

НЕСОХРАНЕНИЕ МЮОННОГО ЧИСЛА В МОДЕЛЯХ С МАЙОРАНОВСКИМИ НЕЙТРИНО

Б.В.Мартемьянов

Рассмотрены процессы $\mu \rightarrow e\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+e^-$ в моделях с массивными майорановскими нейтрино и вычислены их вероятности.

В последнее время в литературе широко обсуждается возможность существования массивного майорановского нейтрино. Для перенормируемости требуется, чтобы масса у майорановского нейтрино возникала спонтанно, в результате спонтанного нарушения $B - L$ -симметрии^{1,2}. Экспериментальные следствия такой гипотезы, в частности, существование и свойства безмассовой псевдоскалярной частицы — майорана, рассматривались в^{1,2} и более подробно в³.

В настоящей работе мы приведем результаты вычислений вероятностей процессов $\mu \rightarrow e\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+e^-$, выполненных в рамках моделей^{1,2}. Как будет видно из полученных результатов в некоторых случаях предсказания моделей близки к существующим экспериментальным ограничениям, поэтому можно надеяться на их экспериментальную проверку в ближайшем будущем.

В модели Гельмими и Ронкаделли ² левая майорановская масса нейтрино обусловлена вакуумным средним $\langle \chi^0 \rangle$ нейтральной компоненты триплета $(\chi^0, \chi^-, \chi^{--})$ хиггсовских полей слабой группы $SU(2)_L$. Основной вклад $\mu \rightarrow e\gamma$ -переход в этой модели дают процессы с промежуточными заряженными хиггсами χ^- и χ^{--} . В модели Мохapatры, Печчи и Чикашиге (МПЧ) массовый лагранжиан нейтрино содержит одновременно дираковские и большие правые майорановские члены, в результате спектр масс диагональных нейтрино состоит в случае трех сортов лептонов из трех легких и трех супертяжелых состояний. В этой ситуации интересно влияние супертяжелых нейтрино на рассматриваемые процессы $\mu \rightarrow e\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+e^-$.

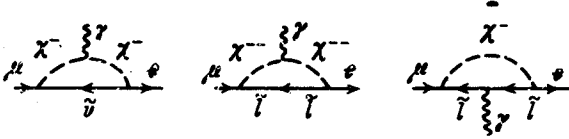


Рис.1

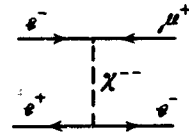


Рис.2

Рассмотрим сначала $\mu \rightarrow e\gamma$ распад в модели Гельмими и Ронкаделли где он описывается диаграммами, приведенными на рис. 1. Амплитуда $A(\mu \rightarrow e\gamma)$, вычисленная по этим диаграммам, равна

$$A(\mu \rightarrow e\gamma) = e \left(\frac{C}{12M_{\chi^-}^2} + \frac{C'}{6M_{\chi^{--}}^2} \right) \bar{u}_e \sigma_{\beta\alpha} k_\alpha m_\mu (1 - \gamma_5) u_\mu A_\beta, \quad (1)$$

где

$$C = \frac{i}{32\pi^2} (g_{\mu\mu} g_{\mu e}^* + g_{\mu e} g_{ee}^* + g_{\mu\tau} g_{\tau e}^*),$$

$$C' = \frac{i}{16\pi^2} (g_{\mu\mu} g_{\mu e}^* + g_{\mu e} g_{ee}^* + \frac{1}{2} g_{\mu\tau} g_{\tau e}^*),$$

g — юкавские константы связи триплета χ с лептонами, k_α — импульс фотона, m_μ — масса мюона. Для оценки ширины распада примем следующие значения констант g и масс хиггсов M_{χ^-} и $M_{\chi^{--}}$, полученные в работе ³ из данных по 2β и $\mu \rightarrow 3e$ распадам:

$$g \sim 10^{-3}, \quad M_{\chi^{--}} = \sqrt{2} M_{\chi^-} > 50 \text{ ГэВ}. \quad (2)$$

Тогда $B(\mu \rightarrow e\gamma) \ll 10^{-12}$, что значительно больше, чем в стандартных схемах ⁵, но на два порядка меньше экспериментального ограничения $B(\mu \rightarrow e\gamma) < 1,9 \cdot 10^{-10}$ ⁶.

В борновском приближении в модели Гельмими и Ронкаделли возможен также процесс $e^+e^- \rightarrow \mu^+e^-$, описываемый диаграммой рис. 2. Сечение этого процесса для энергий $\sqrt{s} \ll M_{\chi^{--}}$ равно

$$\sigma = \frac{(g_{\mu e} g_{ee}^*)^2 s}{192\pi M_{\chi^{--}}^4}. \quad (3)$$

В модели МПЧ, как уже говорилось, заряженные и нейтральные токи содержат операторы супертяжелых нейтрино. Примесь тяжелых нейтрино в этих токах, вообще говоря, мала и пропорциональна $\sqrt{m_\nu/M_\nu}$, где m_ν и M_ν — массы легкого и супертяжелого нейтрино соответственно ². Однако, в рассматриваемых процессах эта малость компенсируется тем, что при $m_\nu \ll M_W \ll M_\nu$ механизм GIM не работает и подавление в амплитудах $A(\mu \rightarrow e\gamma)$ и $A(e^+e^- \rightarrow \mu^+e^-)$ пропорциональное m_ν^2/M_W^2 , отсутствует. При $m_\nu \sim 1 \text{ эВ}$, $M_W \sim 100 \text{ ГэВ}$, $M_\nu \sim 10^6 \text{ ГэВ}$, таким образом, имеется, по сравнению со стандартным случаем дираковских

нейтрино, усиление равное

$$m_\nu/M_\nu : m_\nu^2/M_W^2 = 10^7,$$

Вычисление амплитуд $A(\mu \rightarrow e\gamma)$ и $A(e^+e^- \rightarrow \mu^+e^-)$ для $1S^0$ -состояния e^+e^- -пары дало следующие результаты:

$$A(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{eG_F}{8\sqrt{2}\pi^2} U_{\mu\nu} U_{\nu e}^+ \bar{u}_e \frac{\sigma_{\beta\alpha} k_\alpha}{2} m_\mu (1 - \gamma_5) u_\mu A_\beta, \quad (4)$$

$$A(e^+e^- \rightarrow \mu^+e^-) = \frac{g^2 G_F}{8\sqrt{2}\pi^2} U_{\mu\nu} U_{\nu e}^+ \frac{3}{8} \ln \frac{M_\nu^2}{M_W^2} \bar{e} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \mu \bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 e, \quad \sqrt{s} \ll M_W, \quad (5)$$

где индекс ν соответствует супертяжелым нейтрино. Как уже говорилось, $U_{\mu\nu} U_{\nu e}^+ \sim m_\nu/M_\nu$, поэтому численно вероятности процессов $\mu \rightarrow e\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+e^-$ при $\sqrt{s} \ll M_W$ чрезвычайно малы по сравнению с экспериментальными ограничениями.

Таким образом, из полученных результатов видно, что предсказания модели Гальмини и Ронкаделли для $\mu \rightarrow e\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+e^-$ процессов относительно велики и могут быть скоро проверены экспериментально.

Литература

1. *Gelmini G.B., Roncadelli M.* Phys. Lett., 1981, **99B**, 411.
2. *Chikashige Y., Mohapatra R.N., Peccei R.D.* Phys. Lett., 1981, **98B**, 265.
3. *Georgi H.M., Glashow S.L., Nussinov S.* Nucl. Phys., 1981, **B193**, 297.
4. *Cheng T.P., Ling-Fong Li.* Phys. Rev. Lett., 1980, **45**, 1908.
5. *Петков С.Т.* ЯФ, 1977, **25**, 641.
6. *Bowman J.D. et al.* Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, 556.

Институт теоретической и
экспериментальной физики

Поступила в редакцию
29 мая 1982 г.