

"ЗЕРКАЛЬНЫЕ" ФЕРМИОНЫ И ПРОБЛЕМА ДИЛЕПТОНОВ ОДИНАКОВОГО ЗНАКА

В.В.Аммосов, Г.Г.Волков, В.А.Монич

В рамках $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ -модели с "зеркальными" кварками предлагается объяснение проблемы дилептонов одинакового знака, связанное с возможностью достижения в данной модели значительного ($D^0 \rightleftharpoons \bar{D}^0$)-смешивания.

1. Рассмотрим расширение минимальной $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ -симметричной модели¹, содержащее удвоенный фермионный спектр ($q \div Q, l \div L$)². Исходный лагранжиан взаимодействия калибровочных полей с кварками (лептонами) имеет вид

$$\mathcal{L}^a = ig [\bar{\psi}_L \gamma_\mu \left(\frac{\vec{\tau}}{2} \otimes e^1 \otimes E_3 \right) A_{\mu L} \psi_L + \bar{\psi}_R \gamma_\mu \left(\frac{\vec{\tau}}{2} \otimes e^2 \otimes E_3 \right) A_{\mu R} \psi_R] + ig' \bar{\psi} \gamma_\mu \frac{V}{2} \psi B_\mu,$$

где $\psi = (q_i^u, Q_i^u, q_i^d, Q_i^d)_{i=1,2,3} = (u, c, t, U, C, T, d, s, b, D, S, B)$, $\psi_{L,R} = \frac{1 \pm \gamma_5}{2} \psi$,

$\vec{\tau}$ - матрицы Паули, $e^1 = \text{diag}(1, 0)$, $e^2 = \text{diag}(0, 1)$, $E_3 = \text{diag}(1, 1, 1)$, $a = 1, 2$ - индексы, отвечающие двум рассматриваемым вариантам модели; ($a = 1$) - варианту, включающему дублирующие массивные фермионы ($Q_i^{u(d)}, L_i^{u(d)}$) с изотопическим спином $T=0$; ($a = 2$) соответствует варианту (2) со следующим содержанием кварков: $(u_i, d_i)_L \in (2, 1, 1/3)$, $(U_i, D_i)_R \in (1, 2, 1/3)$, $(U_i)_L \in (1, 1, 4/3)$, $(D_i)_L \in (1, 1, -2/3)$, $(u_i)_R \in (1, 1, 4/3)$, $(d_i)_R \in (1, 1, -2/3)$. В отличие от минимальной лево-правосимметричной и других обсуждаемых в литературе моделей данный подход допускает существование значительного смешивания D^0, \bar{D}^0 -мезонов: $\rho_D = [(\Delta m_D)^2 + (\Delta \Gamma_D/2)^2] / [2\Gamma_D^2 + (\Delta m_D)^2 - (\Delta \Gamma_D/2)^2] \sim (4 \div 20) \cdot 10^{-2}$, ($\Delta \Gamma = \Gamma_L - \Gamma_S$, $\Gamma_D = (\Gamma_L + \Gamma_S)/2$, $\Gamma_{L/S}$ - полные ширины распада D_L^0, D_S^0 -мезонов),

предсказывая разность масс долго- и короткоживущих состояний D_L и D_S : $\Delta m_D = m(D_L) - m(D_S)$ вблизи экспериментальной верхней границы $(10^{-12} \div 4 \cdot 10^{-13}) \text{ ГэВ}^3$. Это позволяет связать появление $\mu^\pm e^\pm, \mu^\pm \mu^\pm$ пар в $\nu N, \bar{\nu} N$ -экспериментах: $R_{\nu(\bar{\nu})} = \sigma(\nu(\bar{\nu})N \rightarrow l_i^\pm l_j^\pm X) / \sigma(\nu(\bar{\nu})N \rightarrow l_i^\pm l_j^\pm X) \gtrsim 10^{-1}$ для $E_{\nu(\bar{\nu})} > 40 \text{ ГэВ}$, ($l_{ij} = e^\pm, \mu^\pm$) с лептонами распада смешанных $D^0 \rightleftharpoons \bar{D}^0$ -состояний: $\Gamma(D^0(\bar{D}^0)) \rightarrow l^-(\bar{l}) \bar{\nu}_l(\nu_l) X^{+(-)} / \Gamma(D^0(\bar{D}^0)) \rightarrow l^+(\bar{l}) X^{-(+)} \nu_l(\bar{\nu}_l) = \rho_D | (1 \mp \epsilon_D) / (1 \pm \epsilon_D) |^2 \sim (4 \div 20) \cdot 10^{-2}$, (ϵ_D - параметр CP-нарушения в системе D^0, \bar{D}^0). Механизм ассоциативного рождения чарма, который мог бы в рамках стандартной модели порождать основной фон для процессов, обусловленных $D^0 \rightleftharpoons \bar{D}^0$ -осцилляциями, дает ожидаемую величину $R_{\nu(\bar{\nu})}$ на один два порядка меньше экспериментальных значений⁴. Кроме того, этот механизм плохо воспроизводит наблюдаемую независимость параметра $R_{\nu(\bar{\nu})}$ от энергии нейтрино (антинейтрино), отвечающую скорее процессам с осцилляциями D^0, \bar{D}^0 -мезонов (см. рис. 1).

2. Переход к физическим состояниям фермионов в лагранжиане (1), связанный с диагонализацией их массовой матрицы, осуществляется двумя механизмами²: а) "горизонтальным" (кабиббовским) смешиванием поколений, и б) смешиванием обычных $q^u(q^d)$ и "зеркальных" $Q^u(Q^d)$ -кварков внутри каждого поколения: $(d_i)_L(R) \rightarrow (d_i c_i^d + D_i s_i^d)_{L(R)}$, $(D_i)_L(R) \rightarrow (-d_i s_i^d + D_i c_i^d)_{L(R)}$, $(u_i)_L(R) \rightarrow (u_i c_i^u + U_i s_i^u)_{L(R)}$, $(U_i)_L(R) \rightarrow (-u_i s_i^u + U_i c_i^u)_{L(R)}$, i - номер поколения, $c_i = \cos \theta_i$, $s_i = \sin \theta_i$, $i = 1, 2, \dots$. Отличие матрицы левосторонних слабых заряженных токов (V_{ij}^L) от соответствующей матрицы, получаемой в стандартной ($SU(2)_L \times U(1)$ -модели и соответствующая модификация параметров взаимодействия слабых нейтральных токов находятся в пределах экспериментальных ошибок, если выполнены

отношения

$$|s_1^{u(d)}|_{L(R)} \lesssim 0,3, \quad (s_1^{u(d)})_L = (s_1^{u(d)})_L^t, \quad (2)$$

где $(s_i^{u(d)})^t$ - соответствующие параметры смешивания лептонов.

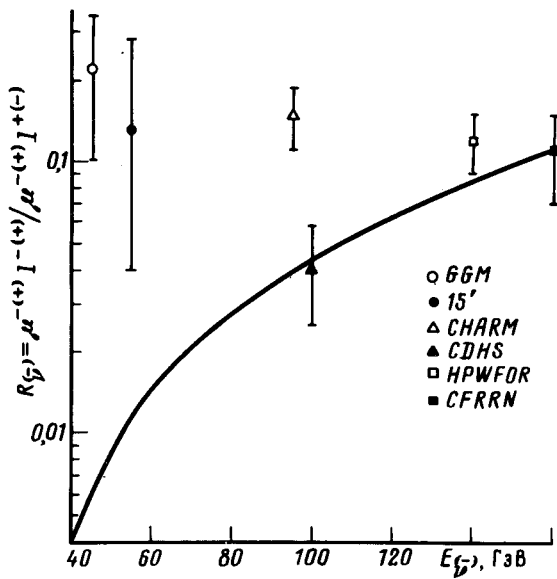


Рис. 1. Отношение выхода дилептонов одинакового знака к разному $R_{ll}^{(++)}$ в зависимости от энергии (анти) нейтрино⁸. Сплошная кривая — отношение выхода ассоциированного чарма⁹ к одиночному¹⁰, нормированное на точку группы CFRRN

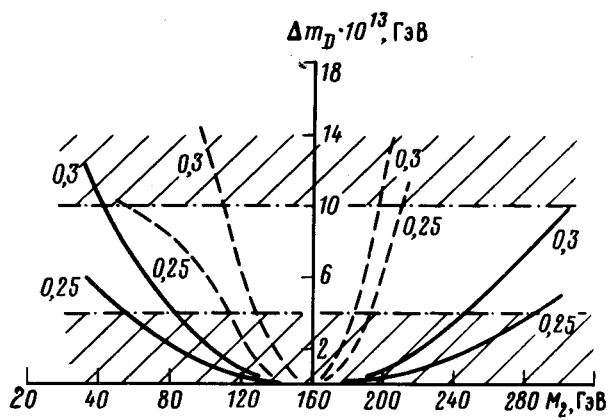


Рис. 2. Зависимость параметра Δm_D от массы $S, (D)$ -кварка (M_2) при фиксированной массе $D, (S)$ -кварка ($M_1 = 160$ ГэВ) и двух заданных значениях параметра $|s_{1L}^{d,u}| = 0,25; 0,3$, сплошная линия — вариант (1), пунктирная линия — вариант (2), для случая $M_{WR} > M_{WL}$, штриховыми линиями выделена область значений $\Delta m_D = (10^{-12} \div 4 \cdot 10^{-13})$ ГэВ

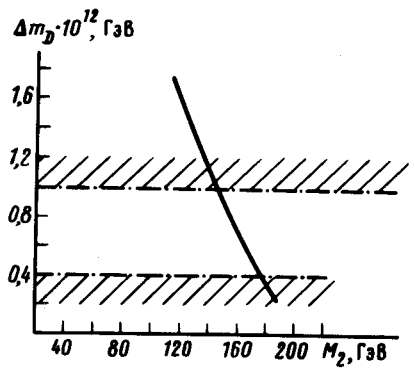


Рис. 3. Зависимость параметра Δm_D (вариант (2)) от массы $S, (D)$ -кварка (M_2) при фиксированной массе $D, (S)$ -кварка ($M_1 = 200$ ГэВ), $M_{WR} = 160$ ГэВ и $|s_{1L}^{d,u}| = 0,25$, штриховыми линиями выделена область значений $\Delta m_D = (10^{-12} \div 4 \cdot 10^{-13})$ ГэВ

Удвоение фермионного спектра позволяет в рассматриваемой модели построить механизм компенсации типа ГИМ не только для LL - и RR -диаграмм, но и для диаграмм с излучением W_L, W_R -бозонов (LR -диаграммы)^{2,5}. Это приводит к полезным соотношениям между массами кварков (q_i, Q_i) и параметрами смешивания (s_i). Так для случая двух поколений фермионов имеем:

$$\left[s_{2L} = \left(s_{1L} + \frac{m_2}{M_2} s_{1R} \right)^{u(d)}, \left[s_{2R} = \left(s_{1R} + \frac{m_2}{M_2} s_{1L} \right)^{u(d)}, \left[M_2 = \left(M_1 - \frac{m_2}{s_{1L} s_{1R}} \right)^{u(d)}, \right. \right. \quad (3)$$

$$\left[s_{2L} = \frac{M_1}{M_2} \left(s_{1L} + \frac{m_2}{M_2} s_{1R} \right)^{u(d)}, \left[s_{2R} = \frac{M_1}{M_2} \left(s_{1R} + \frac{m_2}{M_2} s_{1L} \right)^{u(d)}, \left[M_2 = \sqrt{M_1^2 + \frac{m_2 M_2}{s_{1L} s_{1R}}} \right]^{u(d)}, \quad (4)$$

где $m_{1,2}^{u(d)}$ — массы $u(d), c(s)$ -кварков, $M_{1,2}^{u(d)}$ — массы дублирующих $U, (C), D, (S)$ -кварков, $m_1^{u(d)} \ll m_2^{u(d)}$, формулы (3) и (4) относятся к вариантам (1) и (2) соответственно.

3. Проведя в унитарной калибровке стандартные вычисления квадратичных (LL) , (LR) и (RR) диаграмм с обментами обычными и "зеркальными" кварками, найдем главные вклады в параметр Δm_D :

$$(\Delta m_D)_{LL} = G_D^{LL} \sum_{i,j=d,s,D,S} (V_{ui}^L V_{cj}^L V_{uj}^L V_{ci}^L) \left[-\frac{3}{4(1-y_i)(1-y_j)} + \frac{f(y_i) - f(y_j)}{y_i - y_j} \right], \quad (5)$$

где $f(y_i) = y_i(1 - 2y_i + y_i^2/4)/(1 - y_i)^2$; $(M_{W_L}^2, y_i) = (m_d^2, (m_s^2), (M_D^2, (M_S^2)))$, $i = d, (s), (D, (S))$; $G_D^{LL} = (G_F^2/6\pi^2)f_D^2 m_D M_{WL}^2$, $f_D = 0,3$ ГэВ, m_D — масса D -мезона, $(\Delta m_D)_{LL}, (LR); (RR)$ — вклады $LL, (LR); (RR)$ -диаграмм, $V_{ij}^{L(R)}$ — элементы матрицы левосторонних (правосторонних) слабых заряженных токов; переход к $(\Delta m_D)^{RR}$ легко осуществляется заменами $V_{ij}^L \rightarrow V_{ij}^R$, $M_{WL} \rightarrow M_{WR}$:

$$(\Delta m_D)_{LR} = G_D^{LR} \sum_{i,j=d,s,D,S} (V_{ui}^L V_{cj}^R V_{uj}^R V_{ci}^L M_i M_j) \left[\frac{3b^2 I_n b}{4(1-b)(q_i - b)(q_j - b)} - (f(b, y_i) - f(b, y_j))/(y_i - y_j) \right], \quad (6)$$

где $G_D^{LR} = -(G_F^2/4\pi^2)f_D^2 b m_D h_D$; $b = (M_{WR}/M_{WL})^2$; $h_D = (m_D/(m_c + m_u) + 1/6)$, $f(b, y_i) = y_i[b - (1 + b)y_i/4 + y_i^2/4]/(1 - y_i)(b - y_i)$. Используя аналогичные выражения, легко найти также параметр Δm_K , для системы K^0, \bar{K}^0 -мезонов.

4. Из выражений (2) ÷ (6) следует, что верхняя граница $(\Delta m_D) \sim (4 \cdot 10^{-13} \div 10^{-12})$ ГэВ легко достигается в случае неравенства углов смешивания левосторонних и правосторонних кварков ($|s_{1,2}|_L \gg |s_{1,2}|_R$, $|s_{1L}| = (1/5 \div 1/3)$). Массы D - и S -кварков могут быть отнесены при этом к диапазону $40 \div 250$ ГэВ, доступному для изучения на современных экспериментальных установках. На рис. 2 и рис. 3 в качестве примера показаны зависимости параметра Δm_D от массы одного из "нижних" дублирующих кварков M_2 , когда масса M_1 второго "нижнего" кварка фиксирована, для случаев $M_{WR} \gg M_{WL}$ и $M_{WR} = 160$ ГэВ соответственно. При условии равенства углов смешивания ($|s_{1L}^{(d)}| = |s_{1R}^{(d)}|$) насыщенные

верхней границы (Δm_D) возможно, если только массы D, S -кварков, $M_{D,S} \gtrsim 10$ ТэВ. Этот вывод остается в силе и для $SU(2) \times U(1)$ -модели с истинно зеркальными кварками. Вместе с тем, как в случае ($|s_{1,2}^L| \gg |s_{1,2}^R|$), так и при ($|s_{1,2}^L| = |s_{1,2}^R|$) необходимое условие $(\Delta m_K) < 3,5 \cdot 10^{-15}$ ГэВ выполняется, если $|s_{1L}^u| < 0,3$ и $M_{U,C} \lesssim 200$ ГэВ. В данном подходе представляется интересной возможность связать редкие события с большими потерянными импульсами, наблюдаемые на $p\bar{p}$ -коллайдере CERN ⁶ с процессами образования и распада новых адронных состояний ⁷, включающих "зеркальные" кварки с массами $M_Q \sim 150 \div 180$ ГэВ. В этом случае важен поиск новых кварков с массами более 40 ГэВ.

Вариант (2) рассматриваемой модели замечателен тем, что в его рамках допускается существование и относительно легких W_R -бозонов: $M_{W_L} \lesssim M_{W_R} \lesssim 500$ ГэВ. Распады "легких" W_R -бозонов также могли бы служить одним из источников редких событий с большими потерянными импульсами ($M_{W_R} \sim 150 \div 180$ ГэВ ^{4,7}).

В заключение авторы выражают свою признательность за полезные обсуждения Б.А.Арбузову, С.С.Герштейну и Ю.П.Никитину, а также С.Н.Грудцину за помощь в расчетах по ЭВМ.

Литература

1. Pati J.C., Salam A. Phys. Rev., 1973, D8, 1240; 1974, D10, 275.
2. Liparteliani A.G., et al. Proc. of Intern. Conf. Neutrino 77, Baksan Valley. USSR. 1977, v. 2, p. 302, "Nauka", Moscow, 1978; ЯФ, 1978, 27, 1365.

3. Particle Data Group – Rev. Mod. Phys., 1980, 56, №2.
4. *Langacker P.* Preprint UPR-0270T, 1984.
5. *Liparteliani A.G., et al.* Proc. of XXII-Intern. Conf. on High Energy Phys., Leipzig, DDR, 1984; Preprint IHEP-85-09 1985, Serpukhov.
6. CERN Courier, 1984, 24, 139.
7. *Герштейн С.С., Джикия Г.В., Пирогов Ю.Ф.* ЯФ, 1984, 40, 1500.
8. *Fisk H.E.* Preprint Fermilab-Conf-81/73-EXP, 1981; *Haatuft A. et al.* Preprint CERN-EP/83-16, 1983.
9. *Hagiwara K.* Nucl. Phys., 1980, B173, 487.
10. *Lai G.* Phys. Rev., 1978, D18, 1422.

Институт физики высоких энергий

Поступила в редакцию
28 марта 1985 г.
28 августа 1985 г.