

НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ И P-НЕЧЕТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ГЛУБОКО НЕУПРУГОМ РАССЕЙАНИИ МЮОНОВ.

Н. Н. Николаев, М. А. Шифман, М. Ж. Шматиков¹⁾

Обсуждается возможность обнаружения взаимодействия нейтральных токов, предсказываемых калибровочными моделями слабого взаимодействия, по P-нечетным эффектам в глубоко неупругом рассеянии поляризованных мюонов.

1. В последнее время широко обсуждаются калибровочные модели слабого взаимодействия, в которых присутствует взаимодействие нейтральных – векторных и аксиальных – токов лептонов ℓ_a с адронным током h_a [1]. Имеющиеся экспериментальные ограничения для констант взаимодействия нейтральных токов с $\Delta S = 0$ довольно слабы, и наилучшее из них, следующее из анализа процесса $\nu_\mu p \rightarrow \nu_\mu p \pi^0$ [2] дает:

$$G_n^{(\nu)} \leq 0,4 G_F. \quad (1)$$

Более того, в ряде моделей (см. [1]) нейтральный ток не содержит нейтрино, и в этом случае нейтринный эксперимент оказывается вообще нечувствительным к его существованию. Экспериментальные ограничения на константы взаимодействия нейтрального тока заряженных лептонов $G_n^{(e)}$ и $G_n^{(\mu)}$ с адронным током с $\Delta S = 0$ существенно хуже ограничения (1). Экспериментальные данные по рассеянию мюонов и по проверке μ - e -универсальности дают только очень слабое ограничение²⁾

$$G_n^{(\mu)} \leq (500 + 1000) G_F. \quad (2)$$

Слабое ограничение на $G_n^{(\mu)}$ следует и из $(g-2)$ мюона. В перенормируемых калибровочных моделях поправка к $(g-2)$, вообще говоря, порядка $G_n^{(\mu)} m_\mu^2 / \sqrt{2} 8\pi^2$ [5] и при существующей экспериментальной точ-

¹⁾ Сотрудники Института атомной Энергии им. И.В. Курчатова

²⁾ Оценка (2) получена путем пересчета результатов работ, в которых обсуждалось возможное anomальное (т. е. неэлектромагнитное) рассеяние мюонов на нуклонах (см. обзор [3] и работы [4]).

ности $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ это дает $G_n^{(\mu)} \lesssim 350 G_F$. На порядок более слабое ограничение на $G_n^{(\mu)}$ получается из данных по μ -мезоатомам [6].

Слабость существующих ограничений на величину $G_n^{(\mu)}$ связана с тем, что в поставленных до настоящего времени экспериментах вклад взаимодействия $\ell_a h_a$ выступает лишь как малая поправка на фоне доминирующего вклада электромагнитного взаимодействия. Имеется всего лишь один эксперимент [4а], в котором устранен однофотонный вклад (измерялось отношение $(\sigma_{\mu^-p}^{e\ell} - \sigma_{\mu^+p}^{e\ell}) / (\sigma_{\mu^-p}^{e\ell} + \sigma_{\mu^+p}^{e\ell})$), однако большие экспериментальные ошибки ($\sim 5\% \div 50\%$ при $Q^2 \sim (0,1 \div 0,9) (P_{эв/c})^2$) не позволяют улучшить ограничение (2).

2. Цель данной заметки – подчеркнуть, что значительное улучшение ограничений на величину $G_n^{(\mu)}$ может быть достигнуто при прямом измерении P -нечетных эффектов, таких, например, как зависимость полного сечения неупругого рассеяния мюонов от продольной поляризации мюонов. Как отметили А.М.Зайцев и Л.Г.Ландсберг уникальную возможность проведения подобного эксперимента дает наличие интенсивного пучка поляризованных мюонов на ускорителе ИФВЭ. В связи с тем, что нейтральный ток лептонов может не содержать не только $\bar{\nu}\nu$, но и ee -компоненты¹⁾ и в ряде моделей константа $G_n^{(\mu)}$ может быть существенно больше G_F , улучшение ограничений на $G_n^{(\mu)}$ представляет очень большой интерес для проверок калибровочных моделей слабого взаимодействия.

Рассмотрим феноменологическое взаимодействие вида

$$L = \frac{G_n^{(\mu)}}{\sqrt{2}} \bar{\mu} \gamma_\alpha (g_V + g_A \gamma_5) \mu h_\alpha, \quad (3)$$

где h_α – нейтральный адронный ток с $\Delta S = 0$. В рамках партонной модели Фейнмана [7] для сечения глубоко неупругого рассеяния отрицательных мюонов получаем в стандартных обозначениях:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{d^2\sigma^{em}}{dQ^2 d\nu} \left\{ 1 - \frac{9\sqrt{2} G_n^{(\mu)} Q^2}{20\pi\alpha} g_A G_A \frac{E^2 - E'^2}{E^2 + E'^2} + \right. \\ \left. + \frac{9\sqrt{2} G_n^{(\mu)} Q^2}{20\pi\alpha} s_\mu \left[g_V G_A \frac{E^2 - E'^2}{E^2 + E'^2} + g_A G_V \right] \right\}. \quad (4)$$

Здесь s_μ – степень продольной поляризации падающих мюонов, E и E' – энергии падающего и рассеянного мюонов в ЛС и G_A и G_V связаны с аксиальными и векторными константами партонных нейтральных токов согласно

$$G_A = \sum_i Q_i g_{Ai} = \frac{2}{3} g_{Ap} - \frac{1}{3} g_{An}; \quad G_V = \sum_i Q_i g_{Vi} = \frac{2}{3} g_{Vp} - \frac{1}{3} g_{Vn}.$$

¹⁾ На такую возможность указывали, в частности, Бьеркен и Смит [1с]

Формула (4) справедлива в области $x \gtrsim (+0,3 \div -0,5)$, наиболее оптимальной для поисков ожидаемого эффекта с точки зрения эксперимента, и, где в волновой функции нуклона достаточно учитывать только вклад валентных кварков [8]. В (4) произведено также суммирование по протонам и нейтронам (ядерная мишень). Константы $g_A, v, G_A, v \sim 1$ и зависят от конкретной модели [1].

В мюонном пучке ИФВЭ доступны $Q^2 \sim 10 \div 20$ (Гэв/с)² (см. [9]) и при достижимых точностях $\sim 1\%$ в сравнении полных сечений для право и левополяризованных мюонов это могло бы дать рекордное ограничение на константу взаимодействия нейтрального мюонного тока с нейтральным адронным током без изменения странности:

$$G_n^{(\mu)} \lesssim (3 \div 5) G_F \quad (5)$$

при $g_A, G_V \sim 1$. Дальнейшее улучшение ограничения (5) вплоть до $G_n^{(\mu)} \lesssim G_F$ было бы возможно в мюонном пучке ускорителя NAL, где будут доступны примерно на порядок большие значения Q^2 .

3. Подчеркнем, что эксперименты по глубоко неупругому рассеянию поляризованных мюонов в настоящее время являются самыми критичными к обнаружению взаимодействия (3). При рассеянии неполяризованных мюонов (мюонный пучок SLAC) выделение вклада взаимодействия (3) представляет собой значительно более сложную задачу, так как выделение P -нечетных эффектов требует точного измерения малой продольной поляризации рассеянных мюонов. В упругом рассеянии мюонов малые нарушения формулы Розенблюта за счет взаимодействия (3) могут маскироваться двухфотонным обменом. В неупругих же процессах выделение P -четных поправок за счет взаимодействия (3) возможно только путем сравнения μN - и eN -взаимодействий при использовании дополнительного предположения о характере нарушения μ - e -универсальности. Аналогичные теоретические неопределенности и связанная с ними слабость ограничений на $G_n^{(\mu)}$ возникает и при попытке оценить величину $G_n^{(\mu)}$ из данных по фоторождению мюонных пар и по μ -мезоатомам. Кроме того, сравнение электронного и мюонного рассеяния всегда сталкивается с нормализационными проблемами. Эта проблема относится также и к измерениям разности $\sigma_{\mu^+ N} - \sigma_{\mu^- N}$, возможной за счет взаимодействия (3) (при переходе от μ^- к μ^+ меняется знак g_A в (4)). Помимо этого в этом случае требуется определение теоретически неизвестного двухфотонного вклада в $\sigma_{\mu^+ N} - \sigma_{\mu^- N}$.

4. Взаимодействие мюонов с нейтральным адронным током без изменения странности является общей характеристикой калибровочных моделей слабого взаимодействия. Измерение $G_n^{(\mu)}$ на уровне $\lesssim G_F$ явилось бы непосредственной проверкой моделей типа Вайнберга, где $G_n^{(\mu)} \approx G_F$. Даже ограничение на уровне (5) дало бы существенную информацию относительно некоторых из них. Так, например, в модели Ли - Прентки - Зумино [1в], в котором отсутствует нейтральный ток нейтрино, величина $G_n^{(\mu)}$ может быть существенно больше G_F и является свободным параметром. Ее измерение позволило бы определить массу Z -бозона в этой модели, и важно для проверки предсказаний модели в других процессах.

Кроме того ограничение на $G_n^{(\mu)}$ на уровне (5) позволило бы надежно подтвердить или исключить предложенные ранее перенормируемые скалярные модели слабого взаимодействия Таникавы – Ватанабе – Шабалина, где предсказывается $G_n^{(\mu)} \approx 200 G_F$ [10].

В работе [11] также обсуждалась в рамках модели Вайнберга [1а] возможность поисков нейтральных токов, возникающих в этой модели, в глубоко неупругом рассеянии мюонов на нуклонах по отклонению от масштабной инвариантности и также по измерениям разности сечений рассеяния μ^+ и μ^- для μ^+ с отрицательной и μ^- с положительной спиральностью. Измерение этой разности сечений с высокой точностью $\sim 1\%$ является, как обсуждалось выше, трудной задачей из-за нормализационных проблем, и эффект как легко видеть из (4) подавлен дополнительным кинематическим фактором $(E^2 - E'^2)/(E^2 + E'^2)$. Кроме этого, на наш взгляд, в работе [11] обсуждаемый эффект завышен в два раза.

Авторы благодарны Л.Г.Ландсбергу и А.М.Зайцеву за обсуждения возможностей мюонного эксперимента в ИФВЭ, стимулировавшие написание данной заметки, и В.Б.Берестецкому, Л.Б.Окуню, М.В.Терентьеву за полезные замечания.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
25 мая 1973 г.

Литература

- [1] а) S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19, 1264, 1967; Phys. Rev., D5, 1412, 1972.
б) B.W.Lee. Phys. Rev., D6, 1188, 1972. J.Prentki, B.Zumino. Nucl. Phys., B47, 99, 1972.
с) J.D.Bjorken. C.H.L.Smith. Phys. Rev., D7, 887, 1973.
- [2] W.Lee. Phys. Lett., 40B, 423, 1972.
- [3] M.L.Perl. Preprint SLAC-PUB-1062, 1972.
- [4] а) L.Camillieri et al. Phys. Rev. Lett., 23, 149, 1969.
б) J.Ballam et al. Preprint SLAC-PUB-1163, 1972.
- [5] R.Jakiw, S.Weinberg. Phys. Rev., D5, 2396, 1972.
- [6] Л.Б.Окунь, В.И.Захаров. Письма в ЖЭТФ, 16, 102, 1972.
- [7] R.P.Feynman, Proceed of the Neutrino-72 Conference, Balaton, 1972
- [8] В.И.Захаров, Труды 1-ой зимней школы ИТЭФ, Атомиздат, 1973.
- [9] А.М.Зайцев, В.П.Кубаровский, Л.Г.Ландсберг. Препринт ИФВЭ, СЭФ 71-14, 1971.
- [10] G.A.Lobov, E.P.Shabalin. Nucl. Phys., B38, 327, 1972.
- [11] A.Love, G.G.Ross, D.V.Nanopoulos. Nucl. Phys., B49, 513, 1972.