

ЭФФЕКТЫ СУПЕРСТРУН В $e^+ e^-$ -АННИГИЛЯЦИИ

И.В.Полюбин

Вычислено сечение $e^+ e^-$ -аннигиляции в $SU(3) \times SU(2) \times U(1) \times U(1)$ модели. Учтены инфракрасные и КХД поправки, которые заметно влияют на борновское сечение. Эффекты дополнительного Z_E бозона заметны уже при энергиях LEP'a.

Модель с калибровочной группой $SU(3) \times SU(2) \times U(1) \times U(1)$ считается сейчас наиболее вероятным низкоэнергетическим пределом теории суперструн. В этой модели возникает дополнительный Z_E бозон, который смешивается со стандартным Z_0 бозоном посредством матрицы смешивания:

$$m_0^2 (Z_0 Z_E) \begin{pmatrix} 1 & a \\ a & b \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_0 \\ Z_E \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$\text{где } m_0 = \frac{38,65}{\sin\theta_W \cos\theta_W} \text{ ГэВ, } a = \frac{\sin\theta_W}{3} \frac{4-\lambda^2}{1+\lambda^2}, \quad b = \frac{\sin^2\theta_W}{9} \frac{25x^2 + 16 + \lambda^2}{1+\lambda^2}$$

$\sin\theta_W$ – угол Вайнберга, $x = \langle N \rangle / \langle H \rangle$, $\lambda = \langle \bar{H} \rangle / \langle H \rangle$ – отношения вакуумных средних скалярных компонент киральных суперполей N, \bar{H}, H 27-плета E_6 . В результате диагонализации (1) возникают физические массовые состояния Z_1, Z_2 :

$$Z_1 = \cos\alpha Z_0 + \sin\alpha Z_E, \quad (2)$$

$$Z_2 = -\sin\alpha Z_0 + \cos\alpha Z_E$$

с массами $m_{1,2}^2 = \frac{m_0^2}{2} (1 + b \pm \sqrt{(b-1)^2 + 4a^2})$ и с константами взаимодействия с фермионами:

$$g_{fi}^1 = \cos\alpha g_{fi}^0 + \sin\alpha g_{fi}^E, \quad (3)$$

$$g_{fi}^2 = -\sin\alpha g_{fi}^0 + \cos\alpha g_{fi}^E$$

($i = L, R; f = u, d, e, \nu \dots$) g_{fi}^0, g_{fi}^E – константы взаимодействия соответственно Z_0 и Z_E с фермионом f . Величины g_{fi}^E определяются однозначно¹.

При обсуждении e^+e^- -аннигиляции в адроны принято говорить о величине $R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadr})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$ имеет следующий вид ²:

$$\sigma_{\mu^+\mu^-}(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \sum_{j=L,R} \left| 1 + \frac{(g_{ej}^1)^2}{X_1(s)} + \frac{(g_{ej}^2)^2}{X_2(s)} \right|^2, \quad (4)$$

здесь $X_{1,2} = \frac{s - m_{1,2}^2 + im_{1,2}\Gamma_{1,2}}{s}$; $\Gamma_{1,2} = \sum_f \Gamma(Z_{1,2} \rightarrow f\bar{f}) + \sum_{\tilde{f}} \Gamma(Z_{1,2} \rightarrow \tilde{f}\tilde{f}^*)$,

где $\Gamma(Z_{1,2} \rightarrow f\bar{f}) = \frac{G_F M_{1,2}^3}{3\sqrt{2}\pi} N_c \left((g_{fL}^{1,2})^2 + (g_{fR}^{1,2})^2 + 2g_{fL}^{1,2} g_{fR}^{1,2} \frac{m_f^2}{M_{1,2}^2} \right) \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{M_{1,2}^2}}$

$\Gamma(Z_{1,2} \rightarrow \tilde{f}_i\tilde{f}_i^*) = \frac{G_F M_{1,2}^3}{12\sqrt{2}\pi} N_c (g_{fi}^{1,2})^2 \left(1 - \frac{4m_{\tilde{f}_i}^2}{M_{1,2}^2} \right)^{3/2}$; N_c — число цветов ширины распада в пару фермионов и их суперпартнеров соответственно. $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadr})$ выражается следующей формулой:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{hadr}}(s) = & \frac{4\pi\alpha^2}{s} \left(\sum_{i,j=L,R} \sum_{f=1}^5 \left| -Q_f + \frac{g_{fi}^1 g_{ej}^1}{X_1(s)} + \frac{g_{fi}^2 g_{ej}^2}{X_2(s)} \right|^2 + \right. \\ & + \sum_{i,j=L,R} \left| -2/3 + \frac{g_{ti}^1 g_{ej}^1}{X_1(s)} + \frac{g_{ti}^2 g_{ej}^2}{X_2(s)} \right|^2 \left(1 - \frac{m_t^2}{s} \right) \sqrt{1 - \frac{4m_t^2}{s}} + \\ & + \frac{3}{8} \sum_{i=L,R} \text{Re} \left[\left(-\frac{2}{3} + \frac{g_{tL}^1 g_{ei}^1}{X_1(s)} + \frac{g_{tL}^2 g_{ei}^2}{X_2(s)} \right) \left(-\frac{2}{3} + \frac{g_{tR}^1 g_{ei}^1}{X_1(s)} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{g_{tR}^2 g_{ei}^2}{X_2(s)} \right) \right] \frac{m_t^2}{s} \sqrt{1 - \frac{4m_t^2}{s}} \Big) \end{aligned} \quad (5)$$

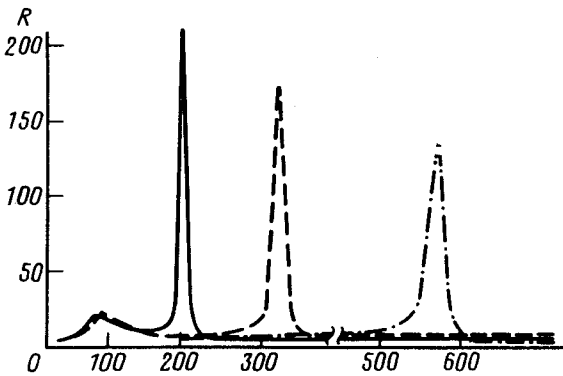


Рис. 1. $R(s)$ для $m_2 = 205$ ГэВ (сплошная линия), $m_2 = 394$ ГэВ (штриховая линия), $m_2 = 593$ ГэВ (штрих-пунктирная линия); $\sin^2\theta_W = 0,23$

На рис. 1 приведено $R(s)$ при $x = 9, 6, 3$, $\lambda = 1/2$, что соответствует $m_2 = 205, 394, 593$ ГэВ, $\Gamma_2 = 2,2; 4,8; 6,7$ ГэВ, m_1 изменяется менее чем на 1 ГэВ. Максимум $R(s)$ вблизи Z_2 на порядок больше максимума вблизи Z_1 и смещен влево на $10 \div 15$ ГэВ. Такая зависимость $R(s)$ определяется деструктивной интерференцией резонансных и нерезонансных членов в амплитуде $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Наиболее сильное ограничение на массу Z_2 было получено из анализа данных коллаборации "Charm" $m_2 > 500 \div 700$ ГэВ ³. На рис. 2 приведен ход сечений $\sigma_{\text{hadr}}/\sigma_0$, $\sigma_{\mu^+\mu^-}/\sigma_0$, где $\sigma_0 = 4\pi\alpha^2/3s$, а также $R(s)$ для $m_2 = 593$ ГэВ. Вычисления проведены для трех поколений с $m_t = 40$ ГэВ, $m_{\tilde{f}} = 80$ ГэВ, масса $SU(2)_L$ синглет-

ного g -кварка велика. Во всех формулах не учитывались резонансы, которые возникнут при $\sqrt{s} \sim 2m_t$. Отклонения в σ_{hadr} от предсказаний стандартной модели за счет Z_E бозона составляют при $\sqrt{s} = 100$ ГэВ, $m_2 = 593, 205$ ГэВ: 5%, 38%, а при $\sqrt{s} = 180$ ГэВ — 5, 30% соответственно.

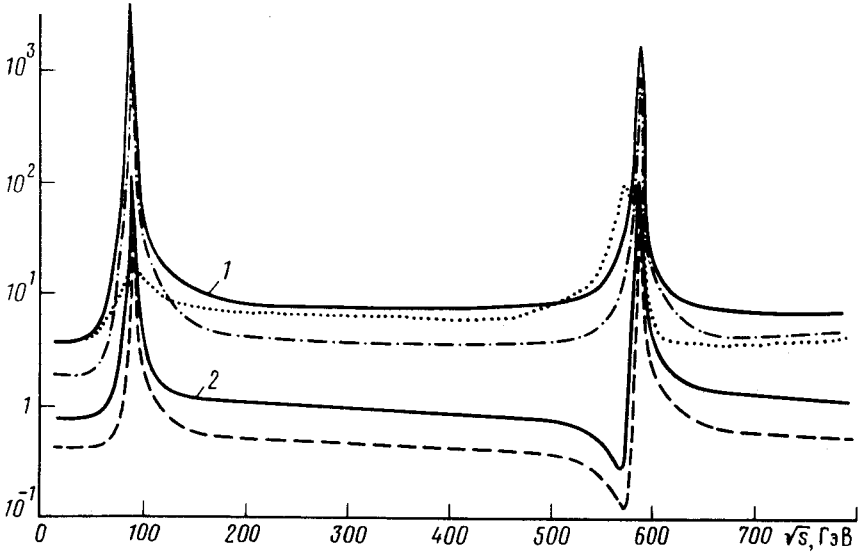


Рис. 2. Сечение $1 - \sigma_{\text{hadr}}/\sigma_0$; $2 - \sigma_{\mu^+\mu^-}/\sigma_0$, $R(s)$ — пунктирная линия при $m_2 = 593$ ГэВ; $\sigma_{\text{hadr}}/\sigma_0$ — с учетом поправок — штрих-пунктирная линия; $\sigma_{\mu^+\mu^-}/\sigma_0$ с учетом поправок — штриховая линия; $\sin^2\theta_W = 0,23$, $\Delta = 10^{-2}$, $\delta = 5 \cdot 10^{-2}$

Вычисление электрослабых радиационных поправок к этим процессам представляет собой отдельную задачу. Однако известно ⁴, что в полном сечении поправки, связанные с испусканием мягких фотонов велики, а остальные порядка $\alpha/\pi \sim 10^{-3}$. Эти поправки сводятся к следующему ⁵. Если формулы (5), (6) вблизи резонанса записать в виде $\sigma = \sigma_{\text{res}} + \sigma_{\text{int}} + \sigma_{\text{nr}}$, где σ_{res} , σ_{int} , σ_{nr} — резонансный, интерференционный и нерезонансный вклад соответственно, то

$$\sigma^{\text{corr}} = C_{\text{infra}}^{\text{res}} \sigma_{\text{res}} + C_{\text{infra}}^{\text{int}} \sigma_{\text{int}} + C_{\text{infra}}^{\text{nr}} \sigma_{\text{nr}}, \quad (6)$$

где ⁵

$$C_{\text{infra}}^{\text{res}} = \left| \frac{\Delta}{1 + \frac{s\Delta}{M\Gamma} e^{i\delta_R} \sin\delta_R} \right|^{\beta_e} \Delta^{\beta_\delta} (1 - \beta_e \text{ctg}\delta_R \delta(s, \Delta)),$$

$$C_{\text{infra}}^{\text{int}} = \Delta^{\beta_\delta} \frac{1}{\cos\delta_R} \text{Re} \left[e^{i\delta_R} \left(\frac{\Delta}{1 + \frac{s\Delta}{M\Gamma} e^{i\delta_R} \sin\delta_R} \right)^{\beta_e} \right],$$

$$C_{\text{infra}}^{\text{nr}} = \Delta^{3e - \beta_\delta}, \quad \text{tg}\delta_R = \frac{M\Gamma}{s - M^2}, \quad \beta_e = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{s}{m_e^2} - 1 \right), \quad \beta_\delta = \frac{2\alpha}{\pi} Q_f^2 \ln \frac{4}{\delta^2}$$

$\Delta = \Delta\omega/E$, δ — разрешения по энергиям и по углам, $\delta(s, \Delta) = \text{arctg} \frac{s\Delta - (s - M^2)}{M\Gamma}$ —

— $\text{arctg}(s - M^2/M\Gamma)$ — радиационный хвост резонанса. Учет КХД поправок сводится к множителю $(1 + \alpha_s(s)/\pi)$ ⁶. На рис. 2 приведены также $\sigma_{\text{hadr}}/\sigma_0$, $\sigma_{\mu^+\mu^-}/\sigma_0$ с учетом поправок. Для $\Delta = 10^{-2}$, $\delta = 1^\circ$ эти поправки составляют 30 — 40%. Однако инфракрасные

поправки компенсируются для $R(s)$. В этом смысле $R(s)$ — устойчива относительно этих поправок. В моделях с другой калибровочной группой, например, $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_L \times (1)_R$ у $R(s)$ отсутствует максимум вблизи Z_2 . Дальнейшее обсуждение этих вопросов будет представлено в подробной публикации.

В заключение мне приятно поблагодарить К.А.Тер-Мартirosяна за постоянный интерес к работе и В.С.Абаджева за помощь в расчетах на ЭВМ.

Литература

1. *Ellis J.* Preprint CERN TH 4439/86.
2. *Angelopoulos V.D. et al.* Phys. Lett., 1986, **B176**, 203.
3. *Polyakov N.I.* Preprint ITEP 19, 1987.
4. *Wetzel W.* Nucl. Phys., 1983, **B227**, 1.
5. *Greco M. et al.* Nucl. Phys., 1980, **B171**, 118.
6. *Appelquist T., Georgi H.* Phys. Rev., 1973, **D8**, 4000.
7. *Burova M.V., Ter-Martirosyan K.A.* Preprint ITEP 124, 1986.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
16 апреля 1987 г.