

О ВОЗМОЖНОМ ПРОИСХОЖДЕНИИ НАТУРАЛЬНОГО СОХРАНЕНИЯ АРОМАТОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С НЕЙТРАЛЬНЫМИ ХИГГСОВСКИМИ БОЗОНАМИ

Н.Г.Уральцев

Показано, что в моделях техницвета массы нейтральных псевдоголдстоуновских бозонов, взаимодействующих с кварками и лептонами с несохранением ароматов, автоматически приобретают порядок величины $M \sim (m_q \Lambda_{TC})^{1/2} \sim 0,2 \div 1$ ТэВ за счет юкавского взаимодействия. Это приводит к тому, что эффективный лагранжиан, в котором сохранены только легкие хиггсовские бозоны, удовлетворяет условию натурального сохранения ароматов.

Минимальная $SU(2)_L \times U(1)$ теория электрослабых взаимодействий с одним хиггсовским дублетом содержит единственный скалярный бозон σ , взаимодействие которого с фермионами не меняет их ароматов. При увеличении числа хиггсовских полей, взаимодействующих с фермионами, в общем случае появляются нейтральные скалярные частицы, обмен которыми индуцирует нейтральные токи с нарушением ароматов. Условием "натурального" отсутствия таких процессов является, как известно, требование, чтобы фермионам с заданным электрическим зарядом давало бы массу всего одно хиггсовское поле¹. В различных моделях техницвета при попытках обеспечить реалистическую массовую матрицу обычных фермионов часто возникает ситуация, когда техницветовой аналог этого условия не выполняется, т. е. токовая масса фермионов с одним электрическим зарядом появляется благодаря вакуумным конденсатам нескольких техникварков. В этом случае нарушение ароматов в нейтральных точках особенно опасно, так как оно может индуцироваться псевдоголдстоуновскими бозонами (ПГБ), имеющими малую массу.

В настоящей статье демонстрируется, что в теориях типа техницвета при учете радиационных эффектов, связанных с "расширенным" техницветовым (ЕТС) взаимодействием, вообще говоря все легкие нейтральные бозоны, нарушающие ароматы, и соответствующие заряженные ПГБ приобретают большую массу. (Обмен ЕТС-бозонами при низких энергиях имитирует обычное юкавское взаимодействие). В результате эффективный низкоэнергетический лагранжиан теории содержит не более трех дублетных хиггсовских полей, дающих массы $Q = -1/3$, $Q = 2/3$ -кваркам и лептонам соответственно, и произвольное число дублетов, не взаимодействующих с кварками и лептонами.

Для вычисления масс ПГБ мы будем, как и в², использовать метод эффективного лагранжиана; справедливость такого вычисления будет подтверждена с помощью алгебры токов.

Рассмотрим простейший случай, когда хиггсовские дублеты φ_1 и φ_2 дают массы $Q = -1/3$ кваркам, а остальные дублеты φ_i , $i = 3, \dots, n$, не взаимодействуют с фермионами:

$$-\mathcal{L}_Y = \sum_{i,j} h^{ij} [\bar{d}_R^i d_L^j \varphi_1^{(0)*} + \bar{d}_R^i u_L^j \varphi_1^{(+)*}] + \sum_{i,j} h_2^{ij} [\bar{d}_R^i d_L^j \varphi_2^{(0)*} + \bar{d}_R^i u_L^j \varphi_2^{(+)*}]. \quad (1)$$

Здесь i, j — индексы поколений фермионов.

ПГБ появляются из-за того, что в скелетном приближении собственный хиггсовский потенциал $V(\varphi_1, \dots, \varphi_n)$ инвариантен относительно независимых $SU(2) \times U(1)$ вращений любого из дублетов². При развитии (вещественных) вакуумных средних v_i

$$\varphi_k = \begin{pmatrix} \varphi_k^{(+)} \\ \varphi_k^{(0)} \end{pmatrix}, \quad \langle \varphi_k^{(0)} \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} v_k, \quad \varphi_k^{(0)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (v_k + \sigma_k + i H_k) \quad (2)$$

все заряженные состояния $\varphi_i^{(\pm)}$, а также нейтральные H_i будут псевдоголдстоуновскими, причем комбинации

$$g^{(\pm)} = 1/v \sum_i v_i \varphi_i^{(\pm)}, \quad g^{(0)} = 1/v \sum_i v_i H_i^{(0)}, \quad v^2 = \sum_i v_i^2 \quad (3)$$

являются истинными голдстоуновскими бозонами, утяжеляющими W^\pm и Z .

Взаимодействие (1) дает вклад в однопетлевой потенциал Коулмана — Вайнберга³

$$\delta V = -\frac{1}{2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \text{Sp} \ln \left(1 - \frac{mm^+(\varphi)}{k^2} \right) \simeq -\frac{N_c}{8\pi^2} \Lambda^2 \{ \text{Tr}(h_1^+ h_1)(\varphi_1^+ \varphi_1) + \\ + \text{Tr}(h_2^+ h_2)(\varphi_2^+ \varphi_2) + \text{Tr}(h_2^+ h_1)(\varphi_1^+ \varphi_2) + \text{Tr}(h_1^+ h_2)(\varphi_2^+ \varphi_1) \}. \quad (4)$$

Мы ограничились здесь лишь членами второго порядка по юкавским константам; Λ — масштаб ультрафиолетового обрезания. След в последнем члене означает суммирование лишь по поколениям кварков.

Потенциал (4), нарушающий инвариантность относительно независимых унитарных вращений φ_1 и φ_2 , приводит к появлению одинаковой массы M^2 состояний²

$$\chi^{(+)} = (v_2 \varphi_1^{(+)} - v_1 \varphi_2^{(+)}) / v_{12}, \quad \chi^{(0)} = (v_2 H_1 - v_1 H_2) / v_{12}, \quad (5)$$

$$M^2 = \frac{N_c}{8\pi^2} | \text{Tr} h_1^+ h_2 | \Lambda^2 (x_{12} + 1/x_{12}), \quad x_{12} = v_1/v_2, \quad v_{12}^2 = v_1^2 + v_2^2. \quad (6)$$

Для оценки порядка величины M^2 положим $| \text{Tr} h_1^+ h_2 | \simeq m_b^2 / v_1 v_2$, $N_c = 3$, $x_{12} + 1/x_{12} \simeq 2$, $v_{12} \simeq 150$ ГэВ, $m_b \simeq 4,5$ ГэВ. В модели техницвета величина ультрафиолетового обрезания $\Lambda \sim \Lambda_{\text{TC}} (m_q^{-1} \Lambda_{\text{TC}})^{1/2}$. Тогда при $\Lambda_{\text{TC}} \simeq 1$ ТэВ имеем $M \simeq 175$ ГэВ. Если же юкавские константы соответствуют массе наиболее тяжелого кварка, например, $m_q \simeq 70$ ГэВ, то $M \simeq 700$ ГэВ.

Оставшиеся $n - 2$ безмассовые нейтральные голдстоуновские бозоны должны быть ортогональны к "тяжелому ПГБ" (5), поэтому компоненты полей φ_1 и φ_2 должны входить в них в той же комбинации $v_1 \varphi_1 + v_2 \varphi_2$, что и в выражении (3) для истинных голдстоуновских бозонов $g^{(\pm)}$ и $g^{(0)}$. Поэтому взаимодействие легких нейтральных ПГБ с фермионами будет диагонально по ароматам; в этом легко убедиться и непосредственно.

Определим новые дублетные поля

$$\Phi = (v_1 \varphi_1 + v_2 \varphi_2) / v_{12}, \quad \chi = (v_2 \varphi_1 - v_1 \varphi_2) / v_{12}. \quad (7)$$

Взаимодействие с фермионами в соответствии с (5) дает большую массу (6) именно компонентам поля χ . В то же время вакуумное среднее поле χ , очевидно, равно нулю. Поэтому с точки зрения легких ПГБ имеется всего одно хиггсовское поле Φ , дающее массы $Q = -1/3$ -кваркам, и $n - 2$ дублета, не взаимодействующих с фермионами.

Заметим, что масса M^2 (6) намного превышает обычные массы ПГБ m^2 . Поэтому, если взаимодействие типа (1) и не является единственным источником их масс, смешивание компонент поля χ с легкими ПГБ все же будет малым $\sim m^2/M^2$ (m — "обычная" масса легких ПГБ).

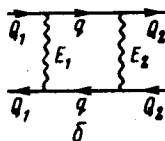
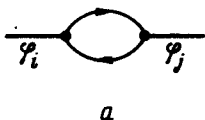
Несложно убедиться, что и в общем случае, когда произвольное число скалярных полей дает массу $Q = -1/3$, $Q = 2/3$ -кваркам и лептонам, все комбинации нейтральных ПГБ, меняющие ароматы, вместе с соответствующими заряженными ПГБ приобретут большую массу порядка (6). Легкими могут оставаться только состояния типа Φ (7), заведомо сохраняющие ароматы при своем обмене. При этом низкоэнергетическая феноменология ПГБ будет описываться упомянутой выше схемой с натуральным сохранением ароматов ¹, содержащей не более трех дублетов хиггсовских полей, взаимодействующих с кварками и лептонами. Подчеркнем, что при этом вполне может возникнуть, например, и минимальный вариант всего с одним хиггсовским полем.

Тяжелые ПГБ при низких энергиях могут проявляться благодаря появлению нейтральных токов, нарушающих ароматы. Наиболее жесткое ограничение на массы соответствующих бозонов дает $K_L^0 - K_S^0$ расщепление: псевдоскаляр P , имеющий sd связь

$$\xi m_s / 2v \bar{s} i \gamma_5 d P + h.c., \quad v = 250 \text{ ГэВ} \quad (8)$$

должен иметь массу $m_p > |\xi| 1,8 \text{ ТэВ}$ (на скалярную связь получается более слабое ограничение $m_s > |\xi| 0,5 \text{ ТэВ}$). Таким образом, величина массы (6) буквально недостаточна для необходимого подавления $K - \bar{K}$ -переходов. Однако неопределенности как в массе (6), так и в возникающих недиагональных связях (8) не позволяют сделать окончательного заключения. Что же касается других распадов ($\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+$, $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $K^+ \rightarrow \pi^+ e^- \mu^+$, $\mu \rightarrow e \gamma$ и т. д.), то при естественных значениях связей типа (8) для масс соответствующих бозонов получается ограничение не лучше, чем $m \gtrsim 150 \text{ ГэВ}$. Заметим, что возможное подмешивание тяжелых ПГБ к легким (см. выше) в процессах типа $K \rightarrow \bar{K}$, где изменение ароматов должно происходить дважды, дает пренебрежимо малый вклад, а в распадах с однократным изменением ароматов может быть того же порядка, что и рассмотренный обмен тяжелым бозоном.

Представляется важным подчеркнуть, что в предложенном механизме подавления меняющих ароматы нейтральных токов использовалось лишь два свойства техницветовых теорий — наличие глобальных симметрий (точных или приближенных) до учета радиационных поправок и наличие физического масштаба ультрафиолетового обрезания. Поэтому этот механизм мог бы оказаться более общим и не связанным с идеей техницвета.



В заключение докажем справедливость оценок (4) — (6) в рамках представлений о техницвете. Рассмотрим конкретно схему с одним дублетом обычных фермионов $q = (u, d)$ и двумя дублетами техникварков $Q_1 = (U_1, D_1)$ и $Q_2 = (U_2, D_2)$, причем $\langle \bar{Q}_1 Q_1 \rangle \neq 0$, $\langle \bar{Q}_2 Q_2 \rangle \neq 0$. Пусть токовые массы фермионов u и d появляются благодаря обмену ЕТС-бозонами E_1 и E_2 , имеющими взаимодействие

$$g_1 (\bar{Q}_1 \gamma_\mu q) E_{1\mu} + g_2 (\bar{Q}_2 \gamma_\mu q) E_{2\mu} + h.c., \quad (9)$$

и для простоты положим $M_{E_1} = M_{E_2}$. Вычисления (4)–(6) фактически соответствуют вычислению диаграмм рис. а с соответствующими контрчленами. В данном случае эта диаграмма, нарушающая $SU(2) \times U(1)$ -инвариантность независимых вращений Q_1 и Q_2 , имеет вид рис. б. Ее вычисление дает локальный четырехфермионный оператор

$$\delta\mathcal{H} = \frac{g_1^2 g_2^2}{16\pi^2 M_E^2} \left\{ \frac{3}{4} (\bar{Q}_2^i \gamma_\mu Q_1^j) (\bar{Q}_1^i \gamma_\mu Q_2^j) - \frac{3}{2} (\bar{Q}_2^i \gamma_\mu \gamma_5 Q_1^j) (\bar{Q}_1^j \gamma_\mu \gamma_5 Q_2^i) \right\} \quad (10)$$

(i, j – индексы техницвета), приводящий по формуле Дашена⁴ к массам физических ПГБ

$$M^2 = \frac{9g_1^2 g_2^2}{128\pi^2 M_E^2} (F_{\pi_1}^{-2} + F_{\pi_2}^{-2}) |\langle 0 | (\bar{Q}_1 Q_1) (\bar{Q}_2 Q_2) - (\bar{Q}_1 \gamma_5 Q_1) (\bar{Q}_2 \gamma_5 Q_2) | 0 \rangle|. \quad (11)$$

Учитывая связь с эффективными низкоэнергетическими параметрами

$$v_1 = F_{\pi_1}, \quad h v_1 = \frac{g_1^2 |\langle \bar{Q}_1 Q_1 \rangle|}{M_E^2} \quad (\text{и } 1 \rightarrow 2) \quad (12)$$

и используя гипотезу вакуумного прокладывания для четырехфермионных средних, можно записать (11) в виде

$$M^2 = \frac{9}{64\pi^2} h_1 h_2 M_E^2 \left(x + \frac{1}{x} \right) \quad (13)$$

что при отождествлении Λ^2 с M_E^2 отличается от (6) лишь множителем 9/8.

Заметим, что в теориях техницвета наличие взаимодействий (9) должно сопровождаться существованием ЕТС-бозона с массой $\sim M_E$, имеющего связь типа $\bar{Q}_1 \gamma_\mu Q_2$. Обмен этим бозоном может привести к даже несколько большей массе тяжелого ПГБ $\tilde{M}^2 \sim (\pi/\alpha_{\text{ЕТС}}) M^2$, где M^2 – масса порядка (11), (13).

Автор глубоко признателен А.А.Ансельму за интерес к работе и ценные обсуждения, а также В.Ю.Петрову за обсуждение результатов.

Литература

1. *Glashow S.L., Weinberg S.* Phys. Rev., 1977, Д15, 1958.
2. *Ансельм А.А., Уральцев Н.Г.* ЖЭТФ, 1982, 82, 1725.
3. *Coleman S., Weinberg E.* Phys. Rev., 1973, Д7, 1888.
4. *Dashen R.* Phys. Rev., 1969, 183, 1245.