

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ24.2

3-59

P2 - 8207

24/11-74

К.Зибольд, В.Г.Мальшкин

4889/2-74

НЕЙТРИННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ
И НЕЛОКАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ
СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

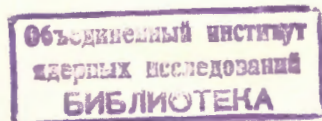
1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 8207

К.Зибольд,¹ В.Г.Мальшкин²

НЕЙТРИННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ
И НЕЛОКАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ
СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ



¹ Университет г.Карлсруэ, ФРГ.

² Саратовский Госуниверситет.

Зибольд К., Малышкин В.Г.

P2 - 8207

Нейтринные эксперименты и нелокальная теория
слабых взаимодействий

Показано, что результаты опытов по поиску νe - и $\bar{\nu} e$ -рассеяний допускают объяснение в рамках нелокальной теории слабых и электромагнитных взаимодействий.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1974

Sibold K., Malyshev V.G.

P2 - 8207

Neutrino Experiments and Non-Local Theory
of Weak Interactions

It is shown that the νe - and $\bar{\nu} e$ - scattering experiments can be explained in the framework of nonlocal theory of weak and electromagnetic interactions.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1974

ВВЕДЕНИЕ

В предыдущих работах ^{1,2} мы указали на трудности, возникающие при попытках экспериментальной проверки нелокального варианта ³⁻⁶ квантовой теории поля. Эти трудности обусловлены как малостью нелокальных поправок для большинства наблюдаемых процессов, так и функциональным произволом, имеющим место в рамках указанного подхода.

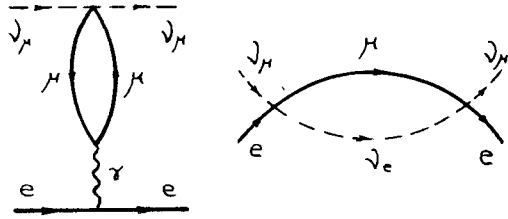
С этой точки зрения интересно рассмотреть процессы νe - и $\bar{\nu} e$ -рассеяний, для которых эффекты нелокальности приводят к существенным изменениям всех характеристик, а произвол подхода может быть сведен к двум неизвестным параметрам (одним и тем же для всех нейтринных экспериментов).

В настоящей работе в рамках нелокальной теории слабых и электромагнитных взаимодействий будут вычислены сечения νe - и $\bar{\nu} e$ -рассеяний. При вычислении мы ограничимся порядком G^2 и $G\alpha$ (α - постоянная тонкой структуры, G - константа связи Ферми). Сравнение результатов расчета с данными экспериментов ^{7,8} по $\bar{\nu} e$ - и νe -рассеяниям позволит получить довольно жесткие ограничения на неизвестные параметры теории (зарядовый радиус нейтрино и элементарную длину ℓ_s). После этого мы в состоянии указать верхнюю границу для сечения $\bar{\nu} e$ -рассеяния.

Предсказанное ограничение для этой реакции не противоречит имеющимся экспериментальным данным ⁸, поэтому, как нам кажется, подход в целом заслуживает внимания.

2. Сечения ν_e - и $\bar{\nu}_e$ - рассеяний

В низших порядках по константе связи слабых и электромагнитных взаимодействий ν_e - рассеяние описывается следующими диаграммами:



(а) Рис. I (б)

Амплитуда рассеяния может быть представлена в виде:

$$F = \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{1}{(2\pi)^2} \left\{ \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{e}(\rho') \gamma_\alpha e(\rho)] [\bar{\nu}_\mu(q') \gamma_\alpha \nu_\mu(q)] M^{(\mu)}((\rho+q)^2) - e^2 [\bar{e}(\rho') \gamma_\alpha e(\rho)] [\bar{\nu}_\mu(q') \gamma_\alpha \nu_\mu(q)] \Pi^{(\mu)}((\rho^2, \rho'^2)) \right\}. \quad (2.1)$$

Функции $\Pi^{(\mu)}(\kappa^2)$ и $M^{(\mu)}(\kappa^2)$ связаны с диаграммами Ia и Ib, соответственно. Их явный вид указан в работе ² (см. формулы (2.20) и (2.21)).

Для сечения рассеяния полностью поляризованных мюонных нейтрино на электронах получаем из (2.1) следующее выражение ^{x)} (мы опускаем члены порядка m_e / q_0):

^{x)} Отметим, что сечение $\bar{\nu}_\mu e$ - рассеяния получается из (2.2) заменой в фигурных скобках $(\rho q) \rightleftharpoons (\rho q)'$

$$\frac{d\sigma(\nu_e e)}{dt} = \frac{G^2}{\pi} \frac{1}{(\rho q)^2} \left\{ (\rho q)^2 \left[\frac{G^2}{2} |M^{(\mu)}((\rho+q)^2)|^2 - \frac{e^2 G}{\sqrt{2}} \operatorname{Re} \Pi^{(\mu)*}(-t) M^{(\mu)}((\rho+q)^2) \right] + \frac{e^4}{4} [(\rho q)^2 + (\rho q - \frac{t}{2})^2] |\Pi^{(\mu)}(-t)|^2 \right\}. \quad (2.2)$$

Здесь $t = -(\rho' - \rho)^2$.

Формула (2.2) содержит в себе функциональный производный, связанный с неопределенностью нелокального формфактора и параметра a_0 , входящего в выражение функции $\Pi^{(\mu)}(-t)$ ² (этот параметр возникает при регуляризации заряженных спинорных циклов).

Напомним, однако ², что функция $M^{(\mu)}(\rho^2)$ может быть представлена разложением по степеням параметра $\rho^2 l_0^2$ (l_0 — элементарная длина, определяющая размеры области нарушения локальности). Существующие ограничения ⁹ для l_0 , а также учет энергий пучков нейтрино в рассматриваемых экспериментах позволяют предположить, что $\rho^2 l_0^2 \ll 1$, и оставить в разложении $M^{(\mu)}(\rho^2)$ лишь главные члены (см. формулу (2.20a) работы ²):

$$M^{(\mu)}(\rho^2) = - \frac{4\mathcal{U}(-1)}{\pi^2 l_0^2} + O(m_\mu^2 \ln m_\mu^2 l_0^2). \quad (2.3)$$

Здесь $\mathcal{U}(-1)$ — константа, связанная интегральным преобразованием ² с нелокальным формфактором модели.

Что касается функции $\Pi^{(\mu)}(\rho^2)$, то вкладом ее части, не зависящей от a_0 , можно пренебречь, так как этот параметр связан с зарядовым радиусом нейтрино ¹⁰:

$$\langle r_j^2 \rangle = \frac{G}{\sqrt{2}} \cdot \frac{a_0}{2F^2}, \quad (2.4)$$

а современные эксперименты допускают сравнительно большие значения Π для величины $\langle r_j^2 \rangle$

$$\Pi^{(H)}(P^2) = \frac{1}{2\pi^2} \left\{ \frac{a_0}{6} + O\left(\ln \frac{P^2}{m_\mu^2}\right) \right\}. \quad (2.5)$$

Принимая это приближение, получим следующее выражение для сечения $\nu_\mu e$ -рассеяния:

$$\frac{d\sigma(\nu_\mu e)}{dt} = \frac{G^2}{\pi} \cdot \frac{1}{(Pq)^2} \left\{ (Pq)^2 \left[\frac{G^2}{l_{\text{эфф}}^4} + \frac{G\beta}{l_{\text{эфф}}^2} \right] + \frac{\beta^2}{4} \left[(Pq)^2 + \left(Pq - \frac{t}{2}\right)^2 \right] \right\}. \quad (2.6)$$

Мы ввели для краткости следующие обозначения:

$$\frac{2\sqrt{2}}{\pi^2 l_j^2} u(-1) = \frac{1}{l_{\text{эфф}}^2}; \quad \beta = \frac{\alpha a_0}{3\pi}. \quad (2.7)$$

Выражение для сечения $\nu_e e$ -рассеяния было получено в работе ² и имеет вид:

$$\frac{d\sigma(\nu_e e)}{dt} = \frac{G^2}{\pi} \cdot \frac{1}{(Pq)^2} \left\{ (Pq)^2 \left[1 + \frac{2G}{l_{\text{эфф}}^2} + \beta \left(1 + \frac{3G}{2l_{\text{эфф}}^2} \right) \right] + \frac{\beta^2}{4} \left[(Pq)^2 + \left(Pq - \frac{t}{2}\right)^2 \right] \right\}. \quad (2.8)$$

Видно, что приближенные формулы (2.7) и (2.8) (а также аналогичные формулы для $\tilde{\nu}_e$ -рассеяния) содержат лишь два неизвестных параметра: $l_{\text{эфф}}$ и β . Можно сказать, что мы располагаем феноменологической схемой, позволяющей учитывать вклады высших порядков теории возмущений в процессы ν_e - и $\tilde{\nu}_e$ -рассеяний.

В следующем параграфе будут получены ограничения на перечисленные параметры, позволяющие описать с помощью приведенных выше формул все эксперименты по электрон-нейтринным рассеяниям.

3. Анализ экспериментальных данных.

Рассмотрим процессы $\nu_\mu e$ - и $\tilde{\nu}_e e$ -рассеяний. Мы будем исходить из следующих экспериментальных результатов ^{7,8}:

$$R^{\text{экс}}(\tilde{\nu}_e e) < 1.9 \quad (3.1)$$

$$\sigma^{\text{экс}}(\nu_\mu e) \leq 0.26 \cdot 10^{-41} E_\nu \text{ см}^2/\text{электрон}. \quad (3.2)$$

Здесь E_ν - энергия падающего нейтрино в единицах Гэв, а $R^{\text{экс}}(\tilde{\nu}_e e)$ - отношение измеренного сечения $\tilde{\nu}_e e$ -рассеяния к сечению, предсказываемому V-A-теорией и усредненному по спектру антинейтрино от реактора ¹².

Выражение (3.2) указывает верхнюю границу сечения $\nu_\mu e$ -рассеяния как функцию энергии падающих нейтрино. На этом языке формулу (2.6), а также аналогичную формулу для $\tilde{\nu}_e e$ -рассеяния можно представить в виде:

$$\sigma(\nu_{\mu}e) = \sigma_0 E_J \left\{ \frac{G^2}{l_{\nu pp}^2} + \frac{G\beta}{l_{\nu pp}^2} + \frac{1}{3}\beta^2 \right\}, \quad (3.3)$$

$$\sigma(\tilde{\nu}_{\mu}e) = \frac{1}{3} \sigma_0 E_J \left\{ \frac{G^2}{l_{\nu pp}^2} + \frac{G\beta}{l_{\nu pp}^2} + \beta^2 \right\}. \quad (3.4)$$

Здесь $\sigma_0 = 2 G^2 m_e \cdot 1736 / \pi = 1.72 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2$.

Проведя усреднение выражения для сечения $\tilde{\nu}_e e$ - рассеяния, которое вытекает из формулы (2.6) по спектру антинейтрино от реактора I_2 , получим

$$R(\tilde{\nu}_e e) = 1 + \frac{2G}{l_{\nu pp}^2} + \beta \left(1 + \frac{3G}{2l_{\nu pp}^2} \right) + 5.4\beta^2 \quad (3.5)$$

(при усреднении мы воспользовались результатами работы I_3).

Если теперь сравнить формулы (3.3) и (3.5) с данными экспериментов (3.1) и (3.2), легко прийти к следующим ограничениям для интересующих нас параметров:

$$l_{\nu pp} \geq 8.2 \cdot 10^{-17} \text{ см} \quad (3.6)$$

$$-0.53 \leq \beta \leq 0.65. \quad (3.7)$$

Используя связь (2.4) между константой α_0 и зарядовым радиусом нейтрино $\langle r^2 \rangle$, выражение (3.7) можно переписать в виде:

$$\begin{aligned} \langle r^2 \rangle &\leq 1.4 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2 && \text{при } G > 0 \\ \langle r^2 \rangle &\leq 1.1 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2 && \text{при } G < 0. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Примерно такие же ограничения для зарядового радиуса нейтрино впервые были получены в работе II при анализе реакции $\tilde{\nu}_e e$ -рассеяния в рамках феноменологической модели слабого

взаимодействия в форме Гелл-Манна-Фейнмана и взаимодействия, обусловленного зарядовым радиусом нейтрино.

Если теперь принять во внимание формулы (3.6) и (3.7), для сечения $\tilde{\nu}_{\mu} e$ - рассеяния в рамках рассмотренного подхода можно предсказать следующее ограничение:

$$\sigma(\tilde{\nu}_{\mu} e) \leq 0.25 \cdot 10^{-42} E_J \text{ см}^2 / \text{электрон}. \quad (3.9)$$

Из эксперимента 8 получено

$$\sigma_{\text{эксп}}(\tilde{\nu}_{\mu} e) \leq 0.88 \cdot 10^{-42} E_J \text{ см}^2 / \text{электрон}. \quad (3.10)$$

Мы видим, что нелокальная теория слабых и электромагнитных взаимодействий позволяет описать совокупность известных экспериментов по νe ($\tilde{\nu} e$)-рассеянию, при этом предсказанное ограничение для сечения $\tilde{\nu}_{\mu} e$ - рассеяния не противоречит экспериментальным данным.

Если воспользоваться результатами расчетов работы I_4 , то на основании ограничений, вытекающих из анализа $\tilde{\nu}_e e$ - и $\nu_{\mu} e$ -рассеяний, аналогичным образом можно указать границы для сечения $\tilde{\nu}_{\mu} e$ - рассеяния в модели Вайнберга-Салама:

$$0.11 E_J 10^{-41} \text{ см}^2 \leq \sigma(\tilde{\nu}_{\mu} e) \leq 0.17 E_J \cdot 10^{-41} \text{ см}^2. \quad (3.11)$$

Проведенное сравнение позволяет, на наш взгляд, заключить, что современные данные нейтринных экспериментов одинаково хорошо описываются как модель Вайнберга-Салама, так и нелокальной моделью слабых и электромагнитных взаимодействий. Остается надеяться, что более точные эксперименты по наблюдениям описанных реакций будут проведены и мы сможем детальнее проверить эти модели.

В заключение авторы выражают глубокую признательность Г.В.Ефимову за постоянное внимание и полезные замечания. Мы рады возможности поблагодарить Д.Д.Бардина, С.М.Биленького и О.А.Могилевского за плодотворные обсуждения. Один из авторов (К. Зибольд) выражает благодарность ОИЯИ за гостеприимство и ЦЕРН за финансовую поддержку.

Литература

1. К.Зибольд, В.Г.Малышкин. Препринт ОИЯИ, P2-7240, Дубна, 1973; Nucl.Phys., B67, 260 (1973).
2. К.Зибольд, В.Г.Малышкин. Препринт ОИЯИ, P2-7455, Дубна, 1973.
3. Г.В.Ефимов. Comm.Math.Phys., 5,42(1967);7,138 (1968); ЯФ 4, 432 (1966); Препринт ИТФ-68-52, 54,55, Киев, 1968.
4. Г.В.Ефимов, Ann.Phys. N.Y., 71, 466 (1972); Препринт ОИЯИ, P2-5694, Дубна, 1971.
5. Г.В.Ефимов, Ш.З.Сельцер. Ann.Phys., N.Y. 67, 124 (1971); 67, 124 (1971), Препринт ОИЯИ, P2-5104, Дубна, 1970.
6. В.А.Алебастров, Г.В.Ефимов, Ш.З.Сельцер. Ann.Phys.N.Y.76,251 (1973); Препринт ОИЯИ, P2-6334 (1972).
7. H.S.Gurr, F.Reines and H.W.Sobel. Phys.Rev.Lett. 28, 1406 (1972).
8. F.J.Nasert et al. Phys.Lett. 46B, 121 (1973).
9. G.V.Efimov et al. Nucl. Phys. B59, 1 (1973).
10. В.А.Алебастров, Г.В.Ефимов, Ш.З.Сельцер. Препринт ОИЯИ, P2-6865, Дубна, 1972.

11. Д.Д.Бардин, О.А.Могилевский. Препринт ОЯЯИ, P2-7528,
Дубна, 1973;
Lett.Nuovo Cimento, 9, 549 (1974).
12. F.T.Avignone, S.M.Hakenship and C.W.Darden.
Phys.Rev., 170, 931 (1968).
13. D.Yu.Bardin, S.M.Bilenky and B.Pontecorvo. Phys.Lett.,
32B, 68 (1970).
14. G.t'Hooft, Phys.Lett., 37B, 195 (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел
15 августа 1974 года