

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

## **КВАРКОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ В ПРОТОНЕ ИЗ НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНАХ**

Для решения проблемы спина нуклона важное значение имеет ароматовое разделение вкладов кварков и антикварков [1].

В настоящее время отдельно  $\Delta q$  и  $\Delta \bar{q}$  получают из полуинклюзивного  $IN$ -ГНР [2]. Однако здесь данные существенно зависят от функций фрагментации [1, 3], что вносит в них дополнительные неопределенности. Разделение  $\Delta q$  и  $\Delta \bar{q}$  возможно в процессах ГНР нейтрино и антинейтрино на поляризованных мишенях с заряженным током [4, 5].

Нейтринные процессы имеют ряд преимуществ: естественная поляризация нейтрино, число поляризационных структурных функций больше, чем для ГНР заряженных лептонов на нуклонах с электромагнитным током из-за несохранения четности в слабых взаимодействиях [4–6]. Поэтому нейтрино является удобным инструментом для изучения спиновой структуры нуклона.

Однако проведение нейтринных экспериментов с поляризованными мишенями связано с техническими трудностями, главная из которых – огромная масса мишени, необходимая для сбора нужной статистики. Светимость существующих нейтринных пучков потребует мишеней размером несколько метров, которые не могут быть поляризованы.

В то же время имеется перспектива [5, 7] получать высокофокусированные нейтринные пучки от распадов мюонов [8, 9] (нейтринные фабрики), для которых уже можно создать поляризованные мишени. В таком случае проведение нейтринных экспериментов с поляризованными мишенями представляется возможным в будущем. Это даст возможность получать новые данные по спиновой структуре нуклона, которые необходимы для проведения КХД-анализа всей совокупности поляризационных данных по аналогии с неполяризованным ГНР.

В связи с этим является актуальным изучение спиновой структуры нуклона в ГНР (анти) нейтрино на поляризованных мишенях (протонах, нейтронах, дейтронах).

Здесь мы рассматриваем возможность получения вкладов странных кварков и антикварков и валентных кварков в нуклонный спин на

основе измеряемых асимметрий ГНР нейтрино и антинейтрино на поляризованных дейтронах с заряженным слабым током.

Дифференциальные сечения ГНР (анти) нейтрино на поляризованных дейтронах

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

представим в виде

$$\sigma_{\nu(\bar{\nu})d} = \sigma_{\nu(\bar{\nu})d}^a + P_N \sigma_{\nu(\bar{\nu})d}^{Pol} \quad (2)$$

где  $\sigma_{\nu(\bar{\nu})d}^a, Pol$  – неполяризованная и поляризационная части сечений соответственно;  $\sigma = \frac{d^2\sigma}{dx dy}$ ;  $x, y$  – скейлинговые переменные;  $P_N$  – степень поляризации дейтрона.

В ведущем порядке КХД сечения, входящие в (2) получены в следующем виде для нейтрино:

$$\begin{aligned} \sigma_{\nu d}^a &= \frac{\sigma_{\nu p}^a + \sigma_{\nu n}^a}{2} = \\ &= \sigma_0 x \left[ u(x, Q^2) + d(x, Q^2) + 2s(x, Q^2) + y_1^2 (\bar{u}(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2)) \right], \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\nu d}^{Pol} &= \frac{\sigma_{\nu p}^{Pol} + \sigma_{\nu n}^{Pol}}{2} \left( 1 - \frac{3}{2} \omega \right) = \\ &= \sigma_0 x \left[ \Delta u(x, Q^2) + \Delta d(x, Q^2) + 2\Delta s(x, Q^2) - \right. \\ &\quad \left. - y_1^2 (\Delta \bar{u}(x, Q^2) + \Delta \bar{d}(x, Q^2)) \right] \left( 1 - \frac{3}{2} \omega \right) \quad \cdot (4) \end{aligned}$$

и антинейтрино:

$$\sigma_{\bar{\nu} d}^a = \sigma_0 x \left[ y_1^2 (u(x, Q^2) + d(x, Q^2)) + \bar{u}(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2) + 2\bar{s}(x, Q^2) \right], \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\bar{\nu} d}^{Pol} &= \sigma_0 x \left[ y_1^2 (\Delta u(x, Q^2) + \Delta d(x, Q^2)) - \Delta \bar{u}(x, Q^2) - \right. \\ &\quad \left. - \Delta \bar{d}(x, Q^2) - 2\Delta \bar{s}(x, Q^2) \right] \left( 1 - \frac{3}{2} \omega \right). \quad (6) \end{aligned}$$

Здесь  $q(\bar{q})(x, Q^2)$ ,  $\Delta q(\Delta \bar{q})(x, Q^2)$  ( $q = u, d, s$ ) – функции распределения неполяризованных и поляризованных кварков (антикварков);  $y_1 = 1 - y$ ,  $Q^2$  – квадрат переданного импульса от нейтрино (антинейтрино) к лептону (антилептону),  $\omega \simeq 0,05$  – вероятность

D-состояния в волновой функции дейтрона;  $\sigma_0 = \frac{G}{\pi} ME$ ,  $G$  – константа Ферми,  $E$  – энергия нейтрино (антинейтрино),  $M$  – масса дейтрона; « $p$ » и « $n$ » обозначают протон и нейтрон соответственно.

Рассмотрим поляризационные асимметрии процессов (1) следующего вида:

$$A_{\pm d} = \frac{(\sigma_{\nu d}^{\downarrow\uparrow} \pm \sigma_{\bar{\nu} d}^{\uparrow\downarrow}) - (\sigma_{\nu d}^{\downarrow\downarrow} \pm \sigma_{\bar{\nu} d}^{\uparrow\uparrow})}{(\sigma_{\nu d}^{\downarrow\uparrow} \pm \sigma_{\bar{\nu} d}^{\uparrow\downarrow}) + (\sigma_{\nu d}^{\downarrow\downarrow} \pm \sigma_{\bar{\nu} d}^{\uparrow\uparrow})}, \quad (7)$$

где первая стрелка соответствует спиральности нейтрино ( $\downarrow$ ) или антинейтрино ( $\uparrow$ ), вторая – направлению спина дейтрона  $\uparrow$  ( $P_N = 1$ ) и  $\downarrow$  ( $P_N = -1$ ).

С учетом (2) асимметрии  $A_{\pm d}$  принимают вид

$$A_{\pm d} = \frac{\sigma_{\nu d}^{Pol} \pm \sigma_{\bar{\nu} d}^{Pol}}{\sigma_{\nu d}^a \pm \sigma_{\bar{\nu} d}^a}. \quad (8)$$

Подставляя в (8) сечения (2)–(6), получаем асимметрии в терминах партонных распределений

$$A_{+d} = \frac{(1+y_1^2)[\Delta u_V(x, Q^2) + \Delta d_V(x, Q^2)]}{(1+y_1^2)[u(x, Q^2) + \bar{u}(x, Q^2) + d(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2)] + 2(s(x, Q^2) + \bar{s}(x, Q^2))} \left(1 - \frac{3}{2}\omega\right), \quad (9)$$

$$A_{-d} = \frac{(1-y_1^2)[\Delta u(x, Q^2) + \Delta d(x, Q^2) + \Delta \bar{u}(x, Q^2) + \Delta \bar{d}(x, Q^2)] + 2(\Delta s(x, Q^2) + \Delta \bar{s}(x, Q^2))}{(1-y_1^2)[u_V(x, Q^2) + d_V(x, Q^2)]} \left(1 - \frac{3}{2}\omega\right), \quad (10)$$

где  $\Delta q_V(q_V) = \Delta q(q) - \Delta \bar{q}(\bar{q})$  – функции распределения (не)поляризованных валентных кварков.

Рассмотрим полуинклюзивное  $\nu(\bar{\nu})d$ -ГНР

$$\nu(\bar{\nu}) + d \rightarrow l^-(l^+) + \pi^\pm + X. \quad (11)$$

Дифференциальные сечения этих процессов имеют структуру, аналогичную (2), (3), (4), и для них получены следующие выражения в случае рассеяния нейтрино:

$$\sigma_{\bar{v}d}^{a\pi} = \sigma_0 x \left[ d(x, Q^2) D_u^\pi(z) + y_1^2 \bar{u}(x, Q^2) D_d^\pi(z) + u(x, Q^2) D_u^\pi(z) + y_1^2 \bar{d}(x, Q^2) D_d^\pi(z) \right],$$

$$\sigma_{\bar{v}d}^{Pol\pi} = \sigma_0 x \left[ \Delta d(x, Q^2) D_u^\pi(z) - y_1^2 \Delta \bar{u}(x, Q^2) D_d^\pi(z) + \Delta u(x, Q^2) D_u^\pi(z) - y_1^2 \Delta \bar{d}(x, Q^2) D_d^\pi(z) \right] \left( 1 - \frac{3}{2} \omega \right), \quad (12)$$

и антинейтрино

$$\sigma_{\bar{v}d}^{a\pi} = \sigma_0 x \left[ y_1^2 u(x, Q^2) D_d^\pi(z) + \bar{d}(x, Q^2) D_u^\pi(z) + y_1^2 d(x, Q^2) D_d^\pi(z) + \bar{u}(x, Q^2) D_u^\pi(z) \right],$$

$$\sigma_{\bar{v}d}^{Pol\pi} = \sigma_0 x \left[ y_1^2 \Delta u(x, Q^2) D_d^\pi(z) - \Delta \bar{d}(x, Q^2) D_u^\pi(z) + y_1^2 \Delta d(x, Q^2) D_d^\pi(z) - \Delta \bar{u}(x, Q^2) D_u^\pi(z) \right] \left( 1 - \frac{3}{2} \omega \right). \quad (13)$$

В формулах (12), (13)  $D_{q(\bar{q})}^\pi(z)$  – функция фрагментации кварка  $q$  (антикварка  $\bar{q}$ ) в  $\pi$ -мезон.

Полуинклюзивные асимметрии  $A_{\pm d}^{\pi^+ - \pi^-}$  имеют структуру, аналогичную (7), (8), с заменой  $\sigma \rightarrow \sigma^{\pi^+ - \pi^-} = \sigma^{\pi^+} - \sigma^{\pi^-}$ .

С учетом (12), (13) для них получены следующие выражения:

$$A_{+d}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{\Delta u(x, Q^2) + \Delta d(x, Q^2) + \Delta \bar{u}(x, Q^2) + \Delta \bar{d}(x, Q^2)}{u_V(x, Q^2) + d_V(x, Q^2)} \left( 1 - \frac{3}{2} \omega \right), \quad (14)$$

$$A_{-d}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{\Delta u_V(x, Q^2) + \Delta d_V(x, Q^2)}{u(x, Q^2) + \bar{u}(x, Q^2) + d(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2)} \left( 1 - \frac{3}{2} \omega \right). \quad (15)$$

В формулах (14), (15) функции фрагментации сокращаются в числителе и знаменателе в силу соотношений:

$$D_{\bar{d}}^{\pi^+ - \pi^-} = D_u^{\pi^+ - \pi^-}, \quad D_d^{\pi^+ - \pi^-} = -D_u^{\pi^+ - \pi^-}, \quad D_{\bar{u}}^{\pi^+ - \pi^-} = -D_u^{\pi^+ - \pi^-}.$$

Совместное применение инклюзивных и полуинклюзивных асимметрий позволяет определить кварковые вклады в нуклонный спин. Так из асимметрий  $A_{-d}$  (10) и  $A_{+d}^{\pi^+ - \pi^-}$  (14) получаем распределение странного моря ( $\Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x)$ ), а его первый момент есть вклад в спин нуклона

$$\Delta s + \Delta \bar{s} = \int_0^1 [\Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x)] dx = \frac{1-y_1^2}{2-3\omega} \int_0^1 [u_V(x) + d_V(x)] (A_{-d} - A_{+d}^{\pi^+ - \pi^-}) dx. \quad (16)$$

Из асимметрии  $A_{-d}^{\pi^+ - \pi^-}$  ( $A_{+d}$ ) можно получить суммарный вклад валентных кварков

$$\Delta u_V + \Delta d_V = \frac{1}{1 - \frac{3}{2}\omega} \int_0^1 A_{-d}^{\pi^+ - \pi^-} [u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x)] dx.$$

В то же время совместное применение этих асимметрий, т.е. (9) и (15), дает возможность доступа к распределению неполяризованных кварков и антикварков

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

Таким образом, получены выражения для вкладов в спин нуклона странных кварков и антикварков ( $\Delta s + \Delta \bar{s}$ ), суммарного вклада валентных кварков, не содержащие функций фрагментации, с помощью поляризационных инклюзивных и полуинклюзивных асимметрий ГНР нейтрино и антинейтрино на поляризованных дейтронах с заряженным током, которые можно измерять в нейтринных экспериментах. Из этих асимметрий также можно получать информацию о распределении неполяризованного странного моря [ $s(x) + \bar{s}(x)$ ].

## Литература

1. The Electron-Ion Collider: Assessing the Energy Dependence of Key Measurements / E. C. Aschenauer [et al.]. – ArXiv: 1708.01527 [nucl-ex].
2. Ball, R. D. The Proton Spin, Semi-inclusive processes, and a future Electron-Ion Collider / R. D. Ball, A. Deshpande. – ArXiv: 1801.04842 [hep-ph].
3. Leader, E. New analysis concerning the strong quark polarization puzzle / E. Leader, A. V. Sidorov, D. B. Stamenov // Phys. Rev. – 2015. – Vol. D91. – P. 054017.
4. 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.
5. King, B. J. High rate neutrino detectors for neutrino factories / B. J. King // Nucl. Instrum. Meth. – 2000. – Vol. A451. – P. 198–206.
6. Kaur, J. Spin distribution in the quark-parton model / J. Kaur // Nucl. Phys. – 1977. – Vol. B128. – P. 219–251.
7. Schwienhorst, R. Colliding neutrino beams / R. Schwienhorst //

Mod. Phys. Lett. – 2008. – Vol. A23. – P. 2751–2761.

8. Kaplan, D. M. Muon collider / neutrino factory: status and prospects / D. M. Kaplan // Nucl. Instrum. Meth. – 2000. – Vol. A453. – P. 37–48.

9. Mezzetto, M. Beta beams / M. Mezzetto // Nucl. Phys. Proc. Suppl. – 2005. – Vol. 143. – P. 309–316.