

ЭФФЕКТИВНЫЙ НЕЙТРАЛЬНЫЙ ТОК И НАРУШЕНИЕ ЧЕТНОСТИ ПРИ РАССЕЯНИИ ПРОТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В. Б. Копелиович*, Л. Л. Франкфурт

P-нечетные эффекты, вычисленные в рамках теории с заряженными токами с учетом обмена (аннигиляции) составляющих – партонов, в рассеянии протонов с $E_{\text{лаб}} \approx 10 \text{ ГэВ}$ имеют величину $0,3 \cdot 10^{-7}$ в полном сечении, а при $t \sim s$ достигают 10^{-6} и растут степенным образом с ростом $E_{\text{лаб}}$.

Проблемы, связанные со слабым взаимодействием адронов, вызывают все больший интерес в связи с появлением интенсивных пучков поляризованных протонов, необходимых для регистрации малых эффектов нарушения четности [1, 2]. В настоящей статье *P*-нечетные эффекты в рассеянии протонов высоких энергий рассмотрены с точки зрения модели партонов, в рамках которой естественным образом возникает "эффективный" нейтральный ток, обусловленный обменом или аннигиляцией составляющих – партонов, и где, нарушающая четность, амплитуда слабого взаимодействия (в случае упругого рассеяния адронов) не падает с ростом энергии.

В статье предполагается, что лагранжиан слабого взаимодействия партонов построен только из заряженных токов. Истинно нейтральный ток, обнаруженный во взаимодействии нейтрино с ядрами, по-видимому, сохраняет четность, поскольку отношение $\sigma_{\nu A \rightarrow \nu} / \sigma_{\bar{\nu} A \rightarrow \dots}$ близко к единице [3]. Во всяком случае связанные с ним эффекты нарушения четности могут быть добавлены к вычисленным ниже.

Ранее было показано [4], что в реакциях с перезарядкой в амплитуде слабого взаимодействия при больших энергиях доминирует обмен W^{\pm} -промежуточным векторным бозоном (рис. 1). Это утверждение справедливо, при $|t| \leq \mu^2$, если в рассеянии адронов высоких энергий основную роль играют мультипериферические процессы, и при $t \sim s$ [5], если рассеяние адронов на большой угол сводится к рассеянию валентных партонов [6]. В обоих случаях слабые эффекты растут степенным образом с ростом энергии и переданного импульса [4, 5, 7].

Механизм возникновения эффективного нейтрального тока за счет обмена или аннигиляции составляющих – партонов [5] проиллюстрирован на рис. 2. Он основан на том, что для точечных объектов-партонов амплитуда рассеяния без изменения заряда не содержит специальной малости (ср. νe - и $\bar{\nu} e$ -рассеяние). Соответствующая амплитуда для рассеяния адронов может быть изображена при $s < m_{W^{\pm}}^2$ (формально) как обмен нейтральными векторными бозонами W^0 (рис. 3) с изотопическим спином 0 и единица, с формфакторами $W^0 NN$, известными из рассеяния лептонов на нуклонах. Аксиальный изоскалярный формфактор может быть, в принципе, найден (в рамках модели типа Вейнберга) из сопоставления данных по νN - и νe -рассеянию. Нарушающая четность

*Сотрудник института ядерных исследований АН СССР.

амплитуда упругого рассеяния протона на нуклоне за счет обмена составляющими может быть записана как:

$$M_{\bar{W}} = \frac{G}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{u}_3 \left[f_1(t) \gamma_\mu - f_2 \frac{\sigma_{\mu\lambda} q_\lambda}{2m} \right] u_1 \bar{u}_4 \gamma_\mu \gamma_5 u_2 + \bar{u}_3 \gamma_\mu \gamma_5 u_1 \bar{u}_4 \left[f_1(t) \gamma_\mu + f_2(t) \sigma_{\mu\lambda} q_\lambda / 2m \right] u_2 - \left(\begin{matrix} 1 \rightarrow 2 \\ t \rightarrow u \end{matrix} \right) \right\} \quad (1)$$

$G = 10^{-5} m^{-2}$; m — масса нуклона, $t = q^2 < 0$. Функции $f_1(t)$ и $f_2(t)$ выражаются через векторные и аксиальный формфакторы $F_{1,2}^{0,1}(t)$, $G^{0,1}(t)$, где верхний индекс означает изотопический спин. (Электромагнитная

вершина нуклона имеет вид: $\bar{u}(F_1 \gamma_\mu - F_2 \frac{\sigma_{\mu\lambda} q_\lambda}{2m})u$, где $F_1 = (F_1^0 + \tau_3 F_1^1)/2$; аналогичное разложение можно провести для F_2 и $G^{0,1}$).

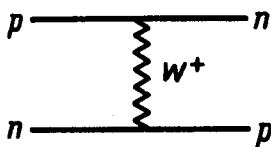


Рис. 1

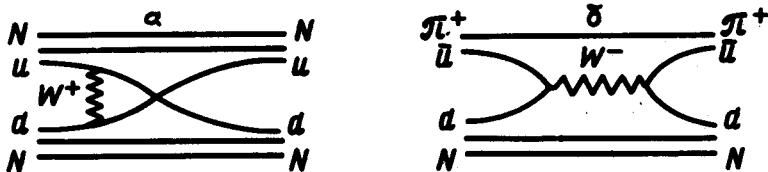


Рис. 2

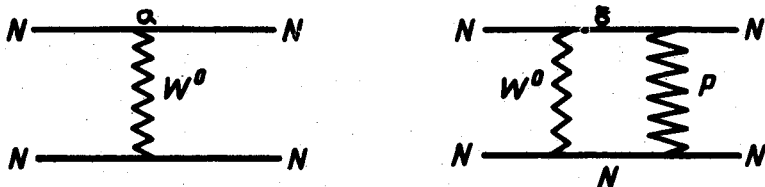


Рис. 3

$$f_1 = -\frac{1}{2}(3F_1^0 G^0 - \tau_3 F_1^1 G^1), \quad f_2 = -\frac{1}{2}(3F_2^0 G^0 - \tau_3 F_2^1 G^1) \quad (2)$$

τ_3 — удвоенная проекция изоспина нуклона мишени. В случае точной $SU(3)$ -симметрии: $G_{t=0}^0 = \frac{3}{5} G_{t=0}^1$ (если пренебречь вкладом странных партонов в вершине взаимодействия W_0 с нуклонами). На опыте $G^1 = 1,25 \pm 0,09$. Используя стандартную дипольную параметризацию для $F_{1,2}^0, G^{0,1}$ и значения

$$F_1^0|_{t=0} = 1 = F_1^1|_{t=0}, \quad F_2^0(0) = \mu_s \quad \text{и} \quad F_2^1(0) = \mu_v,$$

где $\mu_\nu = \mu_p - \mu_n$, а $\mu_s = \mu_p + \mu_n$ (μ_p, μ_n — аномальные магнитные моменты протона и нейтрона), то можно получить следующие выражения для $f_{1,2}^p(t)$ и $f_{1,2}^n(t)$ — для pp - и pn -рассеяния соответственно:

$$f_1^p = \frac{G^1}{2} \left\{ -\frac{4}{5} - \frac{t}{4M^2} \left(\mu_\nu - \frac{9}{5} \mu_s - \frac{4}{5} \right) \right\} D(t), \quad f_2^p(t) = \frac{G^1}{2} \left\{ \mu_\nu - \frac{9}{5} \mu_s \right\} D, \quad (3)$$

$$f_1^n = -\frac{G^1}{2} \left\{ \frac{14}{5} - \frac{t}{4M^2} \left(\frac{14}{5} + \mu_\nu + \frac{9}{5} \mu_s \right) \right\} D, \quad f_2^n(t) = -\frac{G^1}{2} \left(\mu_\nu + \frac{9}{5} \mu_s \right) D,$$

$$D^{-1} = (1 - t/4m^2)(1 - t/0,71)^2(1 - t/m_A^2)^2, \quad m_A^2 = 0,9 \pm 0,2 \text{ Гэв}^2 [8].$$

Если кварки цветные, то все формфакторы содержат добавочный множитель $1/3$. Вклад от эффективного нейтрального тока в $\sigma_+ - \sigma_-$, разность полных сечений рассеяния протонов, поляризованных по и против своего импульса, возникает от интерференции амплитуды (1) с реальной частью сильной амплитуды, (как мнимая часть графиков типа рис. 3, описывающего экранировку слабого взаимодействия). Оценим величину $\bar{r} = (\sigma_+ - \sigma_-)/\sigma$ в приближении эйконала (рис. 3, б).

$$\bar{r} = +G \frac{\eta 0,9G^1}{4\pi\sqrt{2}(\lambda_s + \lambda_w)}. \quad (4)$$

Здесь $\eta = \text{Re } f_s / \text{Im } f_s |_{t=0} \cdot \lambda_s$ и λ_w — наклоны амплитуд сильного и слабого взаимодействия. $\lambda_s + \lambda_w = 10 \text{ Гэв}^{-2}$ при $E_{\text{лаб}} \sim 10 \text{ Гэв}$. При $E = 6 \text{ Гэв}$ ($\eta = -0,3$) [9] получим $\bar{r} = 0,3 \cdot 10^{-7}$. Экспериментально $\bar{r} < 10^{-5}$ [1]. Заметим, что $G < 0$ и $\bar{r} > 0$ если слабое взаимодействие, действительно, осуществляется через промежуточный бозон. Сделанные ранее оценки для r при энергиях до нескольких сот $Mэв$, использующие стандартные представления об обмене $\rho, \omega, 2\pi$ и ряд других гипотез, также находятся на уровне 10^{-7} [10 — 13]. Следует отметить также, что малость η отсутствует, если измерять корреляцию более сложного вида $[\vec{\sigma}_i \times \mathbf{n}] \vec{\sigma}_j$, т. е. изучать зависимость полного сечения от поперечной поляризации пучка ($\vec{\sigma}_i \perp \mathbf{n}$) при поперечно поляризованной мишени ($\vec{\sigma}_j \perp \mathbf{n}, \vec{\sigma}_j \perp \vec{\sigma}_i$). Имеется также вклад, связанный с перенормировкой вершины вакуумного полюса за счет слабого взаимодействия. Его, в принципе, можно отделить, используя мишени с разным количеством протонов и нейтронов.

Перейдем к оценке P -нечетного эффекта при $t \sim s$, считая, что доминирует рассеяние валентных партонов и можно использовать выражение (1) для амплитуды pp -рассеяния. Верхнюю границу для величин

$$\text{ны } r_{t \sim s} = \left(\frac{d\sigma_+}{dt} - \frac{d\sigma_-}{dt} \right) / \frac{d\sigma}{dt} \text{ можно получить по формуле } r_{\text{max}} = 4\sqrt{\frac{d\sigma^W}{dt} / \frac{d\sigma_s}{dt}}, \text{ где } d\sigma_s/dt \text{ известно из эксперимента [14], а } d\sigma^W/dt -$$

сечение за счет P -нечетной амплитуды слабого взаимодействия (1):

$$\frac{d\sigma^W}{dt} = \frac{G^2}{4\pi} \left[\left(f_1(t) + f_2(t) \sin^2 \frac{\theta}{2} + f_1(u) + f_2(u) \cos^2 \frac{\theta}{2} \right)^2 + \frac{E^2}{4m^2} \sin^2 \theta (f_1(t) - f_2(u))^2 \right] \quad (5)$$

E и θ — энергия и угол рассеяния протона в СЦИ. Для рассеяния при $p_{\text{лаб}} = 12,5 \text{ ГэВ}/c$ $|t| = 6 \text{ ГэВ}^2$ получим $r_{\text{max}} = 10^{-6}$. В случае цветных кварков $r_{\text{max}} \approx 1/3 \cdot 10^{-6}$. Величина r зависит от спиновой структуры сильной амплитуды и ее фазы. Если $f_s(t \sim s)$ определяется рассеянием партонов с обменом, например, векторным глюоном, то $f_s(t \sim s)$ вещественна и r близко к r_{max} .

Авторы благодарны М.Г.Рыскину за обсуждение рассеяния адронов на большие углы.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 октября 1975 г.

Литература

- [1] J.D.Bowman et al. Phys. Rev. Lett., 34, 1184, 1975.
- [2] J.M.Potter et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1307, 1974.
- [3] F.J.Hasert et al. Phys. Lett., 46B, 138, 1973.
- [4] Л.Л.Франкфурт. ЖЭТФ, 45, 691, 1971; Письма в ЖЭТФ, 2, 536, 1970.
- [5] L.L.Frankfurt, V.B.Kopeliovich. Nucl. Phys. B, 1975 (in print).
- [6] S.J.Brodsky, G.R.Farrar. Phys. Rev. Lett., 31, 1153, 1973.
- [7] В.Б.Копелиович, Л.Л.Франкфурт. ЯФ, 21, 799, 1975; E.M.Henley, F.R.Kreis. Phys. Rev., D11, 605, 1975.
- [8] W.A.Mann et al. Phys. Rev. Lett., 31, 1153, 1973.
- [9] NN- and ND- interactions. A. Compilation UCRL-20000 NN, 1970.
- [10] J.G.Körner. Phys. Lett., 44B, 361, 1973.
- [11] B.R.Brown, E.M.Henley, F.R.Kreis. Phys. Rev., 9C, 935, 1974.
- [12] M.Simonius. Nucl. Phys., A220, 269, 1974; G.N.Epstein. Phys. Lett., 55B, 249, 1975.
- [13] M.Gari, J.H.Reid. Phys. Lett., 53B, 237, 1974.
- [14] C.W.Akerlof et al. Phys. Rev., 159, 1138, 1967; J.V.Allaby et al. Phys. Lett., 25B, 156, 1967.