

В. К. ҚЕРИМОВ, М. Я. САФИН, Д. ИШАНКУЛИЕВ

ОБ УПРУГОМ РАССЕЯНИИ НЕЙТРИНО (АНТИНЕЙТРИНО) НА ПОЛЯРИЗОВАННОМ ПРОТОНЕ

Исследование лептонных и полулептонных процессов с участием слабых нейтральных токов привлекает в настоящее время значительное внимание. Этот интерес вызван, с одной стороны, экспериментальным открытием нейтральных токов [1], а с другой — возможностью теоретического построения перенормируемых моделей слабого и электромагнитного взаимодействий со спонтанно нарушенной калибровочной инвариантностью, многие из которых предсказывают существование слабых нейтральных токов [2].

В данной работе вычислены дифференциальные сечения упругого нейтрино (антинейтрино)-протонного рассеяния ($\nu = \nu_e, \nu_\mu$):

$$\nu + p \rightarrow \nu + p \quad (a) \quad \text{и} \quad \bar{\nu} + p \rightarrow \bar{\nu} + p \quad (б)$$

с учетом поляризаций начального протона и протона отдачи. Исследуются спиновые зависимости сечений, а также степень продольной поляризации протонов отдачи в зависимости от ориентации спина начального протона.

Из приводимых ниже результатов следует, что эксперименты с поляризованной протонной мишенью могут дать более подробную информацию о структуре слабого нейтрального нуклонного тока (СНТ). Показано, что измерение зависимости сечения и степени продольной поляризации протонов отдачи от ориентации спина протонной мишени позволило бы получить дополнительные соотношения между векторными и аксиально-векторными формфакторами СНТ.

Эффективный гамильтониан взаимодействия для процессов (а) и (б) имеет вид

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\nu} \gamma_\alpha (1 + \gamma^5) \nu J_z^\alpha. \quad (1)$$

Матричный элемент СНТ в предположении T -инвариантности и отсутствие токов второго рода дается выражением

$$\langle p' | J_z^\alpha | p \rangle = \bar{u}' \left[\gamma^\alpha (g_V^0 + g_A^0 \gamma^5) - \frac{1}{2m} f_V^0 P^\alpha + \frac{1}{2m} f_A^0 q^\alpha \gamma^5 \right] u, \quad (2)$$

где m — масса протона, $P = p + p'$, $q = p - p'$, g_i^0 , f_i^0 ($i = V, A$) — действительные формфакторы, p и p' — 4-импульсы начального и конечного протонов.

В лабораторной системе при высоких энергиях падающих нейтрино и антинейтрино ($E_\nu \gg m$) с помощью (1) и (2) для дифференциального сечения получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} = \frac{G^2}{8\pi} & \left\{ (g_V^0 \pm g_A^0)^2 [1 \pm s'h(x)] [1 \pm (\text{sn})] + (g_V^0 \mp g_A^0)^2 [1 \pm s'h(x)] [1 \mp (\text{sn})] \times \right. \\ & \times \left(1 - \frac{t}{2mE_\nu} \right)^2 + 2f_V^0 \left(1 - \frac{t}{2mE_\nu} \right) \left[((1+x)f_V^0 - 2g_V^0)(1 + s'(\text{sn})h(x)) - \right. \\ & \left. \left. - 2(\text{sn}) \left(g_A^0 - s'h(x)g_V^0 - \frac{1}{4mE_\nu} (g_A^0 \mp g_V^0)(1 \pm s'h(x)) \right) \right] \right\}. \quad (3) \end{aligned}$$

Здесь верхний и нижний знаки относятся к реакциям (а) и (б), s и s' — единичный вектор поляризации начального и спиральность конечного протонов, \hat{n} — единичный вектор в направлении импульса падающего нейтрино (антинейтрино);

$$h(x) = \sqrt{x/(1+x)}, \quad x = t/4m^2, \quad t = -q^2 \quad \text{и} \quad q^2 = -2E_\nu E_\nu' (1 - \cos \theta).$$

В случае относительно малых передаваемых импульсов ($t/E_\nu^2 \ll 1$, $t/mE_\nu \ll 1$ [3, 4]) степени продольной поляризации протонов отдачи реакции (а) могут быть представлены в виде

$$P_{\pm}^{(v)}(x) = \pm h(x) \frac{(1+x)f_V^0 - a_{\pm}^2}{(f_V^0 - a_{\pm})^2 + x f_V^0} \quad (4)$$

$$P_0^{(v)}(x) = -h(x) \frac{2g_V^0 g_A^0}{g_A^0 + (g_V^0 - f_V^0)^2 + x f_V^0} \quad (5)$$

Здесь $P_{+}^{(v)}$, $P_0^{(v)}$ и $P_{-}^{(v)}$ соответствуют ориентациям спина протона мишени относительно импульса падающего нейтрино $s \uparrow \uparrow p$, $s \perp p$ и $s \uparrow \downarrow p$; $a_{\pm} = g_V^0 \pm g_A^0$.

Как видно из (3), $P_0^{(v)}$ описывает также продольную поляризацию протонов-отдачи при рассеянии нейтрино на неполяризованном протоне ($s=0$) [5]. Из (5) следует, что измерение $P_0^{(v)}$ могло бы дать информацию об относительном знаке формфакторов g_V^0 и g_A^0 .

Предположим, что все формфакторы имеют одинаковую зависимость от t , отличаясь лишь значениями в нуле. Тогда из (4) следует, что $P_{\pm}^{(v)}$ как функция x может достигать локального экстремума в точках

$$x_{\pm}^{(1)} = \frac{(f_V^0 - a_{\pm})^2}{(2a_{\pm} - f_V^0) f_V^0}, \quad x_{\pm}^{(2)} = \frac{f_V^0 - a_{\pm}^2}{(2a_{\pm} - f_V^0) f_V^0} \quad (6)$$

Нетрудно проверить, что $P_{\pm}^{(v)}$ достигают в точках $x_{\pm}^{(1)}$ абсолютного экстремума $|P_{\pm}^{(v)}| = 1$ независимо от предположения об одинаковой функциональной зависимости формфакторов. При этом выражение (6) для $x_{\pm}^{(1)}$ становится уравнением, корни которого дают значения t , при которых протоны-отдачи реакции (а) полностью продольно-поляризованы.

Однако заранее нельзя знать будет ли хотя бы одно из решений (6) удовлетворять физическому требованию $x > 0$. Если оно не выполняется, то $P_{\pm}^{(v)} \rightarrow \pm 1$ монотонно при $x \rightarrow \infty$.

Таким образом, экспериментальное подтверждение существования экстремума $|P_{\pm}^{(v)}| = 1$ при конечных t сразу же наложит на формфакторы ограничение $[2(g_V^0 \pm g_A^0) - f_V^0] f_V^0 > 0$.

Если же потребовать выполнения условий $P_{+}^{(v)} = P_{-}^{(v)} = P_0^{(v)}$, то с помощью (4) и (5) нетрудно получить еще пару уравнений:

$$x_{\pm}^{(3)} = \pm [g_A^0 - (g_V^0 - f_V^0)(g_V^0 \mp f_V^0)] / f_V^0,$$

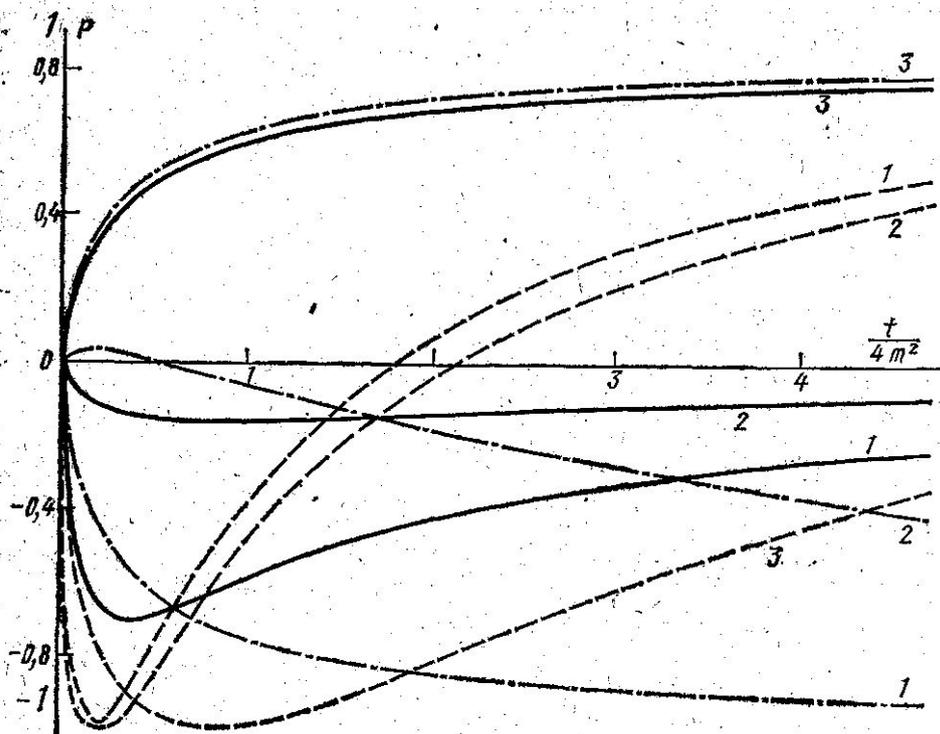
корни которых определяют те значения t , при которых степень продольной поляризации протонов-отдачи не зависит от ориентации спина протона мишени. Следовательно, измерив степени продольной поляризации протонов-отдачи реакции (а) и обнаружив, что все три кривые $P_0^{(v)}$ и $P_{\pm}^{(v)}$ пересекаются в одной точке, можно сделать утверждение, что выполняется одно из неравенств $g_A^0 - (g_V^0 - f_V^0)^2 > 0$, или $g_V^0 - f_V^0 - g_A^0 > 0$.

Для конкретности рассмотрим модель Вайнберга—Салама [4], в которой

$$g_V^0(0) - f_V^0(0) = \frac{1}{2} - 2 \sin^2 \theta_W, \quad g_V^0(0) = 2,35 - 5,58 \sin^2 \theta_W, \quad g_A^0(0) = 0,62.$$

На рисунке приведены графики $P_{\pm}^{(v)}$ и $P_0^{(v)}$ для различных $\sin^2 \theta_W$, из которых видно, насколько сильно зависит поведение степеней продольной поляризации протонов-отдачи от значений формфакторов в нуле.

Приводимые кривые достаточно хорошо описывают степень продольной поляризации протонов-отдачи реакции (а) во всем интервале $0 \leq t/2m_\nu E \leq 5$, если энергия падающих нейтрино $E_\nu \geq 20$ ГэВ. Из рисунка видно, что при $\sin^2 \theta_W = 0,3; 0,4$ и $0,5$ только $P_{+}^{(v)}$ достигает максимума $P_{+}^{(v)} = -1$, кроме того, все три кривые $P_{\pm}^{(v)}$ и $P_0^{(v)}$ пересекаются в одной точке: $x = 0,62$ при $\sin^2 \theta_W = 0,3$ и $x = 1,7$ при $\sin^2 \theta_W = 0,4$.



Степени продольной поляризации протонов отдачи реакции $\nu p \rightarrow \nu p$ как функция $t/4m^2$ в модели Вайнберга—Салама при $E_\nu \gg 20$ Гэв. Кривым 1, 2 и 3 соответствуют $\sin^2\theta = 0,3, 0,4$ и $0,5$. Сплошные кривые — $s.l.p_\nu$, пунктирные $s^+l^+p_\nu$, штрихпунктирные — $s^+l^-p_\nu$

В рассмотренном приближении ($t \ll 2mE_\nu$, рассеяние нейтрино и антинейтрино вперед) степень продольной поляризации протонов отдачи $P_\pm^{(\nu)}$ и $P_0^{(\bar{\nu})}$ реакции (б) также дается формулами (4) и (5) и описывается кривыми, приведенными на рисунке. В случае же рассеяния нейтрино и антинейтрино назад ($t \sim 2mE_\nu$), сечение реакции (а) обращается в нуль при s^+l^- , а реакции (б) — при s^+l^+ . При этом для степени продольной поляризации протонов отдачи будем иметь

$$P_\pm^{(\nu)} = P_0^{(\nu)} = -1, P_\pm^{(\bar{\nu})} = 0; P_\pm^{(\nu)} = P_0^{(\bar{\nu})} = +1, P_\pm^{(\bar{\nu})} = 0.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Hasert F. et al. «Phys. Lett.», 1973, 46B, 121; Benvenuti A. et al. «Phys. Rev. Lett.», 1974, 32, 800; Barish B. C., et al. «Phys. Rev. Lett.», 1975, 34, 538.
2. Weinberg S. «Rev. Mod. Phys.», 1974, 46, 255.
3. Cundy D. C. et al. «Phys. Lett.», 1970, 31B, 478.
4. Weinberg S. «Phys. Rev.», 1972, D5, 4112.
5. Щепкин М. Г. «Ядерная физика», 1975, 21, 796.

Поступила в редакцию
27.10.1975 г.

Кафедра
теоретической физики