

УДК 539.12.01

РЕДКИЕ РАСПАДЫ МЕЗОНОВ В СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ ТЕОРИИ С НЕСОХРАНЕНИЕМ R -ЧЕТНОСТИ

А. Али^{*)}, А. В. Борисов, М. В. Сидорова

(кафедра теоретической физики)

E-mail: borisov@phys.msu.ru

Рассмотрены распады мезонов $K^+ \rightarrow \pi^- \ell^+ \ell'^+$ и $D^+ \rightarrow K^- \ell^+ \ell'^+$ ($\ell, \ell' = e, \mu$) с изменением лептонного числа $\Delta L = 2$ в рамках суперсимметричного расширения стандартной модели с несохранением R -четности, обусловленным трилинейными юкавскими взаимодействиями. Получены оценки вероятностей указанных распадов, которые значительно меньше верхних прямых экспериментальных ограничений.

1. В стандартной модели (СМ) лептонное L и барионное B числа сохраняются. Однако в теориях, обобщающих СМ, это обычно не выполняется.

Существование нейтринных осцилляций, надежно подтвержденное экспериментально несколькими независимыми группами (см. обзоры [1, 2]), означает, что нейтрино обладают массой и смешиваются:

$$\nu_\ell = \sum_N U_{\ell N} \nu_N. \quad (1)$$

Здесь ν_ℓ — нейтрино определенного аромата ($\ell = e, \mu, \tau$), ν_N — нейтрино определенной массы m_N , $U_{\ell N}$ — матрица лептонного смешивания. Природа массы нейтрино (дираковская или майорановская) остается пока неизвестной. Наблюдаемые осцилляции, т.е. нейтринные переходы с изменением аромата $\nu_\ell \rightarrow \nu_{\ell'}$, не зависят от типа массы, но означают несохранение отдельных лептонных чисел L_ℓ .

В процессах с участием дираковских нейтрино сохраняется полное лептонное число $L = \sum_\ell L_\ell$. Если же нейтрино — майорановские частицы (тождественные своим античастицам), то возможны индуцированные ими процессы с несохранением L , так как майорановский массовый член в лагранжиане изменяет его на две единицы [3]. Широкий класс процессов, в которых $\Delta L = \pm 2$, включает в себя наиболее чувствительный к майорановской массе безнейтринный двойной бета-распад ядер $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + e^- + e^-$ [1–3], рождение пары одинаково заряженных лептонов (дилептона) в глубоконеупругих адрон-адронных и лептон-адронных столкновениях (см. краткий обзор [4]) и в редких распадах мезонов типа [5, 6]

$$M^+ \rightarrow M'^- \ell^+ \ell'^+. \quad (2)$$

В рамках расширения СМ, включающей майорановские нейтрино со стандартной (левокиральной)

структурой слабых заряженных токов, все указанные процессы включают фундаментальный подпроцесс аннигиляции пары виртуальных W -бозонов в дилептон через обмен майорановским нейтрино: $W^\pm W^\pm \rightarrow \ell^\pm \ell'^\pm$. Этот механизм распадов (2) псевдоскалярных мезонов K, D, D_s и B исследован в [5, 6]. Амплитуда распада представляется в виде суммы $A = A_t + A_b$, где вклад A_t не зависит от выбора модели амплитуды Бете–Солпитера (БС), описывающей структуру мезона, и выражается через известные константы распада начального и конечного мезонов, а вклад A_b в общем случае определяется формой БС-амплитуд и содержит цветовой фактор подавления $1/N_c$. Соответствующие диаграммы показаны на рис. 1 (подразумевается также учет кросс-симметричных диаграмм с переставленными линиями конечных лептонов), где светлые кружки соответствуют БС-амплитудам для мезонов (см. ниже (13), (14)). В работе [6] на основе сравнительно простой гауссовой модели БС-амплитуд учтены эффекты структуры мезонов, особенно существенные

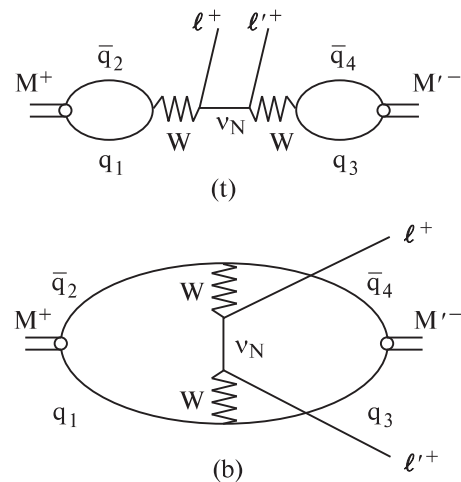


Рис. 1.

^{*)} DESY, Hamburg.

для D -распадов, в которых имеется двойное кабиббовское подавление вклада A_i .

В [5, 6] показано, что полученные к настоящему времени прямые экспериментальные ограничения на относительные вероятности распадов (2) (см. [1])

$$B_{\ell\ell'} = \frac{\Gamma(M^+ \rightarrow M'^- \ell^+ \ell'^+)}{\Gamma(M^+ \rightarrow \text{all})} \quad (3)$$

слишком слабые и не позволяют установить ограничения на эффективные майорановские массы. Ограничения на эти массы получены в [5, 6] на основе современных ограничений на параметры лептонного смешивания и массы нейтрино из прецизионных измерений электрослабых процессов, экспериментов по нейтринным осцилляциям, поиску безнейтринного двойного бета-распада и космологических данных. Эти ограничения привели к косвенным верхним границам вероятностей распадов (2), которые лежат значительно ниже прямых экспериментальных границ.

Таким образом, майорановский механизм приводит к практической ненаблюдаемости редких распадов (2) в обозримом будущем. Однако другие механизмы процессов с несохранением лептонного числа могут дать значительное увеличение их вероятностей. В настоящей работе рассматривается механизм распада, следующий из суперсимметричного расширения СМ с несохранением R -четности (см. обзор [7]).

R -четность определяется как $R = (-1)^{3(B-L)+2S}$, где S, L и B — спин, лептонное и барионное числа соответственно. Частицы стандартной модели, включая дополнительные хиггсовские бозоны, появляющиеся в расширенной модели, имеют $R = 1$, а у их суперпартнеров $R = -1$. В минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ) [8] R -четность сохраняется, что обеспечивает сохранение L и B и стабильность легчайшей суперчастицы (причем суперчастицы должны рождаться парами).

Можно построить различные обобщения МССМ. Один из подходов заключается в сохранении состава частиц МССМ и отказе от сохранения R -четности. Мы рассмотрим механизм редких распадов (2), основанный на этом подходе (\mathcal{R} МССМ). Наиболее общий вид части суперпотенциала, не сохраняющей R -четность и лептонное число, таков [7]:

$$W_{\mathcal{R}} = \varepsilon_{\alpha\beta} \left(\frac{1}{2} \lambda_{ijk} L_i^\alpha L_j^\beta \bar{E}_k + \lambda'_{ijk} L_i^\alpha Q_j^\beta \bar{D}_k + \epsilon_i L_i^\alpha H_u^\beta \right). \quad (4)$$

Здесь $i, j, k = 1, 2, 3$ — индексы поколений, L, Q — $SU(2)$ -дублеты левых лептонных и кварковых суперполей ($\alpha, \beta = 1, 2$ — изоспинорные индексы), \bar{E} и \bar{D} — синглеты правых суперполей лептонов и нижних кварков, H_u — дублетное хиггсовское суперполе (с гиперзарядом $Y = 1$); $\lambda_{ijk} (= -\lambda_{jik})$, λ'_{ijk} , и ϵ_i — константы.

В суперпотенциале (4) присутствуют трилинейные ($\sim \lambda, \lambda'$) и билинейные члены ($\sim \epsilon$). В настоящей работе мы рассмотрим случай, когда билинейные члены на древесном уровне отсутствуют ($\epsilon = 0$). Заметим, что тогда билинейные члены генерируются из трилинейных за счет радиационных поправок [9], но можно ожидать доминирования древесных трилинейных взаимодействий. Случай, когда на древесном уровне имеются только билинейные члены (при этом радиационные поправки не генерируют трилинейные члены [7, 10]), требует отдельного рассмотрения.

Лагранжиан, описывающий принятый (трилинейный) механизм распадов (2), имеет вид

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_\lambda + \mathcal{L}_{\lambda'} + \mathcal{L}_{\tilde{g}} + \mathcal{L}_{\tilde{\chi}}. \quad (5)$$

Здесь первые два слагаемых, не сохраняющие лептонное число, следуют из суперпотенциала (4):

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\lambda &= \frac{1}{2} \lambda_{ijk} \left[\tilde{\nu}_{Li} \bar{\ell}_{Rk} \ell_{Lj} + \tilde{\ell}_{Lj} \bar{\ell}_{Rk} \nu_{Li} + \right. \\ &\quad \left. + (\tilde{\ell}_{Rk})^* (\tilde{\nu}_{Li})^c \ell_{Lj} - (i \leftrightarrow j) \right] + \text{H. c.}, \\ \mathcal{L}_{\lambda'} &= \lambda'_{ijk} \left[\tilde{\nu}_{Li} \bar{d}_{Rk} d_{Lj} + \tilde{d}_{Lj} \bar{d}_{Rk} \nu_{Li} + (\tilde{d}_{Rk})^* (\tilde{\nu}_{Li})^c d_{Lj} - \right. \\ &\quad \left. - \tilde{\ell}_{Lj} \bar{d}_{Rk} u_{Lj} - \tilde{u}_{Lj} \bar{d}_{Rk} \ell_{Li} - (\tilde{d}_{Rk})^* (\tilde{\ell}_{Li})^c u_{Lj} \right] + \\ &\quad + \text{H. c.}; \end{aligned} \quad (6)$$

третье слагаемое в (5) описывает взаимодействие глюино \tilde{g} с кварками $q = u, d, \dots, t$ и их суперпартнерами $\tilde{q} = \tilde{u}, \tilde{d}, \dots, \tilde{t}$ [8]:

$$\mathcal{L}_{\tilde{g}} = -\sqrt{2} g_3 \frac{(\lambda_r)^{ab}}{2} \left(\bar{q}_{aL} \tilde{g}^{(r)} \tilde{q}_L^b - \bar{q}_{aR} \tilde{g}^{(r)} \tilde{q}_R^b \right) + \text{H. c.}, \quad (7)$$

где λ_r — матрицы Гелл-Манна ($r = 1, \dots, 8$), $a, b = 1, 2, 3$ — цветовые индексы группы $SU(3)_c$ (суммирование по типам частиц и индексам подразумевается); четвертое слагаемое в (5) отвечает взаимодействию нейтралينو $\tilde{\chi}^0$ с заряженными фермионами ψ (кварками q , лептонами $\ell = e, \mu, \tau$) и их суперпартнерами $\tilde{\psi} (\tilde{q}, \tilde{\ell})$ [8]:

$$\mathcal{L}_{\tilde{\chi}} = \sqrt{2} g_2 \sum_{\delta=1}^4 \left(\epsilon_{L\delta} (\psi) \bar{\psi}_L \tilde{\chi}_\delta^0 \tilde{\psi}_L + \epsilon_{R\delta} (\psi) \bar{\psi}_R \tilde{\chi}_\delta^0 \tilde{\psi}_R \right) + \text{H. c.}, \quad (8)$$

где

$$\epsilon_{L\delta} (\psi) = -T_3(\psi) N_{\delta 2} + \text{tg } \theta_W (T_3(\psi) - Q(\psi)) N_{\delta 1},$$

$$\epsilon_{R\delta} (\psi) = Q(\psi) \text{tg } \theta_W N_{\delta 1},$$

$Q(\psi)$ и $T_3(\psi)$ — электрический заряд и изоспин поля ψ , θ_W — угол Вайнберга, коэффициенты $N_{\delta\sigma}$ — элементы матрицы, диагонализующей массовую матрицу нейтралино.

2. Рассмотрим сначала редкий распад $K^+(P) \rightarrow \pi^-(P') + \ell^+(p) + \ell'^+(p')$, где в скобках указаны 4-импульсы частиц (заметим, что оценка по порядку величины вероятности распада $K^+ \rightarrow \pi^- \mu^+ \mu^+$ была сделана в [11]). В главном порядке теории

возмущений по константам связи амплитуда этого процесса описывается тремя типами фейнмановских диаграмм (рис. 2), для первых двух из которых использованы, как и на рис. 1, обозначения t (tree) и b (box) [5, 6], а третий тип отмечен цифрой 3. Каждая диаграмма представляет собой на самом деле сумму четырех диаграмм, отвечающих соответственно вкладам обменов нейтралитино и нейтринино (глюино) с учетом перестановки линий конечных лептонов.

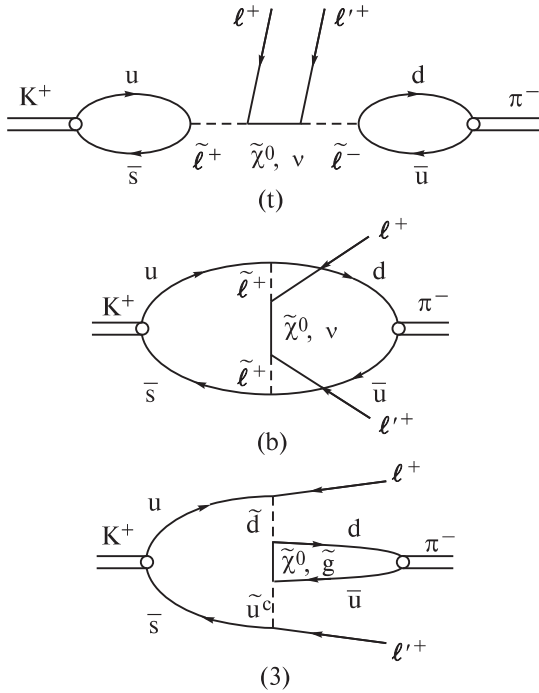


Рис. 2.

Ширина распада имеет вид [12]

$$\Gamma_{\ell\ell'} = \left(1 - \frac{1}{2}\delta_{\ell\ell'}\right) \int (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P' + p + p' - P) \times \frac{|A_t + A_b + A_3|^2}{2m_K \cdot 2^3 (2\pi)^9} \frac{d^3 P' d^3 p d^3 p'}{P'^0 p^0 p'^0}, \quad (9)$$

где A_n ($n = t, b, 3$) — вклад в амплитуду процесса диаграмм типа n , представляющий собой свертку лептонного $L^{(n)}$ и адронного $H^{(n)}$ множителей:

$$A_n = \frac{1}{(2\pi)^8} \int L^{(n)} H^{(n)} d^4 q d^4 q', \quad (10)$$

причем q (q') — относительный 4-импульс кварка и антикварка в начальном (конечном) мезоне, от которого зависит соответствующая БС-амплитуда в импульсном представлении (см. ниже).

Массы всех рассматриваемых мезонов значительно меньше характерного масштаба масс ($\gtrsim 100$ ГэВ) суперчастиц и масс m_N тяжелых майорановских нейтрино (вклад легких нейтрино здесь мы не рассматриваем, отметим лишь, что чисто майорановский механизм распадов (2) в случае легких

нейтрино дает значительно меньшие вероятности распадов, чем в случае тяжелых [5, 6]). Поэтому мы пренебрежем импульсами по сравнению с массами в пропагаторах частиц (см. рис. 2), перейдя к эффективному низкоэнергетическому ток-токовому взаимодействию. Это позволяет представить амплитуды A_n в виде произведений лептонных и адронных матричных элементов, причем последние (как и в случае майорановского механизма распадов [5, 6]) оказываются не зависящими от деталей адронной динамики и выражаются через известные константы распада мезонов (см. ниже (18) и (19)).

Используя лагранжианы (6) и (8), получаем для лептонных матричных элементов при $n = t, b$ в принятом низкоэнергетическом приближении одинаковые выражения

$$L^{(t)} = L^{(b)} = L_{\tilde{\chi}} + L_{\nu}, \quad (11)$$

где выделены вклады обменов нейтралитино и нейтринино

$$L_{\tilde{\chi}} = -2g_2^2 \lambda'_{\ell 11} \lambda'_{\ell' 12} \sum_{\delta=1}^4 \frac{\epsilon_{L\delta}^*(\ell) \epsilon_{L\delta}^*(\ell')}{m_{\tilde{\chi}_\delta}^2 m_{\tilde{\chi}_\delta}^2 m_{\tilde{\chi}_\delta}} (\bar{\nu}^c(p) P_L v(p')) + (\ell \leftrightarrow \ell'),$$

$$L_{\nu} = - \sum_{N,i,j,k,k'} U_{iN} U_{jN} \frac{\lambda'_{k12} \lambda'_{k'11} \lambda_{ik\ell}^* \lambda_{jk'\ell'}}{m_{\tilde{\chi}_{Lk}}^2 m_{\tilde{\chi}_{Lk'}}^2 m_N} \times (\bar{\nu}^c(p) P_R v(p')) + (\ell \leftrightarrow \ell'). \quad (12)$$

Здесь $P_{L,R} = (1 \mp \gamma^5)/2$ — левый и правый киральные проекторы, U_{iN} — элементы матрицы лептонного смешивания (см. (1)), $\bar{\nu}^c = \nu^T C$ (C — матрица зарядового сопряжения), а индексы ℓ и ℓ' соответствуют ароматам конечных лептонов (например, для электрона $\ell = 1$).

Адронные матричные элементы вычисляются с использованием метода БС-амплитуд работы [13]. БС-амплитуда мезона M с 4-импульсом P в координатном представлении представляется матричным элементом хронологического произведения кваркового и антикваркового полей (см. [6])

$$\chi_P(x_1, x_2) = -\frac{i}{\sqrt{N_c}} \langle 0 | T \{ q_1^a(x_1) \bar{q}_{2a}(x_2) \} | M(P) \rangle = e^{-iP \cdot X} \chi_P(x), \quad (13)$$

где $X = (x_1 + x_2)/2$ и $x = x_1 - x_2$ — координаты центра масс и относительные координаты соответственно; $a = 1, 2, 3$ — цветовой индекс (число цветов $N_c = 3$), суммирование по которому обеспечивает бесцветность мезона. Вид БС-амплитуды в импульсном представлении для рассматриваемых псевдоскалярных мезонов определен в [13] на основе ряда феноменологических аргументов:

$$\chi_P(q) = \int d^4 x e^{iq \cdot x} \chi_P(x) = \gamma^5 (1 - \delta_M \hat{P}) \varphi_P(q). \quad (14)$$

Здесь параметр

$$\delta_M = (m_1 + m_2)/m_M^2, \quad (15)$$

m_M — масса мезона, состоящего из кварка q_1 и антикварка \bar{q}_2 с токовыми массами m_1 и m_2 , $q = (p_1 - p_2)/2$ — относительный 4-импульс, $P = p_1 + p_2$, $\hat{P} = \gamma^\mu P_\mu$; $\varphi_P(q)$ — модельно зависящая скалярная функция.

Константа распада мезона f_M , определяемая через матричный элемент аксиально-векторного тока [14], выражается через БС-амплитуду (13):

$$if_M P^\mu = \langle 0 | \bar{q}_{2a}(0) \gamma^\mu \gamma^5 q_1^a(0) | M(P) \rangle = -i\sqrt{N_c} \text{Tr}[\gamma^\mu \gamma^5 \chi_P(x=0)],$$

где след берется по биспинорным индексам. Используя (14), находим соотношение

$$f_M = 4\sqrt{N_c} \delta_M \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \varphi_P(q). \quad (16)$$

С учетом (13) и (14) для адронных матричных элементов $H^{(n)}$ (см. (10)) при $n = t, b$ находим

$$H^{(t)} = -N_c \text{Tr}\{\chi_P(q) P_L\} \text{Tr}\{\bar{\chi}_{P'}(q') P_L\} = 4N_c \varphi_P(q) \varphi_{P'}(q'), \quad (17)$$

$$H^{(b)} = \text{Tr}\{\chi_P(q) P_L \bar{\chi}_{P'}(q') P_L\} = -\frac{1}{2N_c} H^{(t)}.$$

При выводе (17) использовано соотношение для несинглетного по цвету матричного элемента (см. (13))

$$\langle 0 | q_1^a(0) \bar{q}_{2b}(0) | M(P) \rangle = -\frac{i}{\sqrt{N_c}} \delta_b^a \chi_P(x=0).$$

Из (10), (12) и (17) с учетом соотношения (16) находим вклады t - и b -диаграмм в амплитуду распада

$$A_t = \frac{1}{4}(L_{\bar{\chi}} + L_\nu) \frac{f_K f_\pi}{\delta_K \delta_\pi}, \quad A_b = -\frac{1}{2N_c} A_t. \quad (18)$$

При расчете вклада $A^{(3)}$ в амплитуду процесса (см. диаграмму (3) на рис. 2) необходимо использовать преобразование Фирца [12] для факторизации лептонного и адронного матричных элементов. С учетом (6), (7) и (8) получаем

$$A^{(3)} = f_K f_\pi \frac{\lambda'_{\ell 11} \lambda'_{\ell' 12} + \lambda'_{\ell' 11} \lambda'_{\ell 12}}{\delta_K \delta_\pi m_{dR}^2 m_{uL}^2} (\bar{\nu}^c(p) P_L \nu(p')) \times \left(-\frac{g_2^2}{4N_c} \sum_{\delta=1}^4 \frac{1}{m_{\bar{\chi}_\delta}} \epsilon_{R\delta}(d) \epsilon_{L\delta}^*(u) + \frac{g_3^2}{N_c^2} \frac{1}{m_{\bar{g}}} \right). \quad (19)$$

Подставляя (18) и (19) в (9), после интегрирования по фазовому объему получаем ширину распада в виде

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^- \ell^+ \ell'^+) = \left(1 - \frac{1}{2} \delta_{\ell\ell'}\right) \frac{f_K^2 f_\pi^2 m_K^3}{2^{12} \pi^3 \delta_K^2 \delta_\pi^2} \Phi_{\ell\ell'} \times$$

$$\times \left| \sum_{i,j,k,k',N} (\lambda_{ik\ell}^* \lambda_{jk'\ell'}^* + \lambda_{ik\ell'}^* \lambda_{jk'\ell}^*) \frac{\lambda'_{k12} \lambda'_{k'11} U_{iN} U_{jN}}{m_{\ell L}^2 m_{\ell' L}^2 m_N} \times \left(1 - \frac{1}{2N_c}\right) + (\lambda'_{\ell 11} \lambda'_{\ell' 12} + \lambda'_{\ell' 11} \lambda'_{\ell 12}) \times \left[g_2^2 \sum_{\delta=1}^4 \frac{1}{m_{\bar{\chi}_\delta}} \left(2 \frac{\epsilon_{L\delta}^*(\ell) \epsilon_{L\delta}^*(\ell')}{m_{\ell L}^2 m_{\ell' L}^2} \left(1 - \frac{1}{2N_c}\right) + \frac{1}{N_c} \frac{\epsilon_{R\delta}(d) \epsilon_{L\delta}^*(u)}{m_{dR}^2 m_{uL}^2}\right) - \frac{4g_3^2}{N_c^2} \frac{1}{m_{dR}^2 m_{uL}^2 m_{\bar{g}}} \right] \right|^2. \quad (20)$$

Здесь $\Phi_{\ell\ell'}$ — приведенный одномерный фазовый интеграл

$$\Phi_{\ell\ell'} = \int_{l_+}^{h_-} dz \left(1 - \frac{l_+ + l_-}{2z}\right) \times [(h_+ - z)(h_- - z)(l_+ - z)(l_- - z)]^{1/2}, \quad (21)$$

где параметры

$$h_\pm = \left(1 \pm \frac{m_\pi}{m_K}\right)^2, \quad l_\pm = \left(\frac{m_\ell \pm m_{\ell'}}{m_K}\right)^2,$$

а переменная интегрирования $z = (P - P')^2/m_K^2$ — нормированная инвариантная масса лептонной пары.

3. Получим численные оценки относительных вероятностей распадов (3). Как уже отмечалось, в работе [11] найдена оценка

$$B(K^+ \rightarrow \pi^- \mu^+ \mu^+) \lesssim 10^{-16} |\lambda'_{211} \lambda'_{212}|^2 m_{200}^{-10} \quad (22)$$

в предположении, что массы суперчастиц $\tilde{\mu}, \tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{\chi}^0, \tilde{g}$ имеют один и тот же порядок величины $m_{SUSY} \gtrsim 200$ ГэВ. Здесь массовый параметр $m_{200} = m_{SUSY}/(200 \text{ ГэВ})$.

Используем известные значения констант распада мезонов ($f_K = 159.8 \text{ МэВ}$, $f_\pi = 130.7 \text{ МэВ}$), их масс и масс лептонов [1], токовые массы кварков [12, 14] (см. (15))

$$m_u = 4 \text{ МэВ}, \quad m_d = 7 \text{ МэВ}, \quad m_s = 150 \text{ МэВ},$$

один из типичных наборов элементов матрицы $N_{\delta\epsilon}$ (см. (8)) [15]:

$$\begin{aligned} N_{11} &= 9.86 \cdot 10^{-1}, & N_{21} &= 1.02 \cdot 10^{-1}, \\ N_{31} &= -6.06 \cdot 10^{-2}, & N_{41} &= -1.16 \cdot 10^{-1}, \\ N_{12} &= -5.47 \cdot 10^{-2}, & N_{22} &= 9.43 \cdot 10^{-1}, \\ N_{32} &= 9.00 \cdot 10^{-2}, & N_{42} &= 3.15 \cdot 10^{-1}, \end{aligned} \quad (23)$$

а также константы $g_2 = 0.66$, $g_3 = 1.22$, $\text{tg } \theta_W = 0.53$. Учтем существующие ограничения на

Редкий распад	Эксп. огран. на $B_{\ell\ell'}$	Косв. огран. на $B_{\ell\ell'} (\nu_{MSM})$	$B_{\ell\ell'} \cdot m_{200}^{10}$ ($\mathcal{R}MCCM$)
$K^+ \rightarrow \pi^- e^+ e^+$	$6.4 \cdot 10^{-10}$	$5.9 \cdot 10^{-32}$	$1.3 \cdot 10^{-17} \lambda'_{111} \lambda'_{112} ^2$
$K^+ \rightarrow \pi^- \mu^+ \mu^+$	$3.0 \cdot 10^{-9}$	$1.1 \cdot 10^{-24}$	$4.7 \cdot 10^{-18} \lambda'_{211} \lambda'_{212} ^2$
$K^+ \rightarrow \pi^- e^+ \mu^+$	$5.0 \cdot 10^{-10}$	$5.1 \cdot 10^{-24}$	$4.3 \cdot 10^{-18} \lambda'_{111} \lambda'_{212} + \lambda'_{211} \lambda'_{112} ^2$
$D^+ \rightarrow K^- e^+ e^+$	$4.5 \cdot 10^{-6}$	$1.5 \cdot 10^{-31}$	$1.4 \cdot 10^{-18} \lambda'_{122} \lambda'_{111} - 0.39 \lambda'_{121} \lambda'_{112} ^2$
$D^+ \rightarrow K^- \mu^+ \mu^+$	$1.3 \cdot 10^{-5}$	$8.9 \cdot 10^{-24}$	$1.3 \cdot 10^{-18} \lambda'_{222} \lambda'_{211} - 0.39 \lambda'_{221} \lambda'_{212} ^2$
$D^+ \rightarrow K^- e^+ \mu^+$	$1.3 \cdot 10^{-4}$	$2.1 \cdot 10^{-23}$	$6.5 \cdot 10^{-19} (\lambda'_{122} \lambda'_{211} + \lambda'_{222} \lambda'_{111}) - 0.39(\lambda'_{121} \lambda'_{212} + \lambda'_{221} \lambda'_{112}) ^2$

эффективные обратные майорановские массы тяжелых нейтрино [6]

$$\begin{aligned} \langle m_{ee}^{-1} \rangle &< (1.2 \cdot 10^8 \text{ ГэВ})^{-1}, \\ \langle m_{\mu\mu}^{-1} \rangle &< (1.5 \cdot 10^4 \text{ ГэВ})^{-1}, \\ \langle m_{e\mu}^{-1} \rangle &< (1.4 \cdot 10^4 \text{ ГэВ})^{-1}, \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$\langle m_{\ell\ell'}^{-1} \rangle = \sum_N U_{\ell N} U_{\ell' N} \frac{1}{m_N}. \quad (25)$$

Как и в работе [11], полагаем для оценки массы всех суперпартнеров одинаковыми и равными $m_{SUSY} \gtrsim 200$ ГэВ. Тогда с учетом (23) и (24) получаем, что основной вклад в ширину распада (20) дают нейтрино вместе с суперпартнерами лептонов (см. t - и b -диаграммы на рис. 2) и глюино.

Результаты численного расчета по формуле (20) и аналогичного расчета для распадов $D^+ \rightarrow K^- \ell^+ \ell'^+$ (с использованием константы распада $f_{D^+} = 228$ МэВ, вычисленной в решеточной КХД [16], и токовой массы кварка $m_c = 1.26$ ГэВ) приведены в четвертом столбце таблицы. Во втором столбце указаны современные прямые экспериментальные ограничения сверху на относительные вероятности распадов [1], а в третьем — косвенные ограничения для майорановского механизма распадов (обмен тяжелыми майорановскими нейтрино в рамках минимального расширения стандартной модели, включающего майорановский массовый член) [6], которые жестче полученных в [5], так как в [6] использованы более сильные, чем в [5], ограничения (24) на эффективные обратные массы нейтрино.

Оценка (22) работы [11] согласуется с соответствующим нашим результатом (таблица).

Как видно из таблицы, существующие экспериментальные ограничения на вероятности распадов слишком слабы, чтобы дать реальные ограничения на комбинации констант $|\lambda'_{ijk} \lambda'_{i'j'k'}|$ трилинейных юкавских взаимодействий, не сохраняющих R -четность (см. (4)). Ряд ограничений на комбинации типа $\lambda\lambda'$ и $\lambda'\lambda'$ был получен в [17] из анализа двухлептонных распадов псевдоскалярных мезонов $M^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm \nu_\beta$ и $M^0 \rightarrow \ell_\alpha \bar{\ell}_\beta$. Для оценки верхних границ относительных вероятностей рассмотрен-

ных нами распадов (таблица) положим $m_{200} = 1$ и $|\lambda'_{ijk} \lambda'_{i'j'k'}| \lesssim 10^{-3}$. Это дает

$$\begin{aligned} B(K^+ \rightarrow \pi^- \ell^+ \ell'^+) &\lesssim 10^{-23}, \\ B(D^+ \rightarrow K^- \ell^+ \ell'^+) &\lesssim 10^{-24}. \end{aligned}$$

Полученные оценки значительно меньше прямых экспериментальных ограничений, но близки (за исключением ee -моды распадов) к косвенным ограничениям, даваемым майорановским механизмом распадов. Дело в том, что вероятности распадов, обусловленных обменом тяжелыми майорановскими нейтрино (см. рис. 1), пропорциональны соответствующим квадратам модулей эффективных обратных масс (25) [6]. Для них уже имеются достаточно жесткие ограничения сверху (см. (24)), причем самые сильные для $|\langle m_{ee}^{-1} \rangle|$ следуют из безнейтринного двойного бета-распада (БДБР), в отличие от пока еще сравнительно слабых ограничений на $|\lambda'_{ijk} \lambda'_{i'j'k'}|$ в случае суперсимметричного механизма распадов.

Заметим также, что оценку $B(K^+ \rightarrow \pi^- e^+ e^+)$ можно уменьшить еще по крайней мере на четыре порядка, если учесть полученное из анализа БДБР ограничение [18] $|\lambda'_{111}| < 1.3 \cdot 10^{-4}$ и положить $|\lambda'_{112}| \lesssim 10^{-1}$.

Авторы благодарят К. В. Степаньянца, К. Ахмеда (K. Ahmed), Ф. Тахир (F. Tahir) и В. Порода (W. Porod) за полезное обсуждение результатов, а также рецензента за конструктивные замечания.

Литература

1. Particle Data Group: *Yao W.-M.* et al. // J. Phys. G. 2006. **33**. P. 1.
2. *Биленький С. М.* // УФН. 2003. **173**. С. 1171.
3. *Боум Ф., Фогель П.* Физика массивных нейтрино. М., 1990.
4. *Али А., Борисов А.В., Журидов Д.В.* // ЯФ. 2005. **68**. С. 2123 (Phys. Atom. Nucl. 2005. **68**. P. 2061).
5. *Ali A., Borisov A.V., Zamorin N.B.* // Eur. Phys. J. C. 2001. **21**. P. 123 (hep-ph/0104123).
6. *Али А., Борисов А.В., Сидорова М.В.* // ЯФ. 2006. **69**. С. 497 (Phys. Atom. Nucl. 2006. **69**. P. 475).
7. *Barbier R.* et al. // Phys. Rep. 2005. **420**. P. 1.
8. *Haber H.E., Kane G.L.* // Phys. Rep. 1985. **117**. P. 75.
9. *Carena M., Pokorski S., Wagner C.E.M.* // Phys. Lett. B. 1998. **430**. P. 281 (hep-ph/9801251).
10. *Aristizabal Sierra D., Hirsch M., Porod W.* // JHEP. 2005. N 09. Art. 033 (hep-ph/0409241).

11. *Littenberg L.S., Shrock R.* // Phys. Lett. B. 2000. **491**. P. 285 (hep-ph/0005285).
12. *Окунь Л. Б.* Лептоны и кварки. М., 1990.
13. *Esteve J.G., Morales A., Nuñez-Lagos R.* // J. Phys. G. 1983. **9**. P. 357.
14. *Волошин М.Б., Тер-Мартirosян К.А.* Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц. М., 1984.
15. *Allanach B.C., Dedes A., Dreiner H.K.* // Phys. Rev. D. 2004. **69**. P. 115002 (hep-ph/0309196).
16. *Aoki S.* // Int. J. Mod. Phys. A. 2000. **15**, N supp01B. P. 657.
17. *Tahir F., Anwar Mughal M., Ahmed K.* // Europhys. Lett. 2001. **54**. P. 580.
18. *Faessler A., Kovalenko S., Šimkovic F., Schwieger J.* // Phys. Rev. Lett. 1997. **78**. P. 183.

Поступила в редакцию
21.02.06