

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.124.17

РОЖДЕНИЕ ДИЛЕПТОНОВ В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ ЛЕПТОН-ПРОТОННОМ РАССЕЯНИИ: ЭФФЕКТ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ТЯЖЕЛЫХ МАЙОРАНОВСКИХ НЕЙТРИНО

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

(кафедра теоретической физики)

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

Вычислено сечение глубоконеупругого процесса рождения пар лептонов $e^+p \rightarrow \bar{\nu}_e \ell^+ \ell'^+ X$ ($\ell, \ell' = e, \mu, \tau$) с несохранением лептонного числа, обусловленного обменом тяжелыми майорановскими нейтрино. Учен вклад двух нейтринных массовых состояний и исследован эффект их интерференции. Дано обобщение результатов на случай большего числа нейтрино. Рассмотрены возможности наблюдения указанного процесса на будущих лептон-протонных суперколлайдерах.

1. Недавнее обнаружение несколькими экспериментальными группами осцилляций солнечных, атмосферных и реакторных нейтрино (см. обзоры [1, 2]) означает, что нейтрино являются массивными частицами. При этом нейтрино определенных ароматов ν_ℓ , входящие в слабый ток вместе с соответствующими заряженными лептонами $\ell = e, \mu, \tau$, являются когерентными суперпозициями состояний ν_i с определенными массами m_i :

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

где $U_{\ell i}$ — элементы матрицы лептонного смешивания.

Из совокупности экспериментальных данных по осцилляциям нейтрино, бета-распаду трития, поискам безнейтринного двойного бета-распада ядер и космологии получен ряд ограничений на массы нейтрино (сверху и снизу) и параметры лептонного смешивания [1–3].

Фундаментальная проблема физики нейтрино — природа их массы: является она дираковской или майорановской. Нейтринные осцилляции нечувствительны к типу массы. Майорановские нейтрино, в отличие от дираковских, тождественны своим античастицам и не несут лептонного числа. Поэтому в процессах с их участием лептонное число не сохраняется. Характерный пример такого процесса — безнейтринный двойной бета-распад, о наблюдении которого с 2001 г. сообщает группа Heidelberg–Moscow (см. [4] и ссылки там). Однако этот результат пока не подтверждается другими экспериментальными группами [1]. Указанный процесс относится к широкому классу реакций (редкие распады мезонов, глубоконеупругие адрон-адронные и лептон-адронные столкновения; см. их краткий обзор и ссылки в [5]),

в которых рождается дилептон — пара лептонов с одинаковыми электрическими зарядами, так что происходит изменение лептонного числа на две единицы, связанное с майорановским массовым членом: элементарный подпроцесс аннигиляции пары виртуальных W -бозонов в дилептон ($W^\pm W^\pm \rightarrow \ell^\pm \ell'^\pm$) идет через обмен майорановским нейтрино.

В нашей работе [5] исследована возможность наблюдения глубоконеупругого процесса

$$e^+p \rightarrow \bar{\nu}_e \ell^+ \ell'^+ X \quad (2)$$

и кросс-симметричной реакции $\nu_e p \rightarrow e \ell^+ \ell'^+ X$, где X — произвольное адронное состояние. Расчет был выполнен в предположении, что основной вклад в амплитуду процесса дает обмен одним тяжелым майорановским нейтрино N . Это обеспечивается выбором структуры массового спектра тяжелых нейтрино в виде

$$m_{N_1} \equiv m_N \ll m_{N_2} \leq m_{N_3} \leq \dots \quad (3)$$

и области энергий \sqrt{s} такой, что

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

В [5] было показано, что для регистрации процесса (2) необходим коллайдер с параметрами, значительно превышающими обсуждаемые сегодня характеристики проектируемого суперколлайдера VLHC: энергия $\sqrt{s} = 6320$ ГэВ, годовая светимость $L = 1.4$ фб⁻¹ [6]. Именно, данный процесс наблюдаем, например, при $L = 100$ фб⁻¹ и $\sqrt{s} > 23$ ТэВ. Выберем для определенности последнее значение L , $\sqrt{s} = 25$ ТэВ и назовем установку с такими параметрами будущим лептон-протонным коллайдером (БЛПК).

В настоящей статье работа [5] обобщается на варианты спектра масс с несколькими «активными» тяжелыми майорановскими нейтрино (ТМН).

^{*)} А. Али (DESY, Hamburg).

Заметим, что массовый спектр, включающий как легкие, так и тяжелые нейтрино, достаточно естественно обеспечивается различными вариантами «качельного» (seesaw) механизма в рамках расширенной стандартной модели [7, 8], причем нейтрино оказываются именно майорановскими частицами. Например, в схеме с тремя поколениями левых лептонов и s синглетами правых нейтрино этот процесс приводит к спектру из трех легких и s тяжелых майорановских массовых состояний нейтрино [9].

2. Предположим, что массовый спектр тяжелых нейтрино N_i имеет вид ($m_i \equiv m_{N_i}$)

$$m_1 \leq m_2 \ll m_3 < \dots, \quad (4)$$

а энергия процесса

$$m_W \ll \sqrt{s} \ll m_3.$$

В этом случае основной вклад в сечение процесса (2) дают два массовых состояния N_1 и N_2 (эффективно дублетный спектр), а для расчета сечения, как и в работе [5], можно использовать приближение эквивалентных векторных бозонов (ЭВБ). В указанном приближении полное сечение процесса σ_2 (индекс отмечает учет двух ТМН) выражается в виде свертки сечения $\hat{\sigma}_2$ подпроцесса $W^+W^+ \rightarrow \ell^+\ell'^+$, W -бозонной светимости системы «кварк-позитрон» и функции распределения кварков в протоне. Используя вычисленное в [10] дифференциальное сечение процесса $e^-e^- \rightarrow W^-W^-$, с учетом кросс-симметрии после интегрирования по угловой переменной находим сечение нашего подпроцесса $\hat{\sigma}_2$. В результате для сечения исследуемого процесса (2) в приближении ЭВБ получаем выражение

$$\sigma_2 = \frac{C}{2} \int_{y_0}^1 \frac{dy}{y} \int \frac{dx}{x} p(x, xs) h\left(\frac{y}{x}\right) W\left(\frac{ys}{m_1^2}, \frac{ys}{m_2^2}\right), \quad (5)$$

которое обобщает формулы (6)–(7) работы [5] для сечения с учетом вклада только одного ТМН. Здесь коэффициент размерности сечения

$$C = \frac{G_F^4 m_W^6}{8\pi^5} = 0.80 \text{ фб}; \quad (6)$$

$$y_0 = 4m_W^2/s;$$

$$W(t_1, t_2) = \frac{1}{m_W^2} [\rho_1^2 m_1^2 \omega(t_1) + 2 \cos \delta \rho_1 \rho_2 m_1 m_2 \Omega(t_1, t_2) + \rho_2^2 m_2^2 \omega(t_2)] \quad (7)$$

— нормированное сечение подпроцесса $W^+W^+ \rightarrow \ell^+\ell'^+$, где параметры смешивания

$$\rho_i = \sqrt{2 - \delta_{\ell\ell'}} |U_{\ell i} U_{\ell' i}|, \quad (8)$$

относительная фаза $\delta = \phi_1 - \phi_2 \in [0, 2\pi)$,

$$\phi_i = \arg(U_{\ell i} U_{\ell' i}), \quad (9)$$

которая выражается через CP -нарушающие фазы [10]; функции

$$\begin{aligned} \Omega(t_1, t_2) &= \\ &= 2 - \frac{1}{t_1 + t_2 + t_1 t_2} \left[\frac{t_2(t_1^2 - 2t_1 t_2 - 2t_2)}{t_1(t_1 - t_2)} \ln(1 + t_1) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{t_1(t_2^2 - 2t_1 t_2 - 2t_1)}{t_2(t_2 - t_1)} \ln(1 + t_2) \right] = \Omega(t_2, t_1), \end{aligned}$$

$$\omega(t) = \Omega(t, t) \equiv \lim_{t' \rightarrow t} \Omega(t, t') =$$

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

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

— умноженная на r и нормированная W -бозонная светимость;

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

— соответствующее рассматриваемому процессу (2) распределение кварков и антикварков в протоне.

Для дальнейшего анализа удобно представить сечение (5) в виде

$$\sigma_2 = \frac{1}{2} C [\rho_1^2 f(s, m_1) + 2c\rho_1\rho_2 F(s, m_1, m_2) + \rho_2^2 f(s, m_2)], \quad (10)$$

где $c = \cos \delta \in [-1, 1]$, а функции $F(s, m_1, m_2)$ и $f(s, m) = F(s, m, m)$ выражаются через очевидные свертки (см. (5) и (7)) функций Ω и ω соответственно с h и p . Заметим, что отвечающая вкладу одного ТМН функция $f(s, m)$ совпадает с определенной формулой (7) работы [5] функцией $F(s, m)$, как и должно быть.

В [5] было показано, что в условиях БЛПК

$$\sqrt{s} = 25 \text{ ТэВ}, \quad L = 100 \text{ фб}^{-1} \quad (11)$$

могут наблюдаться процессы с рождением дилептонов $\mu\mu$ и $\mu\tau$ при условии, что масса ТМН N_1 лежит в области значений порядка $1 \div 3$ ТэВ.

Рассмотрим теперь, как изменяются условия наблюдения с учетом двух ТМН N_1 и N_2 (см. (4)). Учтем существующие экспериментальные ограничения на величины $S_\ell = \sum_N |U_{\ell N}|^2$ [11]:

$$S_\mu < 6.0 \cdot 10^{-3}, \quad S_\tau < 3.1 \cdot 10^{-3},$$

причем для тауона использовано эффективное значение с учетом его регистрации по моде распада $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$ [5]. Выбирая максимально допустимые значения сумм S_ℓ и учитывая в них только два первых слагаемых, параметры смешивания (8) можно представить в виде

$$\rho_i = [(2 - \delta_{\ell\ell'}) S_\ell S_{\ell'} x_i x'_i]^{1/2}, \quad x_2 = 1 - x_1, \quad x'_2 = 1 - x'_1,$$

где $x_i, x'_i \in [0, 1]$. Тогда для сечения (10) получаем

$$\sigma_2 = A(x_1 x'_1 f_1 + 2c \sqrt{x_1 x'_1 x_2 x'_2} F_{12} + x_2 x'_2 f_2), \quad (12)$$

где $A = (1 - \delta_{\ell\ell'})/2)CS_{\ell}S_{\ell'}$ и для краткости введены обозначения

$$f_i = f(s, m_i), \quad F_{ij} = F(s, m_i, m_j). \quad (13)$$

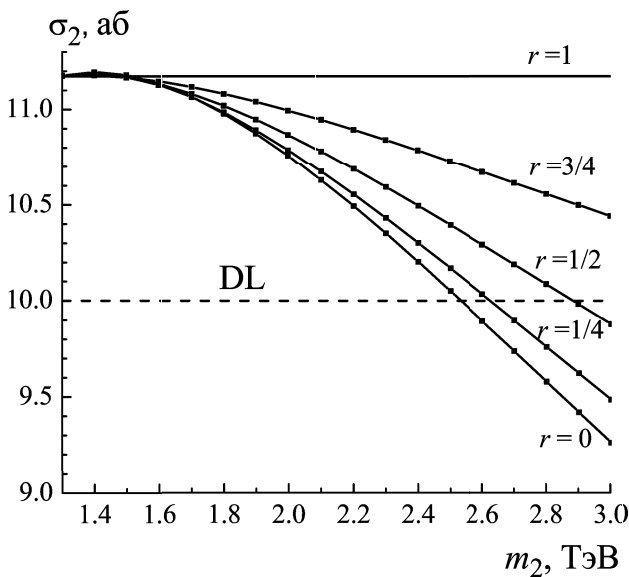
Для каналов $\mu\mu$ и $\mu\tau$ параметр $A = 1.4 \cdot 10^{-5}$ фб. В случае тождественных лептонов ($\ell' = \ell$) выражение (12) для сечения упрощается ($x'_i = x_i = r$):

$$\sigma_2 = A(r^2 f_1 + 2cr\bar{r}F_{12} + \bar{r}^2 f_2), \quad (14)$$

где $A = CS_{\ell}^2/2$, $\bar{r} = 1 - r$, причем при $r = 1$ ($r = 0$) вклад в сечение дает только одно ТМН N_1 (N_2).

Рассмотрим канал $\mu\mu$ процесса (2), используя формулу (14). Примем $c = 1$, что отвечает благоприятному для наблюдения случаю конструктивной интерференции майорановских массовых состояний N_1 и N_2 (см. (9)), и зафиксируем массу N_1 : $m_1 = 1.3$ ТэВ (в [5] показано, что при $L = 100$ фб⁻¹ это значение массы отвечает минимальной энергии $\sqrt{s} = 23$ ТэВ, начиная с которой открывается возможность регистрации процесса (2)). При таком выборе и при заданных параметрах БЛПК (11) сечение (14) является функцией только двух параметров: m_2 и r .

В численном расчете, как и в работе [5], мы использовали набор партонных распределений СТЕQ6 [12] и критерий наблюдаемости $\sigma L \geq 1$, где L — годовая светимость БЛПК. На рисунке приведены зависимости сечения σ_2 (в аттобарнах, $1 \text{ аб} = 10^{-18} \text{ б}$) от массы m_2 в интервале от 1.3 до 3 ТэВ при $r = 0, 1/4, 1/2, 3/4, 1$. Горизонтальная прямая DL отмечает предел открытия (discovery limit), соответствующий условию $\sigma L = 1$: область регистрируемости процесса расположена выше этой границы. Видно, что в случае почти вырожденных нейтрино ($m_1 \simeq m_2$) и/или при слабом смешивании с нейтрино N_2 ($r \simeq 1$) сечение σ_2 близко к сечению σ_1 для эффективного синглета (см. (3)), вычисленному



Зависимости сечения процесса σ_2 от массы второго нейтрино m_2 (при фиксированной массе первого $m_1 = 1.3$ ТэВ) для различных значений параметра смешивания r

при том же значении S_{ℓ} . При $0 < r < 1/2$ (в этом интервале нейтрино N_2 дает заметный вклад в сечение) верхняя граница области регистрации по массе m_2 находится в области от 2.5 до 3 ТэВ. Но следует заметить, что в случае деструктивной интерференции (например, $m_1 \simeq m_2$, $r = 1/2$, $c = -1$ ($\delta = \pi$)) сечение процесса исчезающе мало.

Для канала $\mu\tau$ переменные x_1 и x'_1 в (12) независимы, но и в этом случае $\sigma_2 \leq \sigma_1$, причем максимум сечения $\sigma_2 = \sigma_1$ достигается при $m_2 = m_1$ и $x'_1 = x_1$.

3. В случае когда спектр масс ТМН имеет вид (эффективный триплет)

$$m_1 \leq m_2 \leq m_3 \ll m_4 \ll \dots,$$

необходим учет вклада трех ТМН. Выражение для сечения, как легко показать, является обобщением формулы (10):

$$\sigma_3 = \frac{1}{2}C [\rho_1^2 f_1 + \rho_2^2 f_2 + \rho_3^2 f_3 + 2c_{12}\rho_1\rho_2 F_{12} + 2c_{13}\rho_1\rho_3 F_{13} + 2c_{23}\rho_2\rho_3 F_{23}], \quad (15)$$

где f_i и F_{ij} определены в (13), $c_{ij} = \cos(\phi_i - \phi_j)$, а ϕ_i заданы в (9). Обобщение на случай n нейтрино очевидно.

Рассмотрим простейший случай приближенного вырождения масс и равенства параметров смешивания:

$$m_1 \simeq m_2 \simeq m_3, \quad \rho_1 = \rho_2 = \rho_3.$$

Тогда формула (15) упрощается:

$$\sigma_3 \simeq \frac{2}{9}\sigma_1 \left(\frac{3}{2} + c_{12} + c_{13} + c_{23} \right),$$

где $\sigma_1 = C\rho_1^2 f_1/2$. При $\phi_1 = \phi_2 = \phi_3$ (все $c_{ij} = 1$) сечение достигает максимума (конструктивная интерференция): $\sigma_3 = \sigma_1$. В случае деструктивной интерференции ($c_{12} + c_{13} + c_{23} = -3/2$, например, при $\phi_1 - \phi_2 = \phi_2 - \phi_3 = 2\pi/3$) сечение исчезающе мало. Легко показать, что и для произвольного числа n ТМН справедливо соотношение $\sigma_n \leq \sigma_1$.

Литература

1. Giunti C., Laveder M. // Developments in Quantum Physics / Eds. F. Columbus, V. Krasnoholovets. Hauppauge NY., 2004. P. 197. (E-print Archive: hep-ph/0310238).
2. Particle Data Group Collab.: Eidelman S. et al. // Phys. Lett. B. 2004. **592**. P. 1.
3. Smirnov A.Yu. // Int. J. Mod. Phys. A. 2004. **19**. P. 1180 (E-print Archive: hep-ph/0311259).
4. Klapdor-Kleingrothaus H.V., Dietz A., Krivosheina I.V., Dörrer Ch., Tomei C. // Phys. Lett. B. 2004. **578**. P. 54 (E-print Archive: hep-ph/0312171).
5. Али А., Борисов А.В., Журидов Д.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2004. № 1. С. 15 (Moscow University Phys. Bull. 2004. N 1. P. 19).

6. *Blaskiewicz M., Drees A., Fischer W.* et al. Fermilab Report TM-2158, 29 June 2001; *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 (E-print Archive: hep-ph/0201032).
7. *Kayser B.* // Neutrino Mass. Springer Tracts in Modern Physics. Vol. 190 / Eds. G. Altarelli, K. Winter. Berlin, 2003. P. 1 (E-print Archive: hep-ph/0211134).
8. *Langaker P.* // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2001. **100**. P. 383.
9. *Littenberg L.S., Shrock R.* // Phys. Lett. B. 2000. **491**. P. 285 (E-print Archive: hep-ph/0005285).
10. *Greub C., Minkowski P.* // Int. J. Mod. Phys. A. 1998. **13**. P. 2363 (E-print Archive: hep-ph/9612340).
11. *Nardi E., Roulet E., Tommasini D.* // Phys. Lett. B. 1995. **344**. P. 225.
12. *Pumplin J., Stump D.R., Huston J.* et al. // JHEP. 2002. N 7. Art. 012 (E-print Archive: hep-ph/0201195).

Поступила в редакцию
13.02.04