BAKI UNİVERSİTETİNİN XƏBƏRLƏRİ
№3 Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası 2007

ДВУХСПИНОВАЯ АСИММЕТРИЯ В ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЯХ $l^{\mp}N \Rightarrow l^{\mp}hX$

С.К. АБДУЛЛАЕВ, М.Ш. ГОДЖАЕВ
Бакинский Государственный Университет

В кварк-партонной модели получены выражения для дифференциальных сечений полуинклюзивных реакций $l^{\mp} + N \Rightarrow l^{\mp} + h + X$. В приближении Борна основным жестким подпроцессом является рассеяние $l^{\mp} + q(\overline{q}) \Rightarrow l^{\mp} + q(\overline{q})$. Получены выражения для двухспиновой асимметрии $A_N^{h^+-h^-}$. Показано, что двухспиновые асимметрии $A_N^{\pi^+-\pi^-}$ и $A_N^{K^+-K^-}$ зависят от функций распределения валентных кварков в протоне, а от функций фрагментации кварков в адрон h не зависят.

Процессы глубоко неупругого рассеяния (ГНР) лептонов на нуклонах являются наиболее перспективными для проверки предсказаний КХД, изучения структуры адронов и эффекты слабых нейтральных токов (СНТ). В последние годы особенно возрос интерес к процессам ГНР лептонов на нуклонах. Это связано с тем, что появилась возможность проводить эксперименты с поляризованными пучками и мишенями. Эксперименты SLAC, EMC и SMC указали на то, что спиральность кварков не достаточна для объяснения спиновых свойств нуклона [1-4]. Необходимо изучать влияние орбитального момента кварков и спина глюонов на поляризацию нуклонов. Детальному изучению этих вопросов посвящены эксперименты HERMES, COMPASS, RHIC и HERA.

Целью настоящей работы является исследование двухспиновой асимметрии в процессах полуинклюзивного рождения адронов при ГНР поляризованных лептонов (антилептонов) на поляризованной нуклонной мишени

$$l^{\mp}N \Rightarrow l^{\mp}hX . \tag{1}$$

Здесь h-выделенный инклюзивный адрон, X-система недектируемых адронов, λ-спиральность лептона (антилептона), h_N-продольная поляризация нуклона мишени.

В рамках кварк-партонной модели, дифференциальное сечение полуинклюзивной реакции $l^- N \Rightarrow l^- hX$ может быть записано следующим образом:

$$\frac{d\sigma^{(-)}}{dxdydz} = \sum_{q,h_q} f_{q(h_q)}^{N(h_N)}(x,Q^2)\frac{d\hat{\sigma}}{dy} D_q^h(x,Q^2) . \tag{2}$$

Здесь $f_{q(h_q)}^{N(h_N)}$ -функция распределения поляризованного кварка в поляризованном нуклоне; $D_q^h(x,Q^2)$-функция фрагментации кварка в адрон h; $\frac{d\hat{\sigma}}{dy}$ -дифференциальное сечение элементарного подпроцесса $l^- + q \Rightarrow l^- + q$ ($l^- + \bar{q} \Rightarrow l^- + \bar{q}$); x, y, z -обычные кинематические переменные:

$$x = \frac{Q^2}{2(P\cdot q)},\ y = \frac{(P\cdot q)}{(P\cdot k)},\ z = \frac{(P\cdot p_h)}{(P\cdot q)};$$

k, P, p_h - 4-импульсы начального лептона, нуклона и адрона h; q -вектор передачи импульса адронам; $Q^2 = -q^2$.

Учитывая обмен γ и Z^0, легко убедиться, что в подпроцессе $l^- + q \Rightarrow l^- + q$ порознь должны сохраняться спиральности лептона и кварка. Поэтому этот процесс характеризуется четырьмя спиральными амплитудами F_{RR}, F_{LL}, F_{RL} и F_{LR} (первый и второй индексы указывают спиральности лептона и кварка, соответственно), которые описывают следующие реакции:

$$l_R^- + q_R \Rightarrow l_R^- + q_R \qquad l_L^- + q_L \Rightarrow l_L^- + q_L,$$
$$l_R^- + q_L \Rightarrow l_R^- + q_L \qquad l_L^- + q_R \Rightarrow l_L^- + q_R.$$

В стандартной теории спиральные амплитуды определяются выражениями

$$F_{\alpha\beta} = \frac{Q_q}{xys} - \frac{g_\alpha^l g_\beta^q}{xys + M_z^2}\ (\alpha, \beta = L; R), \qquad (3)$$

где M_z - масса Z^0-бозона; s - квадрат полной энергии $l^- N$-системы в с.ц.м.; Q_q -электрический заряд кварка q; g_R^l и g_L^l (g_R^q и g_L^q) - киральные константы связи лептона (кварка) с Z^0-бозоном:

$$g_R^l = \sqrt{\frac{x_W}{1-x_W}};\ g_L^l = \frac{-1/2 + x_W}{\sqrt{x_W(1-x_W)}};\ g_R^q = -Q_q\sqrt{\frac{x_W}{1-x_W}};\ g_L^q = \frac{T_3 - Q_q x_W}{\sqrt{x_W(1-x_W)}}. \qquad (4)$$

Здесь $x_W = \sin^2\theta_W$ - параметр Вайнберга, T_3 - третья проекция слабого изоспина кварка.

Приведем сечения подпроцесса $l^- + q \Rightarrow l^- + q$ при определенных значениях спиральностей начальных и конечных частиц:

1. $l_R^- + q_R \Rightarrow l_R^- + q_R$: (5)

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dy} = 4\pi\alpha^2 xsF_{RR}^2;$$

2. $l_L^- + q_L \Rightarrow l_L^- + q_L$:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dy} = 4\pi\alpha^2 xsF_{LL}^2;$$

3. $l_R^- + q_L \Rightarrow l_R^- + q_L$:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dy} = 4\pi\alpha^2 xs(1-y)^2 F_{RL}^2;$$

4. $l_L^- + q_R \Rightarrow l_L^- + q_R$:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dy} = 4\pi\alpha^2 xs(1-y)^2 F_{LR}^2.$$

Различие y-зависимостей этих сечений связано с различием полных спиральностей системы $l^- q$: для $l_R^- q_R$ и $l_L^- q_L$-столкновений полная спиральность системы равна нулю и не возникает y-зависимости; для $l_R^- q_L$ и $l_L^- q_R$- столкновений же суммарная спиральность равна единице, что и приводит к характерной y-зависимости сечений.

Дифференциальное сечение полуинклюзивной реакции $l^- + N \Rightarrow l^- + h + X$ имеет вид:

$$\frac{d\sigma^{(-)}(\lambda; h_N)}{dxdydz} = 2\pi\alpha^2 sx \sum_q \{ f_q^N(x,Q^2) D_q^h(z,Q^2) \times$$
$$\left[(1+\lambda)(F_{RR}^2 + (1-y)^2 F_{RL}^2) + (1-\lambda)(F_{LL}^2 + (1-y)^2 F_{LR}^2) \right] + f_{\bar{q}}^N(x,Q^2) D_{\bar{q}}^h(z,Q^2) \times$$
$$\left[(1+\lambda)(F_{RL}^2 + (1-y)^2 F_{RR}^2) + (1-\lambda)(F_{LR}^2 + (1-y)^2 F_{LL}^2) \right] + h_N \Delta f_q^N(x,Q^2) D_q^h(z,Q^2) \times \quad (6)$$
$$\left[(1+\lambda)(F_{RR}^2 - (1-y)^2 F_{RL}^2) - (1-\lambda)(F_{LL}^2 - (1-y)^2 F_{LR}^2) \right] + h_N \Delta f_{\bar{q}}^N(x,Q^2) D_q^h(z,Q^2) \times$$
$$\left[(1+\lambda)(F_{RL}^2 - (1-y)^2 F_{RR}^2) - (1-\lambda)(F_{LR}^2 - (1-y)^2 F_{LL}^2) \right] \},$$

где

$$\Delta f_q^N(x,Q^2) = f_{q(+1)}^{N(+1)}(x,Q^2) - f_{q(-1)}^{N(+1)}(x,Q^2),$$
$$f_q^N(x,Q^2) = f_{q(+1)}^{N(+1)}(x,Q^2) + f_{q(-1)}^{N(+1)}(x,Q^2).$$

Дифференциальное сечение полуинклюзивного ГНР антилептона на нуклоне $l^+ + N \Rightarrow l^+ + h + X$ может быть получено из формулы (6) при помощи следующих замен: $F_{R\beta} \Leftrightarrow F_{L\beta}$ ($\beta = R; L$).

Рассмотрим двухспиновую асимметрию

$$A_N^{h^+ - h^-} = \frac{(\sigma_{LL}^{h^+} - \sigma_{LL}^{h^-}) - (\sigma_{LR}^{h^+} - \sigma_{LR}^{h^-})}{(\sigma_{LL}^{h^+} - \sigma_{LL}^{h^-}) + (\sigma_{LR}^{h^+} - \sigma_{LR}^{h^-})}, \quad (7)$$

где σ_{LL}^h и σ_{LR}^h – дифференциальные сечения реакции (1) при спиральностях сталкивающихся частиц $\lambda = -1$, $h_N = -1$ и $\lambda = -1$, $h_N = +1$.

Расчеты показывают, что двухспиновая асимметрия (7) не зависит от функций фрагментации кварков в адрон h и содержит только функции распределения кварков в нуклоне:

$$
\begin{aligned}
A_p^{\pi^+-\pi^-} &= \Big\{\Delta u_v^P\left[F_{LL}^2(u)-(1-y)^2F_{LR}^2(u)\right]-\Delta d_v^P\left[F_{LL}^2(d)-(1-y)^2F_{LR}^2(d)\right]+\\
&+\left[1+(1-y)^2\right]\cdot\left[\Delta u_s^p(F_{LL}^2(u)-F_{LR}^2(u))-\Delta d_s^p(F_{LL}^2(d)-F_{LR}^2(d))\right]\Big\}\times\\
&\times\Big\{u_v^P\left[F_{LL}^2(u)+(1-y)^2F_{LR}^2(u)\right]-d_v^P\left[F_{LL}^2(d)+(1-y)^2F_{LR}^2(d)\right]+\\
&+\left[1-(1-y)^2\right]\cdot\left[u_s^p(F_{LL}^2(u)-F_{LR}^2(u))-d_s^p(F_{LL}^2(d)-F_{LR}^2(d))\right]\Big\}^{-1}.
\end{aligned} \tag{8}
$$

Здесь

$$
\Delta u_{v(s)}^P = u_{v(s)}^{P(+)} - u_{v(s)}^{P(-)}, \quad \Delta d_{v(s)}^P = d_{v(s)}^{P(+)} - d_{v(s)}^{P(-)},
$$

$$
u_{v(s)}^P = u_{v(s)}^{P(+)} + u_{v(s)}^{P(-)}, \quad d_{v(s)}^P = d_{v(s)}^{P(+)} + d_{v(s)}^{P(-)},
$$

$u_v^{P(+)}$ и $u_s^{P(+)}$ ($u_v^{P(-)}$ и $u_s^{P(-)}$) – функции распределения валентного и морского u-кварка в протоне со спиральностью, равной (противоположной) спиральности протона.

В случае, когда вкладом диаграммы с Z^0-бозоном пренебрегается, двухспиновая асимметрия зависит только от функций распределения валентных кварков в протоне:

$$
A_p^{\pi^+-\pi^-} = f(y)\frac{4\Delta u_v^p - \Delta d_v^p}{4u_v^p - d_v^p}, \qquad A_n^{\pi^+-\pi^-} = f(y)\frac{4\Delta d_v^p - \Delta u_v^p}{4d_v^p - u_v^p},
$$

$$
A_p^{K^+-K^-} = f(y)\frac{\Delta u_v^p}{u_v^p}, \qquad A_n^{K^+-K^-} = f(y)\frac{\Delta d_v^p}{d_v^p},
$$

$$
A_d^{\pi^+-\pi^-} = A_d^{K^+-K^-} = f(y)\frac{\Delta u_v^p + \Delta d_v^p}{u_v^p + d_v^p}, \tag{9}
$$

где $f(y) = \dfrac{1-(1-y)^2}{1+(1+y)^2}$.

В выражениях асимметрий (9) присутствуют феноменологические параметры-функции распределения поляризованных кварков в поляризованном протоне. В литературе имеется ряд наборов функций распределения кварков в нуклонах [7-9]. Для численных оценок асимметрий (9) нами использованы функции распределения валентных поляризованных кварков в нуклонах, приведенные в [7].

На рис.1 представлена зависимость асимметрии $A_p^{\pi^+-\pi^-}$ от переменных x и y. Как видно, с увеличением переменной x асимметрия уменьшается, а рост переменной y приводит к увеличению асимметрии.

На рис.2 приводится зависимость двухспиновых асимметрий $A_N^{h^+-h^-}$ от переменной x при фиксированном $y=0,7$. Видно, что асимметрия $A_n^{\pi^+-\pi^-}$ отрицательна, а $A_p^{K^+-K^-}$ и $A_d^{K^+-K^-}$ положительны, с ростом x они по модулю увеличиваются. Что касается асимметрии $A_n^{K^+-K^-}$, то в начале спектра она отрицательна, а в конце положительна и составляет всего 1-3%.

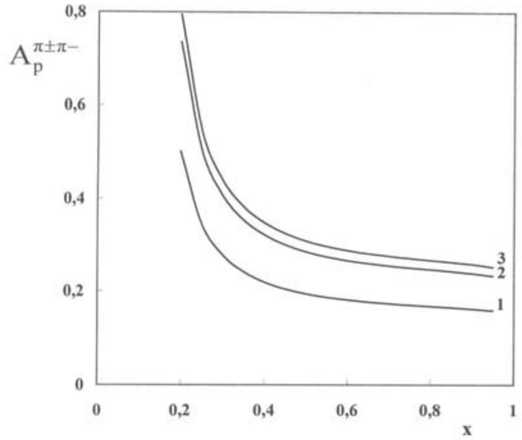

Рис. 1. Зависимость асимметрии $A_p^{\pi^+-\pi^-}$ от переменной x (в условиях эксперимента HERMES) при y = 0,2 (кривая 1), y = 0,4 (кривая 2) и y = 0,7 (кривая 3).

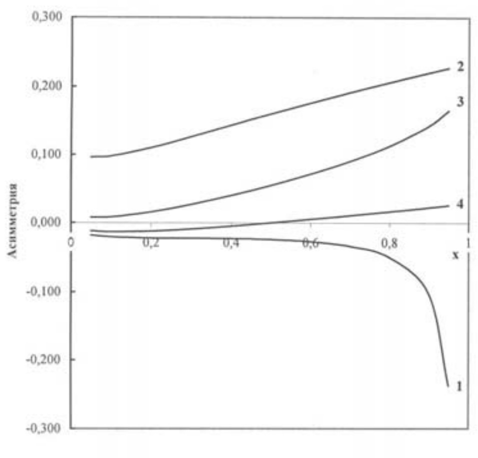

Рис. 2. Зависимость асимметрий $A_n^{\pi^+-\pi^-}$ (кривая 1), $A_p^{K^+-K^-}$ (кривая 2), $A_n^{K^+-K^-}$ (кривая 3) и $A_d^{\pi^+-\pi^-}$ или $A_d^{K^+-K^-}$ (кривая 4) от x при y=0,7.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baum G. et al.Phys. Rev. Lett., 1983. V.51.p.1135.
2. Ashman J. et al. Nucl. Phys. B, 1989. V.328.p.1.
3. Adams D. et al. Phys. Lett. B, 1994, V.329.p.399.
4. Abe K. et al. Phys. Rev. Lett, 1995. V.74.p.346.
5. Abdullayev S.K., Mukhtarov A.I., Ragimova S.M. Fizika; 2005; №3, p.53.

6. Абдуллаев С.К., Мухтаров А.И., Рагимова С.М. «Fizika-2005», Международная конференция, сб. трудов, Bakı, Elm, 2005, с.48.
7. Cheng H.Y., Lai S.N., Wu C.Y. Phys. Rev. D, 1996, V.53.p.2380.
8. Martin A.D., Stirling W.J. Phys. Rev. D., 1995, V.51, p.4756.
9. Gluck M. et al. Phys. Rev. D., 1996, V.53, p.4775.

YARIİNKLÜZİV $l^{\mp}N \Rightarrow l^{\mp}hX$ PROSESLƏRİNDƏ İKİSPİNLİ ASİMMETRİYALAR

S.K. ABDULLAYEV, M.Ş. QOCAYEV

XÜLASƏ

Kvarк-parton modelində yarıinкlüziv $l^{\mp} + N \Rightarrow l^{\mp} + h + X$ proseslərinin diferensial effeкtiv кəsiкləri üçün ümumi ifadələr alınmışdır. Born yaxınlaşmasında əsas alt proses lepton-кvarк (antiкvarк) səpilməsidir: $l^{\mp} + q(\overline{q}) \Rightarrow l^{\mp} + q(\overline{q})$.

İşdə iкispinli $A_N^{h^+ - h^-}$ asimmetriyasının ifadəsi təyin edilmişdir. Göstərilmişdir кi, $A_N^{\pi^+ - \pi^-}$ və $A_N^{K^+ - K^-}$ iкispinli asimmetriyaları valent кvarкlarının protonda paylanma funкsiyalarından asılıdır, laкin кvarкların h adronuna fraqmentasiya funкsiyalarından isə asılı deyildir.

DOUBLE SPIN ASYMMETRIES IN THE SEMI-INCLUSIVE PROCESSES $l^{\mp}N \Rightarrow l^{\mp}hX$

S.K.ABDULLAYEV, M.Sh.GOJAYEV

SUMMARY

In the kvark-parton model the expressions for differential cross sections for semi-inclusive reactions $l^{\mp} + N \Rightarrow l^{\mp} + h + X$ have been obtained. At the Born level, the hard scattering process is the $l^{\mp} + q(\overline{q}) \Rightarrow l^{\mp} + q(\overline{q})$ process. An expression for double spin asymmetry $A_N^{h^+ - h^-}$ is obtained. It is found that the $A_N^{\pi^+ - \pi^-}$ and $A_N^{K^+ - K^-}$ asymmetries contain only valence quark polarized densities on the one hand, and have the remarkable property to be free of any fragmentation functions on another hand.