

УДК 539.12-17

**СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ ПРИ РОЖДЕНИИ АДРОНА  
С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В  
ПОЛУИНКЛЮЗИВНОМ ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ РАССЕЙАНИИ**

**С.К.АБДУЛЛАЕВ, М.Ш.ГОДЖАЕВ, С.М.АСЛАНОВА**

*Бакинский Государственный Университет*

*m\_gosayev@mail.ru*

*В рамках квантовой хромодинамики получены выражения для неполяризационных и поляризационных структурных функций при рождении адрона с большими поперечными импульсами в полуинклюзивных реакциях  $e^- + N \Rightarrow e^- + h + X$   $h = \pi, K, \Lambda$ . Определена и подробно исследована двухспиновая асимметрия.*

**Ключевые слова:** *полуинклюзивное глубоконеупругое рассеяние, двухспиновая асимметрия, функции распределения и фрагментации.*

Стандартная модель 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 электрон-позитронной аннигиляцией, процессы глубоконеупругого рассеяния (ГНР) лептонов на нуклонах играют важную роль в проверке стандартной теории и в настоящее время интенсивно исследуются и экспериментально, и теоретически [1-13]. Эксперименты HERMES, COMPASS, EMC, EIC, ZEUS с поляризованными частицами и мишенями открывают новые возможности для исследования КХД и структуры адронов.

В настоящей работе исследуются структурные функции (СФ) при рождении адрона  $h(\pi^-, K - \text{мезона или } \Lambda - \text{гиперона})$  с большими поперечными импульсами в полуинклюзивной реакции

$$e^-(\lambda_e) + N(\lambda_N) \Rightarrow e^- + h + X, \quad (1)$$

где  $\lambda_e = \pm 1$  – спиральность электрона,  $\lambda_N$  – продольная поляризация нуклона, X-система недетектируемых адронов.

**Адронная система**

Диаграмма Фейнмана полуинклюзивного процесса (1) приведена на

рис. 1, где в скобках указаны 4-импульсы частиц. Для описания полуинклюзивных процессов вводят пять кинематических переменных: суммарная энергия начальных частиц в системе центра масс

$$s = (k + P)^2 \approx 2(kP), \quad (2)$$

где массами частиц пренебрегаются; обычные кинематические переменные ГНР, определяемые регистрацией конечного электрона,

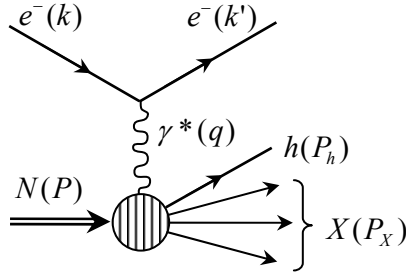
$$x_B = \frac{Q^2}{2(qP)}, \quad Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2. \quad (3)$$

Для описания конечного адрона  $h$  вводим переменную

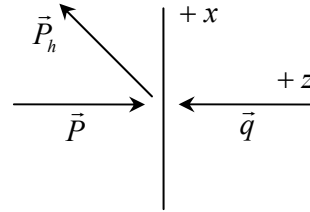
$$z_h = \frac{(PP_h)}{(qP)} \quad (4)$$

и «поперечную» компоненту импульса  $q$ , ортогональную импульсам  $P$  и  $P_h$ :

$$q_i^\mu = q^\mu - \frac{(qP_h)}{(PP_h)} P^\mu - \frac{(qP)}{(PP_h)} P_h^\mu. \quad (5)$$



**Рис. 1.** Диаграмма Фейнмана реакции  $e^- N \Rightarrow e^- h X$ .



**Рис. 2.** Адронная система.

Отметим, что  $q_i^\mu$  является пространственноподобным вектором и определим его величину как

$$q_T = \sqrt{-q_i^2}. \quad (6)$$

В обычной партонной модели нет излучение партонов, поэтому импульсы всех партонов коллинеарны импульсу адрона, следовательно, имеем  $q_T = 0$ . Однако в пертурбативной КХД порядка  $\alpha_S$  излучение партонов делает  $q_T \neq 0$ .

Для расчета эффективного сечения удобно пользоваться адронной системой [14]. В этой системе временная компонента импульса виртуального фотона равна нулю, а пространственная компонента направлена против оси  $z$  (см. рис. 2):

$$q^\mu = (0, 0, 0, -Q), \quad (7)$$

где

$$Q = \sqrt{-q^2}. \quad (8)$$

Пространственная компонента импульса нуклона направлена по оси  $z$  и его компоненты равны:

$$P^\mu = \frac{Q}{2x_B}(1, 0, 0, 1). \quad (9)$$

Выбирая плоскость  $xz$  за адронную плоскость, импульс конечного адрона  $h$  может быть записан как

$$P_h^\mu = \frac{1}{2}z_h Q \left( 1 + \frac{q_T^2}{Q^2}, 2\frac{q_T}{Q}, 0, \frac{q_T^2}{Q^2} - 1 \right). \quad (10)$$

Импульс начального электрона параметризуется как

$$k^\mu = \frac{1}{2}Q(ch\psi, sh\psi \cos\Phi, sh\psi \sin\Phi, -1), \quad (11)$$

где  $\Phi$  – азимутальный угол между адронной и лептонной плоскостями, а гиперболический косинус задается выражением

$$ch\psi = \frac{2x_B s}{Q^2} - 1. \quad (12)$$

Импульс рассеянного электрона в адронной системе имеет следующий вид:

$$k'^\mu = k^\mu - q^\mu = \frac{1}{2}Q(ch\psi, sh\psi \cos\Phi, sh\psi \sin\Phi, +1). \quad (13)$$

### Дифференциальное эффективное сечение

Дифференциальное эффективное сечение полуинклюзивного процесса (1) может быть представлено как

$$d\sigma = \frac{1}{2s} \cdot \frac{d^3P_h}{(2\pi)^3 2E_h} \cdot \frac{d^3k'}{(2\pi)^3 2E'} \cdot \frac{e^4}{q^4} L_{\mu\nu}(k, k') W^{\mu\nu}(P, P_h, q), \quad (14)$$

где

$$L_{\mu\nu}(k, k') = 2[k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - g_{\mu\nu}(kk') - i\lambda_e \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k^\rho k'^\sigma] \quad (15)$$

– лептонный тензор, а  $W^{\mu\nu}(P, P_h, q)$  – адронный тензор.

Поскольку адронный тензор сохраняется ( $q_\mu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0$ ),  $W^{\mu\nu}$  может быть разложен на девять независимых тензоров:

$$W^{\mu\nu} = \sum_{k=1}^9 W_k^{\mu\nu} (F_k + \lambda_N G_k), \quad (16)$$

где  $F_k$  – неполяризационные, а  $G_k$  – поляризационные СФ адронов, зависящие от инвариантных переменных  $x_B$ ,  $Q^2$ ,  $z_h$  и  $q_T^2$ ;  $W_k^{\mu\nu}$  – независимые тензоры, построенные из импульсов  $P^\mu$ ,  $P_h^\mu$  и  $q^\mu$ . Из этих импульсов можно составить взаимно ортогональные друг-другу четыре вектора:

$$\begin{aligned}
T^\mu &= \frac{1}{Q}(q^\mu + 2x_B P^\mu), \\
X^\mu &= \frac{1}{q_T} \left[ \frac{1}{z_h} P_h^\mu - q^\mu - \left( 1 + \frac{q_T^2}{Q^2} \right) x_B P^\mu \right], \\
Y^\mu &= \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} Z_\nu X_\rho T_\sigma, \\
Z^\mu &= -\frac{q^\mu}{Q}.
\end{aligned} \tag{17}$$

В адронной системе каждый из этих векторов обладает только одной компонентой:

$$T^\mu = (1, 0, 0, 0), X^\mu = (0, 1, 0, 0), Y^\mu = (0, 0, 1, 0), Z^\mu = (0, 0, 0, 1).$$

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

Тензоры  $W_k^{\mu\nu}$  определяются выражениями [14]:

$$\begin{aligned}
W_1^{\mu\nu} &= X^\mu X^\nu + Y^\mu Y^\nu, & W_6^{\mu\nu} &= i(X^\mu Y^\nu - Y^\mu X^\nu), \\
W_2^{\mu\nu} &= g^{\mu\nu} + Z^\mu Z^\nu, & W_7^{\mu\nu} &= i(T^\mu Y^\nu - Y^\mu T^\nu), \\
W_3^{\mu\nu} &= T^\mu X^\nu + X^\mu T^\nu, & W_8^{\mu\nu} &= T^\mu Y^\nu + Y^\mu T^\nu, \\
W_4^{\mu\nu} &= X^\mu X^\nu - Y^\mu Y^\nu, & W_9^{\mu\nu} &= X^\mu Y^\nu + Y^\mu X^\nu. \\
W_5^{\mu\nu} &= i(T^\mu X^\nu - X^\mu T^\nu),
\end{aligned} \tag{18}$$

Отметим, что тензоры  $W_k^{\mu\nu}$  ( $\kappa=1, 2, 3, 4, 8, 9$ ) симметричны относительно индексов  $\mu$  и  $\nu$ , а  $W_{5,6,7}^{\mu\nu}$  антисимметричны. Тензоры  $W_k^{\mu\nu}$  ( $\kappa=1, 2, 3, 4, 5$ ) Р-четны, а все остальные Р-нечетны. Тензоры  $W_{5,8,9}^{\mu\nu}$  Т-нечетны и из-за Т-инвариантности электродинамики адронов они не вносят вклада в сечение процесса (1).

При помощи тензоров (18) легко определить азимутальную угловую зависимость эффективного сечения процессов (1). С этой целью вводятся величины  $A_k$ , посредством соотношений

$$A_k = \frac{1}{Q^2} L_{\mu\nu} W_k^{\mu\nu}. \tag{19}$$

Эти величины являются функциями углов  $\Phi$  и  $\psi$  [14]:

$$\begin{aligned}
A_1 &= 1 + ch^2\psi, & A_6 &= -2\lambda_e ch\psi, \\
A_2 &= -2, & A_7 &= 2\lambda_e \cos\Phi \cdot sh\psi, \\
A_3 &= -\cos\Phi \cdot sh2\psi, & A_8 &= -\sin\Phi \cdot sh2\psi, \\
A_4 &= \cos2\Phi \cdot sh^2\psi, & A_9 &= \sin2\Phi \cdot sh^2\psi. \\
A_5 &= -2\lambda_e \sin\Phi \cdot sh\psi,
\end{aligned} \tag{20}$$

На основе вышеизложенного метода нами получено следующее выражение для дифференциального эффективного сечения процесса полуинклюзивного рождения адрона  $h$  при ГНР поляризованного электрона на продольно поляризованном нуклоне:

$$\frac{d\sigma}{dx_B dQ^2 dz_h dq_T^2 d\Phi} = \frac{\alpha^2}{4\pi Q^6} \{ [1 + (1-y)^2] F_1 - y^2 F_2 - 2(2-y)\sqrt{1-y} F_3 \cdot \cos \Phi + \\ + 2(1-y) F_4 \cos 2\Phi + \lambda_e \lambda_N y [-(2-y) G_6 + 2\sqrt{1-y} G_7 \cos \Phi] \}, \quad (21)$$

где введено обозначение  $y = Q^2 / (x_B s)$ .

Дифференциальное сечение (21) содержит 4 неполяризованных ( $F_1$ ,  $F_2$ ,  $F_3$  и  $F_4$ ) и 2 поляризованных ( $G_6$  и  $G_7$ ) СФ. Обсудим возможности получения информации о тех и других функциях. Как отмечено выше, СФ зависят от переменных  $Q^2$ ,  $x_B$ ,  $q_T^2$  и  $z_h$ , поэтому экспериментальное изучение азимутального распределения адрона  $h$  по углу  $\Phi$  позволяет, в принципе, определить СФ  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $F_3$  и  $F_4$ . В этом случае основными наблюдаемыми величинами являются азимутальные угловые асимметрии:

$$\langle \cos \Phi \rangle = - \frac{(2-y)\sqrt{1-y} F_3}{[1 + (1-y)^2] F_1 - y^2 F_2}, \quad (22)$$

$$\langle \cos 2\Phi \rangle = \frac{(1-y) F_4}{[1 + (1-y)^2] F_1 - y^2 F_2}. \quad (23)$$

При ГНР продольно поляризованного электрона на поляризованном нуклоне двухспиновая асимметрия

$$A(\Phi) = \frac{d\sigma(\lambda_e \lambda_N = 1) - d\sigma(\lambda_e \lambda_N = -1)}{d\sigma(\lambda_e \lambda_N = 1) + d\sigma(\lambda_e \lambda_N = -1)} = \\ = \frac{y [-(2-y) G_6 + 2\sqrt{1-y} G_7 \cos \Phi]}{[1 + (1-y)^2] F_1 - y^2 F_2 - 2(2-y)\sqrt{1-y} F_3 \cdot \cos \Phi + 2(1-y) F_4 \cos 2\Phi} \quad (24)$$

содержит информацию, о поляризованных СФ  $G_6$  и  $G_7$ . Следует отметить, что СФ адронов не зависят от азимутального угла вылета адрона, следовательно, легко определяются интегрированные по углу  $\Phi$  дифференциальное сечение и двухспиновая асимметрия:

$$\frac{d\sigma}{dx_B dQ^2 dz_h dq_T^2} = \frac{\alpha^2}{2Q^6} \{ [1 + (1-y)^2] F_1 - y^2 F_2 - \lambda_e \lambda_N y (2-y) G_6 \}, \quad (25)$$

$$A = - \frac{y(2-y) G_6}{[1 + (1-y)^2] F_1 - y^2 F_2}. \quad (26)$$

В рамках пертурбативной КХД определим СФ адронов и проведем оценки двухспиновой асимметрии  $A$ . Диаграммы низшего порядка по константе сильного взаимодействия  $\alpha_s$  приведены на рис. 3. В пертурбативной КХД ведущий двухтвистовый вклад в адронный тензор  $W^{\mu\nu}$  может быть записан как [14]:

$$W^{\mu\nu}(P, P_h, q) = \int_0^1 \frac{dx}{x} \int_0^1 \frac{dz}{z^2} Sp [M(x, P, \lambda_N) M_h(z, P_h) H^{\mu\nu}(xP, P_h/z, q)] \times \\ \times 2\pi \delta((xP + q - P_h/z)^2), \quad (27)$$

$M(x, P, \lambda_N)$  и  $M_h(z, P_h, q)$  – функции распределения и фрагментации для нуклона и адрона, соответственно,  $H^{\mu\nu}(xP, P_h/z, q)$  – соответствующая жесткая часть, Sp указывает, что по спинорным индексам берутся след.

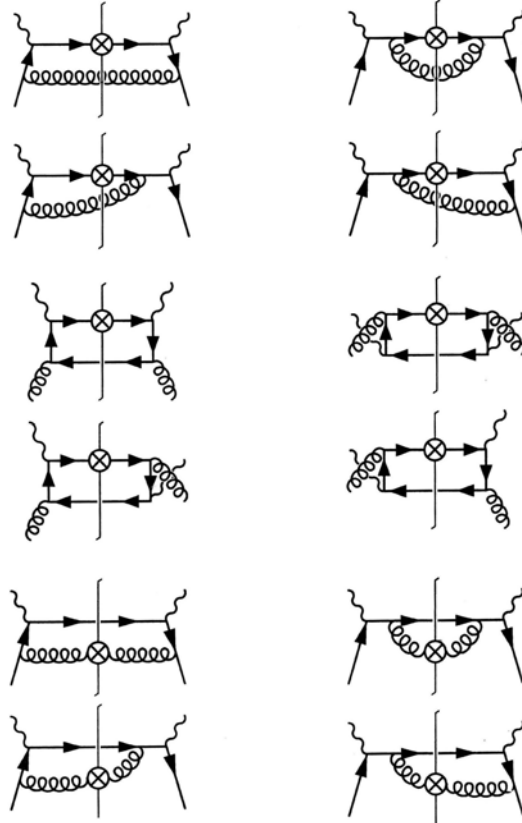
Для определения функции распределения и фрагментации адронов вводим светоподобные векторы  $n$  и  $\omega$ , удовлетворяющие условиям  $(nP) = (\omega P_h) = 1$ . Тогда функция распределения кварка в нуклоне определяется как [14]

$$M_{ij}^q(x, P, \lambda_N) = \int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{i\lambda x} \langle P\lambda_N | \bar{\psi}_j(0) \psi_i(\lambda n) | P\lambda_N \rangle =$$

$$= \frac{1}{2} \hat{P}q(x) + \frac{1}{2} \lambda_N \gamma_5 \hat{P}\Delta q(x) + \dots, \quad (28)$$

где  $q(x)$  и  $\Delta q(x)$  – усредненный по спину и продольно поляризованный кварковые функции распределения,  $+\dots$  указывают вклады трех и высших твистов. Функция распределения глюонов в нуклоне определяется аналогично

$$M_g^{\alpha\beta} = \frac{2}{x^2} \int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{i\lambda x} \langle P\lambda_N | \text{tr}[n_\rho G^{\rho\alpha}(0) n_\sigma G^{\sigma\beta}(\lambda n)] | P\lambda_N \rangle =$$



**Рис. 3.** Диаграммы порядка  $\alpha_S$ , дающие вклад в сечение процесса инклюзивного рождения адрона с большими поперечными импульсами.

$$= -\frac{1}{2x} G(x) g_{N\perp}^{\alpha\beta} - \frac{1}{2x} \Delta G(x) i \varepsilon^{\alpha\beta\rho\sigma} P_\rho n_\sigma + \dots, \quad (29)$$

где  $G^{\rho\alpha}$  – тензор глюонного поля,  $G(x)$  и  $\Delta G(x)$  – усредненный по спину и продольно поляризованный глюонные распределения,  $\text{tr}$  означает след цветковых индексов глюонного поля,  $g_{N\perp}^{\alpha\beta} = g^{\alpha\beta} - P^\alpha n^\beta - n^\alpha P^\beta$ .

Аналогично определяются кварк-глюонные функции фрагментации для адрона  $h$  [14]:

$$M_{hij}^q(z, P_h) = \frac{1}{N_C} \sum_X \int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{-i\lambda/z} \langle 0 | \psi_i(0) | hX \rangle \langle hX | \bar{\psi}_j(\lambda\omega) | 0 \rangle = \frac{1}{z} \hat{P}_h^q(z) + \dots, \quad (30)$$

$$M_h^{g\alpha\beta}(z, P_h) = \frac{2z^2}{N_c^2 - 1} \sum_X \int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{-i\lambda/z} \langle 0 | \text{tr}[\omega_\rho G^{\rho\alpha}(0) hX] \langle hX | \omega_\sigma G^{\sigma\beta}(\lambda\omega) | 0 \rangle = \\ = -G(z) g_{h\perp}^{\alpha\beta} + \dots, \quad (31)$$

где  $g_{h\perp}^{\alpha\beta} = g^{\alpha\beta} - P_h^\alpha \omega^\beta - \omega^\alpha P_h^\beta$ .

На основе изложенного метода нами получены следующие выражения для СФ адронов:

$$F_k = \alpha_S \int_{x_{\min}}^1 \frac{dx}{x} \int_{z_h}^1 \frac{dz}{z} f_k \delta \left( \frac{q_T^2}{Q^2} - \left( \frac{1}{\hat{x}} - 1 \right) \left( \frac{1}{\hat{z}} - 1 \right) \right), \quad (32)$$

$$G_k = \alpha_S \int_{x_{\min}}^1 \frac{dx}{x} \int_{z_h}^1 \frac{dz}{z} g_k \delta \left( \frac{q_T^2}{Q^2} - \left( \frac{1}{\hat{x}} - 1 \right) \left( \frac{1}{\hat{z}} - 1 \right) \right), \quad (33)$$

где ниже приведены функции  $f_k$  и  $g_k$  ( $C_F = 4/3$ ):

$$f_k = \sum_q e_q^2 \{ q(x)q(z) f_k^{qq} + G(x)q(z) f_k^{gq} + q(x)G(z) f_k^{qg} \}, \quad (34)$$

$$g_k = \sum_q e_q^2 \{ \Delta q(x)q(z) g_k^{qq} + \Delta G(x)q(z) g_k^{gq} + \Delta q(x)G(z) g_k^{qg} \}, \quad (35)$$

$$f_1^{qq} = 2C_F \hat{x}\hat{z} \left[ \frac{1}{Q^2 q_T^2} \left( \frac{Q^4}{\hat{x}^2 \hat{z}^2} + (Q^2 - q_T^2)^2 \right) + 6 \right],$$

$$f_2^{qq} = 2f_4^{qq} = 8C_F \hat{x}\hat{z},$$

$$f_3^{qq} = 4C_F \hat{x}\hat{z} \frac{1}{Qq_T} (Q^2 + q_T^2),$$

$$f_1^{gq} = \hat{x}(1-\hat{x}) \left[ \frac{Q^2}{q_T^2} \left( \frac{1}{\hat{x}^2 \hat{z}^2} - \frac{2}{\hat{x}\hat{z}} + 2 \right) + 10 - \frac{2}{\hat{x}} - \frac{2}{\hat{z}} \right],$$

$$f_2^{gq} = 2f_4^{gq} = 8\hat{x}(1-\hat{x}),$$

$$f_3^{gq} = \hat{x}(1-\hat{x}) \frac{2}{Qq_T} \left[ 2(Q^2 + q_T^2) - \frac{Q^2}{\hat{x}\hat{z}} \right],$$

$$\begin{aligned}
f_1^{qg} &= 2G_F \hat{x}(1-\hat{z}) \left[ \frac{1}{Q^2 q^2} \left( \frac{Q^2}{\hat{x}^2 \hat{z}^2} + \frac{(1-\hat{z})^2}{\hat{z}^2} \left( Q^2 - \frac{z^2 q_T^2}{(1-\hat{z})^2} \right) \right) + 6 \right], \\
f_2^{qg} &= 2f_4^{qg} = 8C_F \hat{x}(1-\hat{z}), \\
f_3^{qg} &= 4C_F \hat{x}(1-\hat{z})^2 \frac{1}{\hat{z} Q q_T} \left[ Q^2 + \frac{\hat{z}^2 q_T^2}{(1-\hat{z})^2} \right]; \\
g_6^{qq} &= -2C_F \left[ \left( \frac{1}{\hat{x}\hat{z}} + \hat{x}\hat{z} \right) \frac{Q^2}{q_T^2} - \frac{\hat{x}\hat{z} q_T^2}{Q^2} \right], \\
g_7^{qq} &= -4C_F \hat{x}\hat{z} \frac{Q^2 - q_T^2}{Q q_T}, \\
g_6^{gq} &= -\frac{2\hat{x}-1}{\hat{x}} \left( 2\hat{x} + \frac{\hat{x}-1}{\hat{z}^2} \cdot \frac{Q^2}{q_T^2} \right), \\
g_7^{gq} &= -2 \frac{Q}{q_T} \cdot \frac{(\hat{x}-1)(2\hat{z}-1)}{\hat{z}}, \\
g_6^{qg} &= 2C_F \frac{\hat{z}}{\hat{x}-1} \left[ \frac{1}{\hat{z}^2} - (\hat{x}-1)^2 + \frac{\hat{x}^4}{(\hat{x}-1)^2} \cdot \frac{q_T^4}{Q^4} \right], \\
g_7^{qg} &= 4C_F \frac{\hat{x}\hat{z}}{\hat{x}-1} \left( 1 - \frac{\hat{x}}{\hat{z}} \right) \cdot \frac{q_T}{Q}.
\end{aligned} \tag{36}$$

Здесь введены обозначения:

$$\hat{x} = \frac{x_B}{x}, \quad \hat{z} = \frac{z_h}{z}, \tag{38}$$

$$x_{\min} = x_B \left( 1 + \frac{z_h}{1-z_h} \cdot \frac{q_T^2}{Q^2} \right). \tag{39}$$

При заданном  $s$ ,  $Q^2$  и  $q_T$  кинематические ограничения для переменных  $x_B$  и  $z_h$  таковы:

$$\frac{Q^2}{s} < x_B < 1, \tag{40}$$

$$0 < z_h < \frac{1-x_B}{1-x_B(1-q_T^2/Q^2)} \tag{41}$$

При данных значениях  $Q^2$ ,  $x_B$  и  $z_h$  поперечный импульс  $q_T$  изменяется в пределах

$$0 < q_T < Q \sqrt{\left( \frac{1}{x_B} - 1 \right) \left( \frac{1}{z_h} - 1 \right)} \tag{42}$$

Как видно из выражений СФ, при  $q_T \Rightarrow 0$  функции  $F_1$  и  $G_6$  расходятся как  $1/q_T^2$ . Это связано с излучением мягких глюонов кварками (антиквар-

ками) или коллинеарностью кварка (антикварка) и глюона. При  $q_T \Rightarrow 0$  функции  $F_3$  и  $G_6$  ведут себя как  $1/q_T$ , а функции  $F_2$  и  $F_4$  как  $q_T^0$ . Таким образом, при малых значениях  $q_T/Q$  основной вклад в сечение вносит СФ  $F_1$  и  $G_6$ .

### Оценка асимметрий

При оценках асимметрий в реакции  $e^- + p \Rightarrow e^- + \pi + X$  нами использованы функции распределения и фрагментации, приведенные в [15-17].

Асимметрии являются функциями переменных  $s, Q^2, x_B, z_h$  и  $q_T$ . Они оцениваются при энергиях COMPASS ( $s = 300 \text{ ГэВ}^2$ ) и EIC ( $s = 10^4 \text{ ГэВ}^2$ ). Для энергий COMPASS переменные  $(Q^2, x_B)$  выбираются как  $(100 \text{ ГэВ}^2, 0,4)$  а для энергий EIC  $(Q^2, x_B) = (100 \text{ ГэВ}^2, 0,012)$ . На рис. 4 и 5 представлены  $q_T$  и  $z_h$  зависимости асимметрий в реакции  $e^- + p \Rightarrow e^- + \pi + X$  при энергиях COMPASS и EIC. Для сравнений также приводятся графики азимутальной угловой асимметрии  $\langle \cos\phi \rangle$ . При  $x_B = 0,4$  двухспиновая асимметрия имеет порядок 50%, а при  $x_B = 0,012$  асимметрия достигает несколько процентов (8-12%), азимутальная угловая асимметрия  $\langle \cos\phi \rangle$  отрицательна и составляет  $-5\%$ .

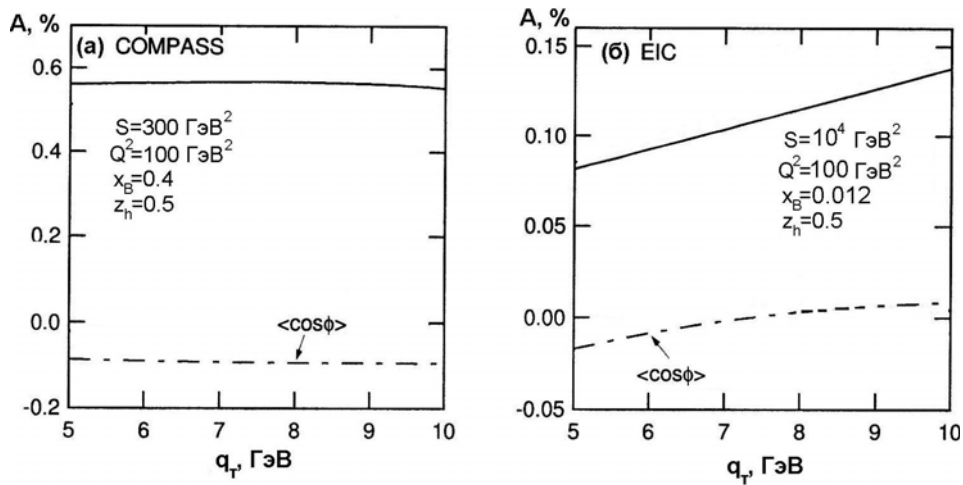
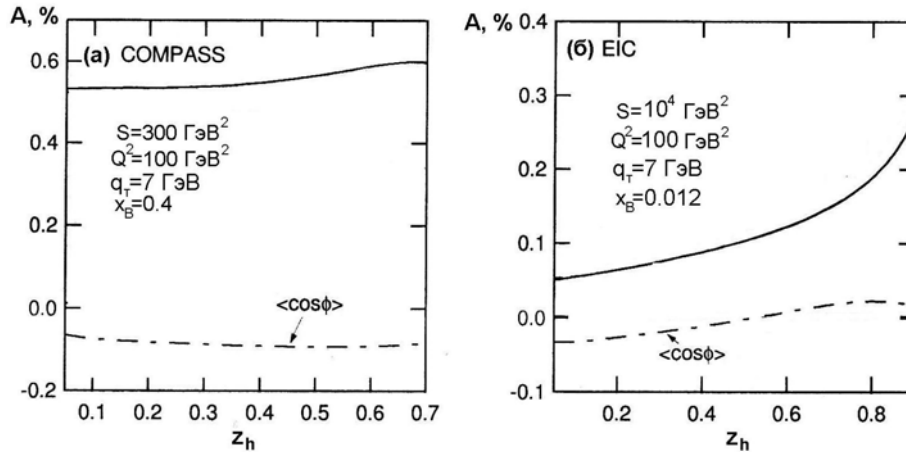


Рис. 4.  $q_T$ -зависимость двухспиновой асимметрии в реакции  $e^- + p \Rightarrow e^- + \pi + X$  при энергиях COMPASS и EIC.



**Рис. 5.** Зависимость двухспиновой асимметрии от переменной  $z_h$  в реакциях  $e^- + p \Rightarrow e^- + \pi + X$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. 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
2. De Florian D., Navarro G.A., Sassot R. Sea quarks and gluon polarization in the nucleon at NLO accuracy // Phys. Rev. D71, 2005, 094018, p. 1-12
3. Mulders P.J. Polarized structure functions // Progress in Particle and Nuclear Physics, 2005, №55, p.243-269.
4. 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.
5. Arneodo M. et al. Measurement of Hadron Azimuthal Distributions in Deep Inelastic Muon Proton Scattering. (European Muon Collaboration) // Z. Phys. C34: 277, 1987.
6. Breitweg J. et al. Measurement of azimuthal asymmetries in deep inelastic scattering // Phys. Lett. B 481, 199-212, 2000, e-Print Archive: hep-ex/0003017.
7. Käfer W. Measurements of Unpolarized Azimuthal Asymmetries at COMPASS // In proceedings for Transversity, 2008, p.169-176.
8. Bressan A. Azimuthal asymmetries in SIDIS off unpolarized targets at COMPASS. arxiv:0907.5511v1.
9. Giordano A., Lamb R. Measurement of azimuthal asymmetries of the unpolarized cross section at HERMES // AIP Conf. Proc. 1149. 2009, p. 423-426.
10. 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.
11. Abdullayev S.K., Mukhtarov A.I., Gojayev M.Sh. Double spin asymmetries for hadron production in semiinclusiv DIS // Fizika, 2009, №1, p.61-67.
12. Абдуллаев С.К., Мухтаров А.И., Годжаев М.Ш. Глубоконеупругое полуинклюзивное рассеяние поляризованных лептонов поляризованными нуклонами // Bakı Universitetinin Xəbərləri. Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası. 2002, №4, s.5-11.
13. Абдуллаев С.К., Годжаев М.Ш. Структурные функции в глубоконеупругом полуинклюзивном лептон-адронном рассеянии // Bakı Universitetinin Xəbərləri. Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası. 2011, №3, s.167-176.
14. Koike Y., Nagashima J. Double spin asymmetries for large- $p_T$  hadron production in semi-

- inclusive DIS // arxiv: hep-ph/0302061, 2003, v.2, p.1-25.
15. Glück M., Reya E., Vogt A. Dynamical Parton Distributions Revisited // Eur. Phys. J. C5, 1998, p.461-470.
16. Glück M., Reya E., Stratmann M. and W. Vogelsang. Models for the Polarized Parton Distributions of the Nucleon // Phys. Rev. D63, 2001, 094005, p.1232-1245.
17. Kniehl B.A., Kramer G. and Potter B. Fragmentation Functions for Pions, Kaons, and Protons at Next-to-Leading Order // Nucl. Phys. B582, 2000, p. 514-536.

**YARIİNKLÜZİV DƏRİN QEYRİ-ELASTİKİ SƏPİLMƏDƏ  
BÖYÜK ENİNƏ İMPULSA MALİK HADRON YARANARKƏN  
STRUKTUR FUNKSİYALAR**

**S.Q.ABDULLAYEV, M.Ş.QOCAYEV, S.M.ASLANOVA**

**XÜLASƏ**

Kvant rəngdinamikası çərçivəsində yarıinklüziv  $e^- + N \Rightarrow e^- + h + X$  ( $h = \pi, K, \Lambda$ ) proseslərdə böyük eninə impulsa malik hadron yaranarkən qeyri-polyarizasiya və polyarizasiya struktur funksiyalar üçün ifadələr alınmışdır. Prosesdə ikispinli asimetriya təyin edilərək ətraflı tədqiq edilmişdir.

**Açar sözlər:** yarıinklüziv dərin qeyri-elastiki səpilmə prosesləri, ikispinli asimetriya, paylanma və fraqmentasiya funksiyaları.

**THE STRUCTURAL FUNCTIONS FOR LARGE- $P_T$  HADRON  
PRODUCTION IN SEMI-INCLUSIVE DIS**

**S.G.ABDULLAYEV, M.Sh.GOJAYEV, S.M.ASLANOVA**

**SUMMARY**

We calculate, within QCD, the expressions for unpolarized and polarized structure functions for large- $P_T$  hadron production in semi-inclusive processes  $e^- + N \Rightarrow e^- + h + X$  ( $h = \pi, K, \Lambda$ ). We discuss the characteristic features of the double spin asymmetries.

**Key words:** semi-inclusive deep inelastic scattering, double spin asymmetry, distribution and fragmentation functions.

*Поступила в редакцию: 12.02.2011 г.*

*Подписано к печати: 19.12.2011 г.*