

UOT 539.12-17

## СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ ПОЛУИНКЛЮЗИВНОМ ЛЕПТОН-АДРОННОМ РАССЕЙАНИИ

С.К.АБДУЛЛАЕВ, М.Ш.ГОДЖАЕВ  
 Бакинский Государственный Университет  
 m\_qosayev@mail.ru

Введением структурных функций адронов получены аналитические выражения для дифференциальных сечений полукклюзивных процессов  $\ell^\pm N \Rightarrow \ell^\pm hX$ . Основными партонными подпроцессами являются лептон-кварковое рассеяние  $\ell q \Rightarrow \ell q$ , излучение глюона при лептон-кварковом рассеянии  $\ell q \Rightarrow \ell qg$  и рассеяние лептона на глюоне с рождением кварк-антикварковой пары  $\ell g \Rightarrow \ell q\bar{q}$ . В рамках КХД определены структурные функции адронов.

**Ключевые слова:** стандартная модель, структурные функции, глубоконеупругое рассеяние, полукклюзивные реакции, асимметрия, параметр Вайнберга

Стандартная модель (СМ) успешно описывает ряд экспериментов, проведенных в различных лабораториях мира. В частности, одна из наиболее точных ее проверок выполнена на  $e^-e^+$ -коллайдерах SLC и LEP, где согласие с экспериментальными данными убедительное. Наряду с  $e^-e^+$ -аннигиляцией, процессы глубоконеупругого рассеяния (ГНР) лептонов на нуклонах играют важную роль в проверке СМ и в настоящее время интенсивно исследуются экспериментально и теоретически [1-10].

Здесь рассматриваются структурные функции (СФ) адронов в полукклюзивных реакциях

$$\ell^- + N \Rightarrow (\gamma; Z^0) \Rightarrow \ell^- + h + X, \quad (1)$$

$$\ell^+ + N \Rightarrow (\gamma; Z^0) \Rightarrow \ell^+ + h + X, \quad (2)$$

в которых лептон (антилептон) и выделенный инклюзивный адрон  $h$  регистрируются на совпадения,  $X$  – система недектрируемых адронов.

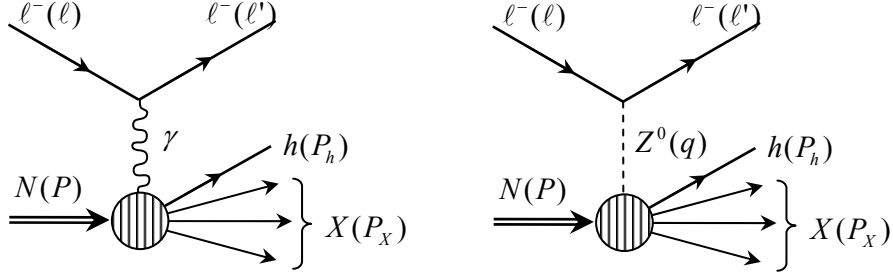


Рис. 1. Фейнмановские диаграммы процесса  $\ell^- N \Rightarrow \ell^- h X$ .

На рис. 1 представлены диаграммы Фейнмана для реакции (1). Этим диаграммам соответствует следующий матричный элемент:

$$M_{if} = \frac{e^2}{q^2} \{ [\bar{u}(\ell') \gamma_\mu u(\ell)] J_\mu^{(\gamma)} + \rho [\bar{u}(\ell') \gamma_\mu [g_V + \gamma_5 g_A] u(\ell)] J_\mu^{(Z)} \}, \quad (3)$$

$$J_\mu^{(\gamma)} \equiv \langle P_h, P_X | \hat{J}_\mu^{(\gamma)} | P \rangle, \quad J_\mu^{(Z)} \equiv \langle P_h, P_X | \hat{J}_\mu^{(Z)} | P \rangle.$$

Здесь

$$\rho = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cdot \frac{q^2}{2\pi\alpha} \cdot \frac{M_Z^2}{M_Z^2 - q^2};$$

$M_Z$  – масса  $Z^0$  – бозона;  $g_V = -1/2 + 2 \sin^2 \theta_W$  и  $g_A = -1/2$  – векторная и аксиальная константы слабых нейтральных токов (СНТ) лептона, импульсы частиц указаны на рис. 1.

Учитывая, что электромагнитное взаимодействие адронов инвариантно относительно пространственных отражений и, что электромагнитный ток сохраняется для электромагнитного тензора

$$W_{\mu\nu}^{(\gamma)} = \int J_\mu^{(\gamma)} J_\nu^{*(\gamma)} \delta(P + q - P_h - P_X) d\Gamma_X \quad (4)$$

имеем выражение [11]:

$$W_{\mu\nu}^{(\gamma)} = \left( \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} - g_{\mu\nu} \right) W_1^{(\gamma)} + \frac{\tilde{P}_\mu \tilde{P}_\nu}{M^2} W_2^{(\gamma)} + \frac{\tilde{P}_\mu p_{T\nu} + \tilde{P}_\nu p_{T\mu}}{MM_h} W_3^{(\gamma)} + \frac{p_{T\mu} p_{T\nu}}{M_h^2} W_4^{(\gamma)}, \quad (5)$$

где

$$\tilde{P}_\mu = P_\mu - \frac{(P \cdot q)}{q^2} q_\mu, \quad p_{T\mu} = (0, \vec{p}_T, 0), \quad q_\mu = \left( \nu, \vec{0}, \sqrt{\nu^2 + Q^2} \right);$$

$\nu = (P \cdot q)/M$ ;  $Q^2 = -q^2$ ;  $\vec{p}_T$  – поперечный импульс адрона  $h$  в системе покоя мишени (СПМ) (см. рис. 2, где указаны импульсы и углы рассеяния частиц);  $M$  и  $M_h$  – массы нуклона мишени и адрона  $h$ ,  $W_1^{(\gamma)} - W_4^{(\gamma)}$  – электромагнитные СФ, зависящие от инвариантных переменных  $q^2$ ,  $(P \cdot q)$ ,  $(P_h \cdot q)$  и  $(P \cdot P_h)$ .

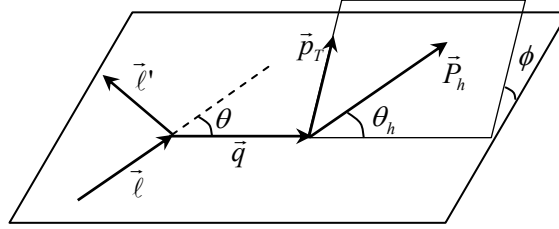


Рис. 2. Импульсы и углы рассеяния частиц.

Тензор

$$W_{\mu\nu}^{(Z)} = \int \overline{J_{\mu}^{(Z)} J_{\nu}^{*(Z)}} \delta(P + q - P_h - P_X) d\Gamma_X \quad (6)$$

отвечает вкладу Z-бозонного механизма и представляет собой сумму тензоров и псевдотензоров. В T-инвариантной теории тензор  $W_{\mu\nu}^{(Z)}$  может быть представлен в виде:

$$W_{\mu\nu}^{(Z)} = \left( \frac{q_{\mu} q_{\nu}}{q^2} - g_{\mu\nu} \right) W_1^{(Z)} + \frac{\tilde{P}_{\mu} \tilde{P}_{\nu}}{M^2} W_2^{(Z)} + \frac{\tilde{P}_{\mu} P_{T\nu} + \tilde{P}_{\nu} P_{T\mu}}{MM_h} W_3^{(Z)} + \frac{P_{T\mu} P_{T\nu}}{M_h^2} W_4^{(Z)} + \\ + i \frac{(\mu\nu P q)_{\varepsilon}}{M^2} W_5^{(Z)} + i \frac{(\mu\nu P_T q)_{\varepsilon}}{MM_h} W_6^{(Z)} + i \frac{(\mu\nu P P_T)_{\varepsilon}}{MM_h} W_7^{(Z)} + \dots, \quad (7)$$

где  $(\mu\nu P q)_{\varepsilon} = \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} P_{\rho} q_{\sigma}$ ,  $W_1^{(Z)} - W_7^{(Z)}$  – вещественные СФ. Отметим, что СФ  $W_1^{(Z)} - W_4^{(Z)}$  сохраняют P-четность, а функции  $W_5^{(Z)} - W_7^{(Z)}$  ее нарушают. В тензоре (7) опущены члены, пропорциональные  $q_{\mu}$  и  $q_{\nu}$ , которые при свертывании с лептонным тензором вклад в сечение не дают.

$$W_{\mu\nu}^{(I)} = \int [J_{\mu}^{(\gamma)} J_{\nu}^{*(Z)} + J_{\mu}^{(Z)} J_{\nu}^{*(\gamma)}] \delta(P + q - P_h - P_X) d\Gamma_X \quad (8)$$

соответствует интерференции однофотонного и однобозонного механизмов и имеет такую же структуру, что и тензор  $W_{\mu\nu}^{(Z)}$ , с заменой СФ  $W_n^{(Z)} \Rightarrow W_n^{(I)}$  ( $n = 1 - 7$ ).

Введем 4-векторы поляризаций виртуального фотона ( $Z^0$ -бозона)

$$\varepsilon_{\mu}^{(x)} = (0, 1, 0, 0), \quad \varepsilon_{\mu}^{(y)} = (0, 0, 1, 0), \quad \varepsilon_{\mu}^{(L)} = \frac{(\sqrt{v^2 + Q^2}, 0, 0, \nu)}{\sqrt{Q^2}},$$

удовлетворяющие условию поперечности  $\varepsilon_{\mu}^{(x,y,L)} q_{\mu} = 0$  и найдем, так называемые, поперечные и продольные СФ посредством соотношений:

$$W_T^{(A)} = \frac{1}{2} [\varepsilon_{\mu}^{(x)} W_{\mu\nu}^{(A)} \varepsilon_{\nu}^{(x)} + \varepsilon_{\mu}^{(y)} W_{\mu\nu}^{(A)} \varepsilon_{\nu}^{(y)}] = W_1^{(A)} + \frac{P_T^2}{2M_h^2} W_4^{(A)},$$

$$W_L^{(A)} = \varepsilon_{\mu}^{(L)} W_{\mu\nu}^{(A)} \varepsilon_{\nu}^{(L)} = -W_1^{(A)} + \left( 1 + \frac{v^2}{Q^2} \right) W_2^{(A)},$$

$$\begin{aligned}
W_{LT}^{(A)} \cos \phi &= \varepsilon_\mu^{(x)} W_{\mu\nu}^{(A)} \varepsilon_\nu^{(L)} + \varepsilon_\mu^{(L)} W_{\mu\nu}^{(A)} \varepsilon_\nu^{(x)} = -2 \frac{P_T}{M_h} \sqrt{1 + \frac{v^2}{Q^2}} W_3^{(A)} \cos \phi, \\
W_{TT}^{(A)} \cos 2\phi &= \frac{1}{2} [\varepsilon_\mu^{(x)} W_{\mu\nu}^{(A)} \varepsilon_\nu^{(x)} - \varepsilon_\mu^{(y)} W_{\mu\nu}^{(A)} \varepsilon_\nu^{(y)}] = \frac{1}{2} \frac{P_T^2}{M_h^2} W_4^{(A)} \cos 2\phi, \\
W_{TT}^{(A)} &= \frac{i}{2} [\varepsilon_\mu^{(x)} W_{\mu\nu}^{(A)} \varepsilon_\nu^{(y)} - \varepsilon_\mu^{(y)} W_{\mu\nu}^{(A)} \varepsilon_\nu^{(x)}] = -\frac{\sqrt{v^2 + Q^2}}{M_h} W_5^{(A)}, \\
W_{LT}^{\prime(A)} \cos \phi &= \frac{i}{2} [\varepsilon_\mu^{(y)} W_{\mu\nu}^{(A)} \varepsilon_\nu^{(L)} - \varepsilon_\mu^{(L)} W_{\mu\nu}^{(A)} \varepsilon_\nu^{(y)}] = \\
&= \frac{P_T}{M_h} \left( \frac{\sqrt{Q^2}}{M} W_6^{(A)} + \frac{v}{\sqrt{Q^2}} W_7^{(A)} \right) \cos \phi, \quad (A = \gamma, I, Z), \quad (9)
\end{aligned}$$

Дифференциальное сечение процесса полуинклюзивного ГНР лептонов (антилептонов) нуклонами имеет вид:

$$\begin{aligned}
\frac{2E_h d\sigma^{(\mp)}}{d^3 P_h dE' d\Omega} &= \frac{2\alpha^2}{M} \cdot \frac{E'^2}{Q^2(v^2 + Q^2)} \cos^2 \frac{\theta}{2} \times \\
&\times \left\{ W_L^{(\gamma)} + \varepsilon^{-1} W_T^{(\gamma)} + \sqrt{\frac{\varepsilon+1}{2\varepsilon}} W_{LT}^{(\gamma)} \cos 2\phi + \rho(g_V \mp \lambda g_A) \times \right. \\
&\times \left[ W_L^{(I)} + \varepsilon^{-1} W_T^{(I)} + \sqrt{\frac{\varepsilon+1}{2\varepsilon}} W_{LT}^{(I)} \cos \phi + W_{TT}^{(I)} \cos 2\phi \right] + \rho^2 [g_V^2 + g_A^2 \mp 2\lambda g_V g_A] \times \\
&\times \left[ W_L^{(Z)} + \varepsilon^{-1} W_T^{(Z)} + \sqrt{\frac{\varepsilon+1}{2\varepsilon}} W_{LT}^{(Z)} \cos \phi + W_{TT}^{(Z)} \cos 2\phi \right] + 2\rho \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \sqrt{1 + \frac{v^2}{Q^2}} \times \\
&\times [g_V \lambda \mp g_A] \left[ \sqrt{\frac{\varepsilon+1}{2\varepsilon}} W_{TT}^{\prime(\gamma)} + W_{LT}^{\prime(I)} \cos \phi \right] + \rho [\lambda (g_V^2 + g_A^2) \mp 2g_V g_A] \times \\
&\times \left. \left[ \sqrt{\frac{\varepsilon+1}{2\varepsilon}} W_{TT}^{\prime(Z)} + W_{LT}^{\prime(Z)} \cos \phi \right] \right\}, \quad (10)
\end{aligned}$$

где  $\varepsilon^{-1} = 1 + 2 \left( 1 + \frac{v^2}{Q^2} \right) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}$ ,  $\lambda$  – спиральность лептона,  $\theta$  – угол рассеяния лептона,  $E$  и  $E'$  – энергии лептона до и после рассеяния,  $E_h$  – энергия адрона  $h$ ,  $\phi$  – угол между плоскостями рассеяния лептона и адрона (см. рис. 2).

Введя безразмерные переменные

$$x = \frac{Q^2}{2Mv}, \quad y = \frac{v}{E}, \quad z = \frac{E_h}{v},$$

в пределе высоких энергий ( $E \gg M$ ) дифференциальное сечение (10) может быть преобразовано к виду

$$\begin{aligned}
& \frac{d\sigma^{(\mp)}(\lambda)}{dx dy dz dp_T^2 d\phi} = \frac{4\pi\alpha^2 EM}{Q^4} \times \\
& \times \left\{ xy^2 H_1^{(\gamma)} + (1-y)H_2^{(\gamma)} + \frac{p_T}{\sqrt{Q^2}}(2-y)\sqrt{1-y} \cos\phi H_3^{(\gamma)} + \frac{p_T^2}{Q^2}(1-y) \cos 2\phi H_4^{(\gamma)} + \right. \\
& + \rho(g_V \mp \lambda g_A) \left[ xy^2 H_1^{(\nu)} + (1-y)H_2^{(I)} + \frac{p_T}{\sqrt{Q^2}}(2-y)\sqrt{1-y} \cos\phi H_3^{(I)} + \right. \\
& + \left. \frac{p_T^2}{Q^2}(1-y) \cos 2\phi H_4^{(I)} \right] + \rho(\lambda g_V \mp g_A) \left[ xy(2-y)H_5^{(I)} + \frac{p_T}{\sqrt{Q^2}} y\sqrt{1-y} \times \right. \\
& \times (xH_6^{(I)} + H_7^{(I)}) \cos\phi \left. \right] + \rho^2(g_V^2 + g_A^2 \mp 2\lambda g_V g_A) \left[ xy^2 H_1^{(Z)} + (1-y)H_2^{(Z)} + \right. \\
& + \left. \frac{p_T}{\sqrt{Q^2}}(2-y)\sqrt{1-y} \cos\phi H_3^{(Z)} + \frac{p_T^2}{Q^2}(1-y) \cos 2\phi H_4^{(Z)} \right] + \rho^2[\lambda(g_V^2 + g_A^2) \mp \\
& \mp 2\lambda g_V g_A] \left[ xy(2-y)H_5^{(Z)} + \frac{p_T}{\sqrt{Q^2}} y(1-y) \cos\phi (xH_6^{(Z)} + H_7^{(Z)}) \right] \left. \right\}. \quad (11)
\end{aligned}$$

Здесь введены новые СФ  $H_n = H_n(x, z, p_T^2, Q^2)$ :

$$\begin{aligned}
2zH_1^{(A)} &= M \left( W_1^{(A)} + \frac{p_T^2}{2M_h^2} W_4^{(A)} \right) = MW_T^{(A)}, \\
2zH_2^{(A)} &= v \left( W_2^{(A)} + \frac{p_T^2}{2M_h^2} \cdot \frac{Q^2}{v^2 + Q^2} W_4^{(A)} \right) = \frac{vQ^2}{v^2 + Q^2} (W_L^{(A)} + W_T^{(A)}), \\
2zH_3^{(A)} &= -\frac{Q^2}{M_h} W_3^{(A)} = \frac{Q^2}{2p_T \sqrt{1 + v^2/Q^2}} W_{LT}^{(A)}, \\
2zH_4^{(A)} &= \frac{Q^2}{M_h^2} MW_4^{(A)} = 2 \frac{Q^2}{p_T^2} W_{TT}^{(A)}, \\
2zH_5^{(A)} &= -vW_5^{(A)} = \frac{vM}{\sqrt{v^2 + Q^2}} W_{TT}^{(A)}, \\
2zH_6^{(A)} &= \frac{2vQ^2}{M_h \sqrt{v^2 + Q^2}} W_6^{(A)}, \\
2zH_7^{(A)} &= \frac{vQ^2}{M_h \sqrt{v^2 + Q^2}} W_7^{(A)}, \quad (A = \gamma, I, Z)
\end{aligned} \quad (12)$$

При  $Q^2 \ll M_Z^2$  вклад  $Z^0$ -бозонного механизма в сечение пренебрежи-

мо мал и дифференциальное сечение (11) примет простой вид:

$$\frac{d\sigma}{dx dy dz dp_T^2 d\phi} = \frac{4\pi\alpha^2 EM}{Q^4} \times \left[ xy^2 H_1^{(\gamma)} + (1-y)H_2^{(\gamma)} + \frac{p_T}{\sqrt{Q^2}}(2-y)\sqrt{1-y} \cos\phi H_3^{(\gamma)} + \frac{p_T^2}{Q^2}(1-y) \cos 2\phi H_4^{(\gamma)} \right]. \quad (13)$$

Это сечение может дать некоторую информацию об электромагнитных СФ  $H_1^{(\gamma)} - H_4^{(\gamma)}$ . Угловая асимметрия

$$\langle \cos\phi \rangle = \frac{\int d\sigma \cos\phi d\phi}{\int d\sigma d\phi} = \frac{1}{2} \frac{p_T}{\sqrt{Q^2}} \cdot \frac{(2-y)\sqrt{1-y}H_3^{(\gamma)}}{xy^2 H_1^{(\gamma)} + (1-y)H_2^{(\gamma)}} \quad (14)$$

является источником информации о СФ  $H_3^{(\gamma)}$ , а угловая асимметрия

$$\langle \cos 2\phi \rangle = \frac{\int d\sigma \cos 2\phi d\phi}{\int d\sigma d\phi} = \frac{1}{2} \frac{p_T^2}{Q^2} \cdot \frac{(1-y)H_4^{(\gamma)}}{xy^2 H_1^{(\gamma)} + (1-y)H_2^{(\gamma)}} \quad (15)$$

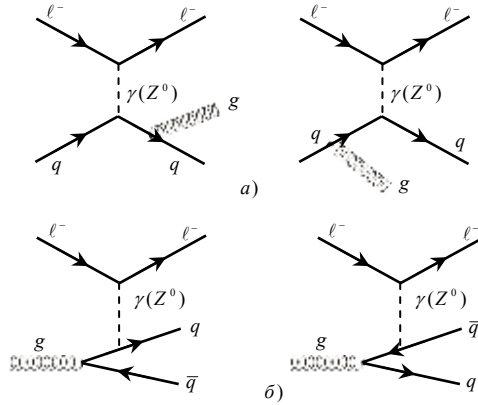
содержит информацию об электромагнитной СФ  $H_4^{(\gamma)}$ .

Определим СФ  $H_1^{(\gamma)} - H_4^{(\gamma)}$  в рамках пертурбативной КХД. В низшем порядке КХД полуинклюзивный процесс (1) описывается двумя жесткими партонными подпроцессами:

а) тормозным излучением глюона при рассеянии лептона на кварке  $\ell^+ q \Rightarrow \ell^+ q g$ ;

б) рассеянием лептона на глюоне с рождением кварк-антикварковой пары  $\ell^+ q \Rightarrow \ell^+ q \bar{q}$ .

Диаграммы Фейнмана соответствующих подпроцессов приведены на рис. 3. В пертурбативной КХД СФ выражаются функциями распределения и фрагментации кварков и глюонов. Из-за громоздкости выражений СФ здесь не приводятся.



**Рис. 3.** Диаграммы Фейнмана для подпроцессов: а) тормозное излучение глюона; б) рассеяние лептона на глюоне с рождением  $q\bar{q}$ -пары.

Угловая асимметрия  $\langle \cos 2\phi \rangle$  исследована коллаборацией ZEUS (позитрон протонное столкновение при энергии 300 ГэВ) при больших  $Q^2$ . Среднее значение квадрата переданного импульса  $\langle Q^2 \rangle \approx 750$  ГэВ, области изменения кинематических переменных  $0,01 < x < 0,1$ ,  $0,2 < y < 0,8$  и  $0,2 < z < 1$ . На рис. 4 представлена зависимость угловой асимметрии  $\langle \cos 2\phi \rangle$  от поперечного импульса пиона в реакции  $e^+ + p \Rightarrow e^+ + \pi + X$ . Как видно, угловая асимметрия удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [2].

СФ не зависят от азимутального угла вылета адрона  $\phi$ , поэтому интегрируя сечение (11) по  $\phi$ , получаем выражение:

$$\frac{d\sigma^{(\mp)}(\lambda)}{dx dy dz dp_T^2} = \frac{4\pi\alpha^2 EM}{Q^4} \left\{ xy^2 H_1^{(\gamma)} + (1-y)H_2^{(\gamma)} + \rho(g_V \mp \lambda g_A) \times \right. \\ \times [xy^2 H_1^{(l)} + (1-y)H_2^{(l)}] + \rho(\lambda g_V \mp g_A) xy(2-y)H_5^{(l)} + \rho^2(g_V^2 + g_A^2 \mp 2\lambda g_V g_A) \times \\ \left. \times [xy^2 H_1^{(Z)} + (1-y)H_2^{(Z)}] + \rho^2[\lambda(g_V^2 + g_A^2) \mp 2g_V g_A] xy(2-y)H_5^{(Z)} \right\}. \quad (16)$$

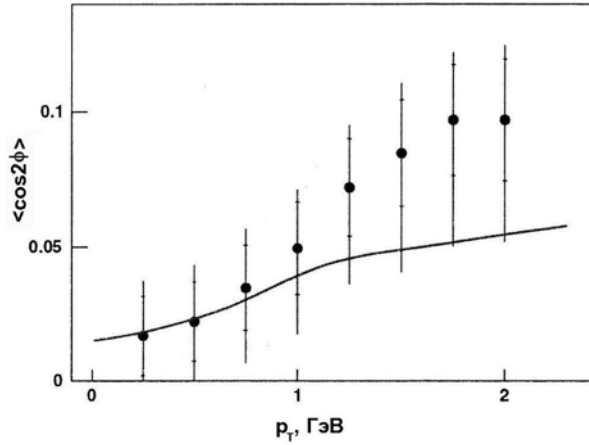


Рис. 4. Зависимость асимметрии  $\langle \cos 2\phi \rangle$  от поперечного импульса.

Дифференциальное сечение (16) содержит восемь СФ  $H_1^{(\gamma)}$ ,  $H_2^{(\gamma)}$ ,  $H_1^{(l)}$ ,  $H_2^{(l)}$ ,  $H_5^{(l)}$ ,  $H_1^{(Z)}$ ,  $H_2^{(Z)}$  и  $H_5^{(Z)}$ , как и сечение инклюзивного процесса  $\ell^{\mp} N \Rightarrow \ell^{\mp} X$  [12]. Однако в полуинклюзивных реакциях  $\ell^{\mp} N \Rightarrow \ell^{\mp} h X$  СФ зависят от четырех переменных  $x$ ,  $Q^2$ ,  $z$  и  $p_T$ , в то время как в реакциях  $\ell^{\mp} N \Rightarrow \ell^{\mp} X$  СФ являются функциями  $x$  и  $Q^2$ .

Если нас интересует только  $x$ ,  $Q^2$  и  $z$  поведение СФ, то их надо проинтегрировать по поперечным импульсам адрона  $h$ :

$$F_{1,2}^{(A)}(x, Q^2, z) = \int dp_T^2 H_{1,2}^{(A)}(x, Q^2, z, p_T^2), \quad (A = \gamma, I, Z)$$

$$F_3^{(A)}(x, Q^2, z) = \int dp_T^2 H_3^{(A)}(x, Q^2, z, p_T^2), \quad (A = I, Z).$$

Тогда дифференциальное сечение ГНР лептона на нуклоне с рождением инклюзивного адрона  $h$  определяется выражением

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(\mp)}(\lambda)}{dx dy dz} = \frac{4\pi^2 \alpha^2 ME}{Q^4} & \left\{ xy^2 F_1^{(\gamma)} + (1-y)F_2^{(\gamma)} + \rho(g_V \mp \lambda g_A)[xy^2 F_1^{(I)} + (1-y)F_2^{(I)}] + \right. \\ & + \rho(\lambda g_V \mp g_A)xy(2-y)F_3^{(I)} + \rho^2(g_V^2 + g_A^2 \mp 2\lambda g_V g_A)[xy^2 F_1^{(Z)} + (1-y)F_2^{(Z)}] + \\ & \left. + \rho^2[\lambda(g_V^2 + g_A^2) \mp 2g_V g_A]xy(2-y)F_3^{(Z)} \right\} \quad (17) \end{aligned}$$

Разность дифференциальных сечений ГНР лептонов и антилептонов на нуклонах является источником информации о Р-нечетных СФ  $F_3^{(I)}$  и  $F_3^{(Z)}$ :

$$\frac{d\sigma^{(-)}}{dx dy dz} - \frac{d\sigma^{(+)}}{dx dy dz} = -\frac{8\pi^2 \alpha^2 ME}{Q^4} \rho g_A xy(2-y)[F_3^{(I)} + 2\rho g_V F_3^{(Z)}]. \quad (18)$$

СНТ в полуинклюзивных процессах (1) приводят к различным Р-нечетным эффектам, к которым относится право-левая асимметрия

$$A_{RL}^{(\mp)} = \frac{d\sigma_R^{(\mp)} - d\sigma_L^{(\mp)}}{d\sigma_R^{(\mp)} + d\sigma_L^{(\mp)}}, \quad (19)$$

где  $d\sigma_{R,L}^{(\mp)}$  – дифференциальные сечения полуинклюзивного  $\ell_{R,L}^{(\mp)} N \Rightarrow \ell^{\mp} h X$  ГНР.

Рассмотрим свойства этой асимметрии в области умеренно больших переданных импульсов, когда можно пренебречь членами порядка  $\rho^2$ . В знаменателе для  $A_{RL}^{(\mp)}$  опустим также члены порядка  $\rho$ . В результате для право-левой асимметрии  $A_{RL}^{(\mp)}$  получим выражение:

$$A_{RL}^{(\mp)} = \rho(g_V \alpha_A \mp g_A \alpha_V), \quad (20)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha_A &= \frac{xy(2-y)F_3^{(I)}}{xy^2 F_1^{(\gamma)} + (1-y)F_2^{(\gamma)}}, \\ \alpha_V &= \frac{xy^2 F_1^{(I)} + (1-y)F_2^{(I)}}{xy^2 F_1^{(\gamma)} + (1-y)F_2^{(\gamma)}}. \end{aligned}$$

Из (20) следует, что асимметрии  $A_{RL}^{(-)}$  и  $A_{RL}^{(+)}$  связаны соотношениями:

$$\begin{aligned} A_{RL}^{(-)} \Big|_{y \rightarrow 0} &= -A_{RL}^{(+)} \Big|_{y \rightarrow 0}, \\ \frac{A_{RL}^{(-)} - A_{RL}^{(+)}}{2\rho \alpha_A} &= g_V = -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W, \\ \frac{A_{RL}^{(-)} - A_{RL}^{(+)}}{2\rho \alpha_V} &= -g_A = \frac{1}{2}. \end{aligned} \quad (21)$$

Рассмотрим спин-зарядовую асимметрию

$$B = \frac{d\sigma_R^{(-)} - d\sigma_L^{(+)}}{d\sigma_R^{(-)} + d\sigma_L^{(+)}} = \rho\alpha_A(g_V - g_A). \quad (22)$$

Введя величину

$$k = \frac{A_{RL}^{(-)} + A_{RL}^{(+)}}{B}, \quad (23)$$

получим соотношение

$$\frac{k}{k-2} = 1 - 4\sin^2\theta_W \quad (24)$$

между параметром Вайнберга  $\sin^2\theta_W$  и величиной  $k$ . Измерение величины  $k$ , определяемой характерными асимметриями  $A_{RL}^{(-)}$ ,  $A_{RL}^{(+)}$  и  $B$  в полуконклюзивных реакциях (1) и (2) позволяет получить важные сведения о параметре Вайнберга  $\sin^2\theta_W$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Arneodo M. et al. Measurement of Hadron Azimuthal Distributions in Deep Inelastic Muon Proton Scattering. (European Muon Collaboration) // *Z. Phys.* 1987, p.34, 277.
2. Breitweg J. et al. Measurement of azimuthal asymmetries in deep inelastic scattering // *Phys. Lett.* e-Print Archive: hep-ex/0003017. В 481, 2000, p. 199-212.
3. Käfer W. Measurements of Unpolarized Azimuthal Asymmetries at COMPASS // In proceedings for Transversity, 2008, p.169-176.
4. Bressan A. Azimuthal asymmetries in SIDIS off unpolarized targets at COMPASS. arXiv:0907.5511v1.
5. Giordano A., Lamb R. Measurement of azimuthal asymmetries of the unpolarized cross section at HERMES // *AIP Conf. Proc.* 1149: 2009, p.423-426.
6. Barone V., Prokudin A., Ma B.-Q. Systematic phenomenological study of the  $\cos 2\phi$  asymmetry in unpolarized semi-inclusive DIS // *Phys. Rev. D*, 2008, №78, p.045022-1-10.
7. Barone V., Melis S., Prokudin A. Boer-Mulders effect in unpolarized SIDIS: An analysis of the COMPASS and HERMES data on the  $\cos 2\phi$  asymmetry // *Phys. Rev. D*, 2010, №81, p.114026-1-9.
8. Mulders P.J. Polarized structure functions // *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 2005, №55, p.243-269.
9. Abdullayev S.K., Mukhtarov A.I., Gojayev M.Sh. The longitudinal polarization of B-barion in semi-inclusive reactions // *Azerbaijan Journal of Phys., Fizika. Bakı*, 2010, №3-4, p.70-78.
10. Abdullayev S.K., Mukhtarov A.I., Gojayev M.Sh. Double spin asymmetries for hadron production in semi-inclusive DIS // *Fizika*, 2009, №1, p.61-67.
11. Абдуллаев С.К., Мухтаров А.И., Годжаев М.Ш. Глубоконеупругое полуконклюзивное рассеяние поляризованных лептонов поляризованными нуклонами // *Bakı Universitetinin Xəbərləri. Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası*. 2002, №4, s.5-11.
12. Abdullayev S.K., Mukhtarov A.I., Godjayev M.Sh. Nonstandard Bozon in deep inelastic  $\ell^{\mp}N$ -Scattering // *Fizika*, 1998, №4, p.67-70.

## DƏRİN QEYRİ-ELASTİKİ YARIİNKLÜZİV LEPTON-HADRON SƏPİLMƏSİNİN STRUKTUR FUNKSİYALARI

S.Q.ABDULLAYEV, M.Ş.QOCAYEV

### XÜLASƏ

Hadronların struktur funksiyalarını daxil etməklə yarıinklüziv  $\ell^{\mp}N \Rightarrow \ell^{\mp}hX$  proseslərinin diferensial effektiv kəsikləri üçün ümumi ifadələr alınmışdır. Əsas parton prosesləri lepton-kvark elastik səpilməsi  $\ell q \Rightarrow \ell q$ , lepton-kvark səpilməsində qlüonun şüalanması  $\ell q \Rightarrow \ell qg$  və lepton-qlüon səpilməsində kvark-antikvark cütünün yaranmasıdır  $\ell g \Rightarrow \ell q\bar{q}$ . Rəng dinamikası çərçivəsində struktur funksiyalar üçün analitik ifadələr alınmışdır.

**Açar sözlər:** Standart model, struktur funksiyalar, dərin qeyri-elastiki səpilmə, yarıinklüziv reaksiyalar, asimmetriya, Vaynberq parametri.

## THE STRUCTURE FUNCTIONS IN THE DEEP-INELASTIC SEMI-INCLUSIVE SCATTERING ON HADRONS

S.K.ABDULLAYEV, M.Sh.GOJAYEV

### SUMMARY

The expressions for differential cross sections for deep-inelastic semi-inclusive scattering of leptons on nucleons  $\ell^{\mp}N \Rightarrow \ell^{\mp}hX$  have been obtained by introducing structure functions. The relevant partonic processes are  $\ell q \Rightarrow \ell q$ ,  $\ell q \Rightarrow \ell qg$  and  $\ell g \Rightarrow \ell q\bar{q}$ . In QCD the analytical expressions for the structure functions are obtained.

**Keywords:** Standard model, structure functions, deep-inelastic scattering, semi-inclusive reactions, asymmetries, Vaynberg parameters.

*Поступила в редакцию: 27.09.2011 г.*

*Подписано к печати: 03.10.2011 г.*