

**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:

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

и антинейтрино

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

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

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

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.

**К. И. Ушева<sup>1</sup>, А. А. Хрущинский<sup>1</sup>, Л. Ф. Бабичев<sup>2</sup>, С. А. Кутень<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Институт ядерных проблем БГУ, Минск, Беларусь

<sup>2</sup>ОИЭЯИ-Сосны НАН Беларуси, Минск, Беларусь

## **ФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИ ОТРАЖАТЕЛЯ РЕАКТОРА ВВЭР-1200 В КОДЕ SERPENT**

### **Введение**

Для анализа стационарных и переходных процессов в активной зоне реактора типа ВВЭР широко применяются крупносеточные коды (БИПР-7А, DYN3D [1] и др.), основанные на решении уравнения переноса нейтронов в диффузионном приближении. Для моделирования нейтронно-физических процессов в активной зоне реактора с помощью таких кодов необходимо создать константную библиотеку – набор макроскопических сечений и констант, являющихся коэффициентами диффузионного уравнения переноса. Она обычно создается с помощью спектральных кодов, как детерминистических (HELIOS, CASMO, ТВС-М и др.), удобных для практического применения, так и прецизионных (Tripoli-4, Serpent [2] и др.), основанных на Монте-Карло моделировании транспорта нейтронов. Библиотека для активной зоны реактора состоит из совокупности наборов диффузионных констант для отдельных тепловыделяющих сборок (ТВС), составляющих активную зону.

Расчет библиотеки сечений для одной ТВС обычно не составляет особых трудностей даже для прецизионных Монте-Карло кодов, т.к. в модели ТВС с известными материальными и геометрическими характеристиками всегда присутствует источник нейтронов в виде делящегося материала (топливные таблетки) внутри тепловыделяющих элементов (ТВЭЛОВ). Задача сводится в конечном итоге к вычислению коэффициента размножения для системы (модель ТВС). При моделировании активной зоны реактора возникает вопрос о граничных условиях на границе ее топливной части, определяемой совокупностью ТВС. В реакторе типа ВВЭР окружение топливной части (выгородка и дру-