

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ  
ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

(КВАЗИ)УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ (АНТИ)НЕЙТРИНО  
НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НУКЛОНАХ

© 1995 г. П. П. Кужир, В. И. Лашкевич<sup>1)</sup>, С. И. Тимошин<sup>1)</sup>, Н. М. Шумейко

Национальный научно-учебный центр физики частиц и высоких энергий  
при Белорусском государственном университете, Минск

Поступила в редакцию 04.11.94 г.

Вычислены дифференциальные сечения процессов рассеяния (анти)нейтрино на поляризованной мишени с конечным адронным состоянием, содержащим один нуклон. Анализ наблюдаемых демонстрирует новые возможности определения слабого аксиального формфактора нуклона и проверки гипотезы сохраняющегося векторного тока (СВТ).

1. В настоящей работе предлагается схема извлечения из данных по (квази)упругому рассеянию (анти)нейтрино на поляризованных нуклонах

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + n(p) \longrightarrow \mu^-(\mu^+) + p(n), \quad (1)$$

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \longrightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N, \quad N = p, n, \quad (2)$$

информации о слабом аксиальном формфакторе  $F_A$ .

Известно, что прецизионное измерение последнего расценивается сегодня как один из реальных путей к "окну в адронную структуру" [1] – имеется в виду дальнейшее выделение странной компоненты  $F_A$ .

Среди возможностей определения аксиального формфактора, предлагаемых в работах [2, 3], а также предоставляемых экспериментами ЕМС, Е142, Е143 (см. ссылки в [4]), предпочтение отдается нейтринным процессам [5]. Своим особым статусом [6] нейтрино обязано таким специфическим свойствам, как точечность; способность "различать" кварки и антикварки, "чувствовать" ароматы; слабая зависимость соответствующих сечений рассеяния от квадрата переданного импульса  $Q^2$ .

Вместе с тем поиск слабых токов второго рода (эксперимент АGS в Брукхейвенской лаборатории [7]) устанавливает лишь верхний предел величины скалярного формфактора, и, следовательно, нет полной уверенности в справедливости гипотезы СВТ для малых  $Q^2$ . В то же время явления на границах кинематической области (при  $Q^2 \rightarrow 0$ ) вызывают особый интерес [5]. В настоящей работе обсуждается возможность экспериментальной проверки гипотезы СВТ.

2. Дифференциальное сечение процессов (1) представляется в виде

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

где  $d\sigma_{\nu, \bar{\nu}}^a$  – сечение рассеяния на неполяризованной

мишени [8], а для поляризационной части имеем

$$d\sigma_{\nu, \bar{\nu}}^p = \frac{G^2}{(2\pi)^2} \cos^2 \theta_C \delta(v - Q^2/2M) \times \\ \times \{ 2\xi k(Ey / (2M) F_M - F_V) [y_2 F_A \pm y(F_V + F_M)] + \\ + \xi Q [F_A(2y_1 F_V - F_M(Ey_2/M + y)) \pm \\ \pm (y(F_V + F_M)(F_V - EF_M/M) - y_2 F_A^2)] \} d^3 k' / k'_0. \quad (4)$$

Здесь  $F_{V,M} = F_{V,M}(Q^2)$  и  $F_A = F_A(Q^2)$  – соответственно векторные и аксиальный формфакторы;  $y = v/E$ ,  $y_{1(2)} = 1(2) - y$ ,  $Q = k - k'$ ,  $\xi$  – вектор поляризации нуклона,  $G$  – константа Ферми,  $\theta_C$  – угол Кабиббо,  $k(k')$  – 4-импульс (начального) конечного лептона.

Для удобства введем вместо  $F_{V,M}$  слабые формфакторы  $G_{E,M}^W$ , аналогичные электромагнитным формфакторам Сакса:

$$G_E^W = F_V - \frac{Q^2}{4M^2} F_M, \quad (5)$$

$$G_M^W = F_V + F_M.$$

Если гипотеза СВТ справедлива, слабые векторные формфакторы  $F_{V,M}$  связаны с электромагнитными  $F_{1,2}$  следующими соотношениями [6, 8]:

$$F_{V,M} = F_{1,2}^p - F_{1,2}^n,$$

и легко видеть, что

$$G_{E,M}^W = G_{E,M}^p - G_{E,M}^n,$$

т.е.  $G_{E,M}^W$  можно считать известными. Сегодня существует ряд моделей (подгонок) [8 - 11], позволяющих определять формфакторы Сакса с высокой точностью. Далее (п. 4) будет показано, что наблюдаемые процессы (1), (2) не чувствительны к выбору последних. Таким образом, определению подлежит только аксиальный формфактор  $F_A$ .

<sup>1)</sup> Гомельский политехнический институт.



Понятно также, что в данном случае гипотеза СВТ нуждается в проверке сама по себе.

Для дальнейшего анализа построим поляризационные асимметрии:

продольные

$$A_{\pm}^{\parallel} = \frac{\left[ \frac{d\sigma_{\nu}^{\downarrow\uparrow}}{dQ^2} \pm \frac{d\sigma_{\bar{\nu}}^{\uparrow\uparrow}}{dQ^2} \right] - \left[ \frac{d\sigma_{\nu}^{\downarrow\downarrow}}{dQ^2} \pm \frac{d\sigma_{\bar{\nu}}^{\uparrow\downarrow}}{dQ^2} \right]}{\left[ \frac{d\sigma_{\nu}^{\downarrow\uparrow}}{dQ^2} \pm \frac{d\sigma_{\bar{\nu}}^{\uparrow\uparrow}}{dQ^2} \right] + \left[ \frac{d\sigma_{\nu}^{\downarrow\downarrow}}{dQ^2} \pm \frac{d\sigma_{\bar{\nu}}^{\uparrow\downarrow}}{dQ^2} \right]} = \frac{P_N(\sigma_{\nu}^{p,\parallel} \pm \sigma_{\bar{\nu}}^{p,\parallel})}{\sigma_{\nu}^a \pm \sigma_{\bar{\nu}}^a} \quad (6)$$

и поперечные (формулы (6) с заменами  $\frac{d\sigma_{\nu,\bar{\nu}}^{\parallel}}{dQ^2} \rightarrow$

$$\rightarrow \frac{d\sigma_{\nu,\bar{\nu}}^{\perp}}{dQ^2}, \sigma_{\nu,\bar{\nu}}^{p,\parallel} \rightarrow \sigma_{\nu,\bar{\nu}}^{p,\perp}), \text{ где}$$

$$\frac{d\sigma_{\nu,\bar{\nu}}^{\lambda}}{dQ^2} = \frac{G^2}{2\pi} \cos^2 \theta_c (\sigma_{\nu,\bar{\nu}}^a + P_N^{\lambda} \sigma_{\nu,\bar{\nu}}^{p,\lambda})$$

– сечение процессов (1) с учетом определенной поляризации нуклона (продольной или поперечной, что отражает индекс  $\lambda$ ) после проведения всех тривиальных интегрирований;  $P_N^{\lambda}$  – степень поляризации нуклона. Далее, исходя из (4) и принимая во внимание определения (5), поляризационную часть сечения в зависимости от значения  $\lambda$  запишем в виде

$$\begin{aligned} \sigma_{\nu,\bar{\nu}}^{p,\parallel} &= G_E^W (y_2 F_A \pm y G_M^W) + (1 + M/E) R_{\nu,\bar{\nu}}(Q^2, y), \\ \sigma_{\nu,\bar{\nu}}^{p,\perp} &= -\frac{y_1 \sin \theta}{y} R_{\nu,\bar{\nu}}(Q^2, y), \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} R_{\nu,\bar{\nu}}(Q^2, y) &= F_A/f(1, 1) \{ y^2/2f(G_M^W, G_E^W) - \\ &- Q^2/2M^2 [G_E^W - 1/2(1 + y_1^2)G_M^W] \} \pm \\ &\pm y/2 \{ y_2 F_A^2 - G_M^W/f(1, 1) [yf(G_E^W, G_M^W) + \\ &+ Q^2/2M^2(G_E^W - G_M^W)] \}, \\ f(A, B) &= A + (Q^2/4M^2) B, \end{aligned}$$

$$\sin \theta = \left[ \frac{2My}{Ey_1} \left( 1 - \frac{My}{2Ey_1} \right) \right]^{1/2},$$

$\theta$  – угол рассеяния<sup>2)</sup>.

<sup>2)</sup> Поперечная компонента вектора поляризации нуклона лежит в плоскости рассеяния.

Если принять гипотезу СВТ, то

$$A_{+}^{\parallel} = P_N \frac{(G^2/2\pi) \cos^2 \theta_c}{d\sigma_{\nu}^a/dQ^2 + d\sigma_{\bar{\nu}}^a/dQ^2} \times \quad (8)$$

$$\times \left[ 2G_E^W y_2 + (1 + M/E) \frac{s(Q^2, y)}{f(1, 1)} \right] F_A,$$

$$A_{+}^{\perp} = -P_N \frac{(G^2/2\pi) \cos^2 \theta_c y_1 \sin \theta s(Q^2, y)}{(d\sigma_{\nu}^a/dQ^2 + d\sigma_{\bar{\nu}}^a/dQ^2) y f(1, 1)} F_A, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} s(Q^2, y) &= y^2 f(G_M^W, G_E^W) - \\ &- Q^2/M^2 (G_E^W - 1/2(1 + y_1^2)G_M^W), \end{aligned}$$

т.е.  $F_A$  может быть определен непосредственно из экспериментальных данных, вообще говоря, при любых энергиях. В то же время извлечение аксиального формфактора, например, из разности неполяризационных сечений  $d\sigma_{\nu}^a/dQ^2 - d\sigma_{\bar{\nu}}^a/dQ^2$  ограничено сравнительно небольшими значениями  $E_{\nu,\bar{\nu}}$ , так как с ростом энергии начального лептона соответствующая разность уменьшается [8].

Более того, благодаря независимости отношения асимметрий (8), (9) от аксиального формфактора появляется возможность проверить гипотезу СВТ экспериментально (по отклонению от теоретических предсказаний – см. рис. 1а):

$$\frac{A_{+}^{\parallel}}{A_{+}^{\perp}} = -\frac{1 + M/E + (2G_E^W y_2 f(1, 1))/s(Q^2, y)}{(y_1/y) \sin \theta}. \quad (10)$$

3. Формулы (7) - (10) справедливы для случая нейтрального тока, если

$$\begin{aligned} G_{E,M}^W &\rightarrow (G_{E,M}^Z)_N, \\ F_A &\rightarrow (F_A^Z)_N, \\ \cos^2 \theta_c &\rightarrow 1, \end{aligned}$$

где  $N = p$  или  $n$ . Здесь

$$\begin{aligned} (G_{E,M}^Z)_{p,n} &= (1/2 - \sin^2 \theta_W) G_{E,M}^{p,n} - 1/2 G_{E,M}^{n,p}, \\ (F_A^Z)_{p,n} &= \pm 1/2 F_A, \end{aligned} \quad (11)$$

$\theta_W$  – угол Вайнберга.

Таким образом, выражения (11) демонстрируют дополнительную возможность измерения одного из основных параметров стандартной модели. Отношение  $A_{+}^{\parallel}/A_{+}^{\perp}$  (рис. 1б) зависит здесь исключительно от  $\sin^2 \theta_W$ , значение которого можно найти только из данных по упругому рассеянию (2).

4. Очевидно, что предложенная нами схема извлечения информации из экспериментов типа



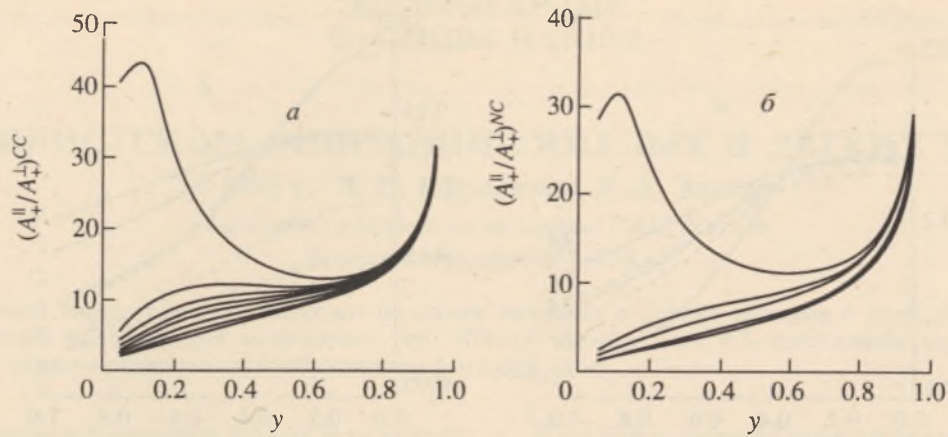


Рис. 1. Зависимость отношений  $(A_+^||/A_+^⊥)^{CC}$  (а) и  $(A_+^||/A_+^⊥)^{NC}$  (б) от скейлинговой переменной  $y$ .  $E = 30$  ГэВ. Сверху вниз кривым соответствуют на рис. а:  $Q^2 = 0.02, 0.2, 0.3, 0.4, 1, 1.2, 5, 7$  (ГэВ/с) $^2$ , на рис. б:  $Q^2 = 0.02, 0.5, 1, 5, 10$  (ГэВ/с) $^2$ .

(1), (2) будет работать удовлетворительно лишь в случаях:

слабой зависимости наблюдаемых от выбора той или иной модели (подгонки) для расчета формфакторов  $G_{E,M}^{W,Z}$ ,

значительной чувствительности поляризационных асимметрий к величине аксиального формфактора  $F_A$ ,

заметного отличия от нуля выбранных наблюдаемых.

В таблице собраны значения поперечных поляризационных асимметрий  $A_+^⊥$  (степень поляризации 30%) для рассеяния по заряженному и нейтральному каналам. Для расчета  $G_{E,M}^{Z,W}$  использовались: 1) стандартная дипольная формула [8], 2) подгонка [10] и 3) модель векторной доминантности [11]. В большей части кинематической области значения асимметрий 1), 2), 3) фактически совпадают (расхождение в третьем порядке).

Зависимость поперечных асимметрий  $(A_+^⊥)^{CC,NC}$  (%) от скейлинговой переменной  $y$  для различных значений квадрата переданного импульса  $Q^2$

| $Q^2$ ,<br>(ГэВ/с) $^2$ |    | $y$    |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |
|-------------------------|----|--------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
|                         |    | 0.05   | 0.1   | 0.2   | 0.3   | 0.4   | 0.5   | 0.6   | 0.7   | 0.8   | 0.9   | 0.95  |
| CC                      |    |        |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |
| 0.02                    | 1) | 0.712  | 0.666 | 0.899 | 1.164 | 1.314 | 1.330 | 1.242 | 1.082 | 0.864 | 0.574 | 0.362 |
|                         | 2) | 0.710  | 0.665 | 0.899 | 1.164 | 1.315 | 1.333 | 1.245 | 1.084 | 0.867 | 0.576 | 0.364 |
|                         | 3) | 0.711  | 0.665 | 0.899 | 1.164 | 1.315 | 1.332 | 1.244 | 1.083 | 0.866 | 0.575 | 0.363 |
| 0.5                     | 1) | 7.798  | 5.331 | 3.596 | 2.808 | 2.366 | 2.049 | 1.772 | 1.492 | 1.178 | 0.781 | 0.494 |
|                         | 2) | 7.790  | 5.325 | 3.566 | 2.806 | 2.365 | 2.048 | 1.772 | 1.492 | 1.178 | 0.781 | 0.494 |
|                         | 3) | 7.791  | 5.325 | 3.564 | 2.802 | 2.358 | 2.039 | 1.762 | 1.481 | 1.168 | 0.774 | 0.489 |
| NC                      |    |        |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |
| 0.7                     | 1) | 10.356 | 7.089 | 4.730 | 3.679 | 3.053 | 2.608 | 2.235 | 1.873 | 1.477 | 0.980 | 0.620 |
|                         | 2) | 10.367 | 7.096 | 4.733 | 3.680 | 3.052 | 2.605 | 2.230 | 1.868 | 1.472 | 0.976 | 0.618 |
|                         | 3) | 10.394 | 7.114 | 4.742 | 3.682 | 3.048 | 2.596 | 2.219 | 1.854 | 1.459 | 0.966 | 0.611 |
| 1.0                     | 1) | 12.273 | 8.383 | 5.541 | 4.241 | 3.448 | 2.884 | 2.427 | 2.006 | 1.568 | 1.035 | 0.654 |
|                         | 2) | 12.280 | 8.388 | 5.542 | 4.241 | 3.446 | 2.880 | 2.422 | 2.001 | 1.562 | 1.030 | 0.651 |
|                         | 3) | 12.299 | 8.399 | 5.544 | 4.234 | 3.432 | 2.860 | 2.397 | 1.974 | 1.537 | 1.011 | 0.638 |

Примечание. Расчет слабых формфакторов  $G_{E,M}^{W,Z}$  проводился с учетом: 1) дипольной формулы [8], 2) подгонки [10] и 3) модели векторной доминантности [11].  $E = 30$  ГэВ,  $P_N = 30\%$ .



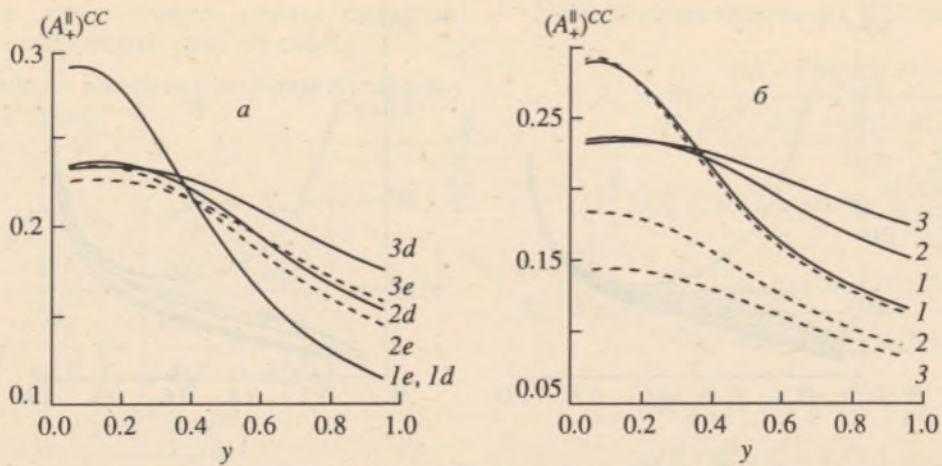


Рис. 2. Зависимость  $(A_+^{||})^{CC}$  от скейлинговой переменной  $y$ .  $E = 30 \text{ ГэВ}$ ,  $P_N = 30\%$ .  $Q^2 = 0.02$  (1),  $0.5$  (2),  $1$  (3)  $(\text{ГэВ}/c^2)^2$ . На рис. а сплошная и штриховая кривые – расчет  $F_A$  [2] соответственно по дипольной формуле (индекс d) и с учетом модели векторной доминантности (индекс e).  $M_A = 1.08 \text{ ГэВ}/c^2$ . На рис. б сплошная и штриховая кривые – расчет  $F_A$  [2] по дипольной формуле соответственно для  $M_A = 1.08$  и  $0.71 \text{ ГэВ}/c^2$ .

В то же время рис. 2 иллюстрирует весьма ощутимую зависимость наблюдаемых, в частности продольных асимметрий  $(A_+^{||})^{CC}$ , от выбора аксиального формфактора. Численные результаты для  $(A_+^{||})^{CC}$  (степень поляризации 30%) при  $F_A$ , рассчитанном по дипольной формуле и с учетом модели векторной доминантности (для двух значений свободного параметра  $M_A = 0.71, 1.08 \text{ ГэВ}/c^2$  [2], отличаются на несколько процентов, а в ряде случаев ( $Q^2 \approx 1 \text{ (ГэВ}/c^2)^2$ ) разница достигает 10%.

5. Итак, изучение процессов (квази)упругого рассеяния (анти)нейтрино на поляризованных нуклонах демонстрирует новые возможности получения информации об аксиальном формфакторе  $F_A$  без ограничения по энергии нейтринного пучка. Мы предлагаем также путь проверки гипотезы СВТ и, наконец, показываем, что значение  $\sin^2\theta_W$  может быть определено независимо из данных по упругому рассеянию (2).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Georgy H. et al. // Phys. Lett. 1986. V. B169. P. 73.
2. Brunner J. et al. // Z. Phys. 1990. V. C45. P. 551.
3. Ahrens L. et al. // Phys. Rev. 1987. V. D35. P. 785.
4. Ellis J., Karniler M. CERN-TH-6898.93, TAUP-2052.93-hep-pu/9305306.
5. Kaplan D. // SLAC-PUB-392, 1992. P. 129.
6. Слабые взаимодействия. М.: Энергоатомиздат, 1984.
7. Ahrens L. et al. // Phys. Lett. 1988. V. B202. P. 284.
8. Биленький С. Лекции по физике нейтринных и лептоннуклонных процессов. М.: Энергоатомиздат, 1981.
9. Schlumpf F. SLAC-PUB-6502, 1994.
10. Биленькая С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 19. С. 613.
11. Garry M., Krumpelman W. // Z. Phys. 1986. V. A322. P. 689.

## (QUASI)ELASTIC (ANTI)NEUTRINO SCATTERING ON POLARIZED NUCLEONS

P. P. Kuzhir, V. I. Lashkevich, N. M. Shumeiko, S. I. Timoshin

The differential cross sections for the processes of (anti)neutrino scattering on the polarized target with the final hadron state including a nucleon are calculated. Analysis of the observables demonstrates the new possibilities to determine the nucleon weak axial form-factor and to test the hypothesis of the conservation of the vector current are offered.