

ВКЛАДЫ КВАРКОВ В СПИН НУКЛОНА В ПОЛУИНКЛЮЗИВНОМ ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ЛЕПТОНОВ НА ДЕЙТРОНАХ

С.И. Тимошин, Е.А. Дегтярёва
ГГТУ имени П.О.Сухого

Аннотация

Рассматривается возможность определения вкладов кварковых ароматов с помощью асимметрий полуинклюзивного глубоконеупругого лептон-нуклонного рассеяния. Представлены численные результаты измеряемых асимметрий.

Введение

Исследование спиновой структуры нуклона [1,2] является одной из задач физики частиц. Полуинклюзивные процессы – это источник новых данных о спиновой структуре нуклона [3]. С помощью данных, которые могут быть получены в экспериментах такого типа, можно получить дополнительную информацию для кварковых ароматов.

1. Наблюдаемые асимметрии.

Рассмотрим процесс полуинклюзивного ГНР поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах с заряженным слабым током

$$\ell + p \rightarrow \nu + h + X. \quad (1)$$

Дифференциальное сечение процесса (1) для рассеяния лептона получено в лидирующем порядке КХД в виде:

$$\left(\frac{d^3 \sigma_{\ell' \nu}}{dx dy dz} \right)^h = 2\rho x \left\{ \sum_{q_i, \bar{q}_i} q_i(x, Q^2) D_{q_i}^h(z, Q^2) + y_1^2 \sum_{\bar{q}_j, \bar{q}_i} \bar{q}_j(x, Q^2) D_{\bar{q}_i}^h(z, Q^2) + \right. \\ \left. + P_N \left(\sum_{q_i, \bar{q}_i} \Delta q_i(x, Q^2) D_{q_i}^h(z, Q^2) - y_1^2 \sum_{\bar{q}_j, \bar{q}_i} \Delta \bar{q}_j(x, Q^2) D_{\bar{q}_i}^h(z, Q^2) \right) \right\}, \quad (2)$$

где $q_i = d, s, b$, $\bar{q}_i = \bar{u}, \bar{s}, \bar{b}$, $\bar{q}_j = \bar{u}, \bar{c}, \bar{t}$.

Для случая рассеяния антилептона дифференциальное сечение имеет вид:

$$\left(\frac{d^3 \sigma_{\ell' \nu}}{dx dy dz} \right)^h = 2\rho x \left\{ y_1^2 \sum_{q_i, \bar{q}_i} q_i(x, Q^2) D_{q_i}^h(z, Q^2) + \sum_{\bar{q}_j, \bar{q}_i} \bar{q}_j(x, Q^2) D_{\bar{q}_i}^h(z, Q^2) + \right. \\ \left. + P_N \left(\sum_{q_i, \bar{q}_i} \Delta q_i(x, Q^2) D_{q_i}^h(z, Q^2) - \sum_{\bar{q}_j, \bar{q}_i} \Delta \bar{q}_j(x, Q^2) D_{\bar{q}_i}^h(z, Q^2) \right) \right\}, \quad (3)$$

где $q_i = u, c, t$, $q_j = d, s, b$, $\bar{q}_i = \bar{u}, \bar{c}, \bar{t}$, $\bar{q}_j = \bar{d}, \bar{s}, \bar{b}$.

Здесь $\rho = \frac{G^2 s}{2\pi} \left(\frac{1}{1 + Q^2/m_w^2} \right)^2$, G – константа Ферми, m_w – масса

W – бозона, $x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}$, $y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}$, $y_1 = 1 - y$, $Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$, $s = 2p \cdot k$, $k(k')$ и p есть 4-импульс начального (конечного) лептона и протона соответственно, P_N – степень продольной поляризации протона, $q(x), \Delta q(x)$ ($\bar{q}(x), \Delta \bar{q}(x)$) – функции распределения неполяризованного и поляризованного кварка (антикварка), $D_q^h(z, Q^2)$ ($D_{\bar{q}}^h(z, Q^2)$) – функции фрагментации кварка (антикварка) в адрон h .

Наблюдаемые поляризационные асимметрии процессов (1) построим как комбинации сечений (2), (3):

$$A_{\ell^+}^{h^+h^-} = \frac{\left(\frac{d^3 \sigma_{\ell^+}^{\downarrow\uparrow}}{dx dy dz} \right)^{h^+h^-} - \left(\frac{d^3 \sigma_{\ell^+}^{\uparrow\downarrow}}{dx dy dz} \right)^{h^+h^-}}{\left(\frac{d^3 \sigma_{\ell^+}^{\downarrow\uparrow}}{dx dy dz} \right)^{h^+h^-} + \left(\frac{d^3 \sigma_{\ell^+}^{\uparrow\downarrow}}{dx dy dz} \right)^{h^+h^-}}, \quad (4)$$

$$A_{\ell^+}^{h^+h^-} = \frac{\left(\frac{d^3 \sigma_{\ell^+}^{\uparrow\uparrow}}{dx dy dz} \right)^{h^+h^-} - \left(\frac{d^3 \sigma_{\ell^+}^{\downarrow\downarrow}}{dx dy dz} \right)^{h^+h^-}}{\left(\frac{d^3 \sigma_{\ell^+}^{\uparrow\uparrow}}{dx dy dz} \right)^{h^+h^-} + \left(\frac{d^3 \sigma_{\ell^+}^{\downarrow\downarrow}}{dx dy dz} \right)^{h^+h^-}}, \quad (5)$$

$$A_{\perp}^{h^+h^-} = \frac{\left[\left(\frac{d^3 \sigma_{\ell^+}^{\downarrow\uparrow}}{dx dy dz} \right)^{h^+h^-} \pm \left(\frac{d^3 \sigma_{\ell^+}^{\uparrow\downarrow}}{dx dy dz} \right)^{h^+h^-} \right] - \left[\left(\frac{d^3 \sigma_{\ell^+}^{\downarrow\downarrow}}{dx dy dz} \right)^{h^+h^-} \pm \left(\frac{d^3 \sigma_{\ell^+}^{\uparrow\uparrow}}{dx dy dz} \right)^{h^+h^-} \right]}{\left[\left(\frac{d^3 \sigma_{\ell^+}^{\downarrow\uparrow}}{dx dy dz} \right)^{h^+h^-} \pm \left(\frac{d^3 \sigma_{\ell^+}^{\uparrow\downarrow}}{dx dy dz} \right)^{h^+h^-} \right] + \left[\left(\frac{d^3 \sigma_{\ell^+}^{\downarrow\downarrow}}{dx dy dz} \right)^{h^+h^-} \pm \left(\frac{d^3 \sigma_{\ell^+}^{\uparrow\uparrow}}{dx dy dz} \right)^{h^+h^-} \right]} \quad (6)$$

Первая стрелка означает направление спина начального лептона (\downarrow) или антилептона (\uparrow), а вторая – направление спина протона: \uparrow ($P_N = +1$), \downarrow ($P_N = -1$).

Рассмотрим рассеяние на дейтроне. Сечения в этом случае равны

$$\sigma_d^{pol} = \frac{\sigma_p^{pol} + \sigma_n^{pol}}{2} \cdot (1 - 1,5\omega), \quad (7)$$

$$\sigma_d^a = \frac{\sigma_p^a + \sigma_n^a}{2} \cdot (1 - 1,5\omega), \quad (8)$$

где σ_d^{pol} , σ_p^{pol} , σ_n^{pol} — поляризаационные части сечения для случая рассеяния дейтрона, протона и нейтрона соответственно; σ^a — неполяризаационные части сечения.

С помощью (4) — (6), и учитывая соотношения для функций фрагментации π - мезона [4], асимметрии для случая рассеяния на дейтроне принимают вид

$$A_{e,d}^{\pi^+-\pi^-} = \frac{\Delta u(x, Q^2) + \Delta d(x, Q^2) - y_1^2 (\Delta \bar{d}(x, Q^2) + \Delta \bar{u}(x, Q^2))}{u(x, Q^2) + d(x, Q^2) + y_1^2 (\bar{d}(x, Q^2) + \bar{u}(x, Q^2))} (1 - \frac{3}{2}\omega), \quad (9)$$

$$A_{e,d}^{\pi^0-\pi^0} = \frac{y_1^2 (\Delta d(x, Q^2) + \Delta u(x, Q^2)) - \Delta \bar{u}(x, Q^2) - \Delta \bar{d}(x, Q^2)}{\bar{u}(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2) + y_1^2 (d(x, Q^2) + u(x, Q^2))} (1 - \frac{3}{2}\omega), \quad (10)$$

$$A_{\nu,d}^{\pi^+-\pi^-} = \frac{\Delta u(x, Q^2) + \Delta \bar{u}(x, Q^2) + \Delta d(x, Q^2) + \Delta \bar{d}(x, Q^2)}{u_\nu(x, Q^2) + d_\nu(x, Q^2)} (1 - \frac{3}{2}\omega), \quad (11)$$

$$A_{\nu,d}^{\pi^0-\pi^0} = \frac{\Delta u_\nu(x, Q^2) + \Delta d_\nu(x, Q^2)}{u(x, Q^2) + \bar{u}(x, Q^2) + (d(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2))} (1 - \frac{3}{2}\omega). \quad (12)$$

2. Вклады кварковых ароматов.

Для дальнейшего исследования спиновой структуры лептона будем использовать дополнительную измеряемую величину — аксиальный заряд a_3 , который в кварк-партоновой модели равен

$$a_3 = (\Delta u + \Delta \bar{u}) - (\Delta d + \Delta \bar{d}). \quad (13)$$

Вклады кварковых ароматов $(\Delta u + \Delta \bar{u})$, $(\Delta d + \Delta \bar{d})$ получим в результате совместного решения (11) и (13)

$$\Delta u + \Delta \bar{u} = \frac{1}{2} \int_0^1 \left(a_3 + \frac{u_\nu + d_\nu}{1 - 1,5\omega} \cdot A_{\nu,d}^{\pi^+-\pi^-} \right) dx, \quad (14)$$

$$\Delta d + \Delta \bar{d} = \frac{1}{2} \int_0^1 \left(\frac{u_\nu + d_\nu}{1 - 1,5\omega} \cdot A_{\nu,d}^{\pi^+-\pi^-} - a_3 \right) dx. \quad (15)$$

3. Численные результаты рассматриваемых асимметрий.

Асимметрия $A_{e,d}^{\pi^+-\pi^-}$ (рисунок 1) и $A_{\nu,d}^{\pi^+-\pi^-}$ (рисунок 2) являются значимыми в измеряемой кинематической области (x, y) и могут достигать 70 % в области больших x .

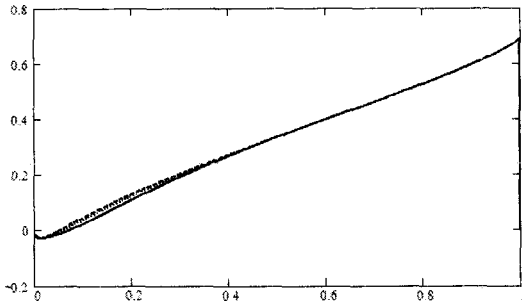


Рисунок 1. Асимметрия $A_{\bar{c}d}^{\pi^+-\pi^-}$ (нижняя линия при $y = 0.1$, средняя – при $y = 0.5$, верхняя – при $y = 0.9$).

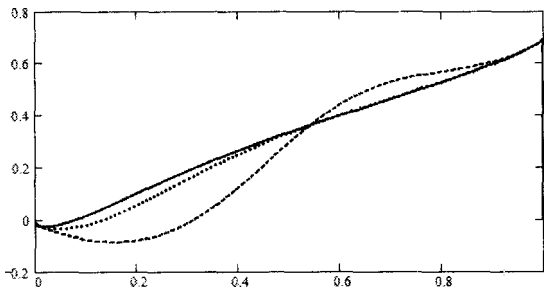


Рисунок 2. Асимметрия $A_{\bar{c}d}^{\pi^+-\pi^-}$ (верхняя линия при $y = 0.1$, средняя – при $y = 0.5$, нижняя – при $y = 0.9$).

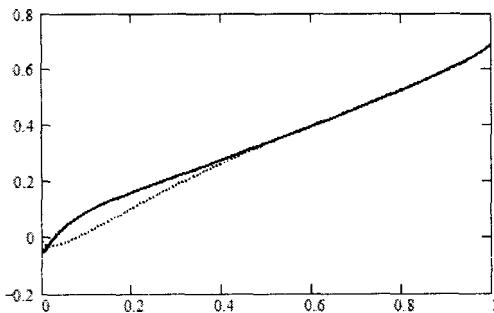


Рисунок 3. Асимметрии $A_{+,d}^{\pi^+-\pi^-}$ (сплошная линия) и $A_{-,d}^{\pi^+-\pi^-}$ (пунктирная линия).

Поведение асимметрии $A_{+d}^{\kappa^+\kappa^-}$ и $A_{-d}^{\kappa^+\kappa^-}$ (рисунок 3) практически одинаковое, за исключением области малых x , где их разница составляет около 10 %.

Закключение.

В данной работе выполнен численный анализ наблюдаемых величин – асимметрий полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния лептонов на дейтронах. Преимуществом рассматриваемых асимметрий является их независимость от функций фрагментации. С помощью этих асимметрий можно получить вклады u -, d -кварков в спин нуклона.

Список использованных источников

1. Forte S., Goto Y. Spin physics / S. Forte, Y. Goto. 2006. 15p. (ArXiv: hep-ph / 0609127).
2. Boer D. [et al.] Spin physics: session summary / D. Boer. 2007. 17 p. (ArXiv: hep-ph / 0707.1259).
3. Sissakian, A. N. [et al.] NLO QCD procedure of the SIDIS data analysis with respect to light quark polarized sea, – 2004. – 20 p. (ArXiv: hep-ph / 0312084).
4. Christova, E. A strategy for the analysis of semi-inclusive deep inelastic scattering / E. Christova, E. Leader. – 2001. – 26 p. – [ArXiv: hep-ph / 0007303].

ФОРМФАКТОР ДВУХЧАСТИЧНОЙ СИСТЕМЫ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОМ ПОДХОДЕ: СЛУЧАЙ ПРОИЗВОЛЬНЫХ МАСС

Ю.Д. Черниченко

*Учреждение образования «Гомельский государственный
технический университет имени П.О. Сухого»,
Республика Беларусь*

Введение

Для описания широкого круга вопросов физики электромагнитных взаимодействий адронов успешно используются различные полюсные векторно-доминантные модели, в частности, для расчета упругих электромагнитных адронных формфакторов, которые