УДК 524.354.6

# Распады $\eta$-мезона на два лептона и суперсимметрия с нарушенной $R$-четностью

**_Бедняков В.А._**

Лептонные распады $\eta \to l_i l_j$ позволяют получить новые ограничения на произведения трилинейных параметров нарушения $R$-четности в суперсимметричным образом расширенной стандартной модели (MSSM):

$$|\lambda_{k11}\,\lambda'^{*}_{k22}| \le 4,260, \qquad |\lambda_{k22}\,\lambda'^{*}_{k11}| \le 0,029,$$
$$|\lambda_{k22}\,\lambda'^{*}_{k22}| \le 0,434, \qquad |\lambda_{k12}\,\lambda'^{*}_{k22}| \le 1,189,$$
$$|\lambda_{212}\,\lambda'^{*}_{211}| \le 0,079, \qquad (\text{для } m_{\tilde{f}} = 100 \text{ ГэВ}).$$

Ограничение для произведения трилинейных констант $|\lambda_{312}\,\lambda'^{*}_{311}| \le 0,079$ оказалось вдвое жестче известного ранее из распада $\pi^0$-мезона. Ограничения на отдельные трилинейные параметры $\lambda$, отвечающие обмену суперчастиц в t-канале, оказываются значительно слабее уже имеющихся в литературе.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

# Two-Leptonic $\eta$-Meson Decays and SUSY without $R$ Parity

**_Bednyakov V.A._**

The leptonic decays $\eta \to l_i l_j$ provide us with new constraints for $R$-parity violation in supersymmetric extention of the Standard Model:

$$|\lambda_{k11}\,\lambda'^{*}_{k22}| \le 4.260, \qquad |\lambda_{k22}\,\lambda'^{*}_{k11}| \le 0.029,$$
$$|\lambda_{k22}\,\lambda'^{*}_{k22}| \le 0.434, \qquad |\lambda_{k12}\,\lambda'^{*}_{k22}| \le 1.189,$$
$$|\lambda_{212}\,\lambda'^{*}_{211}| \le 0.079, \qquad (\text{for } m_{\tilde{f}} = 100 \text{ GeV}).$$

A new restriction obtained for the product $|\lambda_{312}\,\lambda'^{*}_{311}| \le 0.079$ is about 2 times stronger than one from the leptonic $\pi^0$ decay. Other ($t$-channel) constraints on individual $\lambda$s are much weaker than limits already obtained.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Современная физика частиц, благодаря идеям суперсимметрии (SUSY) [1] и великого объединения, имеет возможность практически на все физические процессы смотреть с единой точки зрения. Так, низкоэнергетические распады ядер и элементарных частиц, в том числе безнейтринный двойной бета-распад и распад протона, галактическая темная материя и т.д., с одной стороны, и эксперименты на ускорителях при сверхвысоких энергиях, с другой, поддаются одновременному описанию с рамках SUSY-моделей на основе небольшого, общего для всех процессов набора параметров. По этой причине ограничения, полученные для таких параметров из экспериментов при низких энергиях, имеют влияние на описание процессов при сверхвысоких энергиях и, несомненно, должны быть приняты во внимание при анализе последних [2].

Кроме этого, SUSY предлагает новые механизмы для распадов различных частиц, в том числе для $\eta$-мезона. В известном смысле SUSY-механизмы значительно интереснее обычных, присущих стандартной модели, поскольку позволяют эксперименты по исследованию распадов $\eta$-мезонов также рассматривать с точки зрения поиска проявлений суперсимметрии.

Распады $\eta$-мезона дают значительно больше информации о суперсимметрии, чем, скажем, очень похожие на них двухлептонные распады $\pi$-мезонов, уже рассмотренные в литературе [3]. Причина состоит в том, что $\eta$-мезон содержит $s$-кварк 2-го поколения и его масса превышает порог распада на два $\mu$-мезона.

Ранее двухлептонные распады $\eta$-мезона обсуждались в контексте поиска лептокварков [4], однако изучая их можно также с успехом проводить поиск и SUSY, поскольку чисто лептонные распады

$$\eta \longrightarrow e^+e^-, \quad \mu^+\mu^-, \quad \mu^\pm e^\mp \tag{1}$$

сильно подавлены в стандартной модели. Диаграммы, дающие SUSY-вклад в эти распады $\eta$-мезона, показаны на рис. 1.

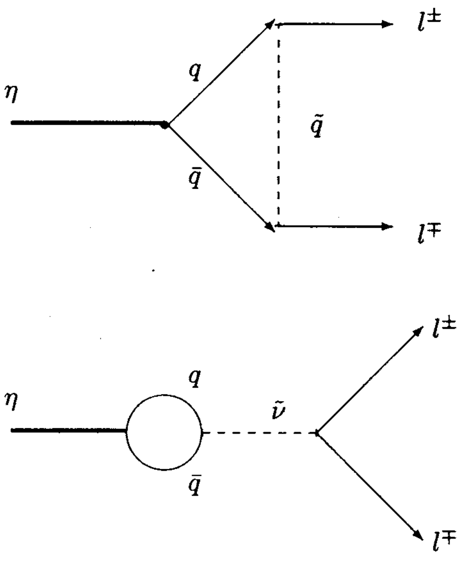


Рис. 1. Вклады SUSY в двухлептонный распад $\eta$-мезона ($t$- и $s$-каналы)

Рассмотрим распад $\eta \to e^+e^-$, который легко обобщается на случай с мюонами в конечном состоянии. Начиная с лагранжиана SUSY с нарушенной $R$-четностью [5], построим сначала эффективный лагранжиан для процесса $\bar{q}+q \to e^+ + e^-$. Затем приведем выражение для матричного элемента и ширины распада $\eta \to e^+e^-$. Сравнение этой ширины с экспериментальными данными позволит получить ограничения на параметры нарушения $R$-четности в SUSY-модели.

Имеющая отношение к рассматриваемому процессу часть $R$-нечетного лагранжиана [6, 7] на древесном уровне содержит два слагаемых, которые соответствуют обмену снейтрино в $s$-канале и скварков в $t$-канале (рис.2):

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\rm int} &= \mathcal{L}^{\rm s}_{\rm int} + \mathcal{L}^{\rm t}_{\rm int}, \\
\mathcal{L}^{\rm s}_{\rm int} &= 2\,\lambda_{ijk}\,\tilde{\nu}_{i\rm L}\bar{e}_k P_{\rm L} e_j + 2\,\lambda^*_{ijk}\,\tilde{\nu}^*_{i\rm L}\bar{e}_k P_{\rm R} e_j + \lambda'_{ijk}\,\tilde{\nu}_{i\rm L}\bar{d}_k P_{\rm L} d_j + \lambda'^*_{ijk}\,\tilde{\nu}^*_{i\rm L}\bar{d}_k P_{\rm R} d_j, \\
\mathcal{L}^{\rm t}_{\rm int} &= -\lambda'_{ijk}[\tilde{u}_{j\rm L}\bar{d}_k P_{\rm L} e_i + \tilde{d}^*_{k\rm R}\bar{e}^c_i P_{\rm L} u_j] - \lambda'^*_{ijk}[\tilde{u}^*_{j\rm L}\bar{e}_i P_{\rm R} d_k + \tilde{d}_{k\rm R}\bar{u}_j P_{\rm R} e^c_i].
\end{aligned}
\tag{2}
$$

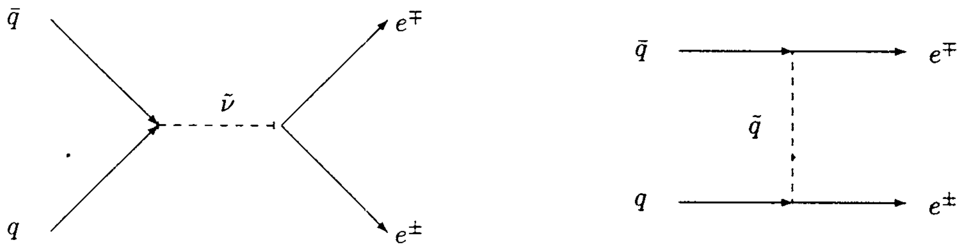


Рис. 2. Кварк-лептонные $s$- и $t$-канальные вклады в распад $\eta$-мезона в SUSY

Трилинейные, нарушающие $R$-четность в лептонном секторе SUSY константы связи $\lambda$, асимметричны по первым двум индексам, $\lambda_{ijk} = -\lambda_{jik}$, где $i, j, k$ — индексы поколений. Здесь $P_{\rm L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)$.

Эффективный лагранжиан, описывающий процесс $\bar{q}q \to e^+e^-$ на основании $t$-канального обмена тяжелыми скварками, имеет вид:

$$
\begin{aligned}
-\mathcal{L}^{\rm t}_{\rm eff} &= \left\{ \frac{|\lambda'_{ijk}|^2}{4m^2_{\tilde{u}^j_{\rm L}}} \left(\bar{d}^k_{\rm R}\gamma_\mu d^k_{\rm R}\right) - \frac{|\lambda'_{ijk}|^2}{4m^2_{\tilde{d}^k_{\rm R}}} \left(\bar{u}^j_{\rm L}\gamma_\mu u^j_{\rm L}\right) \right\} \cdot \left(\bar{e}^i_{\rm L}\gamma^\mu e^i_{\rm L}\right) \\
&= \left\{ \frac{|\lambda'_{ijk}|^2}{4m^2_{\tilde{u}^j_{\rm L}}} \left(\bar{d}^k\gamma_\mu(1+\gamma_5)d^k\right) - \frac{|\lambda'_{ijk}|^2}{4m^2_{\tilde{d}^k_{\rm R}}} \left(\bar{u}^j\gamma_\mu(1-\gamma_5)u^j\right) \right\} \cdot \left(\bar{e}^i_{\rm L}\gamma^\mu e^i_{\rm L}\right).
\end{aligned}
\tag{3}
$$

Эффективный лагранжиан $s$-канального вклада тяжелого снейтрино в данный процесс дается формулой

$$
\mathcal{L}^{\rm s}_{\rm eff} = 2\frac{\lambda_{ijj}\,\lambda'^*_{ikk}}{m^2_{\tilde{\nu}_{i\rm L}}}(\bar{e}_j P_{\rm L} e_j)(\bar{d}_k P_{\rm R} d_k) + 2\frac{\lambda^*_{ijj}\,\lambda'_{ikk}}{m^2_{\tilde{\nu}_{i\rm L}}}(\bar{e}_j P_{\rm R} e_j)(\bar{d}_k P_{\rm L} d_k). \tag{4}
$$

Вследствие использования условия PCAC,

$$
\begin{aligned}
\langle\eta(p)|\bar{u}\gamma_\mu\gamma_5 u(0)|0\rangle &= \langle\eta(p)|\bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 d(0)|0\rangle = \frac{if_\pi}{\sqrt{3}}p_\mu, \\
\langle\eta(p)|\bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 s(0)|0\rangle &= -\frac{2if_\pi}{\sqrt{3}}p_\mu,
\end{aligned}
$$

и отсутствия в составе $\eta$-мезона тяжелых кварков,

$$
\langle\eta(p)|\bar{c}\gamma_\mu\gamma_5 c|0\rangle = \langle\eta(p)|\bar{b}\gamma_\mu\gamma_5 b|0\rangle = \langle\eta(p)|\bar{t}\gamma_\mu\gamma_5 t|0\rangle = 0,
$$

полный матричный элемент рассматриваемого распада, учитывающий $s$- и $t$-канальные вклады, принимает вид (для электрона $j = 1$):

$$
\begin{aligned}
\mathcal{T}_{\rm total}(\eta \to e^+e^-) &= \left(\mathcal{T}_{\rm L}^j + \mathcal{S}_{\rm L}^j\right)\bar{u}_{\rm L}^j v_{\rm R}^j + \left(\mathcal{T}_{\rm R}^j + \mathcal{S}_{\rm R}^j\right)\bar{u}_{\rm R}^j v_{\rm L}^j, \qquad (5)\\
\mathcal{T}_{\rm R}^j &= -\frac{im_e f_\pi}{4\sqrt{3}}\left\{\frac{|\lambda'_{ji1}|^2}{m^2_{\tilde{u}^i_{\rm L}}} - 2\frac{|\lambda'_{ji2}|^2}{m^2_{\tilde{u}^i_{\rm L}}} + \frac{|\lambda'_{j1k}|^2}{m^2_{\tilde{d}^k_{\rm R}}}\right\} = -\mathcal{T}_{\rm L}^j, \\
\mathcal{S}_{\rm R}^j &= \frac{if_\pi}{\sqrt{3}}\left\{\frac{\lambda_{ijj}\,\lambda'^*_{i11}}{m^2_{\tilde{\nu}_{i\rm L}}}\frac{m^2_\eta}{2m_d} - \frac{\lambda_{ijj}\,\lambda'^*_{i22}}{m^2_{\tilde{\nu}_{i\rm L}}}\frac{m^2_\eta}{m_s}\right\}, \\
\mathcal{S}_{\rm L}^j &= -\frac{if_\pi}{\sqrt{3}}\left\{\frac{\lambda^*_{ijj}\,\lambda'_{i11}}{m^2_{\tilde{\nu}_{i\rm L}}}\frac{m^2_\eta}{2m_d} - \frac{\lambda^*_{ijj}\,\lambda'_{i22}}{m^2_{\tilde{\nu}_{i\rm L}}}\frac{m^2_\eta}{m_s}\right\}.
\end{aligned}
$$

Для ширины распада $\eta \to ll$ (где $l$ — $e$ и/или $\mu$), который обусловлен только SUSY-каналами распада (рис.1) имеется формула [3]

$$
\Gamma(\eta \to l_j^\pm l_j^\mp) = \frac{m_\eta}{4\pi}|\mathcal{T}_{\rm R}^j + \mathcal{S}_{\rm R}^j|^2\left(1 - \frac{m_l^2}{m_\eta^2}\right)^2.
$$

Откуда, пренебрегая малым множителем $\left(1 - \frac{m_l^2}{m_\eta^2}\right)^2$, можно получить:

$$
\begin{aligned}
&\Gamma(\eta \to l_j^+ l_j^-) = \qquad (6)\\
&= \frac{m_\eta f_\pi^2}{12\pi}\left|\frac{m_l|\lambda'_{ji1}|^2}{4m^2_{\tilde{u}^i_{\rm L}}} - \frac{m_l|\lambda'_{ji2}|^2}{2m^2_{\tilde{u}^i_{\rm L}}} + \frac{m_l|\lambda'_{j1k}|^2}{4m^2_{\tilde{d}^k_{\rm R}}} - \frac{\lambda_{ijj}\,\lambda'^*_{i11}}{m^2_{\tilde{\nu}_{i\rm L}}}\frac{m^2_\eta}{2m_d} + \frac{\lambda_{ijj}\,\lambda'^*_{i22}}{m^2_{\tilde{\nu}_{i\rm L}}}\frac{m^2_\eta}{m_s}\right|^2.
\end{aligned}
$$

Экспериментальные ограничения $\Delta(l_j l_j)$, налагаемые на относительную вероятность соответствующих мод распада в виде

$$
\frac{\Gamma(\eta \to l_j^+ l_j^-)}{\Gamma_\eta} \le \Delta(l_j l_j),
$$

позволяют найти ограничения на отдельные значения $\lambda$ или их произведений в рамках общепринятого предположения об отсутствии так называемого “fine-tuning” между отдельными слагаемыми в выражении для ширины распада (6). Это предположение позволяет сравнивать с $\Delta(ll)$ каждый член суммы по отдельности:

$$\sqrt{\Delta(l_j l_n)}\frac{\sqrt{3\pi\Gamma_\eta}}{\sqrt{m_\eta}f_\pi}\frac{8}{\sqrt{m_e m_\mu}} > \frac{|\lambda'_{ji1}\lambda'^*_{ni1}|}{m^2_{\tilde{u}^i_{\rm L}}},$$

$$\sqrt{\Delta(l_j l_n)}\frac{\sqrt{3\pi\Gamma_\eta}}{\sqrt{m_\eta}f_\pi}\frac{4}{\sqrt{m_e m_\mu}} > \frac{|\lambda'_{ji2}\lambda'^*_{ni2}|}{m^2_{\tilde{u}^i_{\rm L}}},$$

$$\sqrt{\Delta(l_j l_n)}\frac{\sqrt{3\pi\Gamma_\eta}}{\sqrt{m_\eta}f_\pi}\frac{8}{\sqrt{m_e m_\mu}} > \frac{|\lambda'_{j1k}\lambda'^*_{n1k}|}{m^2_{\tilde{d}^k_{\rm R}}},$$

$$\sqrt{\Delta(l_j l_n)}\frac{\sqrt{3\pi\Gamma_\eta}}{\sqrt{m_\eta}f_\pi}\frac{4m_d}{m^2_\eta} > \frac{|\lambda_{ijn}\,\lambda'^*_{i11}|}{m^2_{\tilde{\nu}_{i\rm L}}},$$

$$\sqrt{\Delta(l_j l_n)}\frac{\sqrt{3\pi\Gamma_\eta}}{\sqrt{m_\eta}f_\pi}\frac{2m_s}{m^2_\eta} > \frac{|\lambda_{ijn}\,\lambda'^*_{i22}|}{m^2_{\tilde{\nu}_{i\rm L}}}.$$

При этом сделано очевидное обобщение, учитывающее также случай $\eta \to e\mu$ $(j, n = 1, 2)$.

Принимая во внимание известные экспериментальные данные для рассматриваемых двухлептонных мод распада $\eta$-мезона ($f_\pi = 0,093$ ГэВ):

$$\begin{array}{rcl}
\text{масса } \eta & : & m_\eta = (0,5473 \pm 0,00012)\ \text{ГэВ}, \\
\text{полная ширина} & : & \Gamma_\eta = (1,18 \pm 0,11)\times 10^{-6}\ \text{ГэВ}, \\
\text{отношение} & : & \Gamma(e^+e^-)/\Gamma_\eta < \Delta(ee) \equiv 7,7\times 10^{-5}, \\
\text{отношение} & : & \Gamma(\mu^+\mu^-)/\Gamma_\eta = \Delta(\mu\mu) \equiv (5,8 \pm 0,8)\times 10^{-6}, \\
\text{отношение} & : & \Gamma(\mu^+e^- + \mu^-e^+)/\Gamma_\eta < \Delta(e\mu) \equiv 6\times 10^{-6},
\end{array}$$

получаем следующие ограничения:

$$\begin{array}{lrcl}
\text{из } \eta \to ee & 6,659\ \text{ГэВ}^{-2} & \geq & |\lambda'_{1i1}|^2/m^2_{\tilde{u}^i_{\rm L}} \\
 & 3,329\ \text{ГэВ}^{-2} & \geq & |\lambda'_{1i2}|^2/m^2_{\tilde{u}^i_{\rm L}}, \\
 & 6,659\ \text{ГэВ}^{-2} & \geq & |\lambda'_{11k}|^2/m^2_{\tilde{d}^k_{\rm R}}, \\
 & 0,284\times 10^{-4}\ \text{ГэВ}^{-2} & \geq & |\lambda_{i11}\,\lambda'^*_{i11}|/m^2_{\tilde{\nu}_{i\rm L}}, \\
 & 0,426\times 10^{-3}\ \text{ГэВ}^{-2} & \geq & |\lambda_{i11}\,\lambda'^*_{i22}|/m^2_{\tilde{\nu}_{i\rm L}}; \\
\text{из } \eta \to \mu\mu & 0,3284\times 10^{-2}\ \text{ГэВ}^{-2} & \geq & |\lambda'_{2i1}|^2/m^2_{\tilde{u}^i_{\rm L}}, \\
 & 0,1642\times 10^{-2}\ \text{ГэВ}^{-2} & \geq & |\lambda'_{2i2}|^2/m^2_{\tilde{u}^i_{\rm L}}, \\
 & 0,3284\times 10^{-2}\ \text{ГэВ}^{-2} & \geq & |\lambda'_{21k}|^2/m^2_{\tilde{d}^k_{\rm R}}, \\
 & 0,2895\times 10^{-5}\ \text{ГэВ}^{-2} & \geq & |\lambda_{i22}\,\lambda'^*_{i11}|/m^2_{\tilde{\nu}_{i\rm L}}; \\
 & 0,4342\times 10^{-4}\ \text{ГэВ}^{-2} & \geq & |\lambda_{i22}\,\lambda'^*_{i22}|m^2_{\tilde{\nu}_{i\rm L}};
\end{array}$$

$$
\begin{array}{llcl}
\text{из } \eta\to e\mu & 0,1293 \text{ ГэВ}^{-2} & \geq & |\lambda'_{1i1}\lambda'^{*}_{2i1}|/m^2_{\tilde{u}^i_{\rm L}} \\
& 0,06465 \text{ ГэВ}^{-2} & \geq & |\lambda'_{1i2}\lambda'^{*}_{2i2}|/m^2_{\tilde{u}^i_{\rm L}}, \\
& 0,1293 \text{ ГэВ}^{-2} & \geq & |\lambda'_{11k}\lambda'^{*}_{21k}|/m^2_{\tilde{d}^k_{\rm R}}, \\
& 0,7927\times 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2} & \geq & |\lambda_{i12}\,\lambda'^{*}_{i11}|/m^2_{\tilde{\nu}_{i\rm L}}, \\
& 0,1189\times 10^{-3} \text{ ГэВ}^{-2} & \geq & |\lambda_{i12}\,\lambda'^{*}_{i22}|/m^2_{\tilde{\nu}_{i\rm L}}.
\end{array}
$$

Для наглядного представления этих ограничений обычно выбирают массу сфермионов 100 ГэВ. Тогда, учитывая $\lambda_{ijk} = -\lambda_{jik}$, имеем:

$$
\begin{array}{rclll}
6,659\times 10^4 & \geq & |\lambda'_{111}|^2, & |\lambda'_{121}|^2, & |\lambda'_{131}|^2; \\
3,329\times 10^4 & \geq & |\lambda'_{112}|^2, & |\lambda'_{122}|^2, & |\lambda'_{132}|^2; \\
6,659\times 10^4 & \geq & |\lambda'_{111}|^2, & |\lambda'_{112}|^2, & |\lambda'_{113}|^2; \\
0,284 & \geq & |\lambda_{211}\,\lambda'^{*}_{211}|, & |\lambda_{311}\,\lambda'^{*}_{311}|; & \\
4,26 & \geq & |\lambda_{211}\,\lambda'^{*}_{222}|, & |\lambda_{311}\,\lambda'^{*}_{322}|; &
\end{array}
$$

$$
\begin{array}{rclll}
32,84 & \geq & |\lambda'_{211}|^2, & |\lambda'_{221}|^2, & |\lambda'_{231}|^2; \\
16,42 & \geq & |\lambda'_{212}|^2, & |\lambda'_{222}|^2, & |\lambda'_{232}|^2; \\
32,84 & \geq & |\lambda'_{211}|^2, & |\lambda'_{212}|^2, & |\lambda'_{213}|^2; \\
0,02895 & \geq & |\lambda_{122}\,\lambda'^{*}_{111}|, & |\lambda_{322}\,\lambda'^{*}_{311}|; & \\
0,4342 & \geq & |\lambda_{122}\,\lambda'^{*}_{122}|, & |\lambda_{322}\,\lambda'^{*}_{322}|; &
\end{array}
$$

$$
\begin{array}{rclll}
0,1293\times 10^4 & \geq & |\lambda'_{111}\lambda'^{*}_{211}|, & |\lambda'_{121}\lambda'^{*}_{221}|, & |\lambda'_{131}\lambda'^{*}_{231}|; \\
0,6465\times 10^3 & \geq & |\lambda'_{112}\lambda'^{*}_{212}|, & |\lambda'_{122}\lambda'^{*}_{222}|, & |\lambda'_{132}\lambda'^{*}_{232}|; \\
0,1293\times 10^4 & \geq & |\lambda'_{111}\lambda'^{*}_{211}|, & |\lambda'_{112}\lambda'^{*}_{212}|, & |\lambda'_{113}\lambda'^{*}_{213}|; \\
0,07927 & \geq & |\lambda_{212}\,\lambda'^{*}_{211}|, & |\lambda_{312}\,\lambda'^{*}_{311}|; & \\
1,189 & \geq & |\lambda_{212}\,\lambda'^{*}_{222}|, & |\lambda_{312}\,\lambda'^{*}_{322}|. &
\end{array}
$$

Итак, в целом оказывается, что найденные здесь ограничения как на квадраты трилинейных параметров нарушения $R$-четности, так и на их произведения, не могут составлять конкуренцию уже имеющимся в литературе [8]– [16]. Однако рассмотренные лептонные распады $\eta \to l_i l_j$ позволяют извлечь совершенно новые ограничения на произведения трилинейных параметров нарушения $R$-четности, которые недоступны для непосредственного измерения в других процессах:

$$
\begin{array}{ll}
|\lambda_{211}\,\lambda'^{*}_{222}| \leq 4,260, & |\lambda_{311}\,\lambda'^{*}_{322}| \leq 4,260, \\
|\lambda_{122}\,\lambda'^{*}_{111}| \leq 0,029, & |\lambda_{322}\,\lambda'^{*}_{311}| \leq 0,029, \\
|\lambda_{122}\,\lambda'^{*}_{122}| \leq 0,434, & |\lambda_{322}\,\lambda'^{*}_{322}| \leq 0,434, \\
|\lambda_{212}\,\lambda'^{*}_{222}| \leq 1,189, & |\lambda_{312}\,\lambda'^{*}_{322}| \leq 1,189, \\
|\lambda_{212}\,\lambda'^{*}_{211}| \leq 0,079 & (\text{при } m_{\tilde{f}} = 100 \text{ ГэВ}).
\end{array}
$$

Имеются также ограничения на такие произведения, которые определяют двухлептонный распад $\pi^0$-мезона (показаны ниже в скобках),

$$|\lambda_{211}\,\lambda'^{*}_{211}| \leq 0,284, \qquad |\lambda_{311}\,\lambda'^{*}_{311}| \leq 0,284 \quad (\leq 0,15),$$
$$|\lambda_{312}\,\lambda'^{*}_{311}| \leq 0,079 \quad (\leq 0,14).$$

Как видно, последнее ограничение вдвое более жесткое по сравнению с извлеченным из распада пиона.

Автор выражает благодарность С.Г.Коваленко за полезные обсуждения и Н.А.Русаковичу за постоянный интерес к этой теме.

## Литература

1. Nilles H.P. — Phys. Rep., 1984, 110, p.1;
   Nath P., Arnowitt R., and Chamseddine A.H. — *Applied N=1 Supergravity*, World Scientific, Singapore, 1984;
   Haber H.E. and Kane G.L. — Phys. Rep., 1985, 117, p.75.

2. Hirsch M., Klapdor-Kleingrothaus H.V., and Kovalenko S.G. — Phys. Rev., 1996, D53, p.1329.

3. Jihn E. Kim, Pyungwon Ko, and Dae-Gyu Lee. — Phys. Rev., 1997, D56, p.100; hep-ph/9701381.

4. Langacker P. — Phys. Rep., 1981, 72, p.185.

5. Farrar G. and Fayet P. — Phys. Lett., 1978, B76, p.575;
   Weinberg S. — Phys. Rev., 1982, 26, p.287;
   Sakai N., and Yanagida T. — Nucl. Phys., 1982, B197, p.533;
   Aulakh C.S. and Mohapatra R. — Phys. Lett., 1982, B119, p.136.

6. Hall L.J. and Suzuki M. — Nucl. Phys., 1984, B231, p.419;
   Ellis J. et al.— Phys. Lett., 1985, B150, p.142;
   Ross G.G. and Valle J.W.F. — Phys. Lett., 1985, B151, p.375;
   Dawson S. — Nucl. Phys., 1985, B261, p.297;
   Hall L.J. — Mod. Phys. Lett., 1990, A5, p.467.

7. Faessler A., Kovalenko S., and Šimkovic F. — Phys. Rev., 1998, D57, 055004; hep-ph/9712535.

8. Agashe K. and Graesser M. — Phys. Rev., 1996, D54, p.4445;
   Choudhury D. and Roy P. — Phys. Lett., 1996, B378, p.153.

9. Barger V., Giudice G.F., and Han T. — Phys. Rev., 1989, 40, p.2987.

10. Bhattacharyya G. and Choudhury D. — Mod. Phys. Lett., 1995, A10, p.1699.

11. Godbole R., Roy P., and Tata X. — Nucl. Phys., 1993, B401, p.67.

12. Bhattacharyya G., Ellis J., and Sridhar K. — Mod. Phys. Lett., 1995, A10, p.1583.

13. Choudhury D. — Phys. Lett., 1996, B376, p.201.

14. Baer H., Kao C., and Tata X. — Phys. Rev., 1995, D51, p.2180 and references therein.

15. Bhattacharyya G., Choudhury D., and Sridhar K. — Phys. Lett., 1995, B349, p.118.

16. Ghosh D.K., Raychaudhuri S., and Sridhar K. — hep-ph/9608352.

Рукопись поступила 19 февраля 1999 года.