Письма в ЖЭТФ, том 50, вып. 5, стр. 229 – 232 *10 сентября 1989 г.*

СМЕШИВАНИЕ *B*-МЕЗОНОВ И ДИНАМИЧЕСКИЙ ФЛЕЙВОР

Дж. Л. Чкареули

Показано, что горизонтальное калибровочное взаимодействие киральной симметрии поколений $SU(3)_H$ естественно объясняет большое B_d^0–$\bar{B}_d^0$-смешивание при легком t-кварке ($m_t \leqslant M_W$), не возмущая при этом заметно переходы K^0–$\bar{K}^0$. Предсказывается смешивание в системе B_s^0–B_s^0 существенно более слабое, чем в стандартной модели.

1. Обнаружение на опыте большого B_d^0–B_d^0-смешивания [1] в рамках стандартной модели (СМ) с необходимостью ведет к заключению о том, что масса t-кварка должна быть достаточно велика $m_t = 100 \div 150$ ГэВ [2]. С другой стороны, был предпринят ряд попыток объяснить это явление и при легком t-кварке ($m_t \leqslant M_W$, M_W – масса W-бозона) за пределами СМ – в рамках четырех поколений кварков, суперсимметричного расширения СМ, расширения хиггсовского сектора СМ и т.д. (см. обзор [3]).

Здесь мы рассмотрим B_d^0–$\bar{B}_d^0$-смешивание в модели киральной локальной симметрии поколений $SU(3)_H$ [4] и покажем, что именно этот процесс определяет шкалу горизонтального калибровочного взаимодействия $SU(3)_H$.

2. Модель, помимо обычных (по $SU(2) \otimes U(1)$) кварков и лептонов, образующих, по предположению, киральные триплеты $SU(3)_H$ [4]

$$L_\alpha = \binom{u}{d}_{L\alpha}, \quad R^\alpha = (u, d)_R^\alpha, \quad \alpha = 1, 2, 3 \ \ (SU(3)_H) \tag{1}$$

и стандартного электрослабого скаляра φ, содержит горизонтальные хиггсовские мультиплеты

$$\xi^\alpha, \sigma^\alpha, \eta^\alpha; \ \ \chi_{\{\alpha\beta\}} \tag{2}$$

спонтанно нарушающие $SU(3)_H$-симметрию. Потенциал Хиггса имеет вид

$$P_H = P_0 + h\epsilon_{\alpha\beta\gamma}\xi^\alpha\sigma^\beta\eta^\gamma, \tag{3}$$

где P_0 содержит стандартные полиномы этих полей, а второй член гарантирует (при любом значении константы h) ортогональность вакуумных средних (ВС) триплетов ξ, σ и η. В результате практически в общем случае имеем ВС последних и секстета χ вида

$$\langle \xi^\alpha \rangle = \xi\delta_1^\alpha,\ \langle \sigma^\alpha \rangle = \sigma\delta_2^\alpha,\ \langle \eta^\alpha \rangle = \eta\delta_3^\alpha;\ \langle \chi_{\{\alpha\beta\}} \rangle = \chi\delta_\alpha^3\delta_\beta^3\ . \tag{4}$$

С другой стороны, эти же поля образуют эффективные юкавские связи верхних и нижних кварков

$$\bar{L}^\alpha u_R^\beta \frac{\varphi}{M_U}\Delta_{\alpha\beta}^n G_n^u,\ \ \bar{L}^\alpha d_R^\beta \frac{\bar{\varphi}}{M_D}\Delta_{\alpha\beta}^n G_n^d,\ n = 0, 1, 2 \tag{5}$$

($\Delta^0 = \chi_{\{\alpha\beta\}}$, $\Delta_{\alpha\beta}^1 = \epsilon_{\alpha\beta\gamma}\xi^\gamma$, $\Delta_{\alpha\beta}^2 = \epsilon_{\alpha\beta\gamma}\eta^\gamma$; $G_n^{u,d}$ – константы), где $M_{U,D}$ – массовые регуляторы, связанные с массами "промежуточных" тяжелых скаляров [5] или фермионов [6]. Заметим, что связи (5), в отличие от юкавских связей СМ, обладают также симметрией Печчеи–Куинн [7], поскольку соответствующий заряд Y может быть непосредственно приписан горизонтальным скалярам χ, ξ и η ($Y_\chi = Y_\xi = Y_\eta$). В то же самое время соотношение между $U(1)_{PQ}$ – зарядами триплетов $Y_\xi + Y_\sigma + Y_\eta = 0$, следующее из потенциала Хиггса этих полей (3), запрещает одному из триплетов – в нашем случае триплету σ^α – образовать юкавские связи типа (5). В итоге из связей (5) и ВС полей χ, ξ и η (4) для массовых матриц верхних и нижних кварков мы получаем конкретный анзац Фрича [8] с антисимметричным смешиванием между поколениями

$$\hat{m}^u = S^u(\chi) + A^u(\xi,\eta),\ \hat{m}^d = S^d(\chi) + A^d(\xi,\eta). \tag{6}$$

Элементы этих матриц $\hat{m}_{\alpha\beta}$ ($\alpha\beta = 33, 23, 12$) следуют иерархии, задаваемой иерархией ВС, для которой мы принимаем

$$\chi : \xi : \eta = 1 : p : p^3,\ \ \sigma : \chi = 1 : p\ \ (p \approx 0{,}15) \tag{7}$$

исходя в первом случае из наблюдаемого спектра масс кварков, а во втором – из условия $\Delta M_K^H \lesssim \Delta M_K^W$ (см. р. 3).

3. Рассмотрим теперь динамические следствия модели. Калибровочные связи горизонтальных бозонов $SU(3)_H$ в силу кирального наполнения фермионов (левые кварки – триплеты, правые – антитриплеты, см. (1)) имеет вид

$$\frac{1}{2} g_H H_\mu^A [\bar{L}\lambda_A\gamma_\mu L - \bar{R}\lambda_A^T\gamma_\mu R]\ \ A = 1, \ldots, 8 \tag{8}$$

где λ_A – матрицы Гелл–Манна. Массовый спектр бозонов H^A определяется фактически только двумя скалярами в наборе (2), триплетом σ^α и секстетом $\chi_{\{\alpha\beta\}}$, развивающими наибольшие ВС в модели (см. (7), $\chi^2 = p^2\sigma^2 \ll \sigma^2$)

$$M_{1,2,6,7}^2 = \frac{g_H^2}{2}\sigma^2,\ \ M_{4,5}^2 = g_H^2\chi^2,\ \ M_{8-3}^2 = g_H^2\sigma^2,\ \ M_{8+3}^2 = 4g_H^2\chi^2, \tag{9}$$

где $M_{8\pm3}^2$ отвечают двум суперпозициям бозонов $H^{8\pm3} = \dfrac{H^8/\sqrt{3} \pm H^3}{\sqrt{2}}$.

Киральные калибровочные связи массивных H-бозонов приводят к эффективным четырехфермионным взаимодействиям, не сохраняющим кварковый флейвор как через обмены "заряженными" бозонами $\dfrac{H^A \pm iH^{A+1}}{\sqrt{2}}$ ($A = 1, 4, 6$), так и – после диагонализации массо-

вых кварков $\hat{m}^u$ и $\hat{m}^d$ (6) – через обмены "нейтральными" бозонами $H^{8\pm3}$. В секторе нижних кварков для матричных элементов переходов $K^0-\bar{K}^0$, $B_d^0-\bar{B}_d^0$ и $B_s^0-\bar{B}_s^0$ будем иметь

$$T_K \approx [\frac{2}{\sigma^2} e^{i\alpha} + \frac{1}{\chi^2}(\frac{1}{4} s_1^2 + s_2^2 e^{i\beta})]\rho_K O_{LL}^K,$$

$$T_{B_d} \approx [\frac{1}{\chi^2} e^{i\beta}]\rho_B O_{LL}^{B_d}, \quad T_{B_s} \approx [\frac{2}{\sigma^2} e^{i\gamma} + \frac{1}{\chi^2} s_1^2 e^{i\beta}]\rho_B O_{LL}^{B_s} \tag{10}$$

опуская в $T_P = \langle P|-\mathcal{L}_{eff}|\bar{P}\rangle$ $(P = K, B_d, B_s)$ малые члены порядка $\frac{\rho_K}{\sigma^2} s_{1,2}^2$, $\frac{1}{4\chi^2} s_{1,2}^2$, $\frac{\rho_K}{\chi^2} s_1^2 s_2^2$ и т.д. Для обкладок от произведений левых токов O_{LL}^P, правых токов O_{RR}^P и левых и правых токов O_{LR}^P мы приняли повсюду в (10) в приближении вакуумного "прокладывания"

$$O_{RR}^P = O_{LL}^P; \quad O_{LR}^P = -\rho_P O_{LL}^P, \quad \rho_{B_d} \approx \rho_{B_s} \approx 1{,}4 \quad (m_b = 4{,}7 \text{ ГэВ}) \tag{11}$$

и $\rho_K = 5{,}8$ для $m_s = 150$ МэВ [9]. Синусы s_1 и s_2 $(c_1 \approx c_2 \approx 1)$ и фазы α, β и γ связаны с диагонализацией массовой матрицы $\hat{m}^d$. Последние возникают только в произведениях "заряженных" токов с генераторами $\lambda_1 \pm i\lambda_2$ (фаза α), $\lambda_4 \pm i\lambda_5$ (фаза β) и $\lambda_6 \pm i\lambda_7$ (фаза γ); диагональные генераторы λ_3 и λ_8 коммутируют с фазовыми матрицами кварков. Для матрицы $\hat{m}^d$ общего вида (6) с произвольными комплексными элементами имеем

$$s_1 = (m_d/m_s)^{1/2}, \quad s_2 = (m_s/m_b)^{1/2}; \quad \alpha = \pi, \quad \beta = 0, \quad \gamma = \pi. \tag{12}$$

Из выражений (10) с фазами (12) следуют два основных результата данной работы. Во-первых, горизонтальное калибровочное взаимодействие $SU(3)_H$ в переходах $K^0-\bar{K}^0$, $B_d^0-\bar{B}_d^0$ и $B_s^0-\bar{B}_s^0$ автоматически сохраняет CP-инвариантность. И, во-вторых, вклады в разность масс ΔM_K от обмена "изотопическими" бозонами $\frac{H^1 \pm iH^2}{\sqrt{2}}$ и бозонами U-спина $\frac{H^4 \pm iH^5}{\sqrt{2}}$ имеют противоположные знаки и сокращают друг друга, в то время как весь вклад в разность масс ΔM_{B_d} обусловлен бозонами U-спина и такое сокращение отсутствует.

Обратимся теперь конкретно к $B_d^0-\bar{B}_d^0$ смешиванию. Для анзаца Фрича (6)

$$|V_{td}| \approx (m_d/m_s)^{1/2}|V_{ts}| \approx (m_d/m_s)^{1/2}|V_{cb}| \approx 0{,}01 \quad (|V_{cb}| = 0{,}045) \tag{13}$$

обычный слабый "бокс" при массе t-кварка $m_t = 70$ ГэВ и константе $B^{1/2} f_B = 0{,}12$ приводит к значению параметра смешивания $x_d^W = 0{,}12$, что существенно меньше наблюдаемого значения $x_d = 0{,}73 \pm 0{,}18$ [1]. Полагая вклад от горизонтального взаимодействия $x_d^H = 0{,}6$, найдем из T_{B_d} (10) его шкалу

$$x_d = x_d^W + x_d^H = 0{,}72, \quad \chi = 450 \text{ ТэВ}. \tag{14}$$

Из этой шкалы можно получить шкалу σ, требуя полное или частичное сокращение в T_K (10) вкладов от разных бозонов. При полном сокращении эта шкала оказывается (используя углы (12) с $m_d/m_s = 1/20$, $m_s/m_b = 1/35$ и параметр $\rho_K = 5{,}8$) $\sigma \approx 3000$ ТэВ, что как раз отвечает принятой нами иерархии ВС (7). Вследствие высокой шкалы χ (и σ) в модели и все другие процессы с несохранением кваркового и (или) лептонного флейвора должны протекать крайне медленно. Так, наиболее "разрешенный" в ней распад $b \to d + \tau + \tilde{e}$ идет с относительным весом $\sim 10^{-10}$.

Что касается $B_s^0-\bar{B}_s^0$ смешивания, то как можно видеть из T_{B_s} (10) и значений шкал χ и σ, вклад горизонтального взаимодействия в это смешивание пренебрежимо мал и оно практически полностью обусловлено обычным слабым "боксом". Важная сигнатура для него состо-

ит в том, что оно теперь существенно меньше, чем в стандартной модели с большим m_t

$$x_s \approx x_s^W = \frac{x_d^W}{x_d} x_s^{st} = R x_s^{st}, \tag{15}$$

где отношение R в общем случае – для массы t-кварка $m_t = 70$ ГэВ, $x_d = 0{,}7$ и $|V_{td}| \leqslant 0{,}02$ – ограничено сверху значением $R \leqslant 0{,}6$, а для обсуждаемого анзаца Фрича ($|V_{td}| = 0{,}01$, $x_d^W = 0{,}12$, см. (13)) равно $R \approx 1/6$. Численно x_s для $m_t = 70$ ГэВ равен $x_s \approx 2{,}4$. Наблюдение на опыте значения x_s, близкого к указанному, вместе с информацией об отсутствии четвертого поколения кварков (единственная известная автору модель, в которой в принципе возможны столь малые x_s [3]) могло бы дать серьезное основание предложенному здесь подходу.

Основные результаты данной работы были доложены на XXIV Морионской конференции (5–12 марта 1989 г., Лез-Арк, Франция). Автор искренне признателен З.Г.Бережиани, М.В.Данилову, Г.Р.Двали, Е.Паскосу, К.А.Тер-Мартиросяну, Ж.-М.Фриру и В.Шмидту-Парсифалю за полезные обсуждения.

Литература

1. *Albrecht H. et al.* Phys. Lett. B, 1987, **186**, 247.
2. *Ellis J. et al.* Phys. Lett. B, 1987, **192**, 201.
3. *Ali A.* DESY preprint, 87-083, 1987.
4. *Чкареули Дж.Л.* Письма в ЖЭТФ, 1980, **32**, 684.
5. *Бережиани З.Г., Чкареули Дж.Л.* ЯФ, 1983, **37**, 1043.
6. *Berezhiani Z.G.* Phys. Lett. B, 1985, **150**, 177.
7. *Peccei R.D., Quinn H.R.* Phys. Rev. D, 1977, **16**, 1791.
8. *Fritzsch H.* Nucl. Phys. B, 1979, **155**, 189.
9. *Datta A., Raychaudhuri A.* Phys. Rev. D, 1983, **28**, 1170.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
25 июля 1989 г.