

Литература

1. Kirchner, F. Determination of the velocity of light from electromagnetic measurements according to W. Weber and R. Kohlrausch / F. Kirchner // American Journal of Physics. – 1957. – Vol. 25. – P. 623–925.
2. Максвелл, Дж. К. Избранные сочинения по теории электромагнитного поля / Дж. К. Максвелл. – М.: ГИТТЛ, 1952. – 346 с.
3. Assis, A. On the Electromagnetic and Electrostatic Units of Current and the Meaning of the Absolute System of Units / A. Assis, K. Reich, K. Wiederkehr // Sudhoffs Archiv. – 2004. – Vol. 88, № 1. – P. 10–31. Stable URL: <http://www.jstor.org/stable/20777923>.
4. Graneau, P. Kirchhoff on the motion of electricity in conductors / P. Graneau, A. K. T. Assis // Apeiron. – 1994. – Vol. 19. – P. 19–25.
5. Rosenfeld, L. The Velocity of Light and the Evolution of Electrodynamics / L. Rosenfeld // Nuovo Cimento, Supplement. – 1956. – Vol. 4. – P. 1630–1669.
6. Keller, O. Optical Works of L. V. Lorenz / O. Keller // Progress in Optics. – 2002. – Vol. 43. – P. 195–294.

Е. С. Тимошин, С. И. Тимошин

УО «Гомельский государственный технический университет
имени П. О. Сухого», Гомель, Беларусь

КВАРКОВЫЕ ВКЛАДЫ В СПИН НУКЛОНА ИЗ ИНКЛЮЗИВНОГО И ПОЛУИНКЛЮЗИВНОГО ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРИНО И АНТИНЕЙТРИНО НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НУКЛОНАХ

Нейтринное глубоконеупругое рассеяние (ГНР) на поляризованных мишенях имеет важное значение для изучения структуры адронов, в том числе спиновой структуры нуклона [1, 2]. В отличие от ГНР заряженных лептонов [3–5] нейтринное ГНР позволяет разделять вклады валентных кварков и антикварков (моря) в нуклонный спин. В настоящее время такие данные получают из полуинклюзивных процессов l -ГНР. Однако они зависят от функций фрагментации, что вносит дополнительные неопределенности в экспериментальные данные.

Нейтринные эксперименты с поляризованными мишенями ещё не проводились, поскольку из-за больших размеров пучка для набора необходимой статистики требовались поляризованные мишени в несколько метров и сотен тонн, что технически невозможно осуществить. С появлением мюонного коллайдера [6–9] будет возможным получать высокофокусированные нейтринные пучки [2, 10–14]. Поэтому нейтринные эксперименты с поляризованными мишенями могут впервые стать возможными, так как мишень приблизительно 20 кг будет давать отличную статистику [6, 15]. Нейтринные эксперименты с поляризованными мишенями позволяют получить полное разложение нуклонного спина по кварковым ароматам, что является очень важным для установления природы спина нуклона [6, 15, 16].

Важное место в изучении спиновой структуры нуклона занимает поляризация странных кварков и антикварков Δs и $\Delta \bar{s}$ [17]. КХД-анализы инклюзивных поляризационных данных l -ГНР для извлечения $(\Delta s + \Delta \bar{s})$ применяют измеряемую величину – октетный аксиальный заряд a_8 , который содержит существенные неопределенности. Данные из полуинклюзивных экспериментов имеют существенную зависимость от выбора параметризации функций фрагментации.

В работе [18] предложен подход, свободный от указанных недостатков. Здесь на основе инклюзивных и полуинклюзивных асимметрий ГНР нейтрино и антинейтрино на поляризованных протонах и дейтронах получены выражения для Δs , $\Delta \bar{s}$, $\Delta s + \Delta \bar{s}$.

Для изучения спиновой структуры нуклона важное значение имеют поляризационные данные для нейтрона.

В настоящей работе предлагается способ получения вкладов странных кварков Δs и антикварков $\Delta \bar{s}$, распределений $(\Delta s(x) \pm \Delta \bar{s}(x))$ из данных инклюзивного и полуинклюзивного ГНР (анти) нейтрино на поляризованных нейтронах (${}^3\text{He}$):

$$\nu(\bar{\nu}) + n \rightarrow l^-(l^+) + X, \quad (1)$$

$$\nu(\bar{\nu}) + n \rightarrow l^-(l^+) + \pi + X. \quad (2)$$

Сечения инклюзивных процессов (1) получены в виде

$$\frac{d\sigma_{\nu(\bar{\nu})n}}{dx dy} = 2\sigma_0 x \left[\frac{d\sigma_{\nu(\bar{\nu})n}^a}{dx dy} + \frac{p_N d\sigma_{\nu(\bar{\nu})n}^p}{dx dy} \right], \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma_{\bar{\nu}n}^a}{dx dy} &= u(x) + s(x) + y_1^2 \bar{d}(x), \\
\frac{d\sigma_{\bar{\nu}n}^p}{dx dy} &= \Delta u(x) + \Delta s(x) - y_1^2 \Delta \bar{d}(x), \\
\frac{d\sigma_{\bar{\nu}n}^a}{dx dy} &= y_1^2 d(x) + \bar{u}(x) + \bar{s}(x), \\
\frac{d\sigma_{\bar{\nu}n}^p}{dx dy} &= y_1 \Delta d(x) - \Delta \bar{u}(x) - \Delta \bar{s}(x).
\end{aligned} \tag{4}$$

Здесь $\Delta q(x)$ ($\Delta \bar{q}(x)$) и $q(x)$ ($\bar{q}(x)$) – функции распределения поляризованных и неполяризованных кварков (антикварков) соответственно; $y_1 = 1 - y$.

Поляризационные асимметрии инклюзивного ГНР нейтрино и антинейтрино на поляризованных нейтронах (1) имеют вид

$$A_{\nu n, \bar{\nu} n} = \frac{d\sigma_{\nu n, \bar{\nu} n}^{\downarrow\uparrow, \uparrow\downarrow} - d\sigma_{\nu n, \bar{\nu} n}^{\downarrow\downarrow, \uparrow\uparrow}}{d\sigma_{\nu n, \bar{\nu} n}^{\downarrow\uparrow, \uparrow\downarrow} + d\sigma_{\nu n, \bar{\nu} n}^{\downarrow\downarrow, \uparrow\uparrow}}. \tag{5}$$

где

$$d\sigma = d^2\sigma/dx dy.$$

С учетом (3), (4) получаем для нейтрино

$$A_{\nu n} = \frac{d\sigma_{\nu n}^p}{d\sigma_{\nu n}^a} = \frac{\Delta u(x) + \Delta s(x) - y_1^2 \Delta \bar{d}(x)}{u(x) + s(x) + y_1^2 \bar{d}(x)}, \tag{6}$$

и антинейтрино

$$A_{\bar{\nu} n} = \frac{y_1^2 \Delta d(x) - \Delta \bar{u}(x) - \Delta \bar{s}(x)}{y_1^2 d(x) + \bar{u}(x) + \bar{s}(x)}. \tag{7}$$

Для дифференциальных сечений полуинклюзивных процессов (2) получены выражения

$$\begin{aligned}
d\sigma_{\nu n}^{a\pi} &= u(x) D_u^\pi(z) + y_1^2 \bar{d}(x) D_{\bar{d}}^\pi(z), \\
d\sigma_{\nu n}^{p\pi} &= \Delta u(x) D_u^\pi(z) - y_1^2 \Delta \bar{d}(x) D_{\bar{d}}^\pi(z), \\
d\sigma_{\bar{\nu} n}^{a\pi} &= y_1^2 d(x) D_d^\pi(z) + \bar{u}(x) D_{\bar{u}}^\pi(z), \\
d\sigma_{\bar{\nu} n}^{p\pi} &= y_1^2 \Delta d(x) D_d^\pi(z) - \Delta \bar{u}(x) D_{\bar{u}}^\pi(z).
\end{aligned} \tag{8}$$

Полуинклюзивные асимметрии $A_{\nu n}^{\pi^+-\pi^-}$ и $A_{\bar{\nu}n}^{\pi^+-\pi^-}$ имеют структуру, аналогичную (5), с заменой $\Delta\sigma \rightarrow \Delta\sigma^{\pi^+-\pi^-} = d\sigma^{\pi^+} - d\sigma^{\pi^-}$.

Для них с учетом (8) получаем выражения:

$$A_{\nu n}^{\pi^+-\pi^-} = \frac{d\sigma_{\nu n}^{p(\pi^+-\pi^-)}}{d\sigma_{\nu n}^{a(\pi^+-\pi^-)}} = \frac{\Delta u(x)D_u^{\pi^+-\pi^-} - y_1^2\Delta\bar{d}(x)D_{\bar{d}}^{\pi^+-\pi^-}}{u(x)D_u^{\pi^+-\pi^-} + y_1^2\bar{d}(x)D_{\bar{d}}^{\pi^+-\pi^-}}.$$

Так как $D_{\bar{d}}^{\pi^+-\pi^-} = D_u^{\pi^+-\pi^-}$, то имеем

$$A_{\nu n}^{\pi^+-\pi^-} = \frac{\Delta u(x) - y_1^2\Delta\bar{d}(x)}{u(x) + y_1^2\bar{d}(x)}. \quad (9)$$

Для антинейтрино с учетом $D_{\bar{u}}^{\pi^+-\pi^-} = D_d^{\pi^+-\pi^-}$ получаем

$$A_{\bar{\nu}n}^{\pi^+-\pi^-} = \frac{d\sigma_{\bar{\nu}n}^{p(\pi^+-\pi^-)}}{d\sigma_{\bar{\nu}n}^{a(\pi^+-\pi^-)}} = \frac{y_1^2\Delta d(x) - \Delta\bar{u}(x)}{y_1^2d(x) + \bar{u}(x)}. \quad (10)$$

Совместное применение инклюзивных и полуинклюзивных асимметрий позволяет определить вклады странных кварков Δs и антикварков $\Delta\bar{s}$. Так из асимметрий $A_{\nu n}$ (6) и $A_{\nu n}^{\pi^+-\pi^-}$ (9) получаем распределение $\Delta s(x)$, а его первый момент есть вклад -кварка в спин нуклона:

$$\Delta s = \int_0^1 \Delta s(x) dx = \int_0^1 \left[(A_{\nu n} - A_{\nu n}^{\pi^+-\pi^-}) (u(x) + y_1^2\bar{d}(x)) + s(x)A_{\nu n} \right] dx,$$

а из $A_{\bar{\nu}n}$ (7) и $A_{\bar{\nu}n}^{\pi^+-\pi^-}$ (10) – $\Delta\bar{s}(x)$ и, соответственно, вклад странного антикварка \bar{s} :

$$\Delta\bar{s} = \int_0^1 \left[(A_{\bar{\nu}n}^{\pi^+-\pi^-} - A_{\bar{\nu}n}) (y_1^2d(x) + \bar{u}(x)) - \bar{s}(x)A_{\bar{\nu}n} \right] dx.$$

Рассмотрим поляризационные асимметрии следующего вида:

$$A_{\pm} = \frac{(d\sigma_{\nu}^{\downarrow\uparrow} \pm d\sigma_{\nu}^{\uparrow\uparrow}) - (d\sigma_{\bar{\nu}}^{\downarrow\downarrow} \pm d\sigma_{\bar{\nu}}^{\uparrow\downarrow})}{(d\sigma_{\nu}^{\downarrow\uparrow} \pm d\sigma_{\nu}^{\uparrow\uparrow}) + (d\sigma_{\bar{\nu}}^{\downarrow\downarrow} \pm d\sigma_{\bar{\nu}}^{\uparrow\downarrow})}.$$

Для инклюзивных асимметрий A_{+n} и A_{-n} процессов (1), подставляя (3), (4) получаем выражения:

$$A_{+n} = \frac{d\sigma_{\nu n}^p + d\sigma_{\bar{\nu}n}^p}{d\sigma_{\nu n}^a + d\sigma_{\bar{\nu}n}^a} = \frac{\Delta u_V(x) + y_1^2 \Delta d_V(x) + \Delta s(x) - \Delta \bar{s}(x)}{u(x) + \bar{u}(x) + y_1^2 (d(x) + \bar{d}(x)) + s(x) + \bar{s}(x)}, \quad (11)$$

$$A_{-n} = \frac{d\sigma_{\nu n}^p - d\sigma_{\bar{\nu}n}^p}{d\sigma_{\nu n}^a - d\sigma_{\bar{\nu}n}^a} = \frac{\Delta u(x) + \Delta \bar{u}(x) + \Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x) - y_1^2 (\Delta d(x) + \Delta \bar{d}(x))}{u_V(x) - y_1^2 d_V(x)}. \quad (12)$$

Для полуинклюзивных асимметрий процессов (2) с помощью (8) получаем

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

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

Из асимметрий A_{-n} (12) и $A_{+n}^{\pi^+ - \pi^-}$ (13) можно определить поляризацию странного моря:

$$\Delta s + \Delta \bar{s} = \int_0^1 (A_{-n} - A_{+n}^{\pi^+ - \pi^-}) [u_V(x) - y_1^2 d_V(x)] dx.$$

Таким образом, получены выражения для вкладов странных кварков и антикварков в спин нуклона, не содержащие функции фрагментации, на основе измеряемых асимметрий инклюзивного и полуинклюзивного ГНР нейтрино и антинейтрино на поляризованных нейтронах с заряженным слабым током.

Литература

1. Forte, S. Polarized parton distribution from charged – current deep-inelastic scattering and future neutrino factories / S. Forte, M. L. Mangano, G. Ridolfi // Nucl. Phys. – 2001. – Vol. B602. – P. 585–621.
2. King, B. J. High rate neutrino detectors for neutrino factories / B. J. King // Nucl. Instrum. Meth. – 2000. – Vol. A451. – P. 198–206.
3. Burkardt, M. Spin – polarized high-energy scattering of charged leptons on nucleons / M. Burkardt, A. Miller, W.-D. Nowak // Rep. Prog. Phys. – 2010. – Vol. 73. – P. 016201.

4. Kuhn, S. E. Spin Structure of the Nucleon-Status and Recent Results / S. E. Kuhn, J.-P. Chen, E. Leader // *Prog. Nucl. Part. Phys.* – 2009. – Vol. 63, № 1. – P. 1–69.
5. Deur, A. The Spin Structure of the Nucleon / A. Deur, S. J. Brodsky, G. F. de Teramond // *Rep. Progr. Phys.* – 2019. – Vol. 82. – P. 076201.
6. Harris, D. A. A Small Target Neutrino Deep-Inelastic Scattering Experiment at the First Muon Collider / D. A. Harris, K. S. McFarland // *AIP Conf. Proc.* – 1998. – Vol. 435, № 1. – P. 505–510.
7. Boscolo, M. The Future Prospects of Muon Collider and Neutrino Factories / M. Boscolo, J.-P. Delahaye, M. Palmer // *Rev. Accel. Sci. Tech.* – 2019. – Vol. 10, № 1. – P. 189–214.
8. International Design Study for the Neutrino Factory, Interim Design Report / S. Choubey [et al.]. ArXiv: 1112.2853.
9. Huber, P. The Case for Muon-based Neutrino Beams / P. Huber, A. Bross, M. Palmer // ArXiv: 1411.0629.
10. Schwienhorst, R. Colliding neutrino beams / R. Schwienhorst // *Mod. Phys. Lett.* – 2008. – Vol. A23. – P. 2751–2761.
11. Kaplan, D. M. Muon collider / neutrino factory: status and prospects / D. M. Kaplan // *Nucl. Instrum. Meth.* – 2000. – Vol. A453. – P. 37–48.
12. Mezzetto, M. Beta beams / M. Mezzetto // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* – 2005. – Vol. 143. – P. 309–316.
13. Bonesini, M. Perspectives for Muon Colliders and Neutrino Factories / M. Bonesini // *Frascati Phys. Ser.* – 2016. – Vol. 11. – P. 11–16.
14. Prospects of Heavy Neutrino Searches at Future Lepton Colliders / Banerjee S. [et al.] // *Phys. Rev.* – 2015. – Vol. D92. – P. 075002.
15. Ball, R. D. Flavor Decomposition of Nucleon Structure at a Neutrino Factory / R. D. Ball, D. A. Harris, K. S. McFarland // arXiv: hep-ph:0009223, 2001. – 17 pp.
16. Physics at a Neutrino Factory / C. Albright [et al.]. – ArXiv: hep-ex/0008064.
17. Chang, W.-C. Flavor structure of the Nucleon Sea / W.-C. Chang, J.-C. Peng // *Prog. Part. Nucl. Phys.* – 2014. – Vol. 79. – P. 95–135.
18. Timoshin, E. S. Polarized strange sea in the nucleon / E. S. Timoshin, S. I. Timoshin // *Nonlinear Phenomena in Complex Systems.* – 2011. – Vol. 14, № 2. – P. 196–201.