

зидислокационный подход способен описать напряженное и напряженно-деформированное состояние в системе «полоса сдвига – трещина». Таким образом, данная модель в виду своей перспективности, адекватности и универсальности является наиболее подходящей для дальнейших исследований.

Литература

1. Верещагин, М. Н. Негомогенная пластическая деформация аморфных сплавов на основе железа: монография / М. Н. Верещагин, В. Г. Шепелевич, О. М. Остриков. – Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2004. – 134 с.
2. Гуткин, М. Ю. Дефекты и механизмы пластичности наноструктурных и некристаллических материалах / М. Ю. Гуткин, И. А. Овидько. – Санкт-Петербург: Янус, 2000.
3. Металлические стекла / под ред. Д. Д. Гильмана, Х. Д. Лими – Москва : Металлургия, 1984. – 264 с.
4. Татарина, Л. И. Структура твердых аморфных и жидких веществ / Л. И. Татарина. – Москва : Наука, 1983. – 149 с.
5. Верещагин М. Н. Дислокационная модель полос сдвига в аморфных материалах / М. Н. Верещагин, О. М. Остриков, С. Н. Цыбранкова // Известия РАН. Механика твердого тела. – 2004. – № 4. – С. 98–105.

УДК 539.12

ВКЛАДЫ КВАРКОВ И АНТИКВАРКОВ В СПИН НУКЛОНА ИЗ АСИММЕТРИЙ ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРИНО НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НУКЛОНАХ

С. И. Тимошин, Е. С. Тимошин

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

Выражения для вкладов кварковых ароматов $(\Delta u + \Delta \bar{u})$, $(\Delta d + \Delta \bar{d})$, $(\Delta s + \Delta \bar{s})$ и валентных кварков $(\Delta u_v + \Delta d_v)$ в спин нуклона получены из измеряемых асимметрий инклюзивного и полунклюзивного глубоконеупругого рассеяния нейтрино и антинейтрино на поляризованных протонах и нейтронах.

Ключевые слова: нуклон, нейтрино, спин.

THE CONTRIBUTIONS OF THE QUARKS AND ANTIQUARKS IN THE SPIN OF NUCLEON FROM THE ASYMMETRIES OF THE DEEP INELASTIC SCATTERING THE NEUTRINO ON THE POLARIZED NUCLEONS

S. I. Timoshin, E. S. Timoshin

Sukhoi State Technical University of Gomel, the Republic of Belarus

The expressions were obtained for the contributions quark flavours $(\Delta u + \Delta \bar{u})$, $(\Delta d + \Delta \bar{d})$, $(\Delta s + \Delta \bar{s})$ and the valence quarks $(\Delta u_v + \Delta d_v)$ in the nucleon spin from the measurable asymmetries inclusive and semi-inclusive deep inelastic scattering the neutrino and antineutrino on the polarized protons and neutrons.

Keywords: nucleon, neutrino, spin.

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

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

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, 6] получать высокофокусированные нейтринные пучки от распадов мюонов [7, 8] (нейтринные фабрики), для которых уже можно создать поляризованные мишени. В таком случае проведение нейтринных экспериментов с поляризованными мишенями представляется возможным в будущем.

Рассмотрим инклюзивные

$$\nu(\bar{\nu}) + N \rightarrow \nu(\bar{\nu}) + X \quad (1)$$

и полуинклюзивные

$$\nu(\bar{\nu}) + N \rightarrow \nu(\bar{\nu}) + \pi + X \quad (2)$$

процессы ГНР (анти) нейтрино на поляризованных нуклонах.

Дифференциальные сечения инклюзивных процессов (1) получены в следующем виде:

$$\sigma_{\nu,\bar{\nu}} = \sigma_{\nu,\bar{\nu}}^a + P_N \sigma_{\nu,\bar{\nu}}^p, \quad (3)$$

где $\sigma = \frac{d^2\sigma}{dx dy}$, P_N – степень продольной поляризации нуклона. В (3) $\sigma_{\nu,\bar{\nu}}^a$ и $\sigma_{\nu,\bar{\nu}}^p$ – неполяризованная и поляризационная части сечения, которые для протона равны:

$$\sigma_{\nu,\bar{\nu}}^a = \frac{x\sigma_0}{2} \left[\sum_q (y_1^+ a_q \pm 2y_1^- b_q) q(x) + \sum_q (y_1^+ a_q \mp 2y_1^- b_q) \bar{q}(x) \right], \quad (4)$$

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

$$\sigma_0 = \frac{G^2}{\pi} ME, \quad a_q = (g_V^2 + g_A^2)_q, \quad b_q = (g_V g_A)_q; \quad q = u, d, s; \quad g_{Vu} = \frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \Theta_W, \quad g_{Au} = \frac{1}{2},$$

$$g_{Vd} = g_{Vs} = \frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \Theta_W, \quad g_{Ad} = g_{As} = -\frac{1}{2}, \quad \Theta_W - \text{угол Вайнберга.}$$

$y_1^\pm = 1 \pm y_1^2$, $y_1 = 1 - y$, M – масса мишени (нуклона), E – энергия начального нейтрино (антинейтрино), G – константа Ферми; x, y – скейлинговые переменные;

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

Поляризационные асимметрии определим следующим образом:

$$A_{\pm} = \frac{(\sigma_v^{\downarrow\uparrow} \pm \sigma_v^{\uparrow\uparrow}) - (\sigma_v^{\downarrow\downarrow} \pm \sigma_v^{\uparrow\downarrow})}{(\sigma_v^{\downarrow\uparrow} \pm \sigma_v^{\uparrow\uparrow}) + (\sigma_v^{\downarrow\downarrow} \pm \sigma_v^{\uparrow\downarrow})}. \quad (6)$$

Подставляя в (6) сечения (3), получаем для асимметрий:

$$A_{\pm} = \frac{\sigma_v^p \pm \sigma_v^{\bar{p}}}{\sigma_v^a \pm \sigma_v^{\bar{a}}}. \quad (7)$$

С учетом (4) и (5) эти асимметрии равны:

$$A_{-p} = \frac{a_u [\Delta u(x) + \Delta \bar{u}(x)] + a_d [\Delta d(x) + \Delta \bar{d}(x)] + a_s [\Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x)]}{2[b_u u_V(x) + b_d d_V(x)]}, \quad (8)$$

$$A_{+p} = \frac{2[b_u \Delta u_V(x) + b_d \Delta d_V(x)]}{a_u [u(x) + \bar{u}(x)] + a_d [d(x) + \bar{d}(x)] + a_s [s(x) + \bar{s}(x)]}. \quad (9)$$

Поляризационные асимметрии $A_{\pm}$ (6), (7) получим для полуинклюзивных процессов (2) на основе сечений (4) и (5) с учетом замены:

$$\begin{aligned} \sigma &\rightarrow \sigma^{\pi^+ - \pi^-}, \\ q(x)(\bar{q}(x)) &\rightarrow q(x)D_q^{\pi^+ - \pi^-}(z)(\bar{q}(x)D_{\bar{q}}^{\pi^+ - \pi^-}(z)), \\ \Delta q(x)(\Delta\bar{q}(x)) &\rightarrow \Delta q(x)D_q^{\pi^+ - \pi^-}(z)(\Delta\bar{q}(x)D_{\bar{q}}^{\pi^+ - \pi^-}(z)), \end{aligned}$$

где $\sigma^{\pi^+ - \pi^-} = \sigma^{\pi^+} - \sigma^{\pi^-}$, $D^{\pi^+ - \pi^-} = D^{\pi^+} - D^{\pi^-}$, $D_{q,\bar{q}}^{\pi^+ - \pi^-}(z)$ – функции фрагментации кварка q (антикварка $\bar{q}$) в π -мезон.

В результате имеем:

$$A_{+p}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{2[b_u (\Delta u(x) + \Delta \bar{u}(x)) - b_d (\Delta d(x) + \Delta \bar{d}(x))]}{a_u u_V(x) - a_d d_V(x)}, \quad (10)$$

$$A_{-p}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{a_u \Delta u_V(x) - a_d \Delta d_V(x)}{2[b_u (u(x) + \bar{u}(x)) - b_d (d(x) + \bar{d}(x))]}, \quad (11)$$

Отметим, что инклюзивная асимметрия A_{-p} (8) и полуинклюзивная $A_{+p}^{\pi^+ - \pi^-}$ (10) содержат партонные распределения $(\Delta q(x) + \Delta \bar{q}(x))$, первые моменты которых равны вкладам соответствующих кварков и антикварков в спин нуклона. Поэтому, пе-

реходя в (8), (10) к первым моментам функций распределения кварков (антикварков) и используя

$$a_3 = (\Delta u + \Delta \bar{u}) - (\Delta d + \Delta \bar{d}), \quad (12)$$

получаем для этих вкладов:

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

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

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

Асимметрии A_{+p} и $A_{-p}^{\pi^+ - \pi^-}$ дают доступ к поляризации валентных кварков:

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

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

Рассмотрим процессы (1) и (2) для рассеяния на поляризованных нейтронах. Для асимметрий $A_{\pm}$ в этом случае получены выражения:

$$A_{-n} = \frac{a_d [\Delta u(x) + \Delta \bar{u}(x)] + a_u [\Delta d(x) + \Delta \bar{d}(x)] + a_s [\Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x)]}{2[b_d u_V(x) + b_u d_V(x)]}; \quad (13)$$

$$A_{+n} = \frac{2[b_d \Delta u_V(x) + b_u \Delta d_V(x)]}{a_d [u(x) + \bar{u}(x)] + a_u [d(x) + \bar{d}(x)] + a_s [s(x) + \bar{s}(x)]}; \quad (14)$$

$$A_{+n}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{2[-b_d (\Delta u(x) + \Delta \bar{u}(x)) + b_u (\Delta d(x) + \Delta \bar{d}(x))]}{a_u d_V(x) - a_d u_V(x)}, \quad (15)$$

$$A_{-n}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{a_u \Delta d_V(x) - a_d \Delta u_V(x)}{2[b_u (d(x) + \bar{d}(x)) - b_d (u(x) + \bar{u}(x))]} \quad (16)$$

Из A_{-n} (13), $A_{+n}^{\pi^+ - \pi^-}$ (15) и a_3 (12) получаем вклады кварковых ароматов (u, d, s) в нуклонный спин

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

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

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

Из инклюзивной асимметрии A_{+n} и полуинклюзивной асимметрии $A_{-n}^{\pi^+ - \pi^-}$ находим вклады валентных кварков в спин нуклона:

$$\begin{aligned} \Delta u_V &= \frac{\frac{a_u}{2} \int_0^1 A_{+n} [a_d(u(x) + \bar{u}(x)) + a_u(d(x) + \bar{d}(x)) + a_s(s(x) + \bar{s}(x))] dx}{a_u b_d + a_d b_u} - \\ &\quad - \frac{2b_u \int_0^1 A_{-n}^{\pi^+ - \pi^-} [b_u(d(x) + \bar{d}(x)) - b_d(u(x) + \bar{u}(x))] dx}{a_u b_d + a_d b_u}, \\ \Delta d_V &= \frac{2b_d \int_0^1 A_{-n}^{\pi^+ - \pi^-} [b_u(d(x) + \bar{d}(x)) - b_d(u(x) + \bar{u}(x))] dx}{a_u b_d + a_d b_u} + \\ &\quad + \frac{\frac{a_d}{2} \int_0^1 A_{+n} [a_d(u(x) + \bar{u}(x)) + a_u(d(x) + \bar{d}(x)) + a_s(s(x) + \bar{s}(x))] dx}{a_u b_d + a_d b_u}. \end{aligned}$$

Таким образом, из измеряемых инклюзивной $A_{-p}(A_{-n})$ и полуинклюзивной $A_{+p}^{\pi^+ - \pi^-}(A_{+n}^{\pi^+ - \pi^-})$ асимметрий ГНР нейтрино и антинейтрино на поляризованных протонах (нейтронах) получены выражения для вкладов кварков и антикварков $(\Delta u + \Delta \bar{u}), (\Delta d + \Delta \bar{d}), (\Delta s + \Delta \bar{s})$ в спин нуклона. Асимметрии $A_{+p}(A_{+n})$ и $A_{-p}^{\pi^+ - \pi^-}(A_{-n}^{\pi^+ - \pi^-})$ дают доступ к вкладам валентных кварков Δu_V и Δd_V .

Литература

1. The Electron-Ion Collider: Assessing the Energy Dependence of Key Measurements / E. C. Aschenauer, S. Fazio, J. H. Lee – 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. 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.

4. King, B. J. High rate neutrino detectors for neutrino factories / B. J. King // Nucl. Instrum. Meth. – 2000. – Vol. A451. – P. 198–206.
5. Kaur, J. Spin distribution in the quark-parton model / J. Kaur // Nucl. Phys. – 1977. – Vol. B128. – P. 219–251.
6. Schwienhorst, R. Colliding neutrino beams / R. Schwienhorst // Mod. Phys. Lett. – 2008. – Vol. A23. – P. 2751–2761.
7. Kaplan, D. M. Muon collider / neutrino factory: status and prospects / D. M. Kaplan // Nucl. Instrum. Meth. – 2000. – Vol. A453. – P. 37–48.
8. Mezzetto, M. Beta beams / M. Mezzetto // Nucl. Phys. Proc. Suppl. – 2005. – Vol. 143. – P. 309–316.

УДК 539.12

КВАРКОВЫЙ ВКЛАД В СПИН НУКЛОНА ИЗ НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНАХ

Е. С. Тимошин, С. И. Тимошин

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

Вклады валентных кварков $(\Delta u_V + \Delta d_V)$, кваркового моря $(\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d})$ и $(\Delta s + \Delta \bar{s})$ получены из поляризационных асимметрий инклюзивного и полунклюзивного глубоконеупругого рассеяния (анти) нейтрино на поляризованных дейтронах с нейтральным током.

Ключевые слова: нуклон, нейтрино, спин.

THE QUARK CONTRIBUTION IN THE SPIN NUCLEON FROM NEUTRINO EXPERIMENTS ON THE POLARIZED DEUTERONS

E. S. Timoshin, S. I. Timoshin

Sukhoi State Technical University of Gomel, the Republic of Belarus

The contributions of the valence quarks $(\Delta u_V + \Delta d_V)$, the quark sea $(\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d})$ and $(\Delta s + \Delta \bar{s})$ were obtained from the polarized asymmetries inclusive and semi-inclusive deep inelastic scattering (anti) neutrino on the polarized deuterons with the neutral current.

Keywords: nucleon, neutrino, spin.

Нейтринное ГНР на поляризованных мишенях имеет важное значение для изучения спиновой структуры нуклона [1, 2]. Поляризационные нейтринные эксперименты еще не проводились, поскольку для набора необходимой статистики требовались поляризованные мишени больших размеров, что технически невозможно.

Высокофокусированные нейтринные пучки можно получать от нейтринных фабрик [3–5] с помощью мюонного коллайдера.

В таком случае нейтринные эксперименты с поляризованными мишенями становятся возможными, поскольку мишень массой порядка 20 кг будет обеспечивать хорошую статистику.

Здесь мы рассмотрим инклюзивные

$$\nu(\bar{\nu}) + \vec{N} \rightarrow \nu(\bar{\nu}) + X \quad (1)$$