

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙТРИННО-ЭЛЕКТРОННОГО РАССЕЯНИЯ С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРИНО

А.В.Голубчиков, О.А.Займидорога, О.Ю.Смирнов

Показано, что применение источников нейтрино с интенсивностью, превышающей потоки нейтрино от Солнца, позволяет исследовать нейтринно-электронное рассеяние и свойства нейтрино в лабораторных условиях.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

Investigation of Neutrino-Electron Scattering Using High Intensity Neutrino Sources

A.V.Golubchikov, O.A.Zaimidoroga, O.Yu.Smirnov

It has been shown that using high-intensity neutrino sources exceeding the neutrino flux from the Sun allows one to investigate the neutrino-electron scattering and peculiarities of neutrino in laboratory.

The investigation has been performed at the Particle Physics Laboratory, JINR.

Введение

Низкоэнергетичная нейтринная спектроскопия имеет фундаментальное значение для изучения свойств нейтрино. Нейтринно-электронное рассеяние при низких энергиях очень чувствительно к вкладу электромагнитного взаимодействия нейтрино [1], а измерение магнитного момента нейтрино имеет принципиальное значение для современной квантовой теории [1].

Упругое нейтринно-электронное рассеяние осуществляется за счет заряженного и нейтрального токов. Практически низкоэнергетический порог обрезания спектра электронов обусловлен только порогом детектора ($\sim 0,2$ МэВ).

Полное сечение ($\nu - e$)-рассеяния для заряженного тока в пять раз превышает полное сечение для нейтрального тока при энергии ~ 1 МэВ.

Дифференциальное сечение для процессов $\nu_3 - e$ и $\nu_n - e$ приведено ниже [2].

$$d\sigma_e/dT = \sigma_0 [0,533 + 0,053(1 - \frac{T}{q})^2 - 0,168 \frac{Tm_e c^2}{q^2}], \quad (1a)$$

$$d\sigma_n/dT = \sigma_0 [0,073 + 0,062(1 - \frac{T}{q})^2 - 0,168 \frac{Tm_e c^2}{q^2}], \quad (16)$$

где $\sigma_0 = 172,21 \cdot 10^{-46} \text{ см}^2/\text{МэВ}$, T — кинетическая энергия электрона отдачи и q — энергия падающего нейтрино. Монохроматичные нейтрино образуют спектр отдачи электронов практически с линейным наклоном и «комптоновским» обрезанием при максимальной энергии электронов $T_{\text{max}} = \frac{2q^2}{m_e + 2q}$.

Магнитный момент нейтрино

В настоящее время два известных экспериментальных факта [3] — дефицит потока солнечных нейтрино и корреляция потока нейтрино с солнечным циклом — свидетельствуют в пользу наличия у нейтрино магнитного момента. Стандартная теория (КХД + теория слабого взаимодействия) предсказывает, что $\mu_\nu \sim 10^{-19} \mu_{\text{Bohr}}$.

Первые результаты, полученные на установке Галлекс [4], по-видимому, указывают на возможную энергетическую зависимость выхода солнечных нейтрино.

Для объяснения солнечного сценария желательна величина магнитного момента нейтрино $\mu_\nu \sim 10^{-11} \mu_{\text{Bohr}}$. Открытие такого момента безусловно свидетельствовало бы в пользу новой физики вне стандартной модели. В последнее время серьезные теоретические усилия были направлены на развитие концепции большого магнитного момента в сочетании с малой массой нейтрино [5]. В настоящее время измерения дают верхнюю оценку $\mu_\nu < 4 \cdot 10^{-10} \mu_{\text{Bohr}}$, а астрофизическая оценка $\mu_\nu < 3 \cdot 10^{-12}$.

Магнитное рассеяние нейтрино на электроне имеет специфическую зависимость от энергии отдачи электрона:

$$d\sigma/dT = \mu_\nu^2 \frac{\pi\alpha^2}{m_e^2} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{E_\nu} \right), \quad (2)$$

где α — константа тонкой структуры.

Спектр электронов отдачи быстро растет при малых энергиях, в то время как спектр электронов отдачи, благодаря слабому взаимодействию, является плоским. Таким образом, сечение магнитного рассеяния тем больше, чем ниже экспериментальный порог регистрации энергии электронов отдачи.

Для регистрации энергии электронов отдачи от упругого (ν - e)-рассеяния будет использован детектор «Борексино» [6], сооружаемый в подземной лаборатории Гран-Сассо в Италии. Детектор позволяет осуществить измерение нейтринно-электронного рассеяния при низких энергиях и с малым порогом ($\sim 0,1$ МэВ). Мы планируем исследовать нейтринно-электронное рассеяние с помощью искусственного источника нейтрино, во много раз превышающего интенсивность потока нейтрино от Солнца [7], [8].

В настоящей работе предлагается использовать монохроматический источник нейтрино с изотопом марганец-54. Предложенный в работе [8] стронций-иттриевый источник высокой интенсивности является бета-излучателем, и в защите источника выделяется мощность ~ 9 кВ. Кроме того, из-за «комптоновской» кинематики процесса упругого нейтринно-электронного рассеяния энергетический порог детектора задает минимальную энергию нейтрино, вызывающую процесс рассеяния. Так, 300 кэВ-ный порог практически обрезает весь спектр, идущий от стронция-90.

Монохроматический источник на основе изотопа Mn^{54} хорошо удовлетворяет искомым требованиям. При этом E_ν^{54} существенно превышает порог детектора «Борексино».

Монохроматические нейтрино Mn^{54} испускает вследствие электронного захвата. Энергия нейтрино составляет 1,16 МэВ. С периодом полураспада $T_{1/2} = 312$ дней Mn^{54} переходит в Cr^{53} (стабильное ядро).

Для порога детектора $T_{пор} = 0,1$ МэВ слабое сечение процесса получим, интегрируя (1) в пределах от $T_{min} = 0,1$ МэВ до $T_{max} = 1,16$ МэВ.

$$\sigma(0,1 - 1,16 \text{ МэВ}) = 9,77 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2. \quad (3a)$$

Для $T_{пор} = 0,2$ МэВ соответственно

$$\sigma(0,2 - 1,16 \text{ МэВ}) = 8,76 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2. \quad (36)$$

Для источника интенсивностью в 1 МКи, расположенного на поверхности детектора радиусом 3 м, будем иметь:

$$\text{поток} = 1 \text{ МКи} = 3,7 \cdot 10^{16} \text{ нейтрино/с.}$$

Число взаимодействий в день для порога 200 кэВ — 1361, а для порога 100 кэВ — 1518. При этом число взаимодействий солнечных нейтрино составляет 50 событий/день в том же энергетическом диапазоне.

Для получения электромагнитного сечения необходимо проинтегрировать выражение (2) в тех же пределах.

$$\sigma_{\text{эл.маг.}}(0,1 - 1,16) = 4,24 \cdot 10^{-25} \mu_\nu^2, \quad (4a)$$

$$\sigma_{\text{эл.маг.}}(0,2 - 1,16) = 2,65 \cdot 10^{-25} \mu_\nu^2, \quad (46)$$

где μ_ν — магнитный момент нейтрино в магнетонах Бора.

Для $\mu_\nu = 1,8 \cdot 10^{-10} \mu_B$ число электромагнитных взаимодействий равно числу событий за счет слабого взаимодействия. Если $\mu_\nu = 1,8 \cdot 10^{-11}$, то число событий составит 75 событий в день.

Спектр магнитного рассеяния нейтрино на электроны, имеющий $1/T$ -зависимость, в отличие от линейной зависимости слабого взаимодействия, является дополнительным фактором, позволяющим экспериментально исследовать отклонение от линейной зависимости.

При работе необходимы контроль интенсивности и защита источника. Мониторирование интенсивности нейтрино может быть сделано путем непрерывной регистрации вынужденного гамма-излучения. У Mn^{54} — две гамма-линии с энергией 0,8349 и 1,460 МэВ с отношением 5000:1.

Защита источника была рассчитана с помощью программы EGS4. Следует отметить, что такой расчет не тривиален, так как необходимо проследить 10^{16} фотонов.

Поэтому традиционный метод расчета, когда генерируется нужное количество гамма-квантов и прослеживается судьба каждого гамма-кванта, неприемлем из-за огромного количества требуемого машинного времени.

Нами применен другой метод, заключающийся в следующем. Для каждого достаточно малого слоя защиты из данного материала был рассчитан спектр гамма-квантов на выходе из слоя с большой точностью, спектры были протабулированы. Каждый гамма-квант энергии E_i обра-

зует на выходе из слоя спектр гамма-квантов W_{ij} , где индекс i соответствует энергии на входе, а j — на выходе.

$$W_{1j} = W_{0i} \cdot W_{ij} \quad (5a)$$

На выходе второго слоя

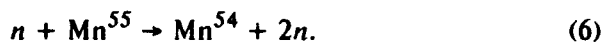
$$W_{2j} = W_{1j} \cdot W_{ij} \quad (5b)$$

и так далее.

Процесс продолжается до тех пор, пока энергия гамма-квантов не достигнет E_{\max} и их количество будет меньше заданного. Материал защиты с большим Z обеспечивает хорошее подавление гамма-квантов с низкими энергиями, а с малыми Z подавляются высокоэнергетичные гамма-кванты. Поэтому чередованием сред можно добиться большой эффективности защиты. Так, вблизи источника должен находиться материал с малым Z для подавления высокоэнергетической части спектра. Далее должен следовать материал с большим Z и т.д. Для источника мощностью в 1 МКи Mn^{54} нами получено, что защита должна иметь общую толщину около 10 см и композицию 2(Fe):2(Pb):2(Fe):2(Pb):1(Fe):1(Pb).

Данный вариант защиты обеспечивает радиационную безопасность источника и не дает какого-либо вклада в фон установки «Борексино».

Изотоп Mn^{54} может быть получен на интенсивных линейных ускорителях протонов с помощью реакции



Сечение этой реакции составляет 0,9 б при энергии $E_n > 6$ МэВ и растет с энергией нейтрона до 1,2 б. Для потока нейтронов 10^{14} 1/с и мишени из Mn^{55} с чистотой 99,99% (15x15x15 см), расположенной за заглушкой поглощения протонного пучка, нужное количество Mn^{54} может быть наработано за 4—6 месяцев облучения. При этом 126 г Mn^{54} , образованного в мишени, дадут искомую активность. Химического выделения Mn^{54} из мишени не требуется, если Mn^{54} имеет чистоту 99,99%. При этом до облучения Mn^{55} должен быть помещен в защиту.

Авторы выражают благодарность участникам коллаборации «Борексино» за проявленный интерес и поддержку.

Литература

1. Окунь Л.Б. — Лептоны и кварки, М.: Наука, 1981.
2. Bahcall J.N. — Neutrino Astrophysics, Cambridge, 1989.
3. Hirata K.S. et al. — Phys. Rev. Lett., 1990, 65, p.1297.
4. Gallex Collaboration. «Solar Neutrino Observed by Gallex». Submitted to Phys. Lett.
5. а) Voloshin M.B., Vysotski M. — Sov. J. Nucl. Phys., 1986, 44, p.564.
б) Akhmedov E. — Sov. J. Nucl. Phys., 1988, 47, p.689.
в) Vogel P., Engel J. — Phys. Rev., 1989, D39, p.3378.
6. Arpesella C. et al. — Proposal of Borexino, edited by Dept. of Physics of the University of Milano and Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, August, 1991.
7. Raghavan R., Raghavan P., Zaimidoroga O. — Proceedings of 25th High Energy Conference, Singapore, August, 1990.
8. Zaimidoroga O.A. — «Experimental Possibility of Measuring the Magnetic Moment of Neutrino up to 10—11 of Bohr Magneton with a Neutrino Source». — In: JINR Rapid Communications. No.5[56]-92, p.39, Dubna, 1992.

Рукопись поступила 18 января 1993 года.