

УДК 539.172

Е. А. ДЕГТЯРЕВА, С. И. ТИМОШИН

**СПИНОВАЯ СТРУКТУРА НУКЛОНА В ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССАХ
 ℓp – ГНР С ЗАРЯЖЕННЫМ СЛАБЫМ ТОКОМ**

Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого

(Поступила в редакцию 30.10.2009)

Введение. Процессы глубоконеупругого рассеяния (ГНР) лептонов на нуклонах играют ключевую роль в решении проблемы спина нуклона (см., например, обзор [1] и цитируемую там литературу). Эксперимент EMC [2] впервые указал на малый вклад кварков и антикварков в спин нуклона и значительную отрицательную поляризацию странных кварков, что противоречило представлениям кварк-партоновой модели («спиновый кризис»). Последующие эксперименты в CERN, SLAC, DESY в целом подтвердили этот вывод, были получены согласованные данные с улучшенной точностью. По современным экспериментальным данным HERMES и COMPASS [3–6] суммарный вклад кварков и антикварков в спин нуклона составляет порядка 33–35%, странные кварки имеют поляризацию –5–10%. В то же время экспериментальные данные не исключают, что вклад кваркового моря близок к нулю.

В отличие от инклюзивных экспериментов полуинклюзивные данные позволяют получать отдельно вклады кварков и антикварков, что является важным для изучения спиновой структуры нуклона.

В настоящей работе в рамках кварк-партоновой модели (КПМ) рассматриваются возможности определения кварковых вкладов в спин нуклона с помощью наблюдаемых асимметрий для случаев рождения π -, K -мезонов в полуинклюзивном ГНР поляризованных лептонов на поляризованных протонах с заряженным слабым током

$$\ell + p \rightarrow \nu + h + X. \quad (1)$$

Сечение процесса и поляризационные асимметрии. Дифференциальные сечения процесса (1) для рассеяния лептона получены в КПМ в виде:

в случае лептона

$$\sigma_{\ell^-} = 2\rho x \left\{ \sum_{q_i, q_j} q_i(x) D_{q_j}^h(z) + y_1^2 \sum_{q_j, q_i} \bar{q}_j(x) D_{q_i}^h(z) + P_N \left(\sum_{q_i, q_j} \Delta q_i(x) D_{q_j}^h(z) - y_1^2 \sum_{q_j, q_i} \Delta \bar{q}_j(x) D_{q_i}^h(z) \right) \right\}, \quad (2)$$

где $q = u, c, t$, $\bar{q} = \bar{d}, \bar{s}, \bar{b}$;

для рассеяния антитептона

$$\sigma_{\ell^+} = 2\rho x \left\{ y_1^2 \sum_{q_i, q_j} q_i(x) D_{q_j}^h(z) + \sum_{q_j, q_i} \bar{q}_j(x) D_{q_i}^h(z) + P_N \left(y_1^2 \sum_{q_i, q_j} \Delta q_i(x) D_{q_j}^h(z) - \sum_{q_j, q_i} \Delta \bar{q}_j(x) D_{q_i}^h(z) \right) \right\}, \quad (3)$$

где $q = d, s, b$, $\bar{q} = \bar{u}, \bar{c}, \bar{t}$.

При получении выражений (2), (3) использовались сечения процессов инклюзивного ℓp - ГНР с заряженным током [7], в которых сделаны следующие замены на партонном уровне:

$$\begin{aligned} q_i(x) &\rightarrow q_i(x) D_{q_j}^h(z), \\ \bar{q}_i(x) &\rightarrow \bar{q}_i(x) D_{\bar{q}_j}^h(z), \end{aligned}$$

что отражает рождение адрона h в полуинклюзивных процессах (1).

Здесь $\sigma \equiv \frac{d^3\sigma}{dx dy dz}$, $\rho = \frac{G^2 s}{2\pi} \left(\frac{1}{1+Q^2/m_w^2} \right)^2$, G – константа Ферми, m_w – масса W -бозона, $x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}$, $y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}$, $y_1 = 1 - y$, $Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$, $s = 2p \cdot k$, $k(k')$ и p есть 4-импульс начального (конечного) лептона и протона соответственно, P_N – степень продольной поляризации протона, $q(x), \Delta q(x) (\bar{q}(x), \Delta \bar{q}(x))$ – функции распределения неполяризованного и поляризованного кварка (антикварка), $D_q^h(z) (D_{\bar{q}}^h(z))$ – функции фрагментации кварка (антикварка) в адрон h .

Наблюдаемые поляризационные асимметрии процессов (1) построим аналогично инклюзивным асимметриям [7] с помощью разности сечений $(\sigma^{h^+} - \sigma^{h^-})$ (см. [8]):

$$A_{\ell^-}^{h^+ - h^-} = \frac{(\sigma_{\ell^-}^{\downarrow\uparrow})^{h^+ - h^-} - (\sigma_{\ell^-}^{\downarrow\downarrow})^{h^+ - h^-}}{(\sigma_{\ell^-}^{\downarrow\uparrow})^{h^+ - h^-} + (\sigma_{\ell^-}^{\downarrow\downarrow})^{h^+ - h^-}}, \quad (4)$$

$$A_{\ell^+}^{h^+ - h^-} = \frac{(\sigma_{\ell^+}^{\uparrow\uparrow})^{h^+ - h^-} - (\sigma_{\ell^+}^{\uparrow\downarrow})^{h^+ - h^-}}{(\sigma_{\ell^+}^{\uparrow\uparrow})^{h^+ - h^-} + (\sigma_{\ell^+}^{\uparrow\downarrow})^{h^+ - h^-}}, \quad (5)$$

$$A_{\pm}^{h^+ - h^-} = \frac{\left[(\sigma_{\ell^-}^{\downarrow\uparrow})^{h^+ - h^-} \pm (\sigma_{\ell^+}^{\uparrow\uparrow})^{h^+ - h^-} \right] - \left[(\sigma_{\ell^-}^{\downarrow\downarrow})^{h^+ - h^-} \pm (\sigma_{\ell^+}^{\uparrow\downarrow})^{h^+ - h^-} \right]}{\left[(\sigma_{\ell^-}^{\downarrow\uparrow})^{h^+ - h^-} \pm (\sigma_{\ell^+}^{\uparrow\uparrow})^{h^+ - h^-} \right] + \left[(\sigma_{\ell^-}^{\downarrow\downarrow})^{h^+ - h^-} \pm (\sigma_{\ell^+}^{\uparrow\downarrow})^{h^+ - h^-} \right]}, \quad (6)$$

где введено обозначение $\sigma^{h^+ - h^-} = \sigma^{h^+} - \sigma^{h^-}$. Первая стрелка означает направление спина начального лептона (\downarrow) или антилептона (\uparrow), а вторая – направление спина протона: $\uparrow (P_N = +1)$, $\downarrow (P_N = -1)$.

Если $h = \pi$, то для протонной мишени из (4) – (6) получаем для асимметрий следующие выражения

$$A_{\ell^-}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{\Delta u(x) D_d^{\pi^+ - \pi^-}(z) - y_1^2 \Delta \bar{d}(x) D_{\bar{u}}^{\pi^+ - \pi^-}(z)}{u(x) D_d^{\pi^+ - \pi^-}(z) + y_1^2 \bar{d}(x) D_{\bar{u}}^{\pi^+ - \pi^-}(z)}, \quad (7)$$

$$A_{\ell^+}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{y_1^2 \Delta d(x) D_u^{\pi^+ - \pi^-}(z) - \Delta \bar{u}(x) D_{\bar{d}}^{\pi^+ - \pi^-}(z)}{y_1^2 d(x) D_u^{\pi^+ - \pi^-}(z) + \bar{u}(x) D_{\bar{d}}^{\pi^+ - \pi^-}(z)}, \quad (8)$$

$$A_{+,p}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{\Delta u(x) D_d^{\pi^+ - \pi^-}(z) - y_1^2 (\Delta \bar{d}(x) D_{\bar{u}}^{\pi^+ - \pi^-}(z) - \Delta d(x) D_u^{\pi^+ - \pi^-}(z)) - \Delta \bar{u}(x) D_{\bar{d}}^{\pi^+ - \pi^-}(z)}{u(x) D_d^{\pi^+ - \pi^-}(z) + y_1^2 (\bar{d}(x) D_{\bar{u}}^{\pi^+ - \pi^-}(z) + d(x) D_u^{\pi^+ - \pi^-}(z)) + \bar{u}(x) D_{\bar{d}}^{\pi^+ - \pi^-}(z)}, \quad (9)$$

$$A_{-,p}^{\pi^+-\pi^-} = \frac{\Delta u(x)D_d^{\pi^+-\pi^-}(z) - y_1^2(\Delta\bar{d}(x)D_u^{\pi^+-\pi^-}(z) + \Delta d(x)D_u^{\pi^+-\pi^-}(z)) + \Delta\bar{u}D_d^{\pi^+-\pi^-}(z)}{u(x)D_d^{\pi^+-\pi^-}(z) + y_1^2(\bar{d}(x)D_u^{\pi^+-\pi^-}(z) - d(x)D_u^{\pi^+-\pi^-}(z)) - \bar{u}(x)D_d^{\pi^+-\pi^-}(z)}. \quad (10)$$

С учетом соотношений для функций фрагментации π -мезона (см. [9, 10])

$$D_d^{\pi^+-\pi^-} = -D_u^{\pi^+-\pi^-}, \quad D_u^{\pi^+-\pi^-} = -D_d^{\pi^+-\pi^-}$$

асимметрии (7) – (10) принимают вид

$$A_{\ell^-}^{\pi^+-\pi^-} = \frac{\Delta u(x) - y_1^2 \Delta\bar{d}(x)}{u(x) + y_1^2 \bar{d}(x)}, \quad (11)$$

$$A_{\ell^+}^{\pi^+-\pi^-} = \frac{y_1^2 \Delta d(x) - \Delta\bar{u}(x)}{y_1^2 d(x) + \bar{u}(x)}, \quad (12)$$

$$A_{+,p}^{\pi^+-\pi^-} = \frac{\Delta u(x) + \Delta\bar{u}(x) - y_1^2 (\Delta d(x) + \Delta\bar{d}(x))}{u_V(x) - y_1^2 d_V(x)}, \quad (13)$$

$$A_{-,p}^{\pi^+-\pi^-} = \frac{\Delta u_V(x) + y_1^2 \Delta d_V(x)}{u(x) + \bar{u}(x) + y_1^2 (d(x) + \bar{d}(x))}, \quad (14)$$

где $u_V(x) = u(x) - \bar{u}(x)$, $d_V(x) = d(x) - \bar{d}(x)$.

Пусть $h = K$. Асимметрии (4) – (6) в этом случае равны

$$A_{\ell^-}^{K^+-K^-} = \frac{\Delta u(x)D_d^{K^+-K^-}(z) - y_1^2 \Delta\bar{d}(x)D_u^{K^+-K^-}(z)}{u(x)D_d^{K^+-K^-}(z) + y_1^2 \bar{d}(x)D_u^{K^+-K^-}(z)}, \quad (15)$$

$$A_{\ell^+}^{K^+-K^-} = \frac{y_1^2 \Delta d(x)D_u^{K^+-K^-}(z) - \Delta\bar{u}(x)D_d^{K^+-K^-}(z)}{y_1^2 d(x)D_u^{K^+-K^-}(z) + \bar{u}(x)D_d^{K^+-K^-}(z)}, \quad (16)$$

$$A_{+,p}^{K^+-K^-} = \frac{\Delta u(x)D_d^{K^+-K^-}(z) - y_1^2 (\Delta\bar{d}(x)D_u^{K^+-K^-}(z) - \Delta d(x)D_u^{K^+-K^-}(z)) - \Delta\bar{u}D_d^{K^+-K^-}(z)}{u(x)D_d^{K^+-K^-}(z) + y_1^2 (\bar{d}(x)D_u^{K^+-K^-}(z) + d(x)D_u^{K^+-K^-}(z)) + \bar{u}(x)D_d^{K^+-K^-}(z)}, \quad (17)$$

$$A_{-,p}^{K^+-K^-} = \frac{\Delta u(x)D_d^{K^+-K^-}(z) - y_1^2 (\Delta\bar{d}(x)D_u^{K^+-K^-}(z) + \Delta d(x)D_u^{K^+-K^-}(z)) + \Delta\bar{u}D_d^{K^+-K^-}(z)}{u(x)D_d^{K^+-K^-}(z) + y_1^2 (\bar{d}(x)D_u^{K^+-K^-}(z) - d(x)D_u^{K^+-K^-}(z)) - \bar{u}(x)D_d^{K^+-K^-}(z)}. \quad (18)$$

Учитывая, что фрагментация в адрон u -кварка наиболее вероятна, положим $D_d^{K^+-K^-} = 0$. Тогда асимметрии (15) – (18) примут вид

$$A_{\ell^-}^{K^+-K^-} = -\frac{\Delta\bar{d}(x)}{\bar{d}(x)}, \quad (19) \quad A_{\ell^+}^{K^+-K^-} = \frac{\Delta d(x)}{d(x)}, \quad (20) \quad A_{+,p}^{K^+-K^-} = -\frac{\Delta d_V(x)}{d_V(x)}, \quad (21) \quad A_{-,p}^{K^+-K^-} = \frac{\Delta d_V(x)}{d(x) + \bar{d}(x)}, \quad (22)$$

где $\Delta d_V(x) = \Delta d(x) - \Delta\bar{d}(x)$.

Преимуществом рассматриваемых асимметрий $A^{\pi^+-\pi^-}$, $A^{K^+-K^-}$ является их независимость от функций фрагментации, что удобно для анализа спиновой структуры протона.

Вклады кварков и антикварков в спин протона. Для анализа спиновой структуры протона будем использовать первые моменты партонных распределений

$$\Delta q(\Delta\bar{q}) = \int_0^1 \Delta q(x)(\Delta\bar{q}(x))dx, \quad (23)$$

которые соответствуют вкладу кварка q (антикварка \bar{q}) в спин протона.

Вклады кварка и антикварка сорта d можно определить непосредственно через наблюдаемые асимметрии из (19) и (20):

$$\Delta d = \int_0^1 d(x) A_{e^+}^{K^+ - K^-} dx, \quad (24)$$

$$\Delta \bar{d} = - \int_0^1 \bar{d}(x) A_{e^-}^{K^+ - K^-} dx. \quad (25)$$

С помощью асимметрий (11), (19) и (12), (20) получаем вклады Δu и $\Delta \bar{u}$ соответственно:

$$\Delta u = \int_0^1 \left\{ A_{e^-}^{\pi^+ - \pi^-} \left(u(x) + y_1^2 \bar{d}(x) \right) - y_1^2 A_{e^-}^{K^+ - K^-} \bar{d}(x) \right\} dx, \quad (26)$$

$$\Delta \bar{u} = \int_0^1 \left\{ -A_{e^+}^{\pi^+ - \pi^-} \left(y_1^2 d(x) + \bar{u}(x) \right) + y_1^2 A_{e^+}^{K^+ - K^-} d(x) \right\} dx. \quad (27)$$

Для дальнейшего исследования спиновой структуры протона необходимо использовать дополнительные измеряемые величины – аксиальные заряды a_3 и a_8 (см., например, [11]), которые в кварк-партонной модели равны

$$a_3 = (\Delta u + \Delta \bar{u}) - (\Delta d + \Delta \bar{d}), \quad (28)$$

$$a_8 = (\Delta u + \Delta \bar{u}) + (\Delta d + \Delta \bar{d}) - 2(\Delta s + \Delta \bar{s}). \quad (29)$$

Вклад странных кварков и антикварков можно определить из (29) в виде

$$\Delta s + \Delta \bar{s} = \frac{1}{2} \left[(\Delta u + \Delta \bar{u}) + (\Delta d + \Delta \bar{d}) - a_8 \right], \quad (30)$$

где Δu , $\Delta \bar{u}$, Δd , $\Delta \bar{d}$ получены в выражениях (24) - (27).

Вклады кварковых ароматов $(\Delta u + \Delta \bar{u})$, $(\Delta d + \Delta \bar{d})$ и $(\Delta s + \Delta \bar{s})$ можно также получить, используя асимметрию $A_{+p}^{\pi^+ - \pi^-}$ и a_3 , a_8 . В результате совместного решения (13), (28), (29) получаем

$$\Delta u + \Delta \bar{u} = \frac{1}{1 - y_1^2} \int_0^1 A_{+p}^{\pi^+ - \pi^-} \left((u_V(x) - y_1^2 d_V(x)) dx - y_1^2 a_3 \right), \quad (31)$$

$$\Delta d + \Delta \bar{d} = \frac{1}{1 - y_1^2} \int_0^1 A_{+p}^{\pi^+ - \pi^-} \left((u_V(x) - y_1^2 d_V(x)) dx - a_3 \right), \quad (32)$$

$$\Delta s + \Delta \bar{s} = \frac{1}{1 - y_1^2} \left(\int_0^1 A_{+p}^{\pi^+ - \pi^-} (u_V(x) - y_1^2 d_V(x)) dx - 2a_3(1 + y_1^2) - 2a_8 \right). \quad (33)$$

Вклады валентных d -, u - кварков определяем непосредственно через асимметрии (21) и (14)

$$\Delta d_V = - \int_0^1 d_V(x) A_{+p}^{K^+ - K^-} dx, \quad (34)$$

$$\Delta u_V = \int_0^1 \left\{ \left(u(x) + \bar{u}(x) + y_1^2 (d(x) + \bar{d}(x)) \right) A_{-p}^{\pi^+ - \pi^-} + y_1^2 d_V(x) A_{+p}^{K^+ - K^-} \right\} dx. \quad (35)$$

Заключение. Сформулируем основные результаты, полученные в настоящей работе.

1. Определены поляризационные асимметрии $A_{e^\pm}^{h^+ - h^-}$, $A_{\pm p}^{h^+ - h^-}$ в КПМ для случаев рождения π -, K -мезонов в полуинклюзивном ℓp -ГНР с заряженным слабым током, не зависящие от функций фрагментации.

2. Вклады кварков ($\Delta u, \Delta d$) и антикварков ($\Delta \bar{u}, \Delta \bar{d}$), валентных кварков ($\Delta u_V, \Delta d_V$) выражены непосредственно через асимметрии $A_{\ell^\pm}^{h^+-h^-}$, $A_{\pm,p}^{h^+-h^-}$ ГНР поляризованных лептонов на поляризованных протонах с заряженным слабым током.

3. Вклад странного моря ($\Delta s + \Delta \bar{s}$) может быть получен с помощью асимметрий и дополнительной измеряемой величины a_8 .

4. Совместное применение $A_{+p}^{\pi^+-\pi^-}$, a_3 и a_8 дает возможность получить отдельно вклады кварковых ароматов ($\Delta u + \Delta \bar{u}$), ($\Delta d + \Delta \bar{d}$), ($\Delta s + \Delta \bar{s}$).

Литература

1. Burkardt M. [et al.] Spin-polarized high-energy scattering of charged leptons on nucleons. 2008. 103 p. (ArXiv: hep-ph / 0812.2208).

2. Ashman J. [et al.] // Nucl. Phys. B.-1989. Vol. 328, N 1. P. 1-35.

3. Kuhn S. E. [et al.] The spin structure of the nucleon – status and recent results. 2008. 69 p. (ArXiv: hep-ph / 0812.3535).

4. Hirai M. [et al.]. Determination of gluon polarization from deep inelastic scattering and collider data. 2008. 11 p. (ArXiv: hep-ph / 0808.0413).

5. Airapetian A. [et al.] Measurement of parton distributions of strange quarks in the nucleon from charged-kaon production in deep-inelastic scattering in deuteron. 2008. 5 p. (ArXiv: hep-ex / 0803.2993).

6. Florian D. [et al.] Global analysis of helicity parton densities and their uncertainties. 2008. 4 p. (ArXiv: hep-ph 0804.0422).

7. Максименко Н. В., Тимошин Е. С. // Весті НАН Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. 2008. № 2. С. 73-77.

8. Тимошин С. И. Спиновые и электрослабые эффекты в лептон-нуклонном рассеянии. Гомель, 2002.

9. Christova E., Leader E. A model independent approach to semi-inclusive deep inelastic scattering. 2004. 5 p. (ArXiv: hep-ph / 0412150).

10. Sissakian A. N. [et al.] NLO QCD procedure of the SIEBS data analysis with respect to light quark polarized sea. 2004. 20 p. (ArXiv: hep-ph / 0312084).

11. Bass S. D. [et al.] Towards an understanding of nucleon spin structure: from hard to soft scales. 2006. 19 p. (ArXiv: hep-ph / 0606269).

E. A. DEGTYAREVA, S. I. TIMOSHIN

SPIN STRUCTURE OF THE NUCLEON FROM THE ℓp -DIS WITH CHARGED WEAK CURRENT

Summary

The possibilities of determination of quark contributions to the nucleon spin based on observable asymmetries of ℓp -semi-inclusive deep inelastic scattering with the charged weak current of the π^- , K^- -meson production are considered.