



Beynəlxalq Konfrans "Fizika-2005"
International Conference "Fizika-2005"
Международная Конференция "Fizika-2005"

7 - 9
 İyun
 June 2005
 Июнь

səhifə
 page 48-51
 стр.

Bakı, Azərbaycan

Baku, Azerbaijan

Баку, Азербайджан

ПОЛЯРИЗАЦИЯ В –БАРИОНА В ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЯХ $l^{\mp}N \Rightarrow l^{\mp}BX$

АБДУЛЛАЕВ С.К., МУХТАРОВ А.И., РАГИМОВА С.М.
Бакинский Государственный Университет, ул. З. Халилова, 23
 370145, , тел. 439-02-13

В рамках стандартной теории и в кварк-партонной модели проведено исследование степени продольной поляризации Λ -гиперона и электрослабых асимметрий в полуинклюзивных реакциях $l^{\mp}N \Rightarrow l^{\mp}\Lambda X$. Получены выражения для степени продольной поляризации Λ -гиперона, лево-правых, поляризационных, зарядово-поляризационных и зарядовых асимметрий.

Процессы глубоко неупругого рассеяния (ГНР) лептонов на нуклонах, как и процессы e^-e^+ -аннигиляции, являются наиболее перспективными для изучения структуры слабых нейтральных токов (СНТ) при высоких энергиях. Эффекты, возникающие вследствие слабого взаимодействия в этих реакциях, исследовались многими авторами.

В последние годы особенно возрос интерес к процессам ГНР лептонов на нуклонах. Это связано с тем, что появилась возможность проводить эксперименты с поляризованными частицами и, что начаты эксперименты нового поколения по ГНР лептонов на нуклонах [1-3]. Одной из главных задач этих экспериментов является измерение структурных функций адронов с высокой точностью, а также изучение эффектов СНТ.

В настоящей работе исследуется продольная поляризация быстрых барионов в полуинклюзивных реакциях

$$l^{\mp}(\lambda) + N(h_N) \Rightarrow (\gamma^*, Z^0) \Rightarrow l^{\mp} + B(h_B) + X, \quad (1)$$

в которых лептон и выделенный инклюзивный барион регистрируются на совпадения, X-система недектируемых адронов. Здесь λ -спиральность начального лептона (антилептона), h_N и h_B -продольные поляризации нуклона-мишени и бариона В.

Процессы (1) исследуются в рамках кварк-партонной модели. При этом предполагается, что барион В образуется за счет элементарных подпроцессов:

$$l^{\mp} + q \Rightarrow l^{\mp} + q, \quad l^{\mp} + \bar{q} \Rightarrow l^{\mp} + \bar{q} \quad (2)$$

В подпроцессе $l^{\mp}q \Rightarrow l^{\mp}q$ порознь сохраняются спиральности кварка и лептона. Поэтому процессы (2) характеризуются только четырьмя независимыми

спиральными амплитудами F_{RR}, F_{LL}, F_{RL} и F_{LR} (первый и второй индексы указывают спиральности лептона и кварка соответственно).

В рамках стандартной модели спиральные амплитуды определяются выражениями

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

где M_Z -масса Z^0 -бозона, \mathcal{E} -квадрат полной энергии $l\bar{q}$ -системы в с.ц.м., $y = \nu/E$ -кинематическая переменная, E-энергия начального лептона, ν -энергия передаваемая адронам, g_R^l и g_L^l (g_R^q и g_L^q)- киральные константы связи лептона (кварка) с Z^0 -бозоном, значения которых приведены в [4].

Дифференциальное сечение партонного подпроцесса $l^{\mp}q \Rightarrow l^{\mp}q$ может быть представлено в виде

$$\frac{d\sigma}{dy} = \pi\alpha^2 \mathcal{E} \left\{ (1+\lambda)(1+h_q)F_{RR}^2 + (1-\lambda)(1-h_q)F_{LL}^2 + [(1-\lambda)(1+h_q)F_{LR}^2 + (1+\lambda)(1-h_q)F_{RL}^2](1-y)^2 \right\}, \quad (4)$$

где h_q -спиральность начального (или конечного) кварка.

Дифференциальное сечение подпроцесса $l^{\mp}q \Rightarrow l^{\mp}q$ может быть получено из (4) при помощи замен: $F_{\alpha R} \Rightarrow F_{\alpha L}, F_{\alpha L} \Rightarrow F_{\alpha R}$ ($\alpha = R; L$).

Введем функцию распределения кварка (антикварка) в поляризованном нуклоне $f_{q(h_q)}^{N(h_N)}(x)$ ($f_{\bar{q}(h_{\bar{q}})}^{N(h_N)}(x)$), которая описывает вероят-

ность обнаружения кварка q (антикварка \bar{q}) в нуклоне с долей импульса x и обладающего спиральностью h_q ($h_{\bar{q}}$). Через $D_{q(h_q)}^{B(h_B)}(z)$ ($D_{\bar{q}(h_{\bar{q}})}^{B(h_B)}(z)$) обозначим функцию фрагментации поляризованного кварка (антикварка) в поляризованный барион B . Эти функции удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned} f_{q(h_q)}^{N(h_N)}(x) &= f_{q(-h_q)}^{N(-h_N)}(x), \\ D_{q(h_q)}^{B(h_B)}(z) &= D_{q(-h_q)}^{B(-h_B)}(z), \end{aligned} \quad (5)$$

$$f_{q(+1)}^{N(+1)}(x) + f_{q(-1)}^{N(+1)}(x) = f_q^N(x),$$

$$D_{q(+1)}^{B(+1)}(z) + D_{q(-1)}^{B(+1)}(z) = D_q^B(z),$$

где $f_q^N(x)$ и $D_q^B(z)$ представляют собой обычную функцию распределения кварка в нуклоне и функцию фрагментации кварка в барион, z -определяет относительную энергию кварка, которую уносит барион B . Согласно КХД функции распределения кварков в нуклоне и функции фрагментации кварков в барион зависят и от передаваемого импульса $f_q^N(x, Q^2)$, $D_q^B(z, Q^2)$.

В рамках стандартной модели дифференциальное сечение полуинклюзивной реакции $\bar{l}N \Rightarrow \bar{l}BX$ может быть записано следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(-)}}{dx dy dz} &= \sum_{q, h_q} f_{q(h_q)}^{N(h_N)}(x, Q^2) \frac{d\mathcal{K}(\bar{l}q \rightarrow l\bar{q})}{dy} \times \\ &\times D_{q(h_q)}^{B(h_B)}(z, Q^2) + \sum_{\bar{q}, h_{\bar{q}}} f_{\bar{q}(h_{\bar{q}})}^{N(h_N)}(x, Q^2) \times \\ &\times \frac{d\mathcal{K}(\bar{l}\bar{q} \rightarrow lq)}{dy} D_{\bar{q}(h_{\bar{q}})}^{B(h_B)}(z, Q^2) = \sum_q \left\{ f_q^N(x, Q^2) \times \right. \\ &\times D_q^B(z, Q^2) + h_N h_B \Delta f_q^N(x, Q^2) \Delta D_q^B(z, Q^2) \left. \right\} \times \\ &\times \left[(1+\lambda)(F_{RR}^2 + (1-y)^2 F_{RL}^2) + (1-\lambda)(F_{LL}^2 + (1-y)^2 F_{LR}^2) \right] + \\ &+ \left[f_{\bar{q}}^N(x, Q^2) D_{\bar{q}}^B(z, Q^2) + h_N h_B \Delta f_{\bar{q}}^N(x, Q^2) \Delta D_{\bar{q}}^B(z, Q^2) \right] \times \\ &\times \left[(1+\lambda)(F_{RL}^2 + (1-y)^2 F_{RR}^2) + (1-\lambda)(F_{LR}^2 + (1-y)^2 F_{LL}^2) \right] + \\ &+ \left[h_N \Delta f_q^N(x, Q^2) D_q^B(z, Q^2) + h_B f_q^N(x, Q^2) \Delta D_q^B(z, Q^2) \right] \times \\ &\times \left[(1+\lambda)(F_{RR}^2 - (1-y)^2 F_{RL}^2) - (1-\lambda)(F_{LL}^2 - (1-y)^2 F_{LR}^2) \right] + \\ &+ \left[h_N \Delta f_{\bar{q}}^N(x, Q^2) D_{\bar{q}}^B(z, Q^2) + h_B f_{\bar{q}}^N(x, Q^2) \Delta D_{\bar{q}}^B(z, Q^2) \right] \times \\ &\times \left[(1+\lambda)(F_{RL}^2 - (1-y)^2 F_{RR}^2) - (1-\lambda)(F_{LR}^2 - (1-y)^2 F_{LL}^2) \right] \left. \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где

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

$$\Delta D_q^B(z, Q^2) = D_{q(+1)}^{B(+1)}(z, Q^2) - D_{q(-1)}^{B(+1)}(z, Q^2),$$

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} \text{ -кинематическая переменная.}$$

Дифференциальное сечение процесса $l^+N \Rightarrow l^+BX$ может быть получено из (6) при помощи следующих замен $F_{R\beta} \Rightarrow F_{L\beta}$, $F_{L\beta} \Rightarrow F_{R\beta}$ ($\beta = R; L$).

Вклады СНТ можно выделить посредством изучения характерных P и S -нечетных эффектов. К таким эффектам относятся:

1. Лето-правые асимметрии $A_{LR}^{(\mp)}$

$$A_{LR}^{(\mp)} = [\sigma_L^{(\mp)} - \sigma_R^{(\mp)}] / [\sigma_L^{(\mp)} + \sigma_R^{(\mp)}]; \quad (7)$$

2. Поляризационные асимметрии

$$A_p^{(\mp)} = [\sigma_{RR}^{(\mp)} - \sigma_{LL}^{(\mp)}] / [\sigma_{RR}^{(\mp)} + \sigma_{LL}^{(\mp)}]; \quad (8)$$

$$A_a^{(\mp)} = [\sigma_{RL}^{(\mp)} - \sigma_{LR}^{(\mp)}] / [\sigma_{RL}^{(\mp)} + \sigma_{LR}^{(\mp)}]; \quad (9)$$

3. Зарядово-поляризационные асимметрии

$$B_p^{(\mp)} = [\sigma_{RR}^{(\mp)} - \sigma_{LL}^{(\pm)}] / [\sigma_{RR}^{(\mp)} + \sigma_{LL}^{(\pm)}]; \quad (10)$$

$$B_a^{(\mp)} = [\sigma_{RL}^{(\mp)} - \sigma_{LR}^{(\pm)}] / [\sigma_{RL}^{(\mp)} + \sigma_{LR}^{(\pm)}]; \quad (11)$$

4. Зарядовые асимметрии

$$C_{\alpha\beta} = [\sigma_{\alpha\beta}^{(-)} - \sigma_{\alpha\beta}^{(+)}] / [\sigma_{\alpha\beta}^{(-)} + \sigma_{\alpha\beta}^{(+)}], \quad (\alpha, \beta = R, L); \quad (12)$$

5. Степени продольных поляризаций бариона B

$$P_B^{(+)} = \left[\sigma^{(+)}(h_B=1) - \sigma^{(+)}(h_B=-1) \right] / \left[\sigma^{(+)}(h_B=1) + \sigma^{(+)}(h_B=-1) \right], \quad (13)$$

$$P_B^{(+)}(\lambda) = \left[\sigma^{(+)}(\lambda, h_B=1) - \sigma^{(+)}(\lambda, h_B=-1) \right] / \left[\sigma^{(+)}(\lambda, h_B=1) + \sigma^{(+)}(\lambda, h_B=-1) \right], \quad (14)$$

$$P_B^{(+)}(h_N) = \left[\sigma^{(+)}(h_N, h_B=1) - \sigma^{(+)}(h_N, h_B=-1) \right] / \left[\sigma^{(+)}(h_N, h_B=1) + \sigma^{(+)}(h_N, h_B=-1) \right], \quad (15)$$

Здесь $\sigma_L^{(-)} = \frac{d\sigma_L^{(-)}}{dx dy dz}$ и $\sigma_R^{(-)} = \frac{d\sigma_R^{(-)}}{dx dy dz}$ ($\sigma_L^{(+)}$ и

$\sigma_R^{(+)}$)- дифференциальные сечения полуинклюзивного ГНР лево- и правополяризованного лептона (антилептона) на нуклонах, $\sigma_{RR}^{(\mp)}$, $\sigma_{LL}^{(\mp)}$, $\sigma_{RL}^{(\mp)}$ и $\sigma_{LR}^{(\mp)}$ -сечения процессов (1) при спиральностях сталкивающихся частиц

$$\lambda = 1, \quad h_N = 1; \quad \lambda = -1, \quad h_N = -1, \quad \lambda = 1,$$

$$h_N = -1 \text{ и } \lambda = -1, \quad h_N = 1.$$

Выражения для электрослабых асимметрий (7)-(12) получены и подробно исследованы в работе [4]. Здесь нас интересует продольная поляризация инклюзивного бариона B . Эта поляризация может быть измерена по угловому распределению продуктов

распада в процессах $B \Rightarrow N + \pi$.

Степень продольной поляризации бариона, как и электрослабые асимметрии [4], выражаются через спиральные амплитуды $F_{\alpha\beta}$ и функции распределения и фрагментации кварков. Например, в случае рассеяния правополяризованного лептона на неполяризованном нуклоне продольная поляризация бариона определяется выражением:

$$P_B^{(-)}(\lambda = 1) = \left[\sum_q f_q^N(x, Q^2) \Delta D_q^B(z, Q^2) (F_{RR}^2 - (1-y)^2 F_{RL}^2) + \sum_{\bar{q}} f_{\bar{q}}^N(x, Q^2) \Delta D_{\bar{q}}^B(z, Q^2) (F_{RL}^2 - (1-y)^2 F_{RR}^2) \right] \left[\sum_q f_q^N(x, Q^2) D_q^B(z, Q^2) (F_{RR}^2 + (1-y)^2 F_{RL}^2) + \sum_{\bar{q}} f_{\bar{q}}^N(x, Q^2) D_{\bar{q}}^B(z, Q^2) (F_{RL}^2 + (1-y)^2 F_{RR}^2) \right]^{-1}$$

В выражениях наблюдаемых величин присутствуют феноменологические параметры-функции распределения кварков и антикварков в поляризованных нуклонах и функции фрагментации поляризованного кварка (антикварка) в поляризованный барион B , значения которых определяются из эксперимента. В литературе имеется ряд наборов функций распределения кварков в нуклонах [5-7]. Для численных оценок асимметрий и поляризаций нами использованы функции распределения валентных и морских поляризованных кварков (антикварков) в нуклонах, приведенные в [5].

Нами приведены численные расчеты степени продольной поляризации (13)-(16) в случае рождения Λ^0 -гиперонов в реакциях $e^\mp p \rightarrow e^\mp \Lambda^0 X$ при $\sqrt{s} = 300$ Гэв (ep -коллайдер HERA), параметре Вайнберга $\sin^2 \theta_w = 0.232$.

Согласно [8], спиновые функции фрагментации кварков в Λ^0 -гиперон параметризованы в виде

$$\Delta D_S^\Lambda(z, Q^2) = z^\alpha D_S^\Lambda(z, Q^2),$$

$$\Delta D_U^\Lambda(z, Q^2) = \Delta D_d^\Lambda(z, Q^2) = N_U \Delta D_S^\Lambda(z, Q^2),$$

а параметры N_U и α выбраны так

Параметр	Вариант 1	Вариант 2	Вариант 3
N_U	0	-0.2	1
α	0.62	0.27	1.66

На рис.1 приводится зависимость степени продольной поляризации Λ^0 -гиперона $P_\Lambda^{(-)}(\lambda = 1)$ в реакции $e^\mp p \rightarrow e^\mp \Lambda^0 X$ от переменных x, y или z . Как видно, в варианте 1 степень продольной поляризации Λ -гиперона очень мала и почти не зависит от переменных x, y или z . В варианте 2 поляризация отрицательна, а в варианте 3-положительна и увеличивается по модулю с ростом инвариантных переменных x, y или z . Аналогичное поведение степени продольной поляризации Λ -гиперона $P_\Lambda^{(-)}(h_B)$ наблюдается и для x, y или z -зависимостей (см. рис.2, где представлена зависимость степени продольной поляризации $P_\Lambda^{(-)}(h_N = -1)$ от переменных x, y или z).

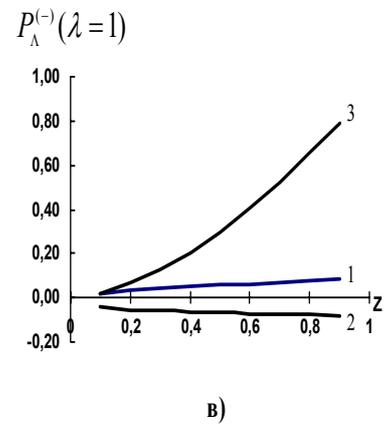
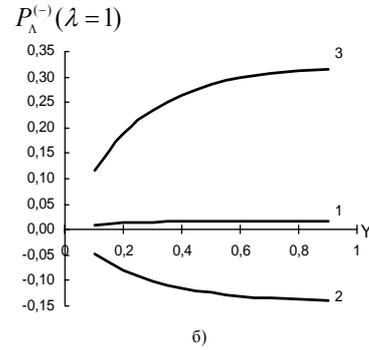
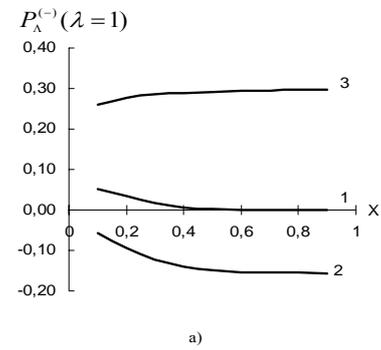


Рис.1. Зависимость степени продольной поляризации $P_\Lambda^{(-)}(\lambda = 1)$ от x при $y=0.5, z=0.5$, от y при $x=0.3, z=0.5$ и от z при $x=0.1, y=0.7$

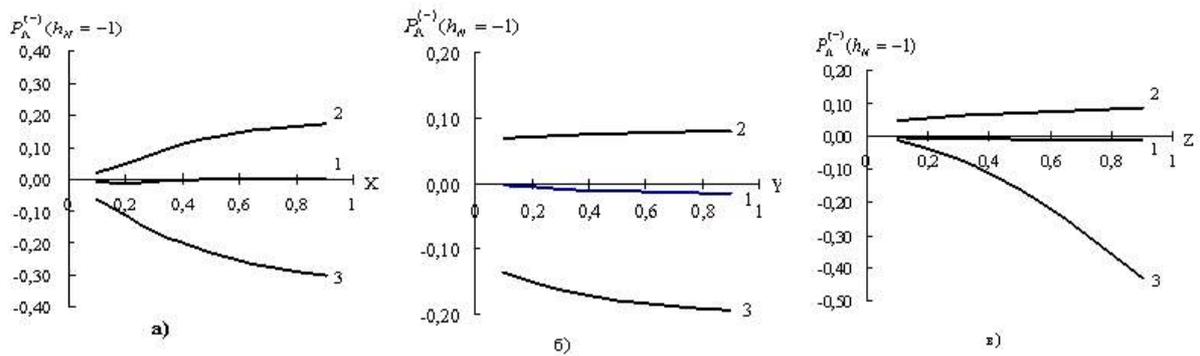


Рис 2. Зависимость степени продольной поляризации $P_A^{(-)}(h_N = -1)$ от x при $y=0.3, z=0.5$; от y при $x=0.3, z=0.5$; и от z при $x=0.3, y=0.3$

-
- [1]. Adlof C. et al. Z.Phys., 1997, c. 74, 191
 [2]. Lampe B., Reya E., Phys. Reports, 2000, 332, 1
 [3]. Abe K. et. al., Phys. Rev. Lett., 1997, 79, 26
 [4]. Abdullayev S.K., Mukhtarov A. I., Godjajev M. Sh., Fizika, 2003, №1, 38
 [5]. Cheng H.Y., Lai S.N., Wu C.Y., Phys.Rev., 1996; D53, 2380
 [6]. Martin A.D., Stirling W.I., Phys.Rev., 1995, D51, 4756.
 [7]. Gluck M. et. al., Phys. Rev, 1996, D53, 4775.
 [8]. D. de Florian, Stratmann M., Vogelsang W., Phys Rev., 1998, D57, 5871