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 $K^+ \to \pi^- \ell^+ \ell'^+$ и $D^+ \to K^- \ell^+ \ell'^+$ $(\ell, \ell' = e, \mu)$ 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:

$$\nu_\ell = \sum_N U_{\ell N} \nu_N. \tag{1}$$

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 $\nu_\ell \to \nu_{\ell'}$, 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 $(A, Z) \to (A, Z+2) + e^- + e^-$ [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]

$$M^+ \to M'^- \ell^+ \ell'^+. \tag{2}$$

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: $W^\pm W^\pm \to \ell^\pm \ell'^\pm$. 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

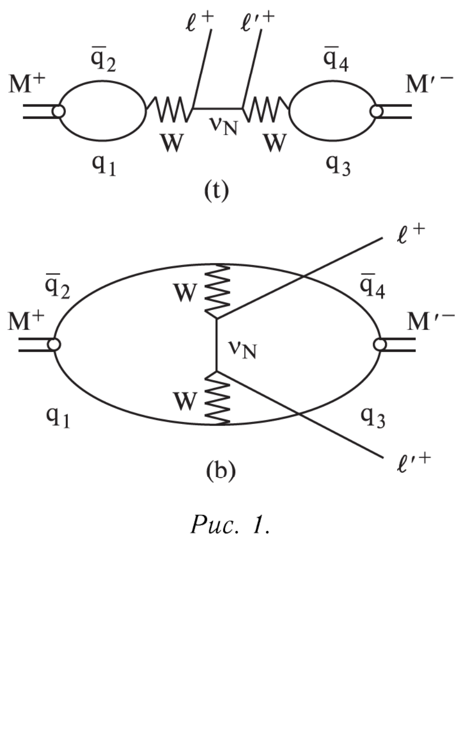

Рис. 1.

[*] DESY, Hamburg.

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

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

$$B_{\ell\ell'} = \frac{\Gamma\left(M^+ \to M'^- \ell^+ \ell'^+\right)}{\Gamma\left(M^+ \to \mathrm{all}\right)} \tag{3}$$

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 ($\not{R}$МССМ). Наиболее общий вид части суперпотенциала, не сохраняющей R-четность и лептонное число, таков [7]:

$$W_{\not{R}} = \varepsilon_{\alpha\beta}\left(\frac{1}{2}\lambda_{ijk}L_i^\alpha L_j^\beta \bar{E}_k + \lambda'_{ijk}L_i^\alpha Q_j^\beta \bar{D}_k + \epsilon_i L_i^\alpha H_u^\beta\right). \tag{4}$$

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 радпоправки не генерируют трилинейные члены [7, 10]), требует отдельного рассмотрения.

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

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

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

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

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

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

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

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

где

$$\begin{aligned}
\epsilon_{L\delta}(\psi) &= -T_3(\psi)N_{\delta 2} + \operatorname{tg}\theta_W(T_3(\psi) - Q(\psi))N_{\delta 1}, \\
\epsilon_{R\delta}(\psi) &= Q(\psi)\operatorname{tg}\theta_W N_{\delta 1},
\end{aligned}$$

$Q(\psi)$ 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 $K^+(P) \to \to \pi^-(P') + \ell^+(p) + \ell'^+(p')$, где в скобках указаны 4-импульсы частиц (заметим, что оценка по порядку величины вероятности распада $K^+ \to \pi^-\mu^+\mu^+$ 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 нейтралино и нейтрино (глюино) с учетом перестановки линий конечных лептонов.

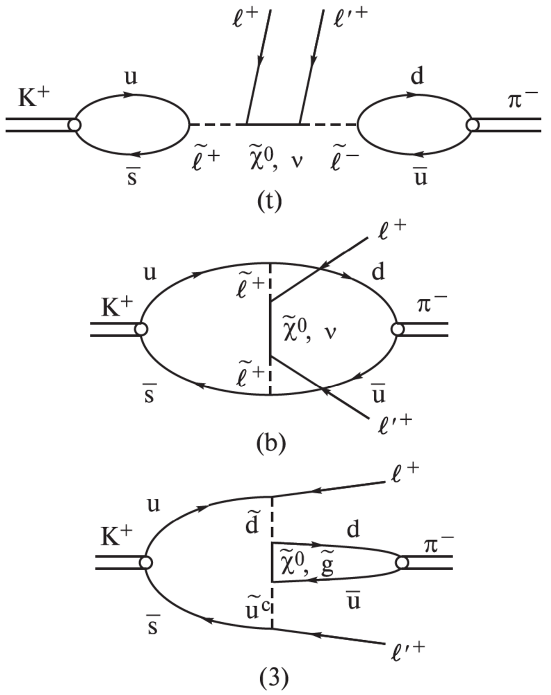

Рис. 2.

Ширина распада имеет вид [12]

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

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:

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

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 нейтралино и нейтрино

$$L_{\tilde{\chi}} = -2g_2^2 \lambda'_{\ell 11} \lambda'_{\ell' 12} \sum_{\delta=1}^{4} \frac{\epsilon^*_{L\delta}(\ell)\epsilon^*_{L\delta}(\ell')}{m^2_{\tilde{\ell}_L} m^2_{\tilde{\ell}'_L} m_{\tilde{\chi}_\delta}} \left(\overline{v}^c(p) P_L v(p')\right) + \\ + (\ell \leftrightarrow \ell'),$$

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

Здесь $P_{L,R} = (1 \mp \gamma^5)/2$ — левый и правый киральные проекторы, U_{iN} — элементы матрицы лептонного смешивания (см. (1)), $\overline{v}^c = v^T C$ (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:

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

Здесь параметр

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

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 зависимая скалярная функция.

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

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

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

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

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

$$\begin{aligned} H^{(t)} &= -N_c\,\mathrm{Tr}\{\chi_P(q)P_L\}\,\mathrm{Tr}\{\bar{\chi}_{P'}(q')P_L\} \\ &= 4N_c\varphi_P(q)\varphi_{P'}(q'), \\ H^{(b)} &= \mathrm{Tr}\{\chi_P(q)P_L\bar{\chi}_{P'}(q')P_L\} = -\frac{1}{2N_c}H^{(t)}. \end{aligned} \qquad (17)$$

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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 $m_{200} = m_{SUSY}/(200$ ГэВ$)$.

Используем известные значения констант распада мезонов ($f_K = 159.8$ МэВ, $f_\pi = 130.7$ 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 $N_{\delta\varepsilon}$ (см. (8)) [15]:

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

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

Редкий распад	Эксп. огран. на $B_{\ell\ell'}$	Косв. огран. на $B_{\ell\ell'}(\nu_M$СМ)	$B_{\ell\ell'} \cdot m_{200}^{10}$ ($\not R$МССМ)
$K^+ \to \pi^- e^+ e^+$	$6.4 \cdot 10^{-10}$	$5.9 \cdot 10^{-32}$	$1.3 \cdot 10^{-17} \lvert \lambda'_{111}\lambda'_{112}\rvert^2$
$K^+ \to \pi^- \mu^+ \mu^+$	$3.0 \cdot 10^{-9}$	$1.1 \cdot 10^{-24}$	$4.7 \cdot 10^{-18} \lvert \lambda'_{211}\lambda'_{212}\rvert^2$
$K^+ \to \pi^- e^+ \mu^+$	$5.0 \cdot 10^{-10}$	$5.1 \cdot 10^{-24}$	$4.3 \cdot 10^{-18} \lvert \lambda'_{111}\lambda'_{212} + \lambda'_{211}\lambda'_{112}\rvert^2$
$D^+ \to K^- e^+ e^+$	$4.5 \cdot 10^{-6}$	$1.5 \cdot 10^{-31}$	$1.4 \cdot 10^{-18} \lvert \lambda'_{122}\lambda'_{111} - 0.39\lambda'_{121}\lambda'_{112}\rvert^2$
$D^+ \to K^- \mu^+ \mu^+$	$1.3 \cdot 10^{-5}$	$8.9 \cdot 10^{-24}$	$1.3 \cdot 10^{-18} \lvert \lambda'_{222}\lambda'_{211} - 0.39\lambda'_{221}\lambda'_{212}\rvert^2$
$D^+ \to K^- e^+ \mu^+$	$1.3 \cdot 10^{-4}$	$2.1 \cdot 10^{-23}$	$6.5 \cdot 10^{-19} \lvert (\lambda'_{122}\lambda'_{211} + \lambda'_{222}\lambda'_{111}) - 0.39(\lambda'_{121}\lambda'_{212} + \lambda'_{221}\lambda'_{112})\rvert^2$

эффективные обратные майорановские массы тяжелых нейтрино [6]

$$\left|\langle m_{ee}^{-1}\rangle\right| < (1.2 \cdot 10^8 \text{ ГэВ})^{-1},$$
$$\left|\langle m_{\mu\mu}^{-1}\rangle\right| < (1.5 \cdot 10^4 \text{ ГэВ})^{-1}, \qquad (24)$$
$$\left|\langle m_{e\mu}^{-1}\rangle\right| < (1.4 \cdot 10^4 \text{ ГэВ})^{-1},$$

где

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

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 нейтралино 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 $D^+ \to K^- \ell^+ \ell'^+$ (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 $\left|\lambda'_{ijk}\lambda'_{i'j'k'}\right|$ 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 $M^\pm \to \ell^\pm_\alpha \nu_\beta$ и $M^0 \to \ell_\alpha \bar{\ell}_\beta$. Для оценки верхних границ относительных вероятностей рассмотренных нами распадов (таблица) положим $m_{200} = 1$ и $\left|\lambda'_{ijk}\lambda'_{i'j'k'}\right| \lesssim 10^{-3}$. Это дает

$$B(K^+ \to \pi^- \ell^+ \ell'^+) \lesssim 10^{-23},$$
$$B(D^+ \to K^- \ell^+ \ell'^+) \lesssim 10^{-24}.$$

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 $\left|\langle m_{ee}^{-1}\rangle\right|$ следуют из безнейтринного двойного бета-распада (БДБР), в отличие от пока еще сравнительно слабых ограничений на $\left|\lambda'_{ijk}\lambda'_{i'j'k'}\right|$ в случае суперсимметричного механизма распадов.

Заметим также, что оценку $B(K^+ \to \pi^- e^+ e^+)$ 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., Nuñes-Lagos R.* // J. Phys. G. 1983. **9**. P. 357.
14. *Волошин М.Б., Тер-Мартиросян 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