Rightarrow \nu_\mu + h + X$

$$M_{fi} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cdot \frac{M_z^2}{Q^2 + M_z^2} [\bar{u}(k') \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(k)] \cdot J_\mu \quad (3)$$

Здесь $J_\mu = \langle P', P_x | J_\mu^{(\pm)} | P \rangle$ - адронный СХТ, M_z - масса Z^0 - бозона, $Q^2 = -q^2$, $q = k - k'$ - передаваемый адронам 4-импульс.

Кинематика реакций (1) и (2) определяется пятью инвариантными переменными.

Квадрат суммарной энергии начального нейтрино (антинейтрино) и нуклона равен (массами адронов пренебрегаются):

$$S = (k + P)^2 \approx 2(k \cdot P). \quad (4)$$

Основными кинематическими переменными ГНР являются:

$$Q^2 \text{ и } x_B = Q^2 / 2(P \cdot q). \quad (5)$$

Для описания кинематики конечного адрона h вводится безразмерная переменная

$$z_h = \frac{(P \cdot P')}{(P \cdot q)} \quad (6)$$

и «поперечная» компонента передаваемого импульса q_t , перпендикулярный 4-импульсам P и P' :

$$q_t = q - \frac{(P \cdot q)}{(P \cdot P')} P' - \frac{(P' \cdot q)}{(P \cdot P')} P. \quad (7)$$

4-вектор q_t является пространственноподобным и определим модуль его как:

$$q_T = \sqrt{-q_t^2} = \sqrt{Q^2 \left[1 + \frac{(P' \cdot q)}{x_B (P \cdot P')} \right]}. \quad (8)$$

Квадрат матричного элемента (3) может быть представлен в виде

$$|M_{fi}|^2 = \frac{G_F^2}{2} \cdot \left(\frac{M_z^2}{Q^2 + M_z^2} \right)^2 L_{\mu\nu} W_{\mu\nu}. \quad (9)$$

Здесь

$$L_{\mu\nu} = 8[k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - g_{\mu\nu} (k \cdot k') \pm i \xi_{\mu\nu\rho\sigma} k_\rho k'_\sigma] \quad (10)$$

- лептонный тензор (знаки \pm отвечают рассеянию нейтрино (антинейтрино)), а

$$W_{\mu\nu}(P, P', q) = \int \overline{J_\mu J_\nu^*} \delta(P + q - P' - P_x) \frac{d^3 P_x}{(2\pi)^3 2E_x} \quad (11)$$

- адронный тензор. Черта над $\overline{J_\mu J_\nu^*}$ обозначает суммирование по поляризациям конечных адронов и усреднение по поляризациям начального нуклона.

Поскольку в (11) выполнено интегрирование по импульсам адронов P_x , то тензорная структура $W_{\mu\nu}$ должна определяться только в терминах 4-импульсов P, P', q и двух стандартных тензоров $g_{\mu\nu}$ и $\xi_{\mu\nu\rho\sigma}$.

Рассмотрим адронную систему (см. [5]), где временная компонента 4-импульса виртуального Z^0 - бозона равна нулю, а пространственная компонента

направлена против оси Z . В этой системе для 4-импульсов q и P имеем:

$$\begin{aligned} q &= \{0, 0, 0, -\sqrt{Q^2}\} \\ P &= \left\{ \frac{\sqrt{Q^2}}{2x_B}, 0, 0, \frac{\sqrt{Q^2}}{2x_B} \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

4-импульс конечного адрона P' лежит в плоскости X - Z и его проекция P'_x положительна:

$$P' = \frac{1}{2} z_h \sqrt{Q^2} \{1 + y^2, 2y, 0, y^2 - 1\}, \quad (13)$$

где введено обозначение $y = q_T / \sqrt{Q^2}$.

Для построения адронного тензора введем единичные 4-векторы, ортогональные друг другу

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{\sqrt{Q^2}} (q + 2x_B P), \\ X &= \frac{1}{q_T} \left[\frac{1}{z_h} P' - q - (1 + y^2) x_B P \right], \\ Y_\mu &= \xi_{\mu\nu\sigma\rho} Z_\nu X_\rho T_\sigma, \\ Z &= -q / \sqrt{Q^2} \end{aligned} \quad (14)$$

Отметим, что 4-векторы T , X и Z являются полярными векторами, а Y – аксиальный вектор.

Исходя из лоренц-инвариантности, эрмитовости и сохранения адронного тока $q_\mu W_{\mu\nu} = q_\nu W_{\mu\nu} = 0$, тензор $W_{\mu\nu}$ может быть представлен в виде:

$$W_{\mu\nu}(P, P', q) = \sum_{n=1}^9 W_n W_{\mu\nu}^{(n)}. \quad (15)$$

Здесь W_1, \dots, W_9 – СФ, содержащие информацию об адронах (они зависят от инвариантных переменных Q^2, x_B, z_h, q_T^2), $W_{\mu\nu}^{(n)}$ ($n = 1 \div 9$) – независимые тензоры, построенные из 4-векторов T, X, Y и Z посредством соотношений:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^{(1)} &= X_\mu X_\nu + Y_\mu Y_\nu, & W_{\mu\nu}^{(2)} &= g_{\mu\nu} + Z_\mu Z_\nu, \\ W_{\mu\nu}^{(3)} &= T_\mu X_\nu + X_\mu T_\nu, & W_{\mu\nu}^{(4)} &= X_\mu X_\nu - Y_\mu Y_\nu, \\ W_{\mu\nu}^{(5)} &= i(T_\mu X_\nu - X_\mu T_\nu), & W_{\mu\nu}^{(6)} &= i(X_\mu Y_\nu - Y_\mu X_\nu), \\ W_{\mu\nu}^{(7)} &= i(T_\mu Y_\nu - Y_\mu T_\nu), & W_{\mu\nu}^{(8)} &= T_\mu Y_\nu + Y_\mu T_\nu, \\ W_{\mu\nu}^{(9)} &= X_\mu Y_\nu + Y_\mu X_\nu. \end{aligned} \quad (16)$$

Тензоры $W_{\mu\nu}^{(n)}$ ($n = 1, 2, 3, 4, 8, 9$) симметричны относительно $\mu \leftrightarrow \nu$, а тензоры $W_{\mu\nu}^{(n)}$ ($n = 5, 6, 7$) антисимметричны. СФ $W_1 \div W_5$ сохраняют P -четность, а функции $W_6 \div W_9$ ее нарушают; кроме того СФ W_5, W_8 и W_9 T -неинвариантны.

В адронной системе 4-импульсы падающего и рассеянного нейтрино (анти-нейтрино) могут быть параметризованы как

$$k_\mu = \frac{1}{2} \sqrt{Q^2} \{ch\psi, sh\psi \cos \phi, sh\psi \sin \phi, -1\}, \quad (17)$$

$$k'_\mu = k_\mu - q_\mu = \frac{1}{2} \sqrt{Q^2} \{ch\psi, sh\psi \cos \phi, sh\psi \sin \phi, 1\},$$

где ϕ -азимутальный угол между плоскостью адрона и плоскостью рассеяния нейтрино, а гиперболический косинус выражается формулой

$$ch\psi = 2x_B S / Q^2 - 1. \quad (18)$$

Перемножая лептонный и адронный тензоры, для дифференциальных сечений процессов (1) и (2) получим выражения:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dQ^2 dx_B dq_T^2 dz_h d\phi} &= \frac{G_F^2}{32\pi^2 S^2} \frac{Q^4}{x_B^2} \left(\frac{M_z^2}{Q^2 + M_z^2} \right)^2 \times z_h \times \\ &\times [W_1(1 + ch^2\psi) - 2W_2 - 2W_3 \cos \phi sh 2\psi + W_4 \cos 2\phi sh^2\psi \mp \\ &\mp 2W_5 \sin \phi sh \psi \mp 2W_6 ch \psi \pm 2W_7 \cos \phi sh \psi - W_8 \sin \phi sh 2\psi + W_9 \sin 2\phi sh^2\psi] \end{aligned} \quad (19)$$

СФ адронов не зависят от азимутального угла ϕ , следовательно, изучением распределений адрона h по углу ϕ можно в принципе определить функции $W_1 \div W_9$. С этой целью рассмотрим азимутальные угловые асимметрии:

$$\langle \cos(k\phi) \rangle (\langle \sin(k\phi) \rangle) = \frac{\int_0^{2\pi} d\phi \cos(k\phi) (\sin(k\phi)) \frac{d\sigma}{dQ^2 dx_B dq_T^2 dz_h d\phi}}{\int_0^{2\pi} d\phi \frac{d\sigma}{dQ^2 dx_B dq_T^2 dz_h d\phi}} (k = 1, 2). \quad (20)$$

Дифференциальное сечение (19) приводит к следующим угловым асимметриям:

$$\begin{aligned} \langle \cos \phi \rangle &= [-W_3 sh 2\psi \pm W_7 sh \psi] / W_0, \\ \langle \cos 2\phi \rangle &= W_4 sh^2 \psi / 2W_0, \\ \langle \sin \phi \rangle &= [\mp 2W_5 sh \psi - W_8 sh 2\psi] / 2W_0, \\ \langle \sin 2\phi \rangle &= W_9 sh^2 \psi / 2W_0, \end{aligned} \quad (21)$$

где

$$W_0 = W_1(1 + ch^2\psi) - 2W_2 \mp 2W_6 ch \psi$$

Определим СФ адронов в рамках пертурбативной КХД. Диаграммы Фейнмана низшего порядка по константе сильного взаимодействия α_s , вносящие вклад в процесс рождения полуинклюзивного адрона h с большими поперечными импульсами q_T , приведены на рис.2. На основе этих диаграмм для соответствующих СФ адронов получим следующие выражения:

$$W_n = \frac{\alpha_s}{8\pi Q^2} \int_{x_m}^1 \frac{dx}{x} \int_{z_h}^1 \frac{dz}{z} [f \otimes D \otimes \hat{\sigma}_n] \delta \left(y^2 - \left(\frac{1}{\hat{x}} - 1 \right) \left(\frac{1}{\hat{z}} - 1 \right) \right), \quad (22)$$

где введены переменные

$$\hat{x} = x_B / x, \quad \hat{z} = z_h / z, \quad (23)$$

а

$$x_m = x_B \left(1 + \frac{z_h}{1 - z_h} \cdot y^2 \right). \quad (24)$$

При данном значении S , Q^2 и q_T , кинематические ограничения для x_B и z_h таковы:

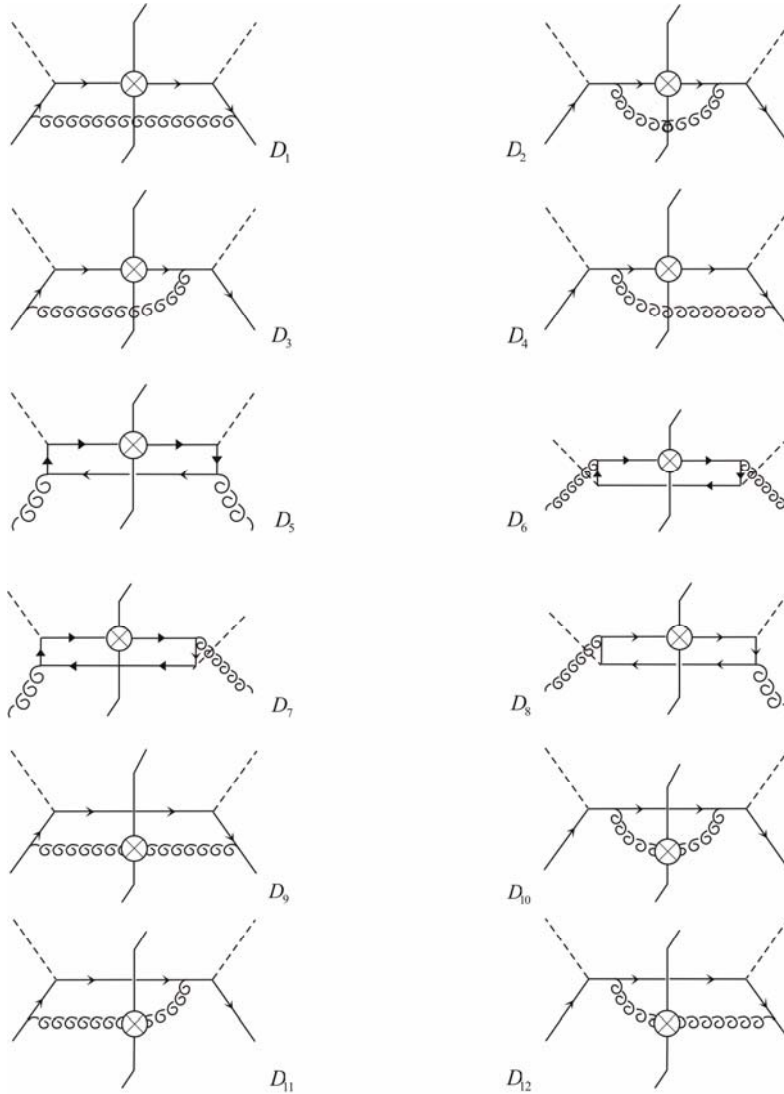


Рис. 2. Диаграммы партонных процессов

$$Q^2/S < x_B < 1, \quad (25)$$

$$0 < z_h < \frac{1 - x_B}{1 - x_B(1 - y^2)}. \quad (26)$$

При фиксированном Q^2 , x_B и z_h , поперечный импульс адрона q_T изменяется в пределах

$$0 < q_T < \sqrt{Q^2 \left(\frac{1}{x_B} - 1 \right) \left(\frac{1}{z_h} - 1 \right)}. \quad (27)$$

В формуле (22) выражение $[f \otimes D \otimes \hat{\sigma}_n]$ имеет вид:

$$\begin{aligned} & 1) \text{ при } n = 1, 2, 3 \text{ и } 4: \\ & [f \otimes D \otimes \hat{\sigma}_n] = \\ & = \sum_q (V_q^2 + A_q^2) [f_q^N(x) D_q^h(z) \hat{\sigma}_n^{qq} + G^N(x) D_q^h(z) \hat{\sigma}_n^{gq} + f_q^N(x) G^h(z) \hat{\sigma}_n^{qg}], \quad (28) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_1^{qq} &= 2C_F \hat{x} \hat{z} \left[\left(\frac{1}{\hat{x} \hat{z} y} \right)^2 + \left(\frac{1}{y} - y \right)^2 + 6 \right], \\ \hat{\sigma}_2^{qq} &= 2\hat{\sigma}_4^{qq} = 8C_F \hat{x} \hat{z}, \quad (29) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_3^{qq} &= 4C_F \hat{x} \hat{z} \left(y + \frac{1}{y} \right), \\ \hat{\sigma}_1^{gq} &= \hat{x}(1 - \hat{x}) \left[\frac{1}{y^2} \left(\frac{1}{\hat{x}^2 \hat{z}^2} - \frac{2}{\hat{x} \hat{z}} + 2 \right) + 10 - \frac{2}{\hat{x}} - \frac{2}{\hat{z}} \right], \\ \hat{\sigma}_2^{gq} &= 2\hat{\sigma}_4^{gq} = 8\hat{x}(1 - \hat{x}), \quad (30) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_3^{gq} &= 2\hat{x}(1 - \hat{x}) \left[2 \left(y + \frac{1}{y} \right) - \frac{1}{\hat{x} y \hat{z}} \right], \\ \hat{\sigma}_1^{qg} &= 2C_F \hat{x}(1 - \hat{z}) \left[\frac{1}{\hat{x}^2 y^2 \hat{z}^2} + \frac{(1 - \hat{z})^2}{\hat{z}^2} \left(\frac{1}{y} - \frac{\hat{z}^2 y}{(1 - \hat{z})^2} \right)^2 + 6 \right], \\ \hat{\sigma}_2^{qg} &= 2\hat{\sigma}_4^{qg} = 8C_F \hat{x}(1 - \hat{z}), \quad (31) \end{aligned}$$

$$\hat{\sigma}_3^{qg} = 4C_F \hat{x}(1 - \hat{z})^2 \cdot \frac{1}{\hat{z}} \left(\frac{1}{y} + \frac{y \hat{z}^2}{(1 - \hat{z})^2} \right),$$

V_q и A_q - векторная и аксиальная константы связи кварка с калибровочным Z^0 -бозоном, $f_q^N(x)$ и $G^N(x)$ - функции распределения кварка и глюона в нуклоне, $D_q^h(z)$ и $G^h(z)$ - функции фрагментации кварка и глюона в адрон h и $C_F = 4/3$;

2) при $n = 6$ и 7 :

$$\begin{aligned} & [f \otimes D \otimes \hat{\sigma}_n] = \\ & = 2 \sum_q V_q A_q [f_q^N(x) D_q^h(z) \hat{\sigma}_n^{qq} + G^N(x) D_q^h(z) \hat{\sigma}_n^{gq} + f_q^N(x) G^h(z) \hat{\sigma}_n^{qg}], \quad (32) \end{aligned}$$

где

$$\hat{\sigma}_6^{qq} = 2C_F \left[\hat{x}\hat{z} \left(\frac{1}{y^2} - y^2 \right) + \frac{1}{\hat{x}\hat{z}y^2} \right],$$

$$\hat{\sigma}_7^{qq} = 4C_F \hat{x}\hat{z} \left(\frac{1}{y} - y \right), \quad (33)$$

$$\hat{\sigma}_6^{gq} = \frac{2(\hat{x}-1)}{\hat{x}} \left(2\hat{x} + \frac{\hat{x}-1}{y^2\hat{z}^2} \right),$$

$$\hat{\sigma}_7^{gq} = 2 \frac{y}{\hat{z}} (\hat{x}-1)(2\hat{z}-1), \quad (34)$$

$$\hat{\sigma}_6^{qg} = -2C_F \frac{z}{\hat{x}-1} \left[\frac{1}{\hat{z}^2} - (\hat{x}-1)^2 + \frac{\hat{z}^4 y^4}{(\hat{x}-1)^2} \right],$$

$$\hat{\sigma}_7^{qg} = 4C_F \hat{x}y \cdot \frac{\hat{x}-\hat{z}}{\hat{z}-1}. \quad (35)$$

Что касается СФ W_5 , W_8 и W_9 , то в приближении $\sim \alpha_s$ они равны нулю:

$$W_5 = W_8 = W_9 = 0,$$

что указывает о T -инвариантности пертурбативной КХД.

ЛИТЕРАТУРА

1. Abdullayev S.K., Mukhtarov A.I., Godjajev M. Sh. Fizika, 2003, №1, 38.
2. Abdullayev S.K., Mukhtarov A.I., Ragimova S.M. Fizika, 2005, №3, 53.
3. Абдуллаев С.К., Мухтаров А.И., Рагимова С.М. Физика, 2005, Международная конференция, Баку, Элм, 2005, s.48
4. Meng R., Olness F.I., Soper D.E. 1995, hep-ph/9511311
5. Koike Y., Nagashima J. 2003, hep-ph/0302061
6. Levelt J., Mulders P.J. Phys. Rev. D, 1994, V.49, p.96

YARIİNKLÜZİV DƏRİN QEYRİ-ELASTİKİ NEYTRİNO-NUKLON SƏPİLMƏSİNDƏ STRUKTUR FUNKSİYALAR

S.Q.ABDULLAYEV, M.Ş.QOCAYEV

XÜLASƏ

Struktur funksiyalar daxil etməklə yarıinklüziv $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)+N \Rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)+h+X$ proseslərinin effektiv kəsikləri üçün ümumi ifadələr alınmışdır. Born yaxınlaşmasında sərt səpilmə prosesi Z^0 -bozonda mübadilə hesabına baş verən $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)+q \Rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)+q$ prosesidir. α_s yaxınlaşmasında isə Born diaqrammasında virtual düzəlişlər də nəzərə alınmalıdır. Bundan əlavə əvvəlki parton antikvark və ya qlüon ola bilər.

Qradient-invariant, Lorens kovariant adron tenzoru 9 struktur funksiyadan asılıdır. W_1-W_5 struktur funksiyaları P-cüt, W_6-W_9 funksiyaları isə P-təkdir. Kvant xromodinamikası çərçivəsində struktur funksiyalar təyin edilmişdir.

THE STRUCTURE FUNCTIONS IN THE SEMI-INCLUSIVE DEEP INELASTIC NEUTRINO-NUCLEON SCATTERING

S.K.ABDULLAYEV, M.Sh.GOJAYEV

SUMMARY

With taking into account the structure functions the expressions for cross sections for semi-inclusive reactions $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \Rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + h + X$ have been obtained. At the Born level the hard scattering process is $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + q \Rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + q$ by means of virtual Z^0 - exchange. At order α_s , one can have virtual corrections to the Born graph. In addition the initial parton can be either antiquark or a gluon.

The most general gauge-invariant, Lorentz covariant hadronic tensor $W_{\mu\nu}$ can be decomposed in nine structure functions $W_n (n = 1 \div 9)$. The structure functions $W_1 - W_5$ are even under parity, while the $W_6 - W_9$ functions are odd under parity. In the framework of perturbative quantum chromodynamics the structure functions are calculated.