

О ВОЗМОЖНОМ МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ФОРМФАКТОРА НЕЙТРИНО

В. И. Андрушин, С. М. Биленький, С. С. Герштейн

Изучение электромагнитного взаимодействия нейтрино – одна из важных проблем физики слабых взаимодействий. Вычислению электромагнитного формфактора нейтрино, индуцированного слабым взаимодействием, посвящены работы [1 – 3]. Так как теория слабых взаимодействий неперенормируема, результаты вычислений зависят от параметра обрезания. Индуцированный формфактор нейтрино зависит также от того, существует ли промежуточный бозон, и от электромагнитного взаимодействия промежуточного бозона.

Некоторая информация об электромагнитном радиусе нейтрино может быть получена из астрофизических данных. В работе [4] показано, что электромагнитный радиус ν_e , а также радиус ν_μ (в случае, если масса ν_μ меньше 1 кэВ), не превосходит $4 \cdot 10^{-14} \text{ см}$.

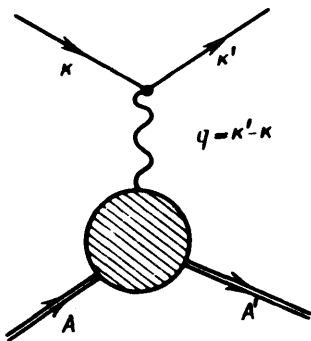


Рис. 1

В этой статье мы обсудим метод, который в принципе позволяет получить полную информацию об электромагнитном формфакторе нейтрино, включая зависимость формфактора от квадрата переданного импульса. Метод основан на сравнении сечения процесса, обусловленного электромагнитным взаимодействием нейтрино, с ядром с сечением аналогичного процесса, вызываемого электроном.

Рассмотрим реакцию:

$$\nu + A \rightarrow \nu + A'. \tag{1}$$

Здесь A – начальное ядро, A' – любое возможное конечное адронное состояние (см. рис. 1).

Матричный элемент процесса (1) равен:

$$\langle f | S | i \rangle = i \langle k' | j_\alpha | k \rangle \frac{1}{q^2} \langle A' | j_\alpha | A \rangle (2\pi)^4 \delta(P' - P), \tag{2}$$

где $P(P')$ – полный 4-импульс начального (конечного) состояния;

$$\langle k' | j_\alpha | k \rangle = \frac{i e}{(2\pi)^3} \bar{u}(k') j_\alpha (1 + \gamma_5) u(k) F(q^2), \quad (3)$$

$$q = k' - k.$$

Так как заряд нейтрино равен нулю, то

$$F(q^2) = \frac{G}{\sqrt{2}} q^2 R(q^2), \quad (4)$$

где $R(0) \neq 0$ ($G \approx 10^{-5} M_p^{-2}$ — константа слабого взаимодействия).

Рассмотрим процесс:

$$e + A \rightarrow e + A', \quad (5)$$

где A и A' — те же адронные состояния, что и в (1). Будем считать, что энергии начального и конечного электронов много больше массы электрона. Если справедливо однофоновое приближение, то матричный элемент процесса (5) отличается от выражения (2) лишь лептонным множителем. Нетрудно видеть, что дифференциальные сечения процессов (1) и (5) связаны соотношением:

$$\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_\nu = 2G^2 [R(q^2)]^2 \left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_e q^4. \quad (6)$$

Таким образом независимое измерение сечений $\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_\nu$ и $\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_e$ позволило бы получить информацию об электромагнитном формфакторе нейтрино.

Дифференциальное сечение $\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_\nu$ имеет следующий общий вид:

$$\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_\nu = 2\pi z^2 \alpha^2 G^2 R^2 \frac{1}{E^2} \int_{\frac{q^2}{2M}}^{E - \frac{q^2}{4E}} [2q^2 w_1 + (4E^2 - q^2 - 4E\omega) w_2] d\omega. \quad (7)$$

Здесь E — энергия налетающей частицы в лаб. системе, $\omega = pq/M = (E - E')$ — энергия в лаб. системе переданная адронной системе, M — масса начального адрона, а w_1 и w_2 — функции q^2 и ω , определенные в работе [5]. Для того, чтобы на основе (6) получить информацию об электромагнитном формфакторе нейтрино, необходимо исследовать оптимальные, в смысле величины сечения и возможности регистрации, процессы (1) и (5). С этой точки зрения нам представляется весьма перспективным изучение рассеяния нейтрино в области гигантского ре-

зонанса ¹⁾ и исследование процесса деления ядер, вызываемого рассеянием нейтрино средних энергий ²⁾. Интенсивные потоки таких нейтрино могут быть получены на ускорителях типа "мезонных фабрик".

Приведем результаты вычисления $(d\sigma/dq^2)_\nu$ для процессов возбуждения гигантского резонанса и деления ядер. Чтобы избежать неопределенностей, связанных с ядерными матричными элементами, воспользуемся связью первых членов разложения функций w_1 и w_2 с сечением полного фотопоглощения σ_γ . Имеем [5]

$$w_1 = \frac{\omega}{\alpha z^2 (2\pi)^2} \sigma_\gamma + O(q^2),$$

$$w_2 = \frac{q^2}{\alpha z^2 (2\pi)^2 \omega} \sigma_\gamma + O(q^4).$$
(8)

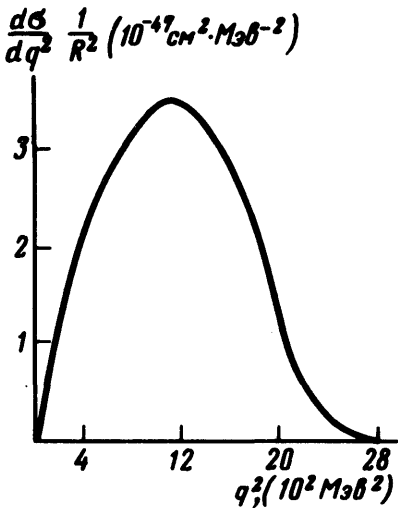


Рис. 2. Сечение возбуждения гигантского резонанса на ядре Ta^{181} , вызываемое электромагнитным взаимодействием нейтрино с энергией 30 Мэв. q^2 — квадрат переданного импульса, $R(q^2)$ — электромагнитный формфактор нейтрино

В качестве примера мы вычислили сечение возбуждения гигантского резонанса на ядре Ta^{181} нейтрино с энергией 30 и 100 Мэв. При этом использовались данные работы [6]. Результаты вычислений приведены на рис. 2 и рис. 3. Для полного сечения процесса получаем:

$$\sigma_\nu = 5,4 \cdot 10^{-44} \overline{R^2} \text{ см}^2 (E = 30 \text{ Мэв}),$$

$$\sigma_\nu = 1,7 \cdot 10^{-41} \overline{R^2} \text{ см}^2 (E = 100 \text{ Мэв})$$

($\overline{R^2}$ значение функции R^2 в средней точке).

¹⁾ Возбуждение гигантского резонанса, вызываемого обычным слабым взаимодействием нейтрино, рассматривалось в работах [6].

²⁾ Сечение упругого рассеяния нейтрино на тяжелых ядрах согласно оценкам [2] может быть $10^{-40} - 10^{-41} \text{ см}^2$. Однако, при средних энергиях нейтрино этот процесс весьма трудно детектировать ввиду малости энергии отдачи ядер.

Отметим, что вычисленные в работах [1-3] значения $R(q^2)$ в рассматриваемом нами интервале q^2 , различны для ν_e и ν_μ и могут принимать значения от ~ 1 до $\sim 10^{-2}$. Аналогичным образом из данных по фотоделению ядер [7] мы оценили сечение деления ядер нейтрино. Для Bi^{209} при энергии нейтрино $\approx 250 \text{ Мэв}$ $\sigma_\nu = 10^{-42} R^2 \text{ см}^2$.

В заключение сделаем следующие замечания: 1) сечение процесса (1) при высоких энергиях в глубоко неупругой области пропорционально энергии и может достигать значительной величины (порядка a^2 от полного сечения слабого взаимодействия нейтрино), 2) процесс (1) мог бы быть обусловлен слабым взаимодействием с нейтральными токами.

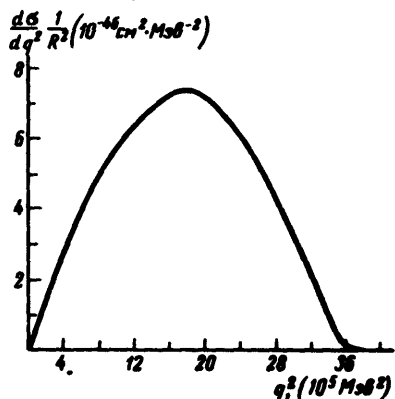


Рис. 3. Сечение возбуждения гигантского резонанса на ядре Ta^{181} нейтрино с энергией 100 Мэв

В принципе существует возможность отличить взаимодействие с нейтральными токами от электромагнитного взаимодействия нейтрино. Для этого следует сравнить сечения процессов (1) с электронным и мюонным нейтрино. Если процесс обусловлен нейтральными токами и имеет место универсальность, то сечения окажутся равными. Если процессы обусловлены электромагнитным взаимодействием нейтрино, их сечения могут существенно отличаться.

В заключение выражаем глубокую благодарность В.М.Лобашову, Б.М.Понтекорво, В.Ф.Соловьеву, В.И.Фоломешкину, Р.А.Эрамжану за полезные обсуждения и С.И.Биленькой за помощь в численных расчетах.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
8 апреля 1971 г.

Литература

- [1] Я.Б.Зельдович, А.М.Переломов. ЖЭТФ, 39, 1115, 1960.
- [2] А.М.Переломов. Труды Междунар. школы теоретической физики при ОИЯИ, 1964.
- [3] J.Bernstein, T.D.Lee. Phys. Rev. Lett., 11, 512, 1963.
- [4] J.Bernstein, M.Ruderman, G.Feinberg. Phys. Rev., 132, 1227, 1963.
- [5] S.D.Drell, J.D.Walecka. Ann. of Phys., 28, 18, 1964.
- [6] В.В.Беляев. Препринт ОИЯИ, Дубна 926, 1962; H.Ueberall. Phys. Rev., 139B, 1239, 1965.
- [7] L.G.Moretto, R.C.Gatti. et al. Phys. Rev., 179, 1176, 1969.