

Лекция 3: Динамическое нарушение симметрии и модели техницвета.

”В науке действительно есть что – то захватывающее, такие далеко идущие и всеобъемлющие гипотезы способна она строить на основании скудных фактических данных.”

(Марк Твен, ”Жизнь на Миссисипи”)

Среди фундаментальных частиц Стандартной Модели лишь одна – хиггсовский бозон – до сих пор не наблюдалась экспериментально. Вместе с тем значительная часть свободных параметров модели связана именно с хиггсовским полем. Подгонка предсказаний теории к экспериментальным данным (значениям масс частиц и параметров матрицы смешивания) осуществляется за счет выбора констант юкавовского взаимодействия фермионов со скалярами и констант эффективного потенциала самодействия скаляров. К тому же сам состав ”скалярного сектора” и явный вид потенциала самодействия могут варьироваться в очень широких пределах (один хиггсовский дублет и потенциал в виде полинома 4-ой степени – простейший, но далеко не единственно возможный выбор). В этом смысле СМ обладает ”слишком большим” произволом. С эстетической точки зрения более привлекательно выглядела бы концепция, в которой указанные выше параметры определялись бы динамикой системы (как это происходит, например, при нарушении симметрии основного состояния в теории сверхпроводимости). Такая возможность существует (по крайней мере в принципе) – в том случае, если хиггсовские скаляры являются составными частицами, построенными из фундаментальных фермионов. К сожалению, фермионы СМ (лептоны и кварки) не подходят для конструирования составных скалярных полей с ненулевым вакуумным средним – взаимодействия лептонов слишком слабы, а составные системы из кварков (мезоны) имеют хорошо изученные свойства, которые не позволяют приписать им роль хиггсовских частиц. Поэтому нам придется для реализации идеи динамического нарушения симметрии ввести в СМ набор новых частиц – ”технифермионов”. При этом оказывается удобным считать, что ”сверхсильное” взаимодействие, обеспечивающее связывание технифермионов в эффективные скалярные поля, во всем – кроме масштаба характерных энергий, задаваемых обратной длиной деконфайнмента – подобно обычному сильному взаимодействию, т.е. описывается калибровочной квантовой теорией поля с группой симметрии ”техницвета” $SU(3)_{TC}$.

Рассмотрим для начала теорию, содержащую один изотопический дублет безмассовых техникварков $Q = \begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}$. Так как техницветовое взаимодействие не различает ароматы и киральные состояния техникварковых полей, то такая теория обладает

киральной симметрией $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$. Здесь, как и в дальнейшем, прослеживается явная аналогия с физикой легких кварков, что неудивительно ввиду предположения о подобии сверхсильного и сильного взаимодействий. Продолжая эту аналогию, предположим наличие в лагранжиане взаимодействия слагаемых, нарушающих эту симметрию до диагональной подгруппы $SU(2)_{L+R}$ (это могут быть массовые слагаемые техникварков, их электромагнитные взаимодействия и т.д.). Естественно, что в этом случае появятся $6 - 3 = 3$ безмассовых голдстоуновских бозона (технипионы $\Pi^{\pm,0}$), а вакуумные средние

$$\langle \bar{U}U + \bar{D}D \rangle_{vac} = v_T \neq 0,$$

$$\langle \bar{U}U - \bar{D}D \rangle_{vac} = 0.$$

В пространстве состояний связанных систем техникварк - антитехникварк выделим базис из изотопического синглета – скалярного поля $\Sigma \sim \bar{Q}Q$ и триплета псевдоскалярных полей $\vec{\Pi} \sim i\bar{Q}\vec{\tau}\gamma_5 Q$. Как нетрудно заметить, поле Σ имеет ненулевое вакуумное среднее $v_T \neq 0$ и взаимодействует с калибровочными бозонами электро-слабой группы $SU(2)_T \otimes U(1)_Y$ (\vec{A} и B), которые за счет этого приобретают массу, причем массовая матрица калибровочных полей определяется величиной v_T и значениями калибровочных констант связи:

$$M_{A_i A_j}^2 = \frac{1}{4} g^2 v_T^2 \delta_{ij},$$

$$M_{A_3 B}^2 = \frac{1}{4} g g' v_T^2,$$

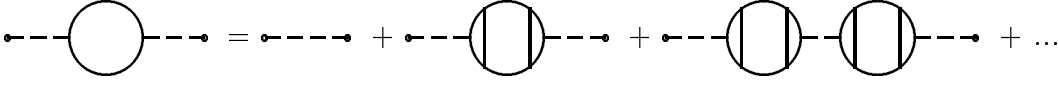
$$M_{BB}^2 = \frac{1}{4} g'^2 v_T^2,$$

в точности так же, как и в модели Салама - Вайнберга. Таким образом, после диагонализации массовой матрицы получатся наблюдаемые калибровочные поля с массами

$$M_W = \frac{1}{2} g v_T, \quad M_Z = \frac{1}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} v_T = \frac{M_W}{\cos\theta_W}, \quad M_\gamma = 0. \quad (1)$$

Не ограничиваясь ссылкой на аналогию со спонтанным нарушением симметрии, покажем, что этот результат возникает непосредственно из рассмотрения взаимодействия калибровочных бозонов с техникварками. В самом деле, генерация масс векторных бозонов за счет динамического нарушения симметрии означает, что при учете радиационных поправок полюс бозонного пропагатора $G_{\mu\nu}^{ij}$ (индексы i и j пробегают значения A_1, A_2, A_3, B) сдвигается в точку с ненулевой координатой на вещественной оси. Рассмотрим разложение $G_{\mu\nu}^{ij}$ по петлевым поправкам, индуцированным за

счет поляризации вакуума (распада на пару техникварк - антитехникварк с учетом сверхсильного взаимодействия внутри каждой петли):



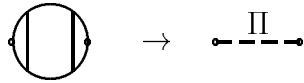
Вклад поляризации вакуума вычисляется аналогично тому, как это делается в КЭД: при $i, j = A_1, A_2, A_3$

$$\Pi_{\mu\nu}^{ij}(k) = \delta^{ij} \left(\frac{g}{2}\right)^2 \left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\right) \frac{1}{k^2} \pi(k^2) = G_{\mu\nu}^{ij(0)} \cdot \frac{g^2}{4} \pi(k^2)$$

и сумма всех петлевых вкладов

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu}^{ij} &= G_{\mu\nu}^{ij(0)} \cdot \left[1 + \frac{g^2}{4} \pi(k^2) + \frac{g^4}{16} \pi^2(k^2) + \dots \right] = \\ &= G_{\mu\nu}^{ij(0)} \cdot \left[1 - \frac{g^2}{4} \pi(k^2) \right]^{-1} = \delta^{ij} \frac{g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / k^2}{k^2 - g^2 k^2 \pi(k^2) / 4} \end{aligned}$$

Функция вакуумной поляризации вычисляется как петлевой интеграл с учетом непертурбативного фактора сверхсильного взаимодействия. Конечно, напрямую ее вычислить не удастся, но мы предполагаем (ссылаясь на эмпирически исследованный случай обычного сильного взаимодействия), что киральная симметрия нарушается именно таким образом, чтобы технипион Π оказывался безмассовым голдстоуновским бозоном. Поэтому такое вычисление должно приводить к зависимости в виде пропагатора безмассовой частицы



т.е. $\pi(k^2) = F_\Pi^2 \cdot \frac{1}{k^2}$ (здесь F_Π – константа распада технипиона), что приводит нас к пропагатору векторных бозонов \vec{A}

$$G_{\mu\nu}^{ij} = \delta^{ij} \frac{g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / k^2}{k^2 - g^2 F_\Pi^2 / 4}$$

и аналогичным выражениям для $G_{\mu\nu}^{A_3 B}$ и $G_{\mu\nu}^{BB}$. Таким образом, для масс $M_{W,Z,\gamma}$ получаются выражения (1), в которых вакуумное среднее поля Σ связано с константой

распада: $v_T \simeq F_\Pi \simeq 250 \text{ ГэВ}$. Численное значение подобрано так, чтобы обеспечить правильное значение масс векторных бозонов. Примечательно, что F_Π оказалось на три с лишним порядка больше константы пионного распада $f_\pi \simeq 95 \text{ МэВ}$, что как раз и свидетельствует о невозможности реализации механизма динамического нарушения симметрии в СМ с помощью обычных фермионов. В новой модели техникварки и техницветовое взаимодействие полностью "дублируют" КХД, только конденсат пар техникварков появляется при значительно более высоких энергиях. Обычные кварки и лептоны очевидно следует считать синглетами новой калибровочной группы $SU(3)_{TC}$ (т.е. они не несут техницветового заряда).

Следует отметить, что в соответствии с обычной схемой подсчета степеней свободы, "поглощаемых" при приобретении калибровочными бозонами массы, все три голдстоуновских бозона Π оказываются несостоявшимися, а скаляр Σ за счет эффективного самодействия скалярных полей приобретает большую ($\sim \Lambda_{TC} \sim 1 \text{ ГэВ}$) массу. Вместе с тем фермионы остались безмассовыми, что, конечно же, неудовлетворительно с физической точки зрения. Причина этого – отсутствие прямого взаимодействия их с технифермионами, и потому для генерации кварковых и лептонных масс достаточно такое взаимодействие ввести. Это можно сделать, постулировав существование новых калибровочных бозонов (V), испускание или поглощение которых сопровождается переходом между фермионными и технифермионными состояниями. При этом группа калибровочной симметрии техницветового взаимодействия расширяется до некоторой группы G_{ETC} (соответствующая модель в связи с этим получила название модели "расширенного техницвета"), а обычный фермион помещается в один неприводимый мультиплет вместе с набором из трех состояний технифермиона. По аналогии со случаем КХД можно предположить, что в теории, основанной на неабелевой калибровочной группе G_{ETC} существует некоторый масштаб энергий Λ_{ETC} , ниже которых происходит выпадение конденсата составных скаляров. Если энергетически наиболее выгодным окажется состояние, являющееся инвариантным только по отношению к преобразованиям группы $SU(3)_{TC}$, а не полной группы расширенного техницвета, то конденсат, сыграв роль хиггсовского поля, обеспечит нарушение

$$G_{ETC} \xrightarrow{\Lambda_{ETC}} SU(3)_{TC},$$

при котором техниглюоны останутся безмассовыми, а калибровочные бозоны V приобретут массу $M_V \sim g_{ETC} \Lambda_{ETC}$. Доказано, что такое динамическое нарушение симметрии существует в любой асимптотически свободной калибровочной теории поля, в которой базисные фермионы принадлежат комплексному представлению калибро-

вочной группы, причем выпадение конденсата происходит при энергии, при которой эффективная константа связи становится большой: $\alpha_{ETC}(\Lambda_{ETC}) \simeq 1$. В низкоэнергетическом пределе обмен бозонами V приводит к существованию эффективного четырехфермионного взаимодействия

$$L_{ef} = \frac{g_{ETC}^2}{2M_V^2} [\bar{F}_L \gamma_\mu f_L] [\bar{f}_R \gamma^\mu F_R] + h.c. ,$$

которое после преобразования Фирца

$$[\bar{F}_L \gamma_\mu f_L] [\bar{f}_R \gamma^\mu F_R] \rightarrow [\bar{F} \gamma_5 F] [\bar{f} \gamma_5 f] - (\bar{F} F)(\bar{f} f)$$

и выделения ненулевого вакуумного среднего составного скаляра $\bar{F} F$ приводит к появлению квадратичных по фермионным полям массовых слагаемых с

$$m_f = \frac{g_{ETC}^2}{2M_V^2} \langle \bar{F} F \rangle_{vac} .$$

Нетрудно заметить, что в предлагаемой схеме фазовый переход, сопровождающийся перестройкой вакуума с изменением его симметрии, должен происходить в два этапа: на первом этапе симметрия G_{ETC} нарушается до $SU(3)_{TC}$, что приводит к появлению массы у калибровочных бозонов V , а на втором – нарушается киральная симметрия техниароматов $SU(N)_R \otimes SU(N)_L$ до диагональной подгруппы $SU(N)_{L+R}$ при энергиях $\sim \Lambda_{TC} \sim 1 \text{ТэВ}$, и при этом генерируются массы фермионов и калибровочных бозонов электрослабого взаимодействия. Из соотношения

$$m_f \simeq \frac{1}{2\Lambda_{ETC}^2} \langle \bar{F} F \rangle_{vac} \simeq \frac{1}{2\Lambda_{ETC}^2} \Lambda_{TC}^3$$

видно, что для обеспечения масштаба фермионных масс $\sim 1 \text{МэВ}$ необходимо положить $\Lambda_{ETC} \sim 10^3 \text{ТэВ}$. Кроме того, для обеспечения массой каждому фермиону необходим свой техницветовой триплет технифермионов, так что даже для одного поколения фермионов таких триплетов потребуется восемь:

$$U_r , U_y , U_g , D_r , D_y , D_g , N , E .$$

При нарушении группы киральной симметрии ароматов возникает $8^2 - 1 = 63$ голдстоуновских бозона, три из которых поглощаются W^\pm - и Z^0 - бозонами, а остальные приобретают массу только за счет радиационных поправок – т.е. эта модель предсказывает существование очень большого числа (60-ти для каждого поколения) легких (по сравнению с Λ_{TC}) псевдоголдстоуновских бозонов!

При учете существования фермионов 2-го и 3-го поколений число необходимых технифермионов увеличивается и соответственно возрастает число доступных наблюдению скалярных частиц. Впрочем, существует возможность воспрепятствовать

такому избыточному ”размножению” скаляров в теории. Для этого нужно включить в неприводимые мультиплеты группы G_{ETC} сразу несколько фермионов различных поколений, например:

$$\begin{aligned} & (E^1, E^2, E^3, e, \mu, \tau, \dots), \\ & (N^1, N^2, N^3, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \dots), \\ & (U_r^1, U_r^2, U_r^3, u_r, c_r, t_r, \dots), \end{aligned}$$

и так далее (верхний индекс нумерует техницетовые состояния). В этом случае нам потребуется только один набор технифермионов, а различие масс фермионов различных поколений естественно связать с различием масштаба нарушений симметрии расширенного техницвета на различных его этапах – выпадение конденсатов составных скаляров будет происходить несколько раз при различных энергиях и нарушать симметрию расширенного техницвета до тех пор, пока фермионы не окажутся в самосопряженном представлении редуцированной группы. Трехэтапное нарушение

$$G_{ETC} \xrightarrow{\Lambda_{ETC}} G'_{ETC} \xrightarrow{\Lambda'_{ETC}} G''_{ETC} \xrightarrow{\Lambda''_{ETC}} SU(3)_{TC}$$

вместе с последующим нарушением киральной симметрии позволяет образовать массовые слагаемые для трех поколений фермионов

$$\begin{aligned} m_f & \simeq \frac{1}{2\Lambda_{ETC}^2} \Lambda_{TC}^3, \\ m'_f & \simeq \frac{1}{2\Lambda'^2_{ETC}} \Lambda_{TC}^3, \\ m''_f & \simeq \frac{1}{2\Lambda''^2_{ETC}} \Lambda_{TC}^3, \\ m_f & \ll m'_f \ll m''_f. \end{aligned}$$

Такая многоступенчатая картина динамического нарушения с последовательным выпадением различных конденсатов носит название ”схемы переключения”.

Как можно видеть из материала этой лекции, модели с динамическим нарушением симметрии наделены многими привлекательными чертами. Более того, весьма распространено мнение, что при наличии столь удобного строительного материала, каким являются сверхсильновзаимодействующие технифермионы, нет необходимости сохранять обычные фермионы – кварки и лептоны – как фундаментальные частицы: их также можно рассматривать как связанные системы технифермионов, только с полуцелым полным моментом. В таких моделях технифермионы играют роль *преонов* – гипотетических частиц более фундаментального, чем кварк-лептонный,

уровня строения материи. Преонным моделям в последнее время уделяется много внимания, однако необходимо помнить, что на сегодняшний день мы не имеем никакой экспериментальной информации о внутреннем строении кварков и лептонов, так что все эти модели неизбежно оказываются спекулятивными. Отметим только, что в подавляющем большинстве преонных теорий наряду с составными фермионами появляется еще большее число бозонных (прежде всего скалярных) частиц. Таким образом, избавление от "неестественного" введения в теорию хиггсовских бозонов, приводит обычно к "естественному" появлению существенно большего числа скаляров. Поэтому именно исследование скалярного сектора теории (точнее – поиск скалярных частиц, не укладывающихся в кварковую классификацию) возможно, является ключом к пониманию природы элементарных частиц и фундаментальных взаимодействий.

Задача к лекции 3:

Описать, каким образом можно получить смешивание фермионных поколений в модели техницвета.