

**Е.С. Тимошин, С.И. Тимошин**  
УО «Гомельский государственный технический университет  
имени П.О. Сухого», Гомель, Беларусь

**ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ  
(НЕ)ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛЕПТОНОВ  
НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НУКЛОНАХ И ДЕЙТРОНАХ  
С ЗАРЯЖЕННЫМ И НЕЙТРАЛЬНЫМ ТОКОМ**

Понимание как спин нуклона строится из спинов кварков, глюонов и их орбитальных угловых моментов является одной из наиболее важных проблем физики частиц. По правилу сумм Джаффе-Манохара спин протона может быть разложен по вкладам кварков и антикварков ( $\Delta\Sigma$ ), глюонов ( $\Delta G$ ) и их угловых моментов ( $L_q, L_g$ ):

$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Sigma + \Delta G + L_q + L_g$ . Кварки и антикварки несут не более 1/3 спина нуклона [1-5]. Недавние измерения RHIC [6-9] показывают, что поляризация глюонов составляет 20–30%. Эксперименты HERMES и COMPASS показывают, что поляризация странных кварков  $\Delta s$  является малой, как и поляризация легкого кваркового моря  $\Delta\bar{u}, \Delta\bar{d}$  [3-5, 10]. Экспериментально установлена ароматовая асимметрия  $\Delta\bar{u} \neq \Delta\bar{d}$

( $\Delta\bar{u} > 0$ ,  $\Delta d < 0$ ) [3, 5, 11, 12], хотя не исключено, что она не подтверждается [13, 14]. Экспериментальные указания на сравнительно малые вклады кварков и глюонов в нуклонный спин свидетельствуют о необходимости изучения роли их угловых орбитальных моментов [9, 15]. Данные по ним можно получать из эксклюзивных процессов глубоко виртуального комптоновского рассеяния и электророждения мезонов в экспериментах COMPASS, JLab.

Дальнейшие исследования спиновой структуры нуклона планируются как в действующих экспериментах COMPASS, JLab, RHIC, так и в будущих проектах электрон-ионного коллайдера (EIC), LHeC, NICA (ОИЯИ, Дубна) [9, 11, 16-24]. JLab 12 GeV Upgrade будет обеспечивать важное комбинирование пучка высокой интенсивности и достижимости по  $Q^2$ , что позволит получить кварковые распределения в валентной области через измерения структурных функций (СФ) при больших  $x$  с беспрецедентной точностью [9, 19-24]. Из этих измерений будет возможно извлекать распределения поляризованных валентных и морских кварков, а также существенно улучшить извлечение поляризованного глюонного распределения при больших  $x$ .

Планируемые измерения на RHIC будут улучшать точность, расширять кинематическое достижение измерений, чувствительных к глюонной поляризации [9, 11, 22-25]. Эксперименты на EIC будут значительно увеличивать кинематический охват по  $x$  и  $Q^2$  до  $x \leq 10^{-4}$  [9]. Это будет обеспечивать точную информацию о  $\Delta G(x)$  и  $\Delta q(x)$  по ароматам [11, 16-18].

В настоящей работе рассматриваются способы получения кваркового вклада в спин нуклона в глубоконеупругом рассеянии (ГНР) поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах и дейтронах с заряженным и нейтральным токами применительно к экспериментам на коллайдерах.

Первые моменты  $\Gamma_{\epsilon}$  поляризационной СФ  $g_{\epsilon} \vec{l} \vec{N}$  – ГНР с заряженным током

$$\vec{l} + \vec{N} \rightarrow \nu + X \quad (1)$$

для протона равны

$$\Gamma_{\epsilon}^{l^-p} = \Delta u - \Delta\bar{d} - \Delta\bar{s}, \quad \Gamma_{\epsilon}^{l^+p} = \Delta d + \Delta s - \Delta\bar{u}. \quad (2)$$

Здесь  $\Delta q(\Delta\bar{q}) = \int_0^1 \Delta q(x)(\Delta\bar{q}(x))dx$  – вклад кварка  $q$  (антикварка  $\bar{q}$ ) в спин нуклона.

Из (2) получаем

$$\Gamma_6^{l^-p} - \Gamma_6^{l^+p} = (\Delta u + \Delta \bar{u}) - (\Delta d + \Delta \bar{d}) - (\Delta s + \Delta \bar{s}). \quad (3)$$

Для разделения кварковых ароматов в (3) воспользуемся первым моментом  $\Gamma_{1s}^p$  СФ  $g_{1s}^p$  в ГНР неполяризованных лептонов на поляризованных нуклонах с нейтральным током

$$l + \vec{N} \xrightarrow{\gamma Z} l + X, \quad (4)$$

который получен [26] в виде

$$\Gamma_{1s}^p = -a_u^s(\Delta u + \Delta \bar{u}) + a_d^s(\Delta d + \Delta \bar{d}) + a_s^s(\Delta s + \Delta \bar{s}). \quad (5)$$

В анализах спиновой структуры нуклона используют измеряемую величину – аксиальный заряд  $a_3$  ( $a_3 = F + D = 1.2670 \pm 0.0035$ , где  $F, D$  – константы связи  $\beta$ -распада гиперона)

$$a_3 = (\Delta u + \Delta \bar{u}) - (\Delta d + \Delta \bar{d}). \quad (6)$$

Тогда из измеряемых величин  $(\Gamma_6^{l^-p} - \Gamma_6^{l^+p})$  (3),  $\Gamma_{1s}^p$  (5) и  $a_3$  (6) получаем выражения для суммарного вклада кварков и антикварков по ароматам:

$$\begin{aligned} \Delta u + \Delta \bar{u} &= \frac{a_d^s(\Gamma_6^{l^-p} - \Gamma_6^{l^+p}) + \Gamma_{1s}^p}{a_d^s - a_u^s}, \\ \Delta d + \Delta \bar{d} &= \frac{\Gamma_{1s}^p + a_d^s(\Gamma_6^{l^-p} - \Gamma_6^{l^+p})}{a_d^s - a_u^s} - a_3, \\ \Delta s + \Delta \bar{s} &= \Gamma_6^{l^+p} - \Gamma_6^{l^-p} + a_3. \end{aligned}$$

Теперь рассмотрим первые моменты  $\Gamma_6$ , нарушающих четность СФ процессов (1) и (4). Так из (2) имеем соотношение для поляризации валентных кварков

$$\Gamma_6^{l^-p} + \Gamma_6^{l^+p} = \Delta u_V + \Delta d_V,$$

а для процессов с нейтральным током (4) (см. [26])

$$\Gamma_{6s}^p = b_u^s \Delta u_V + b_d^s \Delta d_V.$$

Эти выражения позволяют получить отдельно вклады валентных кварков в спин нуклона

$$\begin{aligned} \Delta u_V &= \frac{\Gamma_{6s}^p - b_d^s(\Gamma_6^{l^-p} + \Gamma_6^{l^+p})}{b_u^s - b_d^s}, \\ \Delta d_V &= \frac{\Gamma_{6s}^p - b_u^s(\Gamma_6^{l^-p} + \Gamma_6^{l^+p})}{b_d^s - b_u^s}. \end{aligned}$$

Рассмотрим ГНР с заряженным током (1) поляризованных лептонов и неполяризованных лептонов с нейтральным током (4) на поляризованных нейтронах.

Для первых моментов СФ процессов (1) получаем

$$\begin{aligned}\Gamma_6^{l^-n} - \Gamma_6^{l^+n} &= -(\Delta u + \Delta \bar{u}) + (\Delta d + \Delta \bar{d}) - (\Delta s + \Delta \bar{s}), \\ \Gamma_6^{l^-n} + \Gamma_6^{l^+n} &= \Delta u_V + \Delta d_V.\end{aligned}\quad (7)$$

Для ГНР с нейтральным током (4) первые моменты в случае рассеяния на поляризованных нейтронах равны

$$\begin{aligned}\Gamma_{1s}^n &= a_d^s(\Delta u + \Delta \bar{u}) - a_u^s(\Delta d + \Delta \bar{d}) + a_s^s(\Delta s + \Delta \bar{s}), \\ \Gamma_{6s}^n &= b_d^s \Delta u_V + b_u^s \Delta d_V.\end{aligned}\quad (8)$$

Выражения для  $(\Delta u + \Delta \bar{u}), (\Delta d + \Delta \bar{d}), (\Delta s + \Delta \bar{s})$  получаем из  $(\Gamma_6^{l^-n} - \Gamma_6^{l^+n}), \Gamma_{1s}^n, a_3$ :

$$\begin{aligned}\Delta u + \Delta \bar{u} &= \frac{a_d^s(\Gamma_6^{l^-n} - \Gamma_6^{l^+n}) + \Gamma_{1s}^n}{a_d^s - a_u^s} + a_3, \\ \Delta d + \Delta \bar{d} &= \frac{a_d^s(\Gamma_6^{l^-n} - \Gamma_6^{l^+n}) + \Gamma_{1s}^n}{a_d^s - a_u^s}, \\ \Delta s + \Delta \bar{s} &= \Gamma_6^{l^+n} - \Gamma_6^{l^-n} - a_3,\end{aligned}$$

Вклады валентных кварков получаем из первых моментов

$$\begin{aligned}&(\Gamma_6^{l^-n} + \Gamma_6^{l^+n}) \text{ и } \Gamma_{6s}^n: \\ \Delta u_V &= \frac{(\Gamma_6^{l^-n} + \Gamma_6^{l^+n}) b_u^s - \Gamma_{6s}^n}{b_u^s - b_d^s}, \\ \Delta d_V &= \frac{\Gamma_{6s}^n - b_d^s(\Gamma_6^{l^-n} + \Gamma_6^{l^+n})}{b_u^s - b_d^s},\end{aligned}$$

Рассмотрим рассеяние на дейтроне. Первые моменты СФ для дейтрона определяются как

$$\Gamma_{1,6}^d = \frac{\Gamma_{1,6}^p + \Gamma_{1,6}^n}{2} (1 - 1.5\omega),$$

где  $\omega = 0,05$  – вероятность D-состояния в волновой функции дейтрона. Для первых моментов в ГНР с заряженным током:

$$\Gamma_6^{l^-d} = \frac{\Delta u_V + \Delta d_V - 2\Delta \bar{s}}{2} (1 - 1.5\omega), \quad \Gamma_6^{l^+d} = \frac{\Delta u_V + \Delta d_V + 2\Delta s}{2} (1 - 1.5\omega)$$

Тогда

$$\Delta u_V + \Delta d_V = \frac{\Gamma_6^{l^-d} + \Gamma_6^{l^+d}}{1 - 1.5\omega}, \quad (9)$$

$$\frac{\Gamma_6^{l^+d} - \Gamma_6^{l^-d}}{1 - 1.5\omega} = \Delta s + \Delta \bar{s}. \quad (10)$$

Для ГНР с нейтральным током (4) в случае рассеяния на дейтронах получаем

$$\Gamma_{1s}^d = \frac{(a_d^s - a_u^s)(\Delta u + \Delta \bar{u} + \Delta d + \Delta \bar{d}) + 2a_s^s(\Delta s + \Delta \bar{s})}{2} \left(1 - \frac{3}{2}\omega\right), \quad (11)$$

$$\Gamma_{6s}^d = \frac{(b_u^s + b_d^s)(\Delta u_V + \Delta d_V)}{2} \left(1 - \frac{3}{2}\omega\right). \quad (12)$$

Совместное применение (6), (10), (11) позволяет определить вклады  $(\Delta u + \Delta \bar{u})$  и  $(\Delta d + \Delta \bar{d})$ :

$$\Delta u + \Delta \bar{u} (\Delta d + \Delta \bar{d}) = \frac{\Gamma_{1s}^d - a_s^s(\Gamma_6^{l+d} - \Gamma_6^{l-d})}{(a_d^s - a_u^s)(1 - 1.5\omega)} + \frac{a_3}{2}.$$

Выражения (9), (12) определяют суммарный вклад валентных кварков, а (10) – вклад странных кварков и антикварков в спин нуклона.

Таким образом, с помощью первых моментов  $\Gamma_6$  процессов ГНР с заряженным (1) и  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_6$  с нейтральным (4) токами получены выражения для вклада кварков и антикварков по ароматам  $(\Delta u + \Delta \bar{u}, \Delta d + \Delta \bar{d}, \Delta s + \Delta \bar{s})$ , поляризации валентных кварков  $(\Delta u_V, \Delta d_V)$  для рассеяния на поляризованных протонах, нейтронах и дейтронах.

### Литература

1. Precise determination of the spin structure function  $g_1$  of the proton, deuteron and neutron / A. Airapetian [et al.] // Phys. Rev. – 2007. – Vol.D75. – P.012007.
2. The deuteron spin-dependent structure function  $g_1^d$  and its first moment / V.Y. Alexarhin [et al.] // Phys. Lett. – 2007. – Vol. B647. – P. 8–17.
3. Quark helicity distributions from longitudinal spin asymmetries in muon-proton and muon-deuteron scattering / M.G. Alekseev [et al.] // Phys. Lett. – 2010. – Vol. B693. – P. 227–235.
4. Leader, E. Determination of polarized PDFs from a QCD analysis of inclusive and semi-inclusive Deep Inelastic Scattering data / E. Leader, A.V. Sidorov, D.B. Stamenov // Phys. Rev. – 2010. – Vol. D82. – P. 114018.
5. Arbabifar, F. QCD analysis of polarized DIS and the SIDIS asymmetry world data and light sea-quark decomposition / F. Arbabifar, A.N. Khorramian, M. Soleymaninia // Phys. Rev. – 2014. – Vol. D89. – P. 034006.
6. Bass, S.D. Gluon polarization in the proton / S.D. Bass, A. Casey, A.W. Thomas // Phys. Rev. – 2011. – Vol. C83. – P. 038202.
7. Leading order determination of the gluon polarization from DIS events with high –  $P_T$  hadron pairs / C. Adolph [et al.] // Phys. Lett. – 2013.

– Vol. B718. – P. 922–930.

8. Leading and Next-to-Leading Order gluon polarization in the nucleon and longitudinal double spin asymmetries from open charm muon-production / C. Adolph [et al.] // *Phys. Rev.* – 2013. – Vol. D87. – P. 052018.

9. QCD and Hadron Physics / S.J. Brodsky [et al.]. – ArXiv:1502.05728[hep-ph]. – 2015. – 48pp.

10. Measurement of parton distributions of strange quarks in the nucleon from charged-kaon production in deep-inelastic scattering on the deuteron / A. Airapetian [et al.] // *Phys. Lett.* – 2008. – Vol. B666. – P. 446–450.

11. De Florian, D. QCD spin physics: partonic spin structure of the nucleon / D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann, W. Vogelsang // *Prog. Part. Nucl. Phys.* – 2012. – Vol. 67. – P. 251–259.

12. Pretz, J. Nucleon spin structure and parton distribution functions / J.Pretz. – 2011. – 12 pp. – (ArXiv: 1109.2446 [hep-ex]).

13. Schill, Ch. Spin physics at COMPASS // *J.Phys. Conf. Ser.* – 2012. – Vol. 381. – P. 012030.

14. Shevchenko, O.Yu. Valence and sea contributions to the nucleon spin / O.Yu. Shevchenko, R.R. Arhunzyanov, V.Yu. Lavrentyev // *Eur. Phys. J.* – 2011. – Vol. C71. – P. 1713.

15. Konitopoulos, S. Proton spin and tensorgluons / S. Konitopoulos, G. Savvidy. – 2015. – 20 pp. – (ArXiv:1503.02267[hep-ph]).

16. Aschenauer, E.C. Helicity parton distributions at a future Electron–Ion Collider: a quantitative appraisal / E.C. Aschenauer, M. Stratmann, R. Sassot // *Phys. Rev.* – 2012. – Vol. D86. – P. 054020.

17. Accardi, A. Nuclear physics with a medium-energy Electron–Ion Collider / A. Accardi, V. Guzey, A. Prokudin, C. Weiss // *Eur. Phys. J.* – 2012. – Vol. A48. – P. 92.

18. Шильцев, В.Д. Коллайдеры частиц высоких энергий: прошедшие 20 лет, предстоящие 20 лет и отдаленное будущее / В.Д. Шильцев // *УФН.* – 2012. – Т.182, №10. – С.1033-1046.

19. Prokudin, A. Spin effects, QCD, and Jefferson laboratory with 12 GeV electrons / A. Prokudin // *Phys. Part. Nucl.* – 2013. – Vol. 44. – P. 947–953.

20. Nagaytsev, A.P. Spin physics at JINR: present and future / A.P. Nagaytsev // *ЭЧАЯ.* – 2013. – Т.44, вып.6. – С. 1794–1801.

21. A Large Hadron Electron Collider at CERN / LHeC Study Group (J.L. Abelleira Fernandez [et al.]). – AIP Conf. Proc. – 2012. – Vol. 1514.

– P. 1–194.

22. Von Arx, C. QCD corrections to longitudinal spin asymmetries in  $W^\pm$  boson production at RHIC / C. von Arx, T. Gehrmann // Phys. Lett. – 2011. – Vol. B700. – P. 49–54.

23. Cross section and parity violating spin asymmetries of  $W^\pm$  boson production in polarized  $p+p$  collisions at  $\sqrt{s}=500$  GeV // PHENIX Collaboration (A. Adare [et al.]) // Phys. Rev. Lett. – 2011. – Vol. 106. – P. 062001.

24. Measurement of the parity-violating longitudinal single-spin asymmetry for  $W^\pm$  boson production in polarized proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=500$  GeV // STAR Collaboration (M.M. Aggarwal [et al.]) // Phys. Rev. Lett. – 2011. – Vol. 106. – P. 062002.

25. Jimenez-Delgado, P. Parton momentum and helicity distributions in the nucleon / P. Jimenez-Delgado, W. Melnitchouk, J.F. Owens // J. Phys. – 2013. – Vol. G40. – P. 093102.

26. Timoshin, E.S. The nucleon spin in deep inelastic lepton-nucleon scattering with neutral current / E.S. Timoshin, S.I. Timoshin // Nonlinear Dynamics and Applications. – 2011. – Vol. 18. – P. 236–238.