

СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Л.А.Микаэлян, М.Д.Скорохватов, А.В.Этенко

Получено "мировое среднее" значение сечения реакции обратного бета-распада для реакторных антинейтрино: $\sigma^{\text{ЭКС}} = 6,32 \cdot 10^{-43} \text{ см}^2/\text{дел}$ (^{235}U) $\pm 3,3\%$. Определена аксиальная константа $g_A^{vp} = (1,78 \cdot 10^{-49} \pm 2,6\%) \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$, которая совпала с константой g_A^n из распада нейтрона: $g_A^{vp}/g_A^n = 1,00 \pm 2,8\%$. Поляризация нейтрино $h_\nu = 1,00 \pm 4,7\%$ согласуется с отсутствием правых токов.

1. Взаимодействие реакторных антинейтрино с протоном

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (1)$$

протекающее при переданном импульсе $q \approx 0$, является с принципиальной точки зрения одним из лучших объектов для изучения структуры заряженных токов в электрослабой теории. В стандартной модели $V - A$ взаимодействия сечение этой реакции для моноэнергетических $\bar{\nu}_e$ $\sigma(E_\nu)$ выражается через векторную g_V и аксиальную g_A константы

$$\sigma(E_\nu) = \frac{1}{\pi} (g_V^2 + 3g_A^2) pE, \quad (2)$$

где p и E — импульс и энергия позитрона, $\hbar = c = 1$ и может, таким образом, служить способом определения этих констант.

С другой стороны комбинацию констант $(g_V^2 + 3g_A^2)$ можно определить и из измерений периода полураспада нейтрона t_n :

$$ft_n = \frac{2\pi^3 \ln 2}{m_e^5} (g_V^2 + 3g_A^2)^{-1}, \quad (3)$$

где $f = 1,7146 \pm 10^{-2} \%^{-1}$, m_e — масса электрона, и исходя из экспериментального значения $t_n = (623 \pm 12) \text{ с}$ можно предсказать ожидаемое в реакторном эксперименте сечение

σ^{V-A} и сравнить с измерением $\sigma^{\text{экс}}$:

$$X = \sigma^{\text{экс}} / \sigma^{V-A} = (g_V^2 + 3g_A^2)_{\nu\rho} / (g_V^2 + 3g_A^2)_n = t_n / t_{\nu\rho}, \quad (4)$$

Согласно стандартной модели $X=1$. При более общем подходе $X \neq 1$ служит, очевидно, мерой проявления эффектов, выходящих за рамки модели. Если, например, в бета-распаде могут рождаться как левые так и правые нейтрино, то $X < 1$. С 70-х годов эта возможность связывается с моделью, объясняющей несохранение четности спонтанным нарушением первоначально имевшейся симметрии между левым и правым ^{2, 12}. Отклонение X от единицы может, как известно, вызываться осцилляциями Понтекорво, поиск которых пока не привел к положительному результату (см. однако ³).

2. До последнего времени относительно низкая точность измерений $\sigma^{\text{экс}}$ и неопределенность при вычислении ожидаемого сечения σ^{V-A} , в которое входит спектр реакторных $\bar{\nu}_e$, затрудняли проведение намеченного выше анализа. В обоих направлениях, однако, произошел заметный прогресс.

В работе ⁴ приведены результаты измерений сечения $\sigma^{\text{экс}}$ на реакторе Ровенской АЭС, основанные на регистрации 78 тыс. событий реакции (1). В 1986 – 1987 гг. опубликованы итоговые результаты коллаборации ⁵, проводившей исследования на реакторе в Гезгене (30 тыс. событий) и результаты советской группы ⁶ (около 30 тыс. событий). Таким образом появилась возможность получить "мировое среднее" сечение и уменьшить погрешность, как будет видно, до величины $\delta_{\text{экс}} = \pm 3\%$.

Сильно уменьшена и погрешность в величине σ^{V-A} . Напомним (см. обсуждения в ^{4, 5}), что сечение σ^{V-A} (см²/дел) представляет свертку спектра $\bar{\nu}_e$ реактора $\rho(E_\nu)$ и сечения (2), в которое вносятся поправки на эффекты отдачи, слабого магнетизма и однофотонный обмен ^{7, 8}:

$$\sigma^{V-A} = \int \rho(E_\nu) \sigma(E_\nu) dE_\nu \pm \delta_{V-A}. \quad (5)$$

Спектр $\bar{\nu}_e$ выше порога реакции (1) формируется в результате бета-распада осколков четырех делящихся изотопов: ²³⁵U, ²³⁹Pu, ²³⁸U и ²⁴¹Pu, так что $\sigma^{V-A} = \sum \alpha_i \sigma_i^{V-A}$, $\sum \alpha_i = 1$, где α_i – вклады названных изотопов, причем суммарный вклад ²³⁵U и ²³⁹Pu превышает 85%.

Повышение точности произошло в силу того, что был найден способ восстановления спектра $\bar{\nu}_e$ по спектру бета-электронов осколков деления ^{9, 10} и для основных изотопов (²³⁵U и ²³⁹Pu) эти бета-спектры были измерены с высокой точностью ¹¹. Существенно, что авторы работ ⁴ и ⁵ используют при обработке одни и те же спектры.

Ожидаемые сечения σ_i^{V-A} (в единицах 10^{-43} см²/дел) составляют: $6,31 \pm 3,5\%$ (²³⁵U), $4,11 \pm 3,5\%$ (²³⁹Pu), $8,83 \pm 10\%$ (²³⁸U) и $6,32 \pm 10\%$ (²⁴¹Pu). Относительная погрешность сечения σ^{V-A} в ⁴ для реальных топливных композиций оценивается в $\delta_{V-A} = 3,7\%$. Она включает погрешность δ_{sp} , связанную с неопределенностью в спектре, и ошибку δ_t в знании периода полураспада нейтрона.

Таким образом σ^{V-A} в каждом эксперименте находится с учетом изотопного состава ядерного горючего, так что X в (4) от этого состава уже не зависит. Укажем для определенности, что для однотипных реакторов, например, в Гезгене и Ровно, различия в σ^{V-A} реально не превышает 2 – 3%.

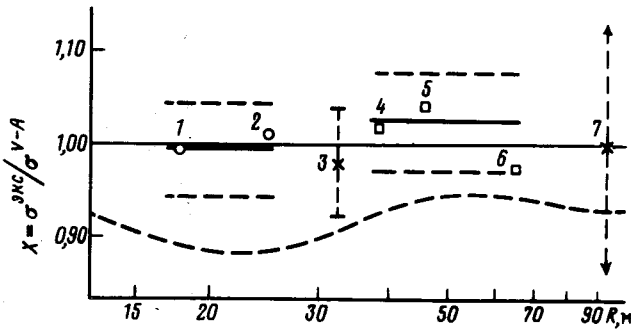
3. Приведем результаты, полученные в работах ^{4, 5, 6}.

Работа ⁴. С помощью двух разных детекторов – сцинтилляционного спектрометра и детектора интегрального типа на расстоянии 18,1 м от центра активной зоны измерено $\sigma^{\text{экс}} = 5,86 \cdot 10^{-43}$ см²/дел $\pm 4,6\%$, $X = 0,995 \pm 4,6\%$. Измерено отношение сечений на расстояниях 25,2 и 18,1 м: $\sigma^{\text{экс}}(25) / \sigma^{\text{экс}}(18) = 1,013 \pm 4\%$ (см. точки 1, 2 на рисунке, пунктир – погрешность).

Работа ⁵. С помощью сцинтилляционного спектрометра проведено три последовательных измерения на расстояниях 37,9 45,9 и 64,7 м от реактора. Результаты: $X = 1,018 \pm 2,4\% \pm \pm 4,8\%$, $X = 1,045 \pm 2,4\% \pm 4,8\%$, $X = 0,975 \pm 4,7\% \pm 4,8\%$, где первой приведена некоррелированная с другими ошибка данного измерения, а вторая (4,8%) – общая методическая погрешность, в которую входят ошибки в мощности реактора, эффективности регистрации и др. (см. точки 4, 5, 6 на рисунок*).

Работа ⁶. Использовался один детектор интегрального типа, регистрировавший $\bar{\nu}_e$ от двух реакторов, расположенных на расстояниях 32,8 и 92,3 м. Результат: $\sigma^{\text{экс}} = 6,19 \cdot 10^{-43}$ см²/дел $\pm 5,8\%$ и $\sigma^{\text{экс}} = 6,3 \cdot 10^{-43}$ см²/дел $\pm 20\%$. Сечения отнесены авторами ⁶ к спектру $\bar{\nu}_e$ ²³⁵U (см. точки 3 и 7 на рисунке).

Выше в величинах X указаны только экспериментальные ошибки.



Отношение X измеренного $\sigma^{\text{экс}}$ и ожидаемого σ^{V-A} сечения реакции (1). По горизонтальной оси – расстояние от центра активной зоны (м), на которых велись измерения, т. т. 1, 2 – работа ⁴, т. т. 4 – 6 – работа ⁵, т. т. 3, 7 – работа ⁶. Пунктиром показаны только ошибки $\delta_{\text{экс}}$. Ошибка в σ^{V-A} оценивается в $\delta_{V-A} = 3,7\%$. Пунктирная кривая – ожидаемая зависимость $X(R)$ в случае осцилляций с параметрами $|m_1^2 - m_2^2| = 0,2 \text{ эВ}^2$, $\sin^2 2\theta = 0,15$

4. Сделаем некоторые выводы, не учитывая вначале гипотезу об нейтринных осцилляциях.

Как видно из рисунка, результаты, полученные в разных работах находятся в очень хорошем согласии друг с другом и могут быть усреднены. После усреднения получается основной результат:

$$X = \sigma^{\text{экс}} / \sigma^{V-A} = 1,002 \pm 3\% \pm 3,7\% , \quad (6)$$

где первая ошибка относится к $\sigma^{\text{экс}}$, а вторая – к σ^{V-A} .

А. Из (4) и (6) следует, что характеристики реакции (1) и бета распада нейтрона согласуются друг с другом в рамках $V-A$ теории:

$$(g_V^2 + 3g_A^2)_{\nu p} / (g_V^2 + 3g_A^2)_n = t_n / t_{\nu p} = 1,002 \pm 4,7\% . \quad (7)$$

Для слабых взаимодействий это, по-видимому, наиболее точная проверка равенства вероятностей реакций, идущих в разных каналах одной и той же диаграммы. Используя значение $g_V = (1,4127 \pm 0,0003) \cdot 10^{-49}$ эрг \cdot см³⁻¹, можно найти, что

$$g_A^{\nu p} = 1,78 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \pm 2,6\% . \quad (8)$$

Тогда, принимая во внимание, что для распада нейтрона $(g_V^2 + 3g_A^2)^{1/2} = 3,394 \cdot 10^{-49}$ эрг \cdot см³^{-1,5}, получаем:

$$g_A^{\nu p} / g_A^n = 1,00 \pm 2,8\% , \quad t_{\nu p} = 622 \text{ с} \pm 4,4\% . \quad (9)$$

Результаты (8) и (9) улучшают оценки, полученные в ⁴.

Б. Абсолютная величина сечения обратного бета-распада, соответствующая смеси изотопов: ^{235}U — 60,6%, ^{239}Pu — 27,6%, ^{238}U — 7,5% и ^{241}Pu — 4,3%, составляет

$$\sigma^{\text{экс}} = 5,90 \cdot 10^{-43} \text{ см}^2/\text{дел} \pm 3\%. \quad (10)$$

Используя σ_i^{V-A} из п. 2 это сечение можно пересчитать к другому составу ядерного горючего и, в частности, к ^{235}U :

$$\sigma^{\text{экс}}(^{235}\text{U}) = 6,32 \cdot 10^{-43} \text{ см}^2/\text{дел} \pm 3,3\%. \quad (11)$$

В. Если допустить, что в бета-распаде могут рождаться и, соответственно, в реакции (1) поглощаться $\bar{\nu}_e$ обеих спиральностей, то, как показывают простые соображения балланса, соотношение (4) нужно заменить на $X = 1/2 (1 + h_\nu^2)$, где h_ν — поляризация $\bar{\nu}_e$. Тогда из (6):

$$h_\nu = 1,00 \pm 4,7 \cdot 10^{-2}. \quad (12)$$

Это улучшает оценки работы ¹², где вопрос рассматривался в терминах модели ².

Г. Анализ, проведенный в ⁴⁻⁶ не обнаружил эффектов, которые можно приписать осцилляциям нейтрино. Здесь уместно рассмотреть только предельный случай больших массовых параметров. В этом случае $\sigma^{\text{экс}} / \sigma^{V-A} = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta$, где θ — угол смешивания нейтральных лептонов с массами m_1 и m_2 . Тогда из (6) следует:

$$\sin^2 2\theta \leq 9,4 \cdot 10^{-2} \text{ (68\% C.L.) для } |m_1^2 - m_2^2| > 2 \text{ эВ}^2. \quad (13)$$

Авторы благодарят Е.Х.Ахмедова, В.П.Мартемьянова, С.В.Толоконникова и С.А.Фаянса за полезные обсуждения.

Литература

1. Wilkinson D.H. Nucl. Phys., 1982, A377, 474.
2. Pati J.S., Salam A. Phys. Rev., 1974, D10, 275; M.A.B. Beg. et al. Phys. Rev. Lett., 1977, 38, 1252.
3. Savaignac J.F. et al. Phys. Lett., 1984, 148B, 387.
4. Афонин А.И. и др. ЖЭТФ, 1988, 94, 1.
5. Zasek G. et al. Phys. Rev., 1986, D34, 2621.
6. Видякин Г.С. и др. ЖЭТФ, 1987, 93, 527.
7. Фаянс С.А. ЯФ, 1985, 42, 929.
8. Vogel P. Phys. Rev., 1984, D29, 1918.
9. Боровой А.А. и др. ЯФ, 1982, 36, 400.
10. Vogel P. et al. Phys. Rev., 1981, C24, 1543.
11. Schreckenbach K. et al. Phys. Lett., 1985, 160B, 325. Feilitzsch F. et al. Phys. Lett., 1982, 118B, 162.
12. Ахмедов Е.Х. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 258.