

ФИЗИКА

УДК 539.12

Р. А. Аланакян

**Рождение скалярных лептонов и суперсимметричных хиггсовских бозонов в лептон-антилептонных столкновениях**

(Представлено академиком Э. В. Чубаряном 26/VI 2009)

**Ключевые слова:** хиггсовский бозон,  $R$ -четность, снейтрино, слептон,  $MSSM$

**1. Введение.** Как известно, в суперсимметричных теориях с нарушением  $R$ -четности возможно рождение одиночных суперсимметричных частиц в результате столкновения обычных частиц (о суперсимметричных теориях с сохранением и нарушением  $R$ -четности, а также минимальной суперсимметричной стандартной модели см. работы [1,2] и библиографию в них).

Так, в [3] было рассмотрено резонансное рождение скалярного нейтрино в  $e^+e^-$ -столкновениях

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{\nu}_{kL}. \quad (1)$$

Масса снейтрино, однако, является свободным параметром теории. Неясно, какие энергии необходимы для рождения снейтрино в резонансе. Поэтому представляет интерес рождение скалярных нейтрино с калибровочными бозонами.

В [4] рассматривалось рождение скалярных нейтрино в ассоциации с фотоном в лептон-антилептонных столкновениях:

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{\nu}_{kL}\gamma. \quad (2)$$

В данной статье рассматриваются процессы рождения скалярных нейтрино и скалярных лептонов в ассоциации с  $W^\pm$ -  $Z^0$ -бозонами<sup>1</sup>:

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{\nu}_{kL}Z^0, \quad (3)$$

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_{kL}^\mp W^\pm. \quad (4)$$

Эти процессы описываются диаграммами на рис. 1.

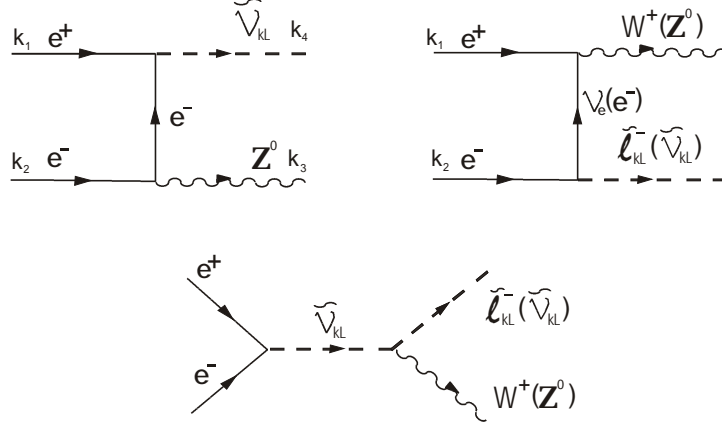


Рис. 1. Диаграммы, соответствующие процессам (3), (4).

Мы также рассматриваем в рамках минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ) рождение заряженных  $H^\pm$  и нейтральных хиггсовских бозонов  $H_1^0, H_2^0, H_3^0$  в ассоциации с  $W^\pm, Z^0$ -бозонами:

$$\mu^+\mu^- \rightarrow H_i^0Z^0, \quad (5)$$

$$\mu^+\mu^- \rightarrow H^\pm W^\mp. \quad (6)$$

Следует отметить, что результаты, полученные ниже для процессов (3),(4), могут быть также использованы для древесных процессов (5),(6) рождения псевдоскалярных и заряженных хиггсовских бозонов (рис.2) в МССМ в пределе больших  $\tan\beta$ .

В процессы  $\mu^+\mu^- \rightarrow H_1^0Z^0, \mu^+\mu^- \rightarrow H_2^0Z^0$  дает вклад также  $s$ -канальная диаграмма с обменом  $Z$ -бозоном. Этот вклад ничем не отличается от процесса  $e^+e^- \rightarrow H_{1,2}^0Z^0$  (см., например, литературу в [1]). Ниже будет показано, что при достаточно больших  $\tan\beta$  в определенной области масс псевдоскалярного бозона вклад  $t, u$ -канальных диаграмм и диаграммы с виртуальным  $H_3^0$ -бозоном

<sup>1</sup>Процессы (3), (4) рассмотрены в [5]. Однако наши результаты существенно отличаются от результатов этой статьи. Например, формулы для поперечного сечения процесса (3) в [5] не содержат  $a_L = -\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W, a_R = \sin^2\theta_W$  несмотря на наличие взаимодействия  $Z^0$ -бозона с лептонами. В [5] обсуждался также процесс (2), однако поперечное сечение этого процесса не было вычислено.

в процессы  $\mu^+\mu^- \rightarrow H_1^0 Z^0$ ,  $\mu^+\mu^- \rightarrow H_2^0 Z^0$  превосходят вклад с виртуальным  $Z^0$ -бозоном. При достаточно больших  $\tan\beta$  древесный вклад превосходит петлевой вклад, описываемый диаграммами рис. 3.

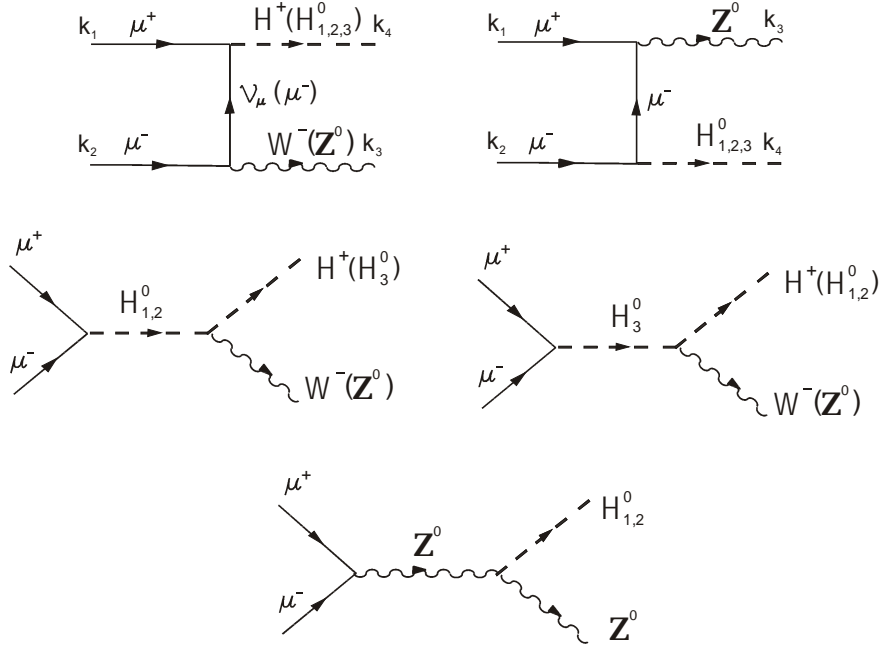


Рис. 2. Древесные диаграммы, соответствующие процессам (5), (6).

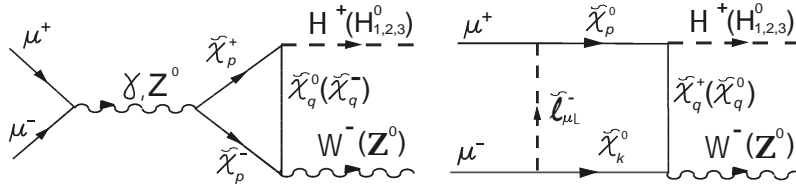


Рис. 3. Некоторые из петлевых диаграмм, соответствующих процессам (5), (6). Есть также петлевые диаграммы и с другими частицами, например, в треугольную диаграмму, кроме  $\tilde{\chi}_k^0$ -нейтралино,  $\tilde{\chi}_k^\pm$ -чарджино, дают вклад виртуальные кварки, лептоны, скварки, слептоны, калибровочные и хиггсовские бозоны.

**2. Сечения и амплитуды процессов (3) и (4).** Нарушающее  $R$ -четность взаимодействие скалярных лептонов с заряженными лептонами и нейтрино имеет вид:

$$\mathcal{L} = h_{ijk}(\bar{l}_i P_L l_j \tilde{\nu}_{kL} + \bar{l}_i P_L \nu_j \tilde{l}_{kL}) + h.c, \quad (7)$$

где  $\tilde{\nu}_{kL}, \tilde{l}_{kL}$  — скалярные нейтрино и скалярные лептоны  $k$ -го поколения. Благодаря антисимметрии констант  $h_{ijk}$  по двум последним индексам ( $h_{ijk} = -h_{ikj}$ ) имеем  $h_{eee} = 0$ , и следовательно, в  $e^+e^-$ -столкновениях (1)-(4) возможно рождение только мюонного ( $k = \mu$ ) или тау-лептонного ( $k = \tau$ ) снейтрино и слептона.

Используя (7) для амплитуд процессов (2), (3), имеем:

$$M(e^+e^- \rightarrow \tilde{\nu}_{kL}Z^0) = \frac{gh_{eek}}{\cos\theta_W} \bar{u}(k_1) \left( a_L \frac{\hat{k}_4 \hat{Z}}{t} - a_R \frac{\hat{Z} \hat{k}_4}{u} - \frac{(k_4 Z)}{s - m_{\tilde{\nu}}^2} \right) P_L u(k_2), \quad (8)$$

$$M(e^+e^- \rightarrow \tilde{l}_{kL}^+ W^-) = \frac{gh_{eek}}{\sqrt{2}} \bar{u}(k_1) \left( \frac{\hat{k}_4 \hat{W}}{t} + 2 \frac{(k_4 W)}{s - m_{\tilde{\nu}}^2 + im_{\tilde{\nu}} \Gamma_{\tilde{\nu}}} \right) P_L u(k_2). \quad (9)$$

При выводе мы пренебрегали массами лептонов и использовали обозначения:  $Z_\mu, W_\mu$  – 4-векторы поляризации  $Z^0$ - и  $W^\pm$ -бозонов,  $s = (k_1 + k_2)^2$ ,  $t = (k_1 - k_4)^2$ ,  $u = (k_2 - k_4)^2$ ,  $m_{\tilde{l}}, m_{\tilde{\nu}}$  – массы скалярных лептонов и скалярных нейтрино,  $\Gamma_{\tilde{\nu}}$  – полная ширина скалярных нейтрино.

Для дифференциального сечения процессов (3),(4) имеем следующий результат:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\nu}_{kL}Z^0)}{dt} &= \frac{\alpha|h_{eek}|^2}{8 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W s^2} \left( (a_L^2 + a_R^2) (tu - m_{\tilde{\nu}}^2 m_Z^2) + \right. \\ &+ \frac{2a_L a_R (t - m_{\tilde{\nu}}^2)(u - m_{\tilde{\nu}}^2)}{tu} + \frac{sm_{\tilde{\nu}}^2}{(s - m_{\tilde{\nu}}^2)} \left( \frac{a_L}{t} - \frac{a_R}{u} \right) + \left. \left( \frac{1}{8} m_Z^2 - \frac{1}{2} m_{\tilde{\nu}}^2 \right) \frac{s}{(s - m_{\tilde{\nu}}^2)^2} \right), \quad (10) \end{aligned}$$

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{l}_{kL}^+ W^-)}{dt} = \frac{\alpha|h_{eek}|^2}{16 \sin^2 \theta_W s^2} \left( a \frac{1}{t} - m_W^2 m_{\tilde{l}}^2 \frac{1}{t^2} + b \right), \quad (11)$$

$$a = m_W^2 + m_{\tilde{l}}^2 - s - \frac{2sm_{\tilde{l}}^2}{(s - m_{\tilde{\nu}}^2)^2 + \Gamma_{\tilde{\nu}}^2 m_{\tilde{\nu}}^2} (s - m_{\tilde{\nu}}^2), \quad (12)$$

$$b = -1 - \frac{2m_{\tilde{l}}^2 s}{(s - m_{\tilde{\nu}}^2)^2 + m_{\tilde{\nu}}^2 \Gamma_{\tilde{\nu}}^2} + \frac{s}{2m_W^2} \left| -1 + \frac{(s - m_{\tilde{l}}^2 - m_W^2)}{s - m_{\tilde{\nu}}^2 + im_{\tilde{\nu}} \Gamma_{\tilde{\nu}}} \right|^2, \quad (13)$$

$$t_- < t < t_+, \quad (14)$$

где

$$t_{\pm} = \frac{m_{\tilde{\nu}, \tilde{l}}^2 + m_{Z,W}^2 - s \pm \sqrt{(m_{\tilde{\nu}, \tilde{l}}^2 + m_{Z,W}^2 - s)^2 - 4m_{\tilde{\nu}, \tilde{l}}^2 m_{Z,W}^2}}{2}. \quad (15)$$

Для полного сечения получаем

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\nu}_{kL}Z^0) &= \frac{\alpha|h_{eek}|^2}{8 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W s^2} \left( (a_L^2 + a_R^2) (m_Z^2 + m_{\tilde{\nu}}^2 - s) + \right. \\ &+ \frac{4a_L a_R m_{\tilde{\nu}}^2 (s - m_Z^2)}{(m_Z^2 + m_{\tilde{\nu}}^2 - s)} - \frac{1}{2} \frac{sm_{\tilde{\nu}}^2}{(s - m_{\tilde{\nu}}^2)} \ln(t_+/t_-) + \\ &+ \left. (t_+ - t_-) (2a_L a_R - 2(a_L^2 + a_R^2) + \frac{1}{8} \frac{s(m_Z^2 - 4m_{\tilde{\nu}}^2)}{(s - m_{\tilde{\nu}}^2)^2}) \right), \quad (16) \end{aligned}$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{l}_{kL}^\mp W^\pm) = \frac{\alpha|h_{eek}|^2}{16\sin^2\theta_W s^2}(a\ln(t_+/t_-) + (b-1)(t_+ - t_-)). \quad (17)$$

При  $\sqrt{s} \gg m_{\tilde{\nu}}, m_{\tilde{l}}, m_W$  предыдущие формулы упрощаются:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\nu}_{kL} Z^0) = \frac{\alpha|h_{eek}|^2}{4\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W s}((a_L^2 + a_R^2)(\ln(\frac{s}{m_{\tilde{\nu}}m_Z}) - 1) + a_L a_R), \quad (18)$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{l}_{kL}^+ W^-) = \frac{\alpha|h_{eek}|^2}{8\sin^2\theta_W s}(\ln(\frac{s}{m_{\tilde{l}}m_W}) - 1). \quad (19)$$

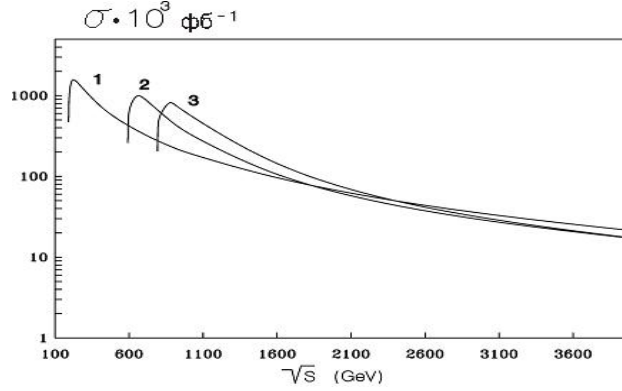


Рис. 4. Число событий  $\tilde{\nu}_{kL} Z^0$  в год ( $\sigma L$ ), рожденных в реакции (3) в зависимости от  $\sqrt{s}$  при годовой светимости  $L = 1000 \text{ фб}^{-1}$  и  $h_{eek} = 10^{-2}$ . Кривые 1, 2, 3 соответствуют  $m_{\tilde{\nu}} = 0.1, 0.5, 0.7 \text{ ТэВ}$ .

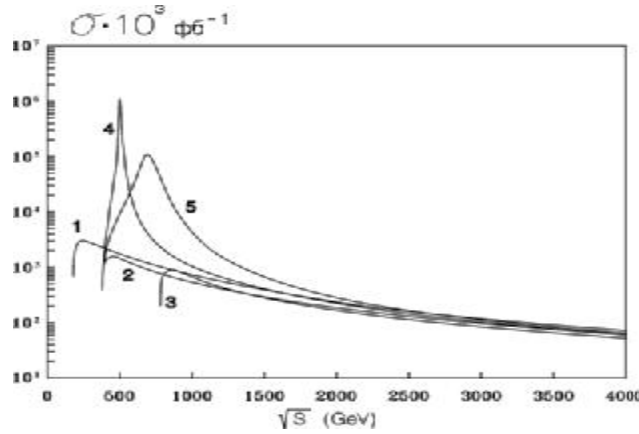


Рис. 5. Число событий  $\tilde{l}_{kL}^+ W^-$  в год ( $\sigma L$ ), рожденных в реакции (4) в зависимости от  $\sqrt{s}$  при фиксированном  $m_{\tilde{\nu}}$  при годовой светимости  $L = 1000 \text{ фб}^{-1}$  и  $h_{eek} = 10^{-2}$ . Кривые 1-5 соответствуют  $m_{\tilde{\nu}} = m_{\tilde{l}} = 100 \text{ ГэВ}$ ;  $m_{\tilde{\nu}} = m_{\tilde{l}} = 300 \text{ ГэВ}$ ;  $m_{\tilde{\nu}} = m_{\tilde{l}} = 700 \text{ ГэВ}$ ;  $m_{\tilde{\nu}} = 500, m_{\tilde{l}} = 300 \text{ ГэВ}$ ;  $m_{\tilde{\nu}} = 700, m_{\tilde{l}} = 300 \text{ ГэВ}$ .

На рис. 4, 5 показано число событий в год  $\tilde{\nu}_{kL} Z^0$  и  $\tilde{l}_{kL}^+ W^-$  в процессах (2), (3) в зависимости от  $\sqrt{s}$  при фиксированных  $m_{\tilde{\nu}}, m_{\tilde{l}}$  и годовой светимости  $L = 1000 \text{ фб}^{-1}$ . В представленных численных результатах предполагалось, что

снейтрино распадается преимущественно в  $W^+\tilde{l}_{kL}^-$  пары (т.е.  $\Gamma_{\tilde{\nu}} = \Gamma(\tilde{\nu}_{kL} \rightarrow W\tilde{l}_{kL})$ ).

Отметим, что возможно не только рождение скалярных нейтрино, но также скалярных антинейтрино в процессах  $e^+e^- \rightarrow \tilde{\nu}_{kL}^*Z^0$ ,  $e^+e^- \rightarrow \tilde{\nu}_{kL}^*\gamma$ , сечения которых равны полным сечениям процессов (2) и (3).

Процессы рождения скалярных лептонов и скалярных нейтрино [1]

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{\nu}\tilde{\nu}^*, \quad e^+e^- \rightarrow \tilde{l}^+\tilde{l}^-, \quad (20)$$

описываемые диаграммами с виртуальными калибровочными бозонами, имеют большее поперечное сечение, чем процессы (3),(4). Однако они возможны при энергиях  $\sqrt{s} > 2m_{\tilde{\nu}}, (2m_{\tilde{l}})$ , в то время как процессы (3), (4) возможны при более низких энергиях  $\sqrt{s} > m_{\tilde{\nu}} + m_Z, m_{\tilde{l}} + m_W$ . То же верно и для процессов

$$e^+e^- \rightarrow H_{1,2}^0H_3^0, \quad e^+e^- \rightarrow H^+H^-, \quad (21)$$

которые возможны при больших энергиях  $\sqrt{s} > m_{1,2} + m_3, 2m_4$ , чем процессы (5),(6). О процессах парного рождения (20), (21) см. работу [1] и ссылки в ней.

**3. Рождение хиггсовских бозонов в ассоциации с калибровочными бозонами.** Используя взаимодействие хиггсовских бозонов с лептонами (A4)-(A6) в пределе больших  $\tan\beta$ , получаем, что амплитуды процессов (5),(6) отличаются от амплитуд процессов (3),(4) (см. (8),(9)):

$$M(\mu^+\mu^- \rightarrow H^+W^-) = \frac{g^2}{2} \frac{m_\mu}{m_W} \tan\beta \bar{u}(k_1) \left( \frac{\hat{k}_4 \hat{W}}{t} + 2 \frac{(k_4 W)}{s - m_H^2} \right) P_L u(k_2), \quad (22)$$

$$M(\mu^+\mu^- \rightarrow H_3^0 Z^0) = M_L - M_R, \quad (23)$$

$$M(\mu^+\mu^- \rightarrow H_{1,2}^0 Z^0) = M_L + M_R + M_0, \quad (24)$$

где

$$M_{L,R} = \frac{g^2}{2 \cos\theta_W} \frac{m_\mu}{m_W} \tan\beta \bar{u}(k_1) \left( a_{L,R} \frac{\hat{k}_4 \hat{Z}}{t} - a_{R,L} \frac{\hat{Z} \hat{k}_4}{u} \mp \frac{(k_4 Z)}{s - m_3^2} \right) P_{L,R} u(k_2), \quad (25)$$

$M_0$  — вклад  $s$ -канальных диаграмм с виртуальным  $Z^0$ -бозоном. Амплитуды  $M_{L,R,0}$  не интерферируют друг с другом ( $M_L^+ M_R = M_{L,R}^+ M_0 = 0$ ) в пределе  $m_\mu \ll \sqrt{s}$ .

В области  $\tan\beta \gg 1$  при  $m_3 > m_Z$  сечение процесса  $\mu^+\mu^- \rightarrow H_2^0 Z^0$  за счет обмена  $Z^0$ -бозоном при достаточно больших  $\tan\beta$  превосходит сечение процесса за счет  $t, u$ -канальных диаграмм и  $s$ -канальной диаграммы с виртуальным  $H_3^0$ -бозоном.

При  $m_3 < m_Z$  и  $\tan \beta \gg 1$ , наоборот, подавлена вершина  $Z^0 Z^0 H_2^0$ , в то время как  $t, u$ -канальные диаграммы и  $s$ -канальная диаграмма с виртуальным  $H_3^0$ -бозоном пропорциональны  $\tan \beta$ .

В области больших  $\tan \beta \gg 1$  при  $m_3 > m_Z$ , как ясно из вида вершин  $Z^0 Z^0 H_{1,2}^0$  (см. Приложение А),  $s$ -канальная диаграмма процесса  $\mu^+ \mu^- \rightarrow H_1^0 Z^0$  с виртуальным  $Z^0$ -бозоном подавлена множителем  $c_1$ , в то время как  $t, u$ -канальные диаграммы и  $s$ -канальная диаграмма с виртуальным  $H_3^0$ -бозоном пропорциональны  $\tan \beta$ . В области  $\tan \beta \gg 1$ ,  $m_3 < m_Z$  вклад диаграмм, в которых хиггсовский бозон взаимодействует с мюонами, в процесс  $\mu^+ \mu^- \rightarrow H_1^0 Z^0$ , подавлен по сравнению с вкладом с виртуальным  $Z^0$ -бозоном и его сечение такое же, как и для процесса  $e^+ e^- \rightarrow H_1^0 Z^0$  в [1].

В случае процесса  $\mu^+ \mu^- \rightarrow H_1^0 Z^0$  при достаточно больших  $\tan \beta$ , особенно в пределе  $m_3 \gg m_Z$ , как это следует из вида  $c_2$ ,  $t, u$ -канальные диаграммы и  $s$ -канальная диаграмма с виртуальным  $H_3^0$ -бозоном превосходят вклад с диаграммы с вершиной  $Z Z H_1^0$ .

Полные сечения процессов (5), (6) и дифференциальное сечение процесса (6) могут быть получены из формул (11)-(19) путем следующих замен:

$$h_{eek} \rightarrow \frac{g m_\mu}{\sqrt{2} m_W} \tan \beta, m_{\bar{\nu}} \rightarrow m_3, m_{\bar{l}} \rightarrow m_4, \quad (26)$$

где  $m_\mu$  — масса  $\mu$ -мезона, при этом следует также подставить  $\Gamma_{\bar{\nu}} = 0$ .

Дифференциальное сечение процесса (5) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\mu^+ \mu^- \rightarrow H_3^0 Z^0)}{dt} = & \frac{\pi \alpha m_\mu^2 \tan^2 \beta}{8 m_W^2 \sin^4 \theta_W \cos^2 \theta_W s^2} ((a_L^2 + a_R^2) (\frac{1}{t^2} + \frac{1}{u^2}) (tu - m_3^2 m_Z^2) + \\ & + \frac{4 a_L a_R (t - m_{\bar{\nu}}^2) (u - m_3^2)}{tu} - \frac{s m_3^2}{2(s - m_3^2)} (\frac{1}{t} + \frac{1}{u}) + (\frac{1}{4} m_Z^2 - m_3^2) \frac{s}{(s - m_3^2)^2}). \end{aligned} \quad (27)$$

Вдали от порога имеем

$$\sigma(\mu^+ \mu^- \rightarrow H_3^0 Z^0) = \frac{\pi \alpha^2}{2 \sin^4 \theta_W \cos^2 \theta_W s} \frac{m_\mu^2}{m_W^2} \tan^2 \beta ((a_L^2 + a_R^2) (\ln(\frac{s}{m_3 m_Z}) - 1) + a_L a_R), \quad (28)$$

$$\sigma(\mu^+ \mu^- \rightarrow H^+ W^-) = \frac{\pi \alpha^2}{4 \sin^4 \theta_W s} \frac{m_\mu^2}{m_W^2} \tan^2 \beta (\ln(\frac{s}{m_4 m_W}) - 1). \quad (29)$$

При  $m_4 > m_t$  (где  $m_t = 176$  ГэВ масса  $t$ -кварка [6]),  $m_3 = m_4$  с большой точностью и для процессов (5), (6) мы можем использовать численные результаты рис.4,5. Для  $h_{eek} = 10^{-2}$  сечения процессов (3), (4) равны сечениям процессов (5),(6) при  $\tan \beta = 17.5$  (как следует из формул (21)-(24)). Для произвольного  $\tan \beta \gg 1$  необходимо умножить результаты рис.4,5 на  $(\tan \beta / 17.5)^2$ .

Сечение процессов  $\mu^+\mu^- \rightarrow H_{1,2}^0 Z^0$  может быть получено из сечения процесса  $\mu^+\mu^- \rightarrow H_3^0 Z^0$  путем подстановок  $m_{1,2} \leftrightarrow m_3$  в той области  $m_3$  и  $\tan \beta$ , где  $t, u$  – канальные вклады существенны и вкладом диаграммы с виртуальным  $Z^0$ -бозоном можно пренебречь.

Кроме древесных диаграмм рис. 2, вклад в процессы (5), (6) дают также петлевые диаграммы, некоторые из которых изображены на рис. 3.

Из вида диаграмм рис. 3 ясно, что поперечное сечение петлевых вкладов имеет порядок  $\sigma \sim \alpha^4/s$ , в то время как поперечное сечение древесных вкладов имеет порядок  $\sigma \sim \frac{m_\mu^2}{m_W^2} \tan^2 \beta \frac{\alpha^2}{s}$  и при  $\tan \beta \sim 6.2$  или больше древесный вклад превосходит петлевой. Следует отметить, вышеприведенная оценка для петлевого вклада неверна при  $\sqrt{s} \gg M$  (где  $M$  – масса самой тяжелой частицы в петлевых интегралах), так как в этом случае петлевые интегралы (являющиеся сложными функциями от  $s$ , масс частиц в петле и масс конечных частиц) в амплитуде содержат дополнительные степени  $M^2/s \ll 1$ . Таким образом, при  $\sqrt{s} \gg M$  с ростом  $\sqrt{s}$  петлевой вклад убывает быстрее древесного.

### Приложение А

В МССМ хиггсовский сектор содержит два дублета хиггсовских бозонов с противоположными гиперзарядами ( $Y = \pm 1$ ).

После спонтанного нарушения симметрии возникают следующие физические состояния: заряженные хиггсовские бозоны  $H^\pm$ , два скаляра  $H_1^0, H_2^0$  и один псевдоскаляр  $H_3^0$ .

На древесном уровне массы заряженных хиггсовских бозонов ( $m_4$ ), скаляров и угол  $\alpha$  (описывающий смешивание скалярных хиггсовских бозонов) выражаются через массу псевдоскаляра  $H_3^0$  и  $\tan \beta = v_2/v_1$  (где  $v_2, v_1$  – вакуумные средние обоих дублетов) следующим образом:

$$m_4^2 = m_3^2 + m_W^2, \quad (\text{A } 1)$$

$$m_{1,2}^2 = 1/2 [m_3^2 + m_Z^2 \pm ((m_3^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_3^2 \cos^2 2\beta)^{1/2}], \quad (\text{A } 2)$$

$$\tan 2\alpha = \frac{m_3^2 + m_Z^2}{m_3^2 - m_Z^2} \tan 2\beta. \quad (\text{A } 3)$$

Из формулы (A2) следует, что МССМ гарантирует существование, по крайней мере, одного легкого хиггсовского бозона  $H_2^0$  с массой  $m_2 \leq m_Z$ .

Взаимодействие хиггсовских бозонов с мюонами имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{gm_\mu \cos \alpha}{2m_W \cos \beta} \bar{\mu} \mu H_1^0 + \frac{gm_\mu \sin \alpha}{2m_W \cos \beta} \bar{\mu} \mu H_2^0 + \\ & + i \frac{gm_\mu}{2m_W} \tan \beta \bar{\mu} \gamma_5 \mu H_3^0 + \left( \frac{gm_\mu}{\sqrt{2}m_W} \tan \beta \bar{\mu} P_L \nu H^+ + h.c. \right). \end{aligned} \quad (\text{A } 4)$$



При  $\tan \beta \gg 1$  массовые соотношения (A2), (A3) и формула (A4) сильно упрощаются. При  $m_3 < m_Z$  и  $m_3 > m_Z$  соответственно имеем:

$$m_2 = m_3, m_1 = m_Z, \frac{\sin \alpha}{\cos \beta} = \tan \beta \gg \frac{\cos \alpha}{\cos \beta}, \quad (\text{A } 5)$$

$$m_2 = m_{H_Z}, m_1 = m_3, \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} = \tan \beta \gg \frac{\sin \alpha}{\cos \beta}. \quad (\text{A } 6)$$

Вершины  $Z^0 Z^0 H_i^0$  имеют вид

$$\mathcal{L} = \frac{gm_Z}{\cos \theta_W} (c_1 Z_a Z^a H_1^0 + c_2 Z_a Z^a H_2^0), \quad (\text{A } 7)$$

где  $\theta_W$  — угол Вайнберга,  $c_1 = \cos(\beta - \alpha)$ ,  $c_2 = \sin(\beta - \alpha)$ . При  $\tan \beta \gg 1$  и  $m_3 < m_Z$  имеем  $c_2^2 \ll 1$ ,  $c_1^2 = 1$  при  $\tan \beta \gg 1$  и  $m_3 > m_Z$  имеем  $c_2^2 = 1$ ,  $c_1^2 \ll 1$ . При  $m_3 \gg m_Z$  и  $\tan \beta \gg 1$  имеем  $c_1 = -2m_Z^2 / (m_3^2 \tan \beta)$ .

Для тех параметров  $\tan \beta$  и  $m_3$ , при которых взаимодействие  $H_{1,2}^0$ -бозонов с мюонами велико, формулы (A5), (A6) приближенно остаются в силе даже после учета радиационных поправок к массам хиггсовских бозонов [8-11]. Так, при  $m_3 < m_Z$ ,  $\tan \beta \gg 1$  по-прежнему  $m_2 \approx m_3$ , фактор  $\sin \alpha / \cos \beta \approx \tan \beta$  в константе взаимодействия  $H_2^0$ -бозона с мюонами много больше фактора  $\cos \alpha / \cos \beta$  в константе взаимодействия  $H_1^0$ -бозонов с мюонами. При  $m_3 > 100 - 120$  ГэВ,  $\tan \beta \gg 1$  по-прежнему  $m_1 \approx m_3$ ,  $\cos \alpha / \cos \beta \approx \tan \beta \gg$  фактора  $\sin \alpha / \cos \beta$  в константе взаимодействия  $H_2^0$ -бозонов с мюонами, в этой области формула  $m_2 = m_Z$  ощутимо изменяется, однако в этой же области обменом и рождением  $H_2^0$ -бозоном в (5), (6) благодаря взаимодействию с мюонами можно пренебречь. Выражение для  $c_i$  при  $\tan \beta \gg 1$  также приближенно остается в силе после учета радиационных поправок к массам хиггсовских бозонов.

Ереванский физический институт

**Р. А. Аланакян**

### **Рождение скалярных лептонов и суперсимметричных хиггсовских бозонов в лептон-антилептонных столкновениях**

В рамках моделей с нарушением  $R$ -четности рассмотрено рождение скалярных нейтрино и заряженных скалярных лептонов в процессах  $e^+e^- \rightarrow \tilde{\nu}_{kL} Z^0$  и  $e^+e^- \rightarrow \tilde{l}_{kL}^\mp W^\pm$ . Также рассмотрено рождение хиггсовских бозонов в процессах  $\mu^+\mu^- \rightarrow H_i^0 Z^0$ ,  $\mu^+\mu^- \rightarrow H^\pm W^\mp$  в рамках минимальной суперсимметричной стандартной модели.

R. A. Alanakyan

## Scalar Leptons and Supersymmetric Higgs Bosons Production in Lepton-Intilepton Collisions

In the framework of models with  $R$ -parity violation scalar neutrino and charged scalar leptons production in processes  $e^+e^- \rightarrow \tilde{\nu}_{kL}Z^0$  and  $e^+e^- \rightarrow \tilde{l}_{kL}^\mp W^\pm$  are studied. Also Higgs bosons production in processes  $\mu^+\mu^- \rightarrow H_i^0Z^0$ ,  $\mu^+\mu^- \rightarrow H^\pm W^\mp$  in the framework of minimal supersymmetric standard model are also considered.

### Ռ. Ա. Ալանակյան

#### Սկալյար լեպտոնների և սուպերսիմետրիկ Տիգսի բոզոնների ծնումը լեպտոն-անտիլեպտոն փրոհումներում

$R$ -գույացորությունը խախտող մոդելների շրջանակներում քննարկված է սկալյար նեյտրինոների և լիցքավորված սկալյար լեպտոնների ծնումը  $e^+e^- \rightarrow \tilde{\nu}_{kL}Z^0$  և  $e^+e^- \rightarrow \tilde{l}_{kL}^\mp W^\pm$  պրոցեսներում: Նույնպես քննարկված է Տիգսի բոզոնների ծնումը  $\mu^+\mu^- \rightarrow H_i^0Z^0$ ,  $\mu^+\mu^- \rightarrow H^\pm W^\mp$  պրոցեսներում մինիմալ սուպերսիմետրիկ մոդելի շրջանակներում:

### Литература

1. *Haber H. E., Kane G. L.* - Phys. Rep. 117(1985), P. 75-263.
2. *Gunion J. F., Haber H. E.* - Nucl. Phys. 1986 V. B272, P. 1.
3. *Barger V., Giudice G. F., Han T.* - Phys. Rev. D40(1989), P. 2987.
4. *Alanakyan R. A.* - Mod. Phys. Lett. A, V. 13, (1998), P. 3073-3080.
5. *Dreiner H., Lola S.* "e<sup>+</sup>e<sup>-</sup> Collisions at 500 GeV: The Physics Potential", Munich, Annecy, Hamburg, 1991, Ed. P. M. Zerwas, Part.B, DESY 92-123B, P. 707.
6. European Phys. C 15, (2000). Review of Particles Properties.
7. *Weller T. J., Yuan T. C.* - Nucl. Phys. B318(1989), P. 337.
8. *Okada Y., Yamaguchi M., Yanagida T.* - Prog.Theor.Phys.35(1991), P. 477.
9. *Ellis J., Ridolfi G., Zwirner F.* - Phys.Lett. B262(1991), P. 477-484.
10. *Haber H.E., Hempfling R.* - Phys.Rev.Lett.66(1991), P. 1815-1818.
11. *Barbieri R., Frigeni M., Caravaglios F.* - Phys.Lett.B258(1991), P. 167-170.