

УДК 539.124.17

ТЯЖЕЛЫЕ МАЙОРАНОВСКИЕ НЕЙТРИНО В РОЖДЕНИИ ДИЛЕПТОНОВ НА ЛЕПТОН-ПРОТОННЫХ КОЛЛАЙДЕРАХ

А. Али^{*)}, А. В. Борисов, Д. В. Журидов

(кафедра теоретической физики)

E-mail: borisov@ave.phys.msu.su

Вычислены сечения глубоконеупругих процессов рождения пар лептонов одного знака заряда $e^+p \rightarrow \bar{\nu}_e \ell^+ \ell'^+ X$ и $\nu_e p \rightarrow \ell^+ \ell'^+ X$ ($\ell, \ell' = e, \mu, \tau$), обусловленных обменом тяжелым майорановским нейтрино. Рассмотрены возможности наблюдения этих процессов на существующем ep -коллайдере HERA и проектируемом суперколлайдере VLHC.

1. В настоящее время экспериментально установлено, что нейтрино обладают массой (все аспекты физики нейтрино, в том числе проблема массы и соответствующие экспериментальные данные обсуждаются в обзоре PDG [1]). Наиболее убедительными являются наблюдения тремя независимыми группами осцилляций нейтринных ароматов [2–4] (ссылки на более ранние работы см. в обзоре [5], где анализируются современные данные по солнечным, атмосферным, реакторным и ускорительным нейтрино). Указанные осцилляции объясняются тем, что нейтрино ν_ℓ определенного аромата $\ell = e, \mu, \tau$ представляет собой когерентную суперпозицию состояний ν_i с определенными массами m_i (см., напр., [6, 7]):

$$\nu_\ell = \sum_i U_{\ell i} \nu_i, \quad (1)$$

где коэффициенты $U_{\ell i}$ образуют матрицу лептонного смешивания.

Одна из фундаментальных и до сих пор нерешенных проблем физики элементарных частиц — природа массы нейтрино: дираковская она или майорановская. Дираковское нейтрино несет лептонное число, отличающее его от антинейтрино, и механизм генерации дираковских масс такой же, как масс

кварков и заряженных лептонов в стандартной модели [6, 7]. Майорановское же нейтрино — истинно нейтральная частица, тождественная своей античастице. Майорановский массовый член в лагранжиане не сохраняет лептонное число, изменяя его на две единицы. Поэтому майорановские нейтрино могут приводить к ряду процессов с несохранением лептонного числа, поиск которых представляет одно из важных направлений современной экспериментальной физики элементарных частиц. Заметим, что нейтринные осцилляции нечувствительны к типу массы нейтрино. В течение многих лет ведется поиск безнейтринного двойного бета-распада ядер [1, 6], обусловленного обменом виртуальными майорановскими нейтрино. Недавно появилось первое экспериментальное указание на его обнаружение [8], пока не получившее независимое подтверждение другими группами. К числу процессов, в которых рождаются пары лептонов одного знака заряда и тем самым проявляется майорановская природа нейтрино, относятся редкие распады мезонов типа $K^+ \rightarrow \pi^- \mu^+ \mu^+$ (см., напр., [9]) и глубоконеупругие адрон-адронные и лептон-адронные столкновения: $pp \rightarrow \ell^\pm \ell'^\pm X$ [9, 10], $e^+p \rightarrow \bar{\nu}_e \ell^+ \ell'^+ X$ [11, 12], $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^+ X$ [13].

^{*)} А. Али (DESY, Hamburg).

Детальная структура спектра масс нейтрино до сих пор неизвестна. Из осцилляционных экспериментов [2–5] получены ограничения на разности $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ в предположении, что основной вклад в ароматовые состояния нейтрино (1) дают три или четыре относительно легких массовых состояния. Безнейтринный двойной бета-распад ограничивает сверху эффективную майорановскую массу $\langle m_{ee} \rangle = |\sum_i U_{ei}^2 m_i|$. Из анализа формы спектра бета-распада трития находят ограничение на квадрат эффективной массы $m_{\nu_e}^{2(eff)} = \sum_i |U_{ei}|^2 m_i^2$. Все ограничения, полученные к 2002 г., даны в работе [1] (см. также обзор проблемы абсолютных значений нейтринных масс m_i [14]). Недавно полученное новое космологическое ограничение на сумму масс легких нейтрино (легче 1 МэВ) $\sum_i m_i < 0.71$ эВ, совместно с указанными выше, приводит к следующим ограничениям на массы (в схеме с тремя легкими нейтрино: $0 \leq m_1 < m_2 < m_3$) [15]:

$$m_i < 0.24 \text{ эВ } (i = 1, 2, 3); \quad 0.05 \text{ эВ} < m_3 < 0.24 \text{ эВ}. \quad (2)$$

Заметим, что ограничение на массу снизу следует из осцилляций атмосферных нейтрино [14]: $m_3 > \sqrt{\Delta m_{atm}^2} \simeq 5 \cdot 10^{-2}$ эВ.

Найдены также ограничения на параметры (углы) матрицы смешивания $U_{\ell i}$ в (1), причем лептонное смешивание оказывается сильнее аналогичного кваркового [1, 14].

Чтобы получить дираковскую массу нейтрино порядка 0.1 эВ, в стандартной модели требуется чрезвычайно малая константа юкавской связи нейтрино с хиггсовским полем: $f_\nu \sim 10^{-12}$. В расширенных моделях малые нейтринные массы естественно обеспечивает «качельный» (seesaw) механизм [7, 16]. Он основан на одновременном введении в лагранжиан стандартного дираковского массового слагаемого, масштаб m_D которого порядка массы заряженного лептона или кварка, и майорановского слагаемого (оно возникает за счет спонтанного нарушения симметрии за пределами стандартной модели, например в теориях Великого объединения) масштаба $M \gg m_D$. Диагонализация соответствующей составной массовой матрицы приводит к собственным массовым состояниям, которым отвечают майорановские нейтрино двух типов: легкие с массами $m_\nu \sim m_D^2/M \ll m_D$ и тяжелые с массами $m_N \sim M$. В минимальной схеме с тремя лептонными поколениями указанный механизм дает спектр масс, отвечающий шести майорановским нейтрино — трем легким и трем тяжелым [7].

Таким образом, в расширенных моделях нейтрино с определенными массами оказываются майорановскими частицами. Заметим, что в нейтринные состояния ν_ℓ с определенными ароматами (1) тяжелые массовые состояния дают относительно малый вклад, так что эффективные массы ν_ℓ оказываются

малыми. Тем не менее, эффекты легких и тяжелых майорановских нейтрино в процессах с несохранением лептонного числа конкурируют, так как малость параметра смешивания $U_{\ell N}$ для тяжелых нейтрино может компенсироваться малостью массы легких нейтрино, для которых сечение процесса пропорционально m_ν^2 (см., напр., [11]).

В настоящей работе исследуются возможности наблюдения процесса

$$e^+ p \rightarrow \bar{\nu}_e \ell^+ \ell'^+ X \quad (3)$$

и кросс-симметричного ему процесса

$$\nu_e p \rightarrow e \ell^+ \ell'^+ X \quad (4)$$

в условиях действующего ep -коллайдера HERA [1] и проектируемого суперколлайдера VLHC (см., напр., [17, 18]) и в предположении, что эти процессы идут за счет обмена тяжелым майорановским нейтрино. Их сечения при высоких энергиях одинаковы.

2. Амплитуде процесса (3) в главном порядке по константе связи отвечают две фейнмановские диаграммы, одна из которых показана на рис. 1, а вторая получается из нее перестановкой лептонных линий ℓ и ℓ' . Мы рассмотрим область высоких энергий

$$\sqrt{s} \gg m_W \quad (5)$$

и, как и в работе [9], для расчета сечения процесса используем главное приближение метода эквивалентных векторных бозонов (см., напр., [19, 20]), пренебрегая вкладом их поперечных поляризаций и смешиванием кварков. Выберем также простейшую структуру массового спектра тяжелых нейтрино:

$$m_{N_1} \equiv m_N \ll m_{N_2} < m_{N_3}, \dots$$

и предположим, что вместе с (5) выполнено условие

$$\sqrt{s} \ll m_{N_2}.$$

В этом случае основной вклад в сечение дает лишь одно тяжелое майорановское нейтрино с наименьшей массой m_N :

$$\sigma = C \left(1 - \frac{1}{2} \delta_{\ell\ell'} \right) |U_{\ell N} U_{\ell' N}|^2 F(s, m_N), \quad (6)$$

где коэффициент

$$C = \frac{G_F^4 m_W^6}{8\pi^5} = 0.80 \text{ фб},$$

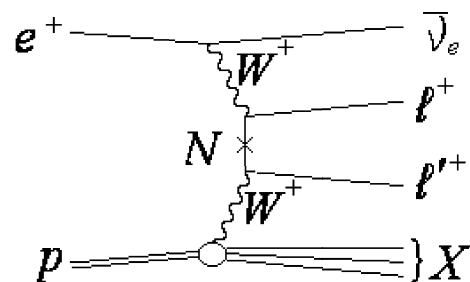


Рис. 1

а безразмерная функция F в приближении метода эквивалентных бозонов, согласно которому W -бозоны рассматриваются как партоны в кварках и лептонах, имеет вид

$$F(s, m_N) = \left(\frac{m_N}{m_W}\right)^2 \int_{y_0}^1 \frac{dy}{y} \int_y^1 \frac{dx}{x} p(x, xs) h\left(\frac{y}{x}\right) w\left(\frac{ys}{m_N^2}\right). \quad (7)$$

Здесь $y_0 = 4m_W^2/s$;

$$w(t) = 2 + \frac{1}{t+1} - \frac{2(2t+3)}{t(t+2)} \ln(t+1)$$

— нормированное сечение подпроцесса $W^+W^+ \rightarrow \ell^+\ell'^+$; функция

$$h(r) = -(1+r) \ln r - 2(1-r)$$

представляет собой умноженную на r и нормированную W -бозонную светимость системы «кварк-позитрон»;

$$p(x, Q^2) = x \sum_i q_i(x, Q^2) = x(u + c + t + \bar{d} + \bar{s} + \bar{b})$$

— соответствующее процессам (3) и (4) распределение кварков в протоне.

В численном расчете нормированного сечения (7) мы использовали набор партонных распределений STEQ6 [21] и ограничения на параметры смешивания, полученные из прецизионных измерений электрослабых процессов [22]:

$$\sum |U_{eN}|^2 < 6.6 \cdot 10^{-3}, \quad \sum |U_{\mu N}|^2 < 6.0 \cdot 10^{-3}, \quad (8)$$

$$\sum |U_{\tau N}|_{\text{eff}}^2 < 3.1 \cdot 10^{-3},$$

а также из данных по поиску безнейтринного двойного бета-распада [23, 24]:

$$\left| \sum_{N(\text{heavy})} U_{eN}^2 m_N^{-1} \right| < 5 \cdot 10^{-5} \text{ ТэВ}^{-1}. \quad (9)$$

Заметим, что в (8) для тауона использованы эффективные параметры смешивания

$$|U_{\tau N}|_{\text{eff}}^2 = V_{\tau\mu} |U_{\tau N}|^2, \quad (10)$$

где $V_{\tau\mu} = \text{Br}(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) = 0.1737$ [1] — относительная вероятность наиболее удобной для детектирования моды распада тауона (см., напр., [11]).

В качестве критерия наблюдаемости процесса выбрано условие $\sigma L \geq 1$, где L — годовая светимость данного коллайдера. Оно отвечает регистрации не менее одного события в год и с учетом (6) принимает вид

$$W_{\ell\ell'} \geq \left[\frac{1}{2} CLF(s, m_N) \right]^{-1/2}. \quad (11)$$

Здесь введен характерный для данного процесса параметр смешивания

$$W_{\ell\ell'} = \sqrt{2 - \delta_{\ell\ell'}} |U_{\ell N} U_{\ell' N}|, \quad (12)$$

который для случая тождественных лептонов ($\ell = \ell'$) равен $|U_{\ell N}|^2$.

3. Как для действующего коллайдера HERA ($\sqrt{s} = 318$ ГэВ, $L = 1$ фб⁻¹), так и для проектируемого суперколлайдера VLHC [17] ($\sqrt{s} = 6320$ ГэВ, $L = 1.4$ фб⁻¹) с учетом имеющихся экспериментальных ограничений на параметры смешивания (12) получаем $\sigma L \ll 1$, что означает практическую ненаблюдаемость процессов (3) и (4) при указанных значениях параметров коллайдеров.

Для того чтобы регистрация процессов стала возможна, необходимо значительно повысить светимость и/или энергию коллайдера. Например, пусть достигнута светимость $L = 100$ фб⁻¹. На рис. 2 для этой светимости в плоскости параметров ($m_N, W_{\ell\ell'}$) изображены границы открытия (discovery limits), отвечающие знаку равенства в (11), для двух значений энергии: $E = \sqrt{s} = 22.9$ ТэВ; 25 ТэВ. Показаны также четыре кривые 1–4, соответствующие самым слабым экспериментальным ограничениям на параметры смешивания (12), которые следуют из (8), (9) и (10): 1 — $W_{\mu\tau}$, 2 — $W_{\mu\mu}$, 3 — $W_{\tau\tau}$, 4 — $W_{e\mu}$. Область регистрируемости процесса типа $\ell\ell'$ должна располагаться выше границы открытия и ниже кривой соответствующего экспериментального ограничения. Из рис. 2 видно, что при $\sqrt{s} > 22.9$ ТэВ

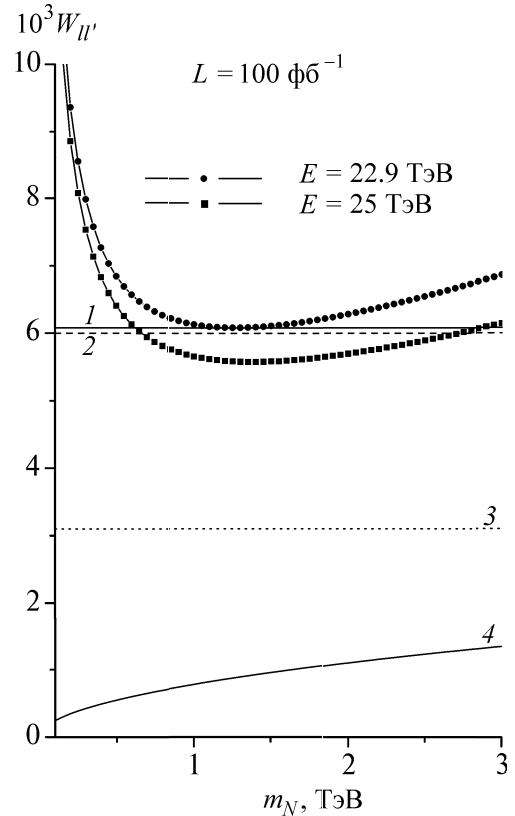


Рис. 2

открывается возможность наблюдения $\mu\tau$ -процесса, обусловленного майорановским нейтрино массы $m_N \sim 1$ ТэВ. При $\sqrt{s} = 25$ ТэВ могут наблюдаться процессы $\mu\tau$ и $\mu\mu$ для майорановских масс m_N в диапазоне $1 \div 3$ ТэВ.

Рассмотренные лептон-протонные процессы выгодно отличаются от протон-протонных отсутствием фоновых процессов, обусловленных стандартными взаимодействиями с сохранением лептонного числа [11]. В случае же pp -рассеяния возможны стандартные каскадные процессы, приводящие к рождению дилептонов с сигнатурой $(++)$ или $(--)$ [25].

Авторы выражают благодарность Д. В. Перегудову за помощь в проведении численных расчетов, а также участникам семинара под руководством проф. В. Ч. Жуковского за полезное обсуждение полученных результатов.

Литература

1. *Particle Data Group Collab.*: Hagiwara K. et al. // Phys. Rev. D. 2002. **66**. P. 010001.
2. *Super-Kamiokande Collab.*: Fukuda S. et al. // Phys. Lett. B. 2002. **539**. P. 179.
3. *SNO Collab.*: Ahmad Q.R. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. **89**. P. 011301.
4. *KamLAND Collab.*: Eguchi K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. **90**. P. 021802.
5. Pakvasa S., Valle J.W.F. // E-print ArXiv: hep-ph/0301061.
6. Боум Ф., Фогель П. Физика массивных нейтрино. М., 1990.
7. Kayser B. // E-print ArXiv: hep-ph/0211134.
8. Klapdor-Kleingrothaus H.V., Dietz A., Harney H.L., Krivosheina I.V. // Mod. Phys. Lett. A. 2001. **16**. P. 2409.
9. Ali A., Borisov A.V., Zamorin N.B. // Frontiers of Particle Physics. — Proc. of the Tenth Lomonosov Conf. on Elementary Particle Physics (Moscow, 23–29 August 2001) / Ed. A.I. Studenikin. — Singapore: World Scientific, 2003. P. 74.
10. Panella O., Cannoni M., Carimalo C., Srivastava Y.N. // Phys. Rev. D. 2002. **65**. P. 035005.
11. Flanz M., Rodejohann W., Zuber K. // Phys. Lett. B. 2000. **473**. P. 324; 2000. **480**. P. 418(E).
12. Rodejohann W., Zuber K. // Phys. Rev. D. 2000. **62**. P. 094017.
13. Flanz M., Rodejohann W., Zuber K. // Eur. Phys. J. C. 2000. **16**. P. 453.
14. Bilenky S.M., Guinti C., Grifoli J.A., Massó E. // Phys. Rep. 2003. **379**. P. 69.
15. Bhattacharyya G., Pas H., Song L., Weiler T.J. // Phys. Lett. B. 2003. **564**. P. 175.
16. Langaker P. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2001. **100**. P. 383.
17. Blaskiewicz M., Drees A., Fischer W. et al. Fermilab Report TM-2158, 29 June 2001.
18. de Almeida Jr. F.M.L., Coutinho Y.A., Martins Simões J.A., do Vale M.A.B. // Phys. Rev. D. 2002. **65**. P. 115010.
19. Dawson S. // Nucl. Phys. B. 1985. **249**. P. 42.
20. Kuss I., Spiesberger H. Phys. Rev. D. 1996. **53**. P. 6078.
21. Pumplín J., Stump D.R., Huston J. et al. // JHEP. 2002. No. 07. Art. 012 [E-print ArXiv: hep-ph/0201195].
22. Nardi E., Roulet E., Tommasini D. // Phys. Lett. B. 1995. **344**. P. 225.
23. Bélanger G., Boudjema F., London D., Nadeau H. // Phys. Rev. D. 1996. **53**. P. 6292.
24. London D. // E-print ArXiv: hep-ph/9907419.
25. Datta A., Guchait M., Roy D.P. // Phys. Rev. D. 1993. **47**. P. 961.

Поступила в редакцию
30.04.03

УДК 530.12, 51:53

ВОЗМУЩЕНИЯ В ЭЙНШТЕЙНОВСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ: СОХРАНЯЮЩИЕСЯ ТОКИ

А. Н. Петров

(ГАИШ)

E-mail: petrov@xray.sai.msu.ru

Рассмотрена общая теория относительности в виде, где гравитационные возмущения вместе с другими физическими полями распространяются на вспомогательном фоне. В произвольно искривленном заданном пространстве-времени с использованием техники Каца–Бичака–Линден-Белла построены новые сохраняющиеся токи, дивергенции от антисимметричных тензорных плотностей (суперпотенциалов).

1. Краткий обзор и постановка задач

Возмущенные уравнения Эйнштейна часто представляют в следующем виде: линейные возмущения метрики оставляют слева, а все остальные (нелинейные) члены переносят направо и вместе с

материальным тензором энергии-импульса трактуют как полный (эффективный) тензор энергии-импульса $t_{\mu\nu}^{(tot)}$. Такой подход был разработан как теория тензорного поля с самодействием в заданном фоновом пространстве-времени и называется полевой формулировкой [1] общей теории относительности