Е. С. Тимошин, С. И. Тимошин
Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого,
г. Гомель, Республика Беларусь

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

Нейтринное ГНР на поляризованных мишенях имеет важное значение для изучения спиновой структуры нуклона. Высокофокусированные нейтринные пучки с хорошо известным энергетическим спектром можно получать от распадов мюонов на мюонном коллайдере [1–5]. С пучками нейтрино и антинейтрино от мюонного коллайдера эксперименты с поляризованными мишенями становятся возможными, поскольку уже мишень массой приблизительно 20 кг будет обеспечивать хорошую статистику.

В настоящей работе рассматриваются способы получения вкладов кварков и антикварков в нуклонный спин на основе измеряемых инклюзивных и полуинклюзивных асимметрий в ГНР нейтрино и антинейтрино на поляризованных нуклонах.

Рассмотрим инклюзивные

$$\nu(\bar{\nu})+N\to\nu(\bar{\nu})+\mathrm{X} \tag{1}$$

и полуинклюзивные с рождением π–мезона

$$\nu(\bar{\nu})+N\to\nu(\bar{\nu})+\pi+\mathrm{X} \tag{2}$$

процессы ГНР нейтрино и антинейтрино на поляризованных нуклонах с нейтральным током. Дифференциальные сечения инклюзивных процессов (1) получены в следующем виде:

$$\sigma_{\nu,\bar{\nu}}=\sigma^{a}_{\nu,\bar{\nu}}+P_N\sigma^{p}_{\nu,\bar{\nu}}, \tag{3}$$

где $\sigma=\dfrac{d^2\sigma}{dx\,dy}$;

$P_N=\pm1$ – степень продольной поляризации нуклона,

$$\sigma^{a}_{\nu,\bar{\nu}}=\frac{x\sigma_0}{2}\left[\sum_q\left(y_1^{+}a_q\pm2y_1^{-}b_q\right)q(x)+\sum_q\left(y_1^{+}a_q\mp2y_1^{-}b_q\right)\bar{q}(x)\right], \tag{4}$$

$$\sigma^{p}_{\nu,\bar{\nu}}=\frac{x\sigma_0}{2}\left[\sum_q\left(2y_1^{+}b_q\pm y_1^{-}a_q\right)\Delta q(x)+\sum_q\left(-2y_1^{+}b_q\pm y_1^{-}a_q\right)\Delta\bar{q}(x)\right], \tag{5}$$

$$\sigma_0=\frac{G^2}{\pi}\mathrm{ME};\quad a_q=\left(g_V^2+g_A^2\right)_q;\quad b_q=\left(g_Vg_A\right)_q;\quad q=u,d,s;$$

$$g_{Vu}=\frac{1}{2}-\frac{4}{3}\sin^2\Theta_W;\quad g_{Au}=\frac{1}{2};\quad g_{Vd}=g_{Vs}=\frac{1}{2}+\frac{2}{3}\sin^2\Theta_W;\quad g_{Ad}=g_{As}=-\frac{1}{2},$$

где Θ_W – угол Вайнберга;

$y_1^{\pm}=1\pm y_1^2,\quad y_1=1-y;$

M – масса мишени (нуклона);

E – энергия начального нейтрино (антинейтрино);

G – константа Ферми;

x, y – скейлинговые переменные;

$q(x)(\bar{q}(x))$ $q(x)(\Delta\bar{q}(x))$ – функции распределения неполяризованных и поляризованных кварков (антикварков) соответственно;

$\sigma^{a}_{\nu,\bar{\nu}}$ и $\sigma^{p}_{\nu,\bar{\nu}}$ – неполяризованная и поляризационная части сечений (3).

Поляризационные асимметрии определим, как следующие комбинации сечений (3):

$$A_{\nu,\bar{\nu}} = \frac{\sigma^{\downarrow\uparrow,\uparrow\uparrow}_{\nu,\bar{\nu}} - \sigma^{\downarrow\downarrow,\uparrow\downarrow}_{\nu,\bar{\nu}}}{\sigma^{\downarrow\uparrow,\uparrow\uparrow}_{\nu,\bar{\nu}} + \sigma^{\downarrow\downarrow,\uparrow\downarrow}_{\nu,\bar{\nu}}}\ , \tag{6}$$

$$A_{\pm} = \frac{\left(\sigma^{\downarrow\uparrow}_{\nu} \pm \sigma^{\uparrow\uparrow}_{\bar{\nu}}\right) - \left(\sigma^{\downarrow\downarrow}_{\nu} \pm \sigma^{\uparrow\downarrow}_{\bar{\nu}}\right)}{\left(\sigma^{\downarrow\uparrow}_{\nu} \pm \sigma^{\uparrow\uparrow}_{\bar{\nu}}\right) + \left(\sigma^{\downarrow\downarrow}_{\nu} \pm \sigma^{\uparrow\downarrow}_{\bar{\nu}}\right)}\,. \tag{7}$$

Первая стрелка соответствует спиральности нейтрино (↓) или антинейтрино (↑), а вторая – направлению спина частицы-мишени ↑ ($P_N = +1$) и ↓ ($P_N = -1$). Подставляя в (6), (7) сечения (3) получаем для асимметрий

$$A_{\nu,\bar{\nu}} = \frac{\sigma^{p}_{\nu,\bar{\nu}}}{\sigma^{a}_{\nu,\bar{\nu}}}\ , \tag{8}$$

$$A_{\pm} = \frac{\sigma^{p}_{\nu} \pm \sigma^{p}_{\bar{\nu}}}{\sigma^{a}_{\nu} \pm \sigma^{a}_{\bar{\nu}}}\ . \tag{9}$$

Дифференциальные сечения (4), (5) инклюзивных процессов (1) в области малых y $(y \to 0)$ принимают следующий вид:

$$\sigma^{a}_{\nu,\bar{\nu}} = x\sigma_0 \left[\sum_q a_q q(x) + \sum_q a_q \bar{q}(x)\right], \tag{10}$$

$$\sigma^{p}_{\nu,\bar{\nu}} = 2x\sigma_0 \left[\sum_q b_q \Delta q(x) - \sum_q b_q \Delta\bar{q}(x)\right]. \tag{11}$$

Тогда в случае рассеяния на поляризованных протонах из (8) с помощью (10), (11) для поляризационных инклюзивных асимметрий $A_{\nu p}$ и $A_{\bar{\nu} p}$ получаем

$$A_{\nu p} = A_{\bar{\nu} p} = \frac{2\left[b_u \Delta u_V(x) + b_d \Delta d_V(x)\right]}{\sum_{q=u,d,s} a_q \left[q(x) + \bar{q}(x)\right]}\,. \tag{12}$$

Для полуинклюзивных асимметрий $A^{\pi^+-\pi^-}_{\nu p,\,\bar{\nu} p}$ процессов (2) из инклюзивных сечений с учетом замен

$$\sigma \to \sigma^{\pi^+-\pi^-}, \quad \Delta q(x) \to \Delta q(x) D_q^{\pi^+-\pi^-}(z), \; \bar{q}(x) \to \Delta\bar{q}(x) D_{\bar{q}}^{\pi^+-\pi^-}(z),$$

$$\Delta q(x)\left(\Delta\bar{q}(x)\right) \to \Delta q(x) D_q^{\pi^+-\pi^-}(z)\left(\Delta\bar{q}(x) D_{\bar{q}}^{\pi^+-\pi^-}(z)\right)$$

и соотношений между функциями фрагментации

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

Получаем

$$A_{\nu p}^{\pi^+-\pi^-} = A_{\bar{\nu} p}^{\pi^+-\pi^-} = \frac{2\left[b_u\left(\Delta u(x) + \Delta\bar{u}(x)\right) - b_d\left(\Delta d(x) + \Delta\bar{d}(x)\right)\right]}{a_u u_V(x) - a_d d_V(x)}. \tag{13}$$

Подчеркнем, что полуинклюзивные асимметрии не зависят от функций фрагментации, что является их преимуществом.

Заметим, что в (13) содержатся функции распределения поляризованных $u(\bar{u})u\,d(\bar{d})-$ (анти)кварков, т. е. $\Delta u(x)$, $\Delta\bar{u}(x)$, $\Delta d(x)$, $\Delta\bar{d}(x)$, первые моменты которых есть соответствующие вклады в спин нуклона.

Поэтому из (13) с помощью измеряемых величин a_8 и a_3

$$\begin{aligned} a_3 &= \left(\Delta u + \Delta\bar{u}\right) - \left(\Delta d + \Delta\bar{d}\right), \\ a_8 &= \left(\Delta u + \Delta\bar{u}\right) + \left(\Delta d + \Delta\bar{d}\right) - 2\left(\Delta s + \Delta\bar{s}\right). \end{aligned} \tag{14}$$

получаем выражения для вкладов кварковых ароматов (u, d, s) в нуклонный спин

$$\Delta u + \Delta\bar{u} = \frac{\frac{1}{2}\int_0^1 A_{\nu p}^{\pi^+-\pi^-}\left[a_u u_V(x) - a_d d_V(x)\right]dx - a_3 b_d}{b_u - b_d},$$

$$\Delta d + \Delta\bar{d} = \frac{\frac{1}{2}\int_0^1 A_{\nu p}^{\pi^+-\pi^-}\left[a_u u_V(x) - a_d d_V(x)\right]dx - a_3 b_u}{b_u - b_d},$$

$$\Delta s + \Delta\bar{s} = \frac{\frac{1}{2}\int_0^1 A_{\nu p}^{\pi^+-\pi^-}\left[a_u u_V(x) - a_d d_V(x)\right]dx - a_8 b_u - \frac{1}{2}\left(b_u + b_d\right)\left(a_3 - a_8\right)}{b_u - b_d}.$$

Инклюзивные асимметрии (12) дают доступ к поляризации валентных кварков Δu_V и Δd_V. Для их определения привлечем аналогичные асимметрии для дейтрона при $y \to 0$

$$A_{\nu d} = A_{\bar{\nu} d} = \frac{2\left(b_u + b_d\right)\left[\Delta u_V(x) + \Delta d_V(x)\right]}{\left(a_u + a_d\right)\left[u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x)\right] + 2a_s\left[s(x) + \bar{s}(x)\right]}\left(1 - 1{,}5\omega\right). \tag{15}$$

Тогда из асимметрий (12) и (15) получаем выражение для вкладов валентных кварков в спин нуклона, переходя к первым моментам кварковых распределений

$$\Delta u_V = \frac{(b_u + b_d)\int_0^1 A_{\nu p} \sum_{q=u,d,s} a_q \left[q(x) + \bar{q}(x)\right] dx}{2\left(b_u^2 - b_d^2\right)} -$$

$$- \frac{b_d \int_0^1 A_{\nu d} \left[(a_u + a_d)\left(u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x)\right) + 2a_s\left(s(x) + \bar{s}(x)\right)\right] dx}{2\left(b_u^2 - b_d^2\right)},$$

$$\Delta d_V = \frac{b_u \int_0^1 A_{\nu d} \left[(a_u + a_d)\left(u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x)\right) + 2a_s\left(s(x) + \bar{s}(x)\right)\right] dx}{2\left(b_u^2 - b_d^2\right)} -$$

$$- \frac{(b_u + b_d)\int_0^1 A_{\nu p} \sum_{q=u,d,s} a_q \left[q(x) + \bar{q}(x)\right] dx}{2\left(b_u^2 - b_d^2\right)}.$$

Рассмотрим асимметрии (7). Они не зависят от переменной y и получены для инклюзивных процессов (1) в виде:

$$A_{+p} = \frac{2\left[b_u \Delta u_V(x) + b_d \Delta d_V(x)\right]}{a_u\left(u(x) + \bar{u}(x)\right) + a_d\left(d(x) + \bar{d}(x)\right) + a_s\left(s(x) + \bar{s}(x)\right)}, \tag{16}$$

$$A_{-p} = \frac{a_u\left[\Delta u(x) + \Delta\bar{u}(x)\right] + a_d\left[\Delta d(x) + \Delta\bar{d}(x)\right] + a_s\left[\Delta s(x) + \Delta\bar{s}(x)\right]}{2\left[b_u u_V(x) + b_d d_V(x)\right]}. \tag{17}$$

и для полуинклюзивных процессов (2)

$$A_{+p}^{\pi^+-\pi^-} = \frac{2\left[b_u\left(\Delta u(x) + \Delta\bar{u}(x)\right) - b_d\left(\Delta d(x) + \Delta\bar{d}(x)\right)\right]}{a_u u_V(x) - a_d d_V(x)}, \tag{18}$$

$$A_{-p}^{\pi^+-\pi^-} = \frac{a_u \Delta u_V(x) - a_d \Delta d_V(x)}{2\left[b_u\left(u(x) + \bar{u}(x)\right) - b_d\left(d(x) + \bar{d}(x)\right)\right]}. \tag{19}$$

Из асимметрий (12), (19) имеем

$$\begin{aligned}\Delta u_V &= \frac{\frac{a_d}{2}\int_0^1 A_{\nu p(\bar{\nu} p)}\left[a_u\left(u(x) + \bar{u}(x)\right) + a_d\left(d(x) + \bar{d}(x)\right) + a_s\left(s(x) + \bar{s}(x)\right)\right] dx}{a_d b_u + a_u b_d} + \\ &+ \frac{2b_d \int_0^1 A_{-p}^{\pi^+-\pi^-}\left[b_u\left(u(x) + \bar{u}(x)\right) - b_d\left(d(x) + \bar{d}(x)\right)\right] dx}{a_d b_u + a_u b_d},\end{aligned} \tag{20}$$

$$\Delta d_V = \frac{\frac{a_u}{2}\int_0^1 A_{\nu p(\bar{\nu} p)}\left[a_u\left(u(x) + \bar{u}(x)\right) + a_d\left(d(x) + \bar{d}(x)\right) + a_s\left(s(x) + \bar{s}(x)\right)\right] dx}{a_d b_u + a_u b_d} -$$

$$- \frac{2b_u \int_0^1 A_{-p}^{\pi^+-\pi^-}\left[b_u\left(u(x) + \bar{u}(x)\right) - b_d\left(d(x) + \bar{d}(x)\right)\right] dx}{a_d b_u + a_u b_d}$$

Асимметрия A_{-p} (17) дает возможность получения вкладов кварков и антикварков. Поэтому из (17) и (14) имеем

$$\Delta u+\Delta\bar{u}=\frac{I+a_d a_3+\frac{a_s}{2}\left(a_3+a_8\right)}{\sum_q a_q},$$

$$\Delta d+\Delta\bar{d}=\frac{I-a_u a_3-\frac{a_s}{2}\left(a_8-a_3\right)}{\sum_q a_q},$$

$$\Delta s+\Delta\bar{s}=\frac{I-a_u a_3-\frac{1}{2}\left(a_8-a_3\right)\left(a_u+a_d\right)}{\sum_q a_q},$$

где $I=2\int_0^1 A_{-p}\left[b_u u_V\left(x\right)+b_d d_V\left(x\right)\right]dx,\ q=u,d,s$.

Для ГНР (анти)нейтрино на поляризованных нейтронах в выражениях для кварковых вкладов $\left(\left(\Delta u+\Delta\bar{u}\right),\left(\Delta d+\Delta\bar{d}\right),\left(\Delta s+\Delta\bar{s}\right),\ \Delta u_V\text{ и }\Delta d_V\right)$ в спин нуклона необходимо сделать следующие замены:

$$a_u\leftrightarrow a_d,\ b_u\leftrightarrow b_d,\ A_{\nu p,\bar{\nu}p}\to A_{\nu n,\bar{\nu}n},\ A_{\pm p}\to A_{\pm n}.$$

Таким образом, получены кварковые вклады в спин нуклона области малых $\left(y\to 0\right)$ значений скейлинговой переменной y в ГНР нейтрино и антинейтрино на поляризованных протонах и нейтронах. Вклады кварковых ароматов $\left(\Delta u+\Delta\bar{u}\right)$, $\left(\Delta d+\Delta\bar{d}\right)$,$\left(\Delta s+\Delta\bar{s}\right)$ можно определять из асимметрий A_{-p} и $A_{\nu p(\bar{\nu}p)}^{\pi^+-\pi^-}$ при малых y. В этой же области поляризацию валентных кварков $\Delta u_V,\Delta d_V$ можно определять из асимметрий $A_{\nu p(\bar{\nu}p)}$ и $A_{\nu d,\bar{\nu}d}$ или $A_{-p}^{\pi^+-\pi^-}$.

Литература

1. 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.
2. 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.
3. 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.
4. International Design Study for the Neutrino factory, Interim Design Report / S. Choubey [et al.]. – ArXiv: 1112.2853.
5. Huber, P. The Case for Muon-based Neutrino Beans / P. Huber, A. Bross, M. Palmer. – ArXiv: 1411.0629.