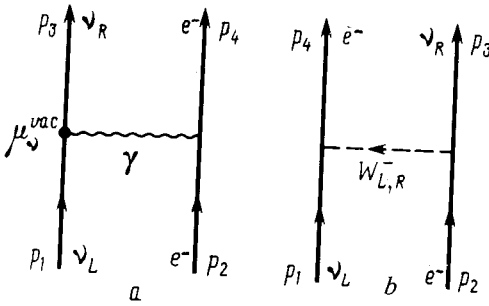


ОБ ОГРАНИЧЕНИИ НА ПРАВЫЕ ТОКИ В СИММЕТРИЧНОЙ $SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ -МОДЕЛИ

А.И.Рез, В.Б.Семикоз

Вычислено сечение рассеяния нейтрино на электронах с изменением спиральности, которое более чем на 5 порядков превышает сечение упругого рассеяния в электромагнитном канале, обязанное наличию у нейтрино магнитного момента. В рассматриваемой модели получено новое астрофизическое ограничение на угол смешивания ξ левых и правых W -бозонов ($\sin 2\xi \lesssim 0,01$).

В процессах упругого рассеяния нейтрино на электронах с изменением спиральности $\nu_{eL} + e^- \rightarrow \nu_{eR} + e^-$ в рамках симметричной модели $SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ ¹ кроме известного вклада вакуумного магнитного момента μ_v^{vac} , отвечающего диаграмме рис. а, имеется



Фейнмановские диаграммы упругого $\nu_{eL} + e^- \rightarrow \nu_{eR} + e^-$ рассеяния с изменением спиральности: а) электромагнитное рассеяние через магнитный момент нейтрино μ_v^{vac} и виртуальный фотон; б) вклад в νe -рассеяние заряженных токов со смешанной функцией Грина $\langle W_{1\mu}^{(L)} W_{2\nu}^{(R)} \rangle = \cos \xi \times \sin \xi [\langle W_{1\mu} W_{2\nu}^+ \rangle - \langle W_{2\mu} W_{1\nu}^+ \rangle]$; ξ – угол смешивания в модели¹

не учитывавшийся ранее вклад от диаграммы рис. б, описывающей рассеяние через заряженные токи. Соответствующие матричные элементы равны¹⁾

$$M_{\nu_L \rightarrow \nu_R}^{(a)} = \frac{i\mu_v^{vac} e}{q^2} \bar{u}(p_4) \gamma^\mu u(p_2) \bar{v}_R(p_3) \sigma_{\mu\nu} q^\nu v_L(p_1), \quad (1)$$

$$M_{\nu_L \rightarrow \nu_R}^{(b)} = \frac{G_F(\epsilon^2 - 1)}{\sqrt{2}} (\bar{u}(p_4)(1 + \gamma_5) u(p_2)) (\bar{v}_R(p_3) v_L(p_1)), \quad (2)$$

где согласно² магнитный момент нейтрино в модели¹

$$\mu_v^{vac} = \mu_B \frac{G_F m_e^2 (\epsilon^2 - 1)}{2\pi^2 \sqrt{2}}. \quad (3)$$

Здесь $G_F \approx 10^{-5}/m_p^2$ – константа Ферми, $m_{e,p}$ – массы электрона и протона; $\mu_B = e/2m_e$ – магнетон Бора, e – электрический заряд электрона ($e^2 = \alpha = 137^{-1}$). Матричные элементы записаны в приближении точечного взаимодействия, при получении выражения (2) использовано преобразование Фирца, причем учитывается, что в приближении бесконечно большой массы тяжелого W -бозона (экспериментальное ограничение $m_{W_2} \gtrsim 470$ ГэВ³) вклад правых то-

¹⁾ Используется система единиц $\hbar = c = 1$; фейнмановская метрика $q^2 = q_\mu q^\mu = \omega^2 - k^2$; $\mu, \nu \neq 0, 1, 2, 3$; стандартное представление матриц Дирака, причем $\gamma_5 = \gamma_5^+ = i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3$, так что левый биспинор равен $v_L(p_1) = (1 - \gamma_5) v(p_1)/2$.

ков описывается одним параметром $\epsilon = (1 + \text{tg } \zeta)/(1 - \text{tg } \zeta)$, определяемым углом смешивания левых и правых W -бозонов ($W_1 = W_L \cos \zeta + W_R \sin \zeta$).

Полное сечение рассеяния $\nu_L \bar{e} \rightarrow \nu_R \bar{e}$ с учетом интерференции процессов (1) и (2) равно

$$\sigma_{\nu_L \rightarrow \nu_R} = \frac{\sigma_0(\epsilon^2 - 1)^2}{32} \left[\left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 \ln \left| \frac{q_{max}^2}{q_{min}^2} \right| + \frac{s - m_e^2}{6m_e^2} \left(1 - \left(\frac{m_e^2}{s} \right)^3 \right) + \frac{\alpha}{\pi} \left(3 - 2 \frac{m_e^2}{s} - \left(\frac{m_e^2}{s} \right)^2 \right) \right], \quad (4)$$

где $\sigma_0 = 4G_F^2 m_e^2 / \pi = 1,6 \cdot 10^{-44}$ см², $s = m_e^2 + 2p_1 p_2$, $|q_{max}^2| = (s - m_e^2)^2 / s$, $q_{min}^2 = -2m_e T_{min}$, T_{min} – минимальная кинетическая энергия электрона отдачи.

Первое слагаемое в квадратных скобках в (4) отвечает вкладу диаграммы рис. а с магнитным моментом (3), второе, которое может значительно превосходить его по величине, – борновской диаграмме рис. б, а третье – интерференции. Конкретно, если принять для оценок, что $\ln |q_{max}^2 / q_{min}^2| \approx 1$, то в диапазоне энергий нейтрино $E \gtrsim 1$ МэВ имеем:

$$\sigma_{\nu_L \rightarrow \nu_R}^{(b)} / \sigma_{\nu_L \rightarrow \nu_R}^{(a)} = \frac{1}{6} \left(\frac{\pi}{\alpha} \right)^2 \frac{s - m_e^2}{m_e^2 \ln |q_{max}^2 / q_{min}^2|} \gtrsim 1 \cdot 10^5, \quad (5)$$

что свидетельствует об определяющей роли борновского процесса (2) в перевороте спиральности. Интерференция при этом также существенна, $\sigma_{\nu_L \rightarrow \nu_R}^{(int)} / \sigma_{\nu_L \rightarrow \nu_R}^{(a)} \gtrsim 10^2$. Отсюда, следуя схеме рассуждений Нетцольда⁴, нетрудно получить новые астрофизические ограничения на правые токи в рамках минимальной модели¹.

В работе⁴ ограничение на магнитный момент нейтрино

$$\mu_{\nu}^{vac} \lesssim 10^{-12} \mu_B \quad (6)$$

определялось из максимального допустимого значения сечения рассеяния на ядрах Z в толще коллапсирующей звезды, сопровождающегося изменением спиральности ($\nu_L \rightarrow \nu_R$), которое можно согласовать с зарегистрированными на Земле потоками нейтрино от сверхновой SN1987A. Причем для получения ограничения (6) важен только сам факт наличия процесса электромагнитного рассеяния на ядрах с изменением спиральности безотносительно к модели, объясняющей наличие у нейтрино магнитного момента. Поскольку с учетом правых токов в толще коллапсирующей звезды наряду с рассеянием на ядрах должны идти и процессы рассеяния на электронах, малосущественный (1) и основной (2), см. (5), то сравнивая усредненное по плотной среде сечение борновского процесса (2) с использовавшимся в⁴ сечением рассеяния на ядрах

$$\sigma_{\nu_L \rightarrow \nu_R}(E_1) \approx 8\pi Z^2 \alpha (\mu_{\nu}^{vac})^2 \ln(2E_1 r_D), \quad (7)$$

можно получить новое ограничение на угол смешивания в минимальной модели. Конкретно, из (2) имеем:

$$\langle \sigma_{\nu_L \rightarrow \nu_R}^{(b)}(E_1) \rangle = \frac{G_F^2 (\epsilon^2 - 1)^2}{2n_0^{(e)}} \int \frac{d^3 p_2}{(p_1 p_2)} f_0^{(e)}(E_2) \int \frac{d^3 p_4}{E_4} \frac{1 - (2\pi)^3 f_0^{(e)}(E_4)/2}{|\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{p}_4|} \times \\ \times (p_1 p_3)(p_2 p_4) \delta^{(1)}(E_1 - |\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{p}_4| + E_2 - E_4), \quad (8)$$

где $n_0^{(e)} = \int d^3 p f_0^{(e)}(E)$ – плотность электронов в равновесной среде с фермиевской функцией распределения $f_0^{(e)}(E)$.

Для случая ультрарелятивистского вырожденного ($p_{Fe} \gg m_e$) электронного газа и мягких нейтрино, $E_1 \ll p_{Fe}$, получаемое из (8) сечение

$$\langle \sigma_{\nu_L \rightarrow \nu_R}^{(h)}(E_1) \rangle \approx \frac{6\pi^2 G_F^2 E_1^4}{5p_{Fe}^2} \sin^2 2\xi \quad (8')$$

не превосходит (7), если выполняется неравенство

$$\sin 2\xi \lesssim 5 \cdot 10^5 Z(\ln 2E_1 r_D)^{1/2} \left(\frac{m_p}{E_1}\right) \left(\frac{p_{Fe}}{E_1}\right) \frac{\mu_v^{vac}}{\mu_B}. \quad (9)$$

Оценка для ядра железа $Z = 26$ и характерных для коллапсара значений энергий $\langle E_1 \rangle \approx 10$ МэВ и плотности $\rho \approx 10^{12}$ г/см³ ($p_{Fe} \approx 40$ МэВ, $r_D^{-1} \approx 3,5$ МэВ) при учете неравенства (6) приводит к ограничению

$$\sin 2\xi \lesssim 0,01, \quad (9')$$

более жесткому, чем лабораторное ⁵ ($\sin 2\xi \lesssim 0,1$) или астрофизическое $\sin 2\xi \lesssim 0,4E_1/p_{Fe}$ ⁶.

Что касается лабораторных ограничений на правые токи, связанных с борновским процессом (2), то заметим, что второе слагаемое в (4) инвариантно относительно замены $\nu_L \rightarrow \tilde{\nu}_L$, $\nu_R \rightarrow \tilde{\nu}_R$, где индекс "L" у активного антинейтрино $\tilde{\nu}_L$ означает, что правополяризованное безмассовое антинейтрино участвует во взаимодействии левых токов, и, аналогично, индекс "R" у стерильного антинейтрино $\tilde{\nu}_R$ отвечает случаю левополяризованного антинейтрино, не взаимодействующего с веществом стандартным образом за исключением канала (4), исчезающего в отсутствие правых токов (т.е. при $\epsilon = 1$). Поэтому борновское слагаемое в (4) можно также использовать для описания упругого рассеяния антинейтрино на электронах с изменением спиральности ($\tilde{\nu}_L e^- \rightarrow \tilde{\nu}_R e^-$). Интересно, что оно отличается от сечения упругого рассеяния антинейтрино на электронах без изменения спиральности в (V-A)-модели с заряженными токами ($\tilde{\nu}_e e^- \rightarrow \tilde{\nu}_e e^-$) ⁷ лишь общим множителем $(\epsilon^2 - 1)/16$, т.е.

$$\sigma(\tilde{\nu}_L e^- \rightarrow \tilde{\nu}_R e^-) / \sigma(\tilde{\nu}_e e^- \rightarrow \tilde{\nu}_e e^-) = \frac{1}{4} \sin^2 2\xi, \quad (6)$$

что указывает на принципиальную возможность независимой проверки минимальной модели в экспериментах с реакторными антинейтрино. Имеющиеся лабораторные ограничения на угол смешивания $\sin 2\xi \lesssim 0,1$ ⁵ получены из рассмотрения экспериментальных данных по распаду мюона. Если же в экспериментах по $\tilde{\nu} e^-$ -рассеянию удастся измерить сечение с точностью не хуже чем 0,25%, то тогда соотношение (6) действительно позволит проверить исходные посылки минимальной модели ²).

В заключение укажем, что совершенно аналогичная ситуация должна иметь место и в рамках используемой для получения больших магнитных моментов модели с заряженным $SU_L(2)$ синглетом ⁵.

Литература

1. Pati P.C., Salam A. Phys. Rev. D, 1974, 10, 275.
2. Kyuldiev A.B. Nucl. Phys. B, 1984, 243, 387.

²) Переход от (V-A)-модели к стандартной модели Вайнберга-Салама приводит к незначительным изменениям в (6), которые для антинейтрино с энергиями выше 1 МэВ можно учесть приближенной заменой $1/4 \rightarrow 1/3$.

3. *Steiner H.M.* Proc. 22 -nd Int. Conf. on High-Energy Physics, Leipzig, 1984; eds, A. Meyer, E. Wieczorek. Leipzig, 1984, vol. 1, p. 208.
4. *Nötzold D.* Phys. Rev. D, 1988, 38, 1658.
5. *Berg M.A. et al.* Phys. Rev. Lett., 1977, 38, 1250.
6. *Oraevsky V.N. et al.* Phys. Lett. B, 1989, 247, 255.
7. *Окунь Л.Б.* Лептоны и кварки. – М.: Наука, 1981.

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 марта 1990 г.