Письма в ЭЧАЯ. 2016. Т. 13, № 1(199). С. 36–46

МОДЕЛЬ ВЕКТОРНОГО ТЕХНИЦВЕТА

В. А. Бейлин, Г. М. Верешков, В. И. Кукса [1]

Институт физики, Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

Рассмотрен механизм формирования техникварковых состояний с векторным взаимодействием со стандартными бозонами. Показано, что простейший вариант векторного техницвета удовлетворяет современным ограничениям на новую физику. Технибарионные скалярные состояния предложено рассматривать в качестве кандидата в темную материю.

We consider the mechanism of formation of the techniquark states which has vector-like interaction with the standard bosons. It was shown that the simplest variant of vector technicolor does not contradict the New Physics restrictions. Technibaryon scalar state is suggested as the Dark Matter carrier.

PACS: 14.80.Ec; 14.80.Bn; 12.60.Nz

ВВЕДЕНИЕ

Регистрация скалярного состояния с массой $M \approx 125$ ГэВ в экспериментах ATLAS и CMS [1, 2] позволила завершить верификацию качественного состава Стандартной модели (СМ). В настоящее время экспериментальные данные в пределах погрешностей измерений согласуются с однодублетной версией хиггсовского сектора СМ. Это, однако, не означает, что на вопрос о природе бозона Хиггса получен окончательный ответ. Точность эксперимента должна быть существенно повышена до прецизионного уровня, достигнутого в других секторах СМ. Основной вопрос заключается в том, насколько точно свойства зарегистрированного скалярного состояния соответствуют свойствам стандартного хиггсовского бозона. Допустимая область проявлений новой физики в хиггсовском секторе существенно ограничена [3], но делать выводы о статусе обнаруженной частицы еще рано. Если ее распадные свойства будут даже незначительно отличаться от стандартных, то возникает вопрос не только о возможном расширении СМ в рассматриваемом секторе, но и о статусе механизма нарушения электрослабой симметрии $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$.

Варианты расширений СМ в хиггсовском секторе традиционно связывают с суперсимметричными и техницветовыми (ТЦ) моделями. В состав последних входит сектор сильновзаимодействующих полей (техникварки), находящихся в конфайнменте. Первоначально техницвет рассматривался в качестве динамической альтернативы хиггсовскому механизму нарушения электрослабой симметрии [4, 5].

[1] E-mail: vkuksa47@mail.ru

Наряду с бесхиггсовскими ТЦ-моделями были предложены и так называемые бозонные ТЦ-модели. Они представляют сценарий, в котором наряду с динамическим механизмом нарушения симметрии действует также и хиггсовский механизм. В этом сценарии бозон Хиггса может отличаться по своим свойствам от стандартного [6–9]. Необходимо отметить, что бесхиггсовские ТЦ-модели сталкиваются с проблемой генерации массы стандартных фермионов. Для решения этой проблемы рассматриваются модели расширенного техницвета (Extended TC models) [10, 11].

Многие из известных ТЦ-моделей имеют очень сильные ограничения и даже исключены прецизионными измерениями в секторе электрослабых взаимодействий [12, 13]. Как правило, эти модели давали недопустимо большой вклад в нейтральные токи с изменением аромата и в параметры Пескина–Такеучи (ПТ). Попытки преодолеть эти трудности привели к построению изощренных и довольно сложных вариантов техницвета (например, Walking TC model) [14–16].

Детальный анализ различных сценариев в рамках двухбозонных ТЦ-моделей с векторной структурой взаимодействия технифермионов со стандартными векторными бозонами представлен в [17]. В этой работе, в частности, отмечается особый статус таких моделей, позволяющий согласовать их феноменологические следствия с прецизионными ограничениями в низкоэнергетической физике. Космологический аспект феноменологии векторной модели техницвета рассмотрен в [18], где в качестве кандидата в темную материю (ТМ) предложен техницветовой аналог нейтрона (технинейтрон).

В предлагаемой работе рассмотрен механизм формирования техникварковых состояний с векторным взаимодействием для случая, когда техницветовое число $N_C = 2$. Отмечено, что если гиперзаряд техникваркового дублета равен нулю, то возникает триплет скалярных барионов, который является аналогом дикварковых состояний в стандартной КХД. Показано, что электрослабое расщепление масс в этом триплете приводит к выделению нейтрального состояния, которое легче заряженного и может быть рассмотрено в качестве кандидата в ТМ. Кратко обсуждаются наиболее важные космологические и коллайдерные аспекты простейшего варианта векторной ТЦ-модели.

1. СТРУКТУРА ДВУХБОЗОННОЙ ВЕКТОРНОЙ ТЕХНИЦВЕТОВОЙ МОДЕЛИ

Рассмотрим структуру простейшей ТЦ-модели с дополнительным синглетным скалярным полем. Взаимодействие техникварков с векторными бозонами обычно описывается на основе калибровочной схемы, т. е. полагается, что техникварки имеют статус фундаментальных частиц. Большинство теоретических моделей (SM, SUSY SM, GUT, TC и др.) включают в свой состав киральные поля с различными группами симметрии. Такой выбор обусловлен идентификацией калибровочных полей во всех этих моделях со стандартными векторными бозонами. Следуя такой схеме, получаем кирально-несимметричное взаимодействие техникварков с бозонами Z и W, что приводит к недопустимо большому их вкладу в параметры Пескина–Такеучи. Тяжелое техникварковое поколение со стандартной киральной структурой взаимодействия с векторными бозонами дает вклад в $S \approx 0{,}45$ т. е. значительно выше допустимого экспериментом $S^{\exp} = 0{,}0 \pm 0{,}1$ [20]. Это одна из основных трудностей, которые необходимо преодолевать при построении ТЦ-моделей с традиционной киральной структурой.

В работах [17, 18] рассмотрен сценарий кирально-симметричного (векторного) техницвета, для которого соответствующий вклад в параметр S находится в допустимом экспериментом интервале. Однако там приведена только качественная аргументация о возможности такого варианта, но не предложен механизм формирования такой структуры.

Здесь будет показано, что в частном случае двухцветовой техни-КХД и при определенном подборе числа поколений киральных техникварков модель кирально-несимметричного техницвета может быть тождественно преобразована в модель кирально-симметричного техницвета. Представим левокиральный бидублет техникварков в виде матрицы $Q_L^{a\alpha}$, в которой $a = 1, 2$ и $\alpha = 1, 2$ — индексы фундаментальных представлений групп $SU(2)_L$ и $SU(2)_{\mathrm{TC}}$. Поскольку гиперзаряд таких бидублетов равен нулю, то их закон преобразования имеет вид

$$(Q_{L(A)}^{a\alpha})' = Q_{L(A)}^{a\alpha} + \frac{i}{2} g_W \theta_k \tau_k^{ab} Q_{L(A)}^{b\alpha} + \frac{i}{2} g_{\mathrm{TC}} \varphi_k \tau_k^{\alpha\beta} Q_{L(A)}^{a\beta}. \tag{1}$$

Отмеченная выше возможность реализуется при четном числе поколений техникварков, поэтому далее мы рассмотрим без утери общности простейший сценарий с двумя поколениями, т. е. $A = 1, 2$.

Правокиральные техникварковые поля являются синглетами по группе $SU(2)_L$ и имеют ненулевые гиперзаряды, причем минимальное число таких полей равно двум. Из условия отсутствия треугольных аномалий следует, что их гиперзаряды равны по абсолютной величине и противоположны по знаку. Выбирая заряды кваркового дублета $Q_L = (U, D)_L$ полуцелыми, $q_{U,D} = \pm 1/2$, фиксируем также и заряды правых синглетов, т. е. соответствующие гиперзаряды: $Y_{U,D} = \pm 1/2$. Тогда трансформационные свойства электрослабых синглетов определяются выражениями

$$\begin{aligned} (U_R^{\alpha})' &= U_R^{\alpha} + \frac{i}{2} g_1 \theta U_R^{\alpha} + \frac{i}{2} g_{\mathrm{TC}} \varphi_k \tau_k^{\alpha\beta} U_R^{\beta}; \\ (D_R^{\alpha})' &= D_R^{\alpha} - \frac{i}{2} g_1 \theta D_R^{\alpha} + \frac{i}{2} g_{\mathrm{TC}} \varphi_k \tau_k^{\alpha\beta} D_R^{\beta}. \end{aligned} \tag{2}$$

Для построения кирально-симметричной модели первое поколение техникварков $Q_{L(1)} = (U_{L(1)}, D_{L(1)})$ оставляем в неизменном виде, а поля второго поколения подвергаем операции зарядового сопряжения. В результате мы получим киральные партнеры первого поколения, которые при смешивании дадут дираковские состояния. Запишем символически операцию зарядового сопряжения бифундаментального представления:

$$\hat{\mathbf{C}} Q_{L(2)}^{a\alpha} = Q_{L(2)}^{Ca\alpha}.$$

После зарядового сопряжения преобразования (1) принимают вид

$$(Q_{L(2)}^{Ca\alpha})' = Q_{L(2)}^{Ca\alpha} - \frac{i}{2} g_W \theta_k (\tau_k^{ab})^* Q_{L(2)}^{Cb\alpha} - \frac{i}{2} g_{\mathrm{TC}} \varphi_k (\tau_k^{\alpha\beta})^* Q_{L(2)}^{Ca\beta}. \tag{3}$$

Зарядовое сопряжение спинорного поля изменяет его киральность на противоположную. С учетом этого обстоятельства для правокиральных полей, полученных зарядовым сопряжением, введем новые обозначения:

$$Q_{R(2)}^{a\alpha} = \epsilon^{ab} \epsilon^{\alpha\beta} Q_{L(2)}^{Cb\beta}, \quad \epsilon = i\sigma_2.$$

После перехода к этим обозначениям формула (3) принимает вид

$$\epsilon^{ab}\epsilon^{\alpha\beta}(Q^{Cb\beta}_{L(2)})' = \epsilon^{ab}\epsilon^{\alpha\beta}Q^{Cb\beta}_{L(2)} - \frac{i}{2}g_W\theta_k\epsilon^{ab}(\tau^{bc}_k)^*\epsilon^{\alpha\beta}Q^{Cc\beta}_{L(2)} - \\ - \frac{i}{2}g_{\mathrm{TC}}\varphi_k\epsilon^{\alpha\beta}(\tau^{\beta\gamma}_k)^*\epsilon^{ab}Q^{Cb\gamma}_{L(2)}. \quad (4)$$

Далее в выражение (4) вставляются тождества $\epsilon^{\gamma\mu}\epsilon^{\lambda\mu} = \delta^{\gamma\lambda}$ и $\epsilon^{cf}\epsilon^{df} = \delta^{cd}$:

$$\epsilon^{ab}\epsilon^{\alpha\beta}(Q^{Cb\beta}_{L(2)})' = \epsilon^{ab}\epsilon^{\alpha\beta}Q^{Cb\beta}_{L(2)} - \frac{i}{2}g_W\theta_k\epsilon^{ab}(\tau^{bc}_k)^*\epsilon^{\alpha\beta}Q^{Cc\beta}_{L(2)} - \\ - \frac{i}{2}g_{\mathrm{TC}}\varphi_k\epsilon^{\alpha\beta}(\tau^{\beta\gamma}_k)^*\epsilon^{ab}Q^{Cb\gamma}_{L(2)}. \quad (5)$$

Для упрощения полученного выражения используем антисимметрию спинорных метрик $\epsilon^{df} = -\epsilon^{fd}$ и $\epsilon^{\lambda\mu} = -\epsilon^{\mu\lambda}$, определение $Q^{a\alpha}_{R(2)}$ и тождества

$$\epsilon^{ab}(\tau^{bc}_k)^*\epsilon^{cf} = \tau^{af}_k, \quad \epsilon^{\alpha\beta}(\tau^{\beta\gamma}_k)^*\epsilon^{\gamma\mu} = \tau^{\alpha\mu}_k.$$

В результате получаем

$$(Q^{a\alpha}_{R(2)})' = Q^{a\alpha}_{R(2)} + \frac{i}{2}g_w\theta_k\tau^{ab}_kQ^{b\alpha}_{R(2)} + \frac{i}{2}g_{\mathrm{TC}}\varphi_k\tau^{\alpha\beta}_kQ^{a\beta}_{R(2)}. \quad (6)$$

Сравнение (6) с (1) показывает, что транформационные свойства правокиральной матрицы, полученной зарядовым сопряжением и транспонированием левокиральной матрицы техникварков второго поколения $Q^{a\alpha}_{L(2)}$, тождественно совпадают с трансформационными свойствами левокиральной матрицы первого поколения (1). Таким образом, имея исходно два левокиральных поколения, мы можем построить одно кирально-симметричное поколение дираковских техникварков, киральные компоненты которых одинаково участвуют как в техницветовых, так и в электрослабых взаимодействиях. Структура дираковского поля такова:

$$Q^{a\alpha} = Q^{a\alpha}_{L(1)} + Q^{a\alpha}_{R(2)} = Q^{a\alpha}_{L(1)} + \epsilon^{ab}\epsilon^{\alpha\beta}Q^{Cb\beta}_{L(2)}. \quad (7)$$

Два синглетных правокиральных поля U^α_R и D^α_R отличаются только знаком гиперзаряда. Покажем, что это позволяет образовать из них дираковское поле по аналогии с предыдущим случаем. Правокиральное поле D^α_R оставляем неизменным, а поле U^α_R подвергаем операции зарядового сопряжения:

$$\hat{\mathbf{C}}U^\alpha_R = U^{C\alpha}_R.$$

После зарядового сопряжения первое из преобразований (2) принимает вид

$$(U^{C\alpha}_R)' = U^{C\alpha}_R - \frac{i}{2}g_1\theta U^{C\alpha}_R - \frac{i}{2}g_{\mathrm{TC}}\varphi_k(\tau^{\alpha\beta}_k)^*U^{C\beta}_R. \quad (8)$$

Проведем «антитранспонирование» в формуле (8):

$$-\epsilon^{\alpha\beta}(U^{C\beta}_R)' = -\epsilon^{\alpha\beta}U^{C\beta}_R + \frac{i}{2}g_1\theta(\epsilon^{\alpha\beta}U^{C\beta}_R) - \frac{i}{2}g_{\mathrm{TC}}\varphi_k\epsilon^{\alpha\beta}(\tau^{\beta\gamma}_k)^*\epsilon^{\gamma\delta}(\epsilon^{\delta\eta}U^{C\eta}_R). \quad (9)$$

С учетом изменения киральности при зарядовом сопряжении вводим обозначения

$$D_L^\alpha = -\epsilon^{\alpha\beta} U_R^{C\beta}.$$

Теперь формула (9) запишется как

$$(D_L^\alpha)' = D_L^\alpha - \frac{i}{2} g_1 \theta D_L^\alpha + \frac{i}{2} g_{\mathrm{TC}} \varphi_k \tau_k^{\alpha\beta} D_L^\beta. \qquad (10)$$

Сравнение выражений (10) и (2) показывает, что трансформационные свойства левокирального поля D_L^α, полученного зарядовым сопряжением и антитранспонированием правокирального поля U_R^α, тождественно совпадают с трансформационными свойствами правокиральных полей D_R^α. Таким образом, имея исходно два правокиральных поля с противоположными гиперзарядами, мы можем построить одно кирально-симметричное поле дираковских техникварков, синглетных по группе $SU(2)_L$:

$$S^\alpha = D_L^\alpha + D_R^\alpha = -\epsilon^{\alpha\beta} U_R^{C\beta} + D_R^\alpha. \qquad (11)$$

Необходимо отметить, что представленное выше построение дираковских полей возможно только для рассматриваемого здесь варианта симметрии техницветовой модели.

Выше мы показали формальную возможность построения кирально-симметричного дираковского поля техникварков. Для нахождения соответствующего физического состояния необходимо ввести смешивание рассмотренных киральных полей и механизм омассивания полученного дираковского состояния. Простейшим вариантом является введение в модель синглетного действительного скалярного поля с возможностью образования его конденсата по аналогии с хиггсовским полем $s = \sigma + u$, где $u = \langle s \rangle$. Допустимое симметрией взаимодейстие дублетов техникварков с этим полем после сдвига порождает массовый член дираковского типа:

$$\kappa \cdot s(\bar{Q}_{L(1)} Q_{R(2)} + \bar{Q}_{R(2)} Q_{L(1)}) = \kappa \cdot \sigma \bar{Q} Q + m_Q \bar{Q} Q,$$

где $Q = Q_{L(1)} + Q_{R(2)}$ и $m_Q = \kappa \cdot u$. Аналогично строятся синглетные дираковские состояния.

2. ЛАГРАНЖИАН КИРАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЙ ТЦ-МОДЕЛИ

На фундаментальном уровне лагранжиан техницветового расширения Стандартной модели состоит из двух секторов $L = L_{\mathrm{SM}} + L_{\mathrm{TC}}$. С учетом трансформационных свойств техникварковых полей лагранжиан техниглюонов и техникварков представим в виде

$$L(T, Q, S) = -\frac{1}{4} T_{\mu\nu}^n T_n^{\mu\nu} + i\bar{Q}\gamma^\mu \left(\partial_\mu - \frac{i}{2} g_W W_\mu^a \tau_a - \frac{i}{2} g_{\mathrm{TC}} T_\mu^n \tau_n\right) Q - m_Q \bar{Q} Q + \\ + i\bar{S}\gamma^\mu \left(\partial_\mu + \frac{i}{2} g_1 B_\mu - \frac{i}{2} g_{\mathrm{TC}} T_\mu^n \tau_n\right) S - m_S \bar{S} S. \qquad (12)$$

В формуле (12) тензор техниглюонных полей $T_{\mu\nu}^n$ строится по стандартным симметрийным правилам. В простейшем варианте ТЦ-модели массовые члены могут быть введены формально без участия синглетного поля со сдвигом, так как они допускаются исходной симметрией (в отличие от кирально-несимметричных моделей, таких как, например, СМ). В этом случае происхождение таких членов не имеет физической интерпретации. Здесь мы рассмотрим сценарий с включением скалярного синглетного поля s и омассиванием техникварковых полей традиционным способом. По аналогии с СМ скалярное поле в техницвете вводится в рамках линейной сигма-модели [19]:

$$L_\Sigma = -\kappa\bar{Q}(s + i\pi_a\tau^a)Q - \kappa_s s\bar{S}S = \\ = \kappa\bar{Q}(\sigma + i\pi_a\tau^a)Q - m_Q\bar{Q}Q - \kappa_s\sigma\bar{S}S - m_S\bar{S}S. \quad (13)$$

В выражении (13) технипионное поле π преобразуется по присоединенному представлению группы $SU(2)_W$. Кинетическая часть соответствующего лагранжиана имеет стандартный вид:

$$L(s, W) = \frac{1}{2}\partial_\mu s\,\partial^\mu s + \frac{1}{2}D_\mu\pi_a D^\mu\pi_a, \quad (14)$$

где $D_\mu\pi_a = \partial_\mu\pi_a + g\epsilon_{abc}W_\mu^b\pi_c$.

В полный лагранжиан необходимо включить самодействие скалярных и псевдоскалярных полей, допустимое симметрией модели. Лагранжиан самодействия, содержащий и хиггсовский скалярный дублет H следующий:

$$L_U = g_{\mathrm{TC}}|\bar{Q}Q|s - \frac{1}{4}\lambda_{\mathrm{TC}}(s^2 + \pi_a\pi^a)^2 - \frac{1}{4}\lambda_H(H^+H)^2 + \\ + \frac{1}{2}\lambda(s^2 + \pi_a\pi^a)(H^+H) + \frac{1}{2}\mu_1(H^+H) + \frac{1}{2}\mu_2(s^2 + \pi_a\pi^a). \quad (15)$$

Первый член в (15) описывает так называемое взаимодействие синглетного поля с «внешним источником», роль которого выполняет конденсат техникварков $|\bar{Q}Q|$. Четвертый член описывает смешивание техницветового и хиггсовского скаляров, причем величина этого смешивания регулируется константой взаимодействия λ. Это смешивание дает возможность объяснить допустимое экспериментом отклонение свойств обнаруженного скалярного состояния от свойств стандартного хиггсовского бозона. При $\lambda = 0$ происходит полное расщепление техницветового и стандартного скалярных секторов. Феноменология модели детально рассмотрена в работе [17], где проведен ее параметрический анализ. Здесь мы ограничимся приведением необходимой для дальнейшего анализа части физического лагранжиана.

Лагранжиан взаимодействия техникварков и векторных бозонов имеет кирально-симметричную структуру:

$$L(Q, G) = \frac{1}{\sqrt{2}}g\bar{U}\gamma^\mu DW_\mu^+ + \frac{1}{\sqrt{2}}g\bar{D}\gamma^\mu UW_\mu^- \times \\ \times \frac{1}{2}g(\bar{U}\gamma^\mu U - \bar{D}\gamma^\mu D)(c_w Z_\mu + s_w A_\mu). \quad (16)$$

В выражении (16) g — калибровочная константа группы $SU(2)_W$, $c_w = \cos\theta_w$ и $s_w = \sin\theta_w$. Лагранжиан взаимодействия технипионов и векторных бозонов:

$$L(\pi, G) = igW^{\mu+}(\pi^0\pi^-_{,\mu} - \pi^-\pi^0_{,\mu}) + igW^{-\mu}(\pi^+\pi^0_{,\mu} - \pi^0\pi^+_{,\mu}) + \\ + ig(c_w Z_\mu + s_w A_\mu)(\pi^-\pi^+_{,\mu} - \pi^+\pi^-_{,\mu}) + g^2W_\mu^+W^{-\mu}(\pi^0\pi^0 + \pi^+\pi^-) + \\ + g^2(c_w Z_\mu + s_w A_\mu)^2\pi^+\pi^- + \ldots \quad (17)$$

В выражении (17) $\pi_{,\mu} = \partial_\mu \pi$, а четырехчастичные вершины, не используемые далее в вычислениях, опущены. Лагранжиан взаимодействия техникварков со скалярными и псевдоскалярными полями:

$$L(Q,\sigma,h) = -g_{\text{TC}}(c_\theta \sigma + s_\theta h)(\bar{U}U + \bar{D}D) - i\sqrt{2}g_{\text{TC}}\pi^+\bar{U}\gamma_5 D - \\ - i\sqrt{2}g_{\text{TC}}\pi^-\bar{D}\gamma_5 U - i\sqrt{2}g_{\text{TC}}\pi^0(\bar{U}\gamma_5 U - \bar{D}\gamma_5 D). \quad (18)$$

Более полно лагранжиан ТЦ-модели представлен в работе [17].

3. ОГРАНИЧЕНИЯ НА ВЕКТОРНУЮ ТЕХНИЦВЕТОВУЮ МОДЕЛЬ

В этом разделе мы покажем, что векторная ТЦ-модель удовлетворяет экспериментальным ограничениям, вытекающим из параметров Пескина–Такеучи, и ограничениям на недиагональные нейтральные токи с изменением аромата. Надежные ограничения существуют только на три из шести параметров, а именно S, T, U. Выражения для этих параметров, как функции вкладов новых частиц в поляризации векторных бозонов, имеют вид [12]:

$$\begin{aligned} \alpha S &= 4s_w^2 c_w^2 \left[\frac{\Pi_{ZZ}(M_Z^2)}{M_Z^2} - \frac{c_w^2 - s_w^2}{s_w c_w}\Pi'_{Z\gamma}(0) - \Pi'_{\gamma\gamma}(0) \right], \\ \alpha U &= 4s_w^2 \left[\frac{\Pi_{WW}(M_W^2)}{M_W^2} - c_w^2 \frac{\Pi_{ZZ}(M_Z^2)}{M_Z^2} - 2s_w c_w \Pi'_{Z\gamma}(0) - s_w^2 \Pi'_{\gamma\gamma}(0) \right], \\ \alpha T &= \frac{\Pi_{WW}(0)}{M_W^2} - \frac{\Pi_{ZZ}(0)}{M_Z^2}. \end{aligned} \quad (19)$$

В выражениях (19) $\alpha = e^2/4\pi$ и $\Pi'(0) = \partial\Pi(p^2)/\partial p^2$ при $p^2 = 0$.

Вклады в поляризации векторных бозонов определяются диаграммами собственно-энергетического типа с полями π и Q в петлях.

Расчет поляризационных вкладов $\Pi_{XY}(p^2)$, где $X, Y = W, Z, \gamma$, в пределе малого смешивания σ–h приводит к следующему общему выражению:

$$\Pi_{XY}(p^2) = \frac{g^2}{24\pi^2} K_{XY}[F_\pi(p^2) + N_C F_Q(p^2)], \quad (20)$$

где $N_C = 2$ в нашем случае, а коэффициенты K_{XY} приведены в последовательности $(XY) = (WW, ZZ, \gamma\gamma, Z\gamma)$: $K_{XY} = (1,\, c_w^2,\, s_w^2,\, c_w s_w)$. Функции $F_\pi(p^2)$ и $F_Q(p^2)$, описывающие вклад технипионов и техникварков соответственно, определяются выражениями

$$\begin{aligned} F_\pi(p^2) &= \frac{1}{3}p^2 - 2m_\pi^2 - 2A_0(m_\pi^2) + \frac{1}{2}(p^2 - 4m_\pi^2)B_0(p^2; m_\pi^2, m_\pi^2), \\ F_Q(p^2) &= -\frac{1}{3}M_Q^2 + 2A_0(M_Q^2) + (p^2 - 2M_Q^2)B_0(p^2; M_Q^2, M_Q^2), \end{aligned} \quad (21)$$

где $A_0(m^2)$ и $B_0(p^2; m^2, m^2)$ — одноточечная и двухточечная функции Вельтмана. В результате получаем следующие выражения для параметров ПТ:

$$\begin{gathered}
S = \frac{2c_w^4}{3\pi}\left\{\frac{1}{3} - \beta_\pi^Z\left(1 - \sqrt{\beta_\pi^Z}\right) + N_C\left[-\frac{1}{3} + (3+\beta_Q^Z)\left(1 - \sqrt{\beta_Q^Z}\,\mathrm{arctg}\,\frac{1}{\sqrt{\beta_Q^Z}}\right)\right]\right\},\\
T = 0, \quad \text{так как} \quad \Pi_{WW}(0) = \Pi_{ZZ}(0) = 0,\\
U = \frac{2}{3\pi}\left\{\frac{1}{3}(1-c_w^4)(1-N_C) - \beta_\pi^W\left(1 - \sqrt{\beta_\pi^W}\,\mathrm{arctg}\,\frac{1}{\sqrt{\beta_\pi^W}}\right) + \right.\\
+ N_C\left[(3+\beta_Q^W)(1 - \sqrt{\beta_Q^W}\,\mathrm{arctg}\,\frac{1}{\sqrt{\beta_Q^W}}) + c_w^4\beta_Q^Z(1-\sqrt{\beta_Q^Z})\,\mathrm{arctg}\,\frac{1}{\sqrt{\beta_Q^Z}} - \right.\\
\left.\left. - c_w^4 N_C(3+\beta_Q^Z)\left(1 - \sqrt{\beta_Q^Z}\,\mathrm{arctg}\,\frac{1}{\sqrt{\beta_Q^Z}}\right)\right]\right\}.
\end{gathered} \tag{22}$$

В выражениях (22) использованы обозначения

$$\beta_\pi^{W,Z} = \frac{4m_\pi^2}{M_{W,Z}^2} - 1 > 0, \quad \beta_Q^{W,Z} = \frac{4m_Q^2}{M_{W,Z}^2} - 1 > 0.$$

Отметим, что в приближении $\beta \gg 1$ все параметры ПТ равны нулю с точностью до членов второго порядка разложения поляризационных операторов. Сравнение результатов расчета с экспериментальными ограничениями $S^{\exp} = 0{,}00 \pm 0{,}10$ и $U^{\exp} = 0{,}08 \pm 0{,}11$ [20] показывает, что рассматриваемая версия ТЦ-модели удовлетворяет экспериментальным ограничениям при довольно широком диапазоне масс техникварков и технипионов: $M_\pi \gtrsim 0{,}1$ ТэВ и $M_Q \gtrsim 0{,}2$ ТэВ.

Другим примером, где техницвет может дать вклад на петлевом уровне, являются процессы, обусловленные нейтральными токами с изменением аромата (НТИА). К ним относятся смешивание в системах нейтральных мезонов M^0–$\bar{M}^0$ и редкие распады мезонов. В рамках рассматриваемой модели вклад техницветового сектора может быть обусловлен эффективными вершинами вида $\sigma\bar{u}_i u_k$ или $\sigma\bar{d}_i d_k$, которые возникают на петлевом уровне. В пределе $\lambda \to 0$, т. е. при нулевом смешивании скалярных полей σ–h, эти вершины исчезают. Таким образом, вклад техницвета в НТИА дважды подавлен — малой величиной допустимого экспериментом смешивания σ–h (зависящей от наблюдаемых отклонений свойств скаляра h от стандартнного бозона Хиггса) и петлевым уровнем недиагональных вершин.

4. ОСНОВНЫЕ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ ДВУХБОЗОННОЙ ТЕХНИЦВЕТОВОЙ МОДЕЛИ

Как было отмечено выше, смешивание скалярных состояний приводит к отклонению распадных свойств хиггсовского бозона от стандартных. Существующие данные обнаруживают такие малые отклонения, однако они находятся в пределах экспериментальных погрешностей. В работе [17] проведен количественный анализ основных каналов распада хиггсовского бозона. Особое внимание уделено расчету модификации ширины двухфотонного канала распада $h \to \gamma\gamma$. Однако актуальность такого анализа станет существенной лишь при заметном повышении точности эксперимента. Необходимо также отметить, что в рассматриваемом варианте ТЦ-модели с техникварковым дублетом Q, $Y_Q = 0$ и синглетом S, $Y_S = 1/2$ возможно появление связанных состояний $H = (\bar{S}Q)$, $Y_H = 1/2$, которые по электрослабой группе обладают трансформационными свойствами хиггсовских дублетов. Таким образом, модель дает принципиальную возможность введения составного хиггсовского дублета. В этом случае механизм спонтанного нарушения электрослабой симметрии можно трактовать динамическим образом при наличии недиагонального техникваркового конденсата $\langle 0| : \bar{D}S + \bar{S}D : |0\rangle$.

Важным элементом техницветовой феноменологии, доступной для обнаружения на Большом адронном коллайдере, являются новые состояния — технипионы и технисигма. Масштабная аналогия между физикой адронов и техниадронов позволяет утверждать, что указанные состояния имеют массы в районе нескольких сотен ГэВ [17]. Возможные сигналы новой физики, связанные с проявлением этих состояний в коллайдерных экспериментах, также описаны в работе [17]. Здесь мы рассмотрим возможность появления экзотического технибарионного состояния, которое может быть кандидатом в частицы ТМ. В предлагаемой модели $N_C = 2$, $Y_Q = 0$, т. е. заряды нижних и верхних кварков связаны условием $q_U = -q_D$. Исходные массы этих кварков, генерируемые за счет сдвига $s = \sigma + u$, без учета электрослабого расщепления также равны. Связанные кварк-антикварковые состояния по аналогии с КХД могут образовывать богатый спектр техниадронных объектов. Наибольший интерес представляют собой дикварковые состояния вида $B^+ = (UU)$, $B^- = (DD)$, $B^0 = (UD)$ с сохраняющимся технибарионным числом. Такие барионы образуют триплет по электрослабой группе и различные мультиплеты по техницветовым группам. Динамика технисильного взаимодействия не изучена, поэтому в качестве первого шага предположим, что низшим состоянием является связанное состояние со спином $J = 0$, т. е. мы имеем триплет скалярных барионов и антибарионов, преобразующийся по присоединенному представлению группы $SU(2)_W$. Тогда полный лагранжиан для скалярных барионных полей (B_1, B_2, B_3) с учетом самодействия и взаимодействия с полями s, π, H задается членами, допустимыми симметрией модели:

$$L_B = D_\mu \bar{B}_a D^\mu B_a + \frac{1}{2}\mu_B^2 \bar{B}B + \frac{1}{2} g_{BB} (\bar{B}B)^2 + g_{BH}(H^+H)(\bar{B}B) + \\ + g_{Bs}(s^2 + \pi^2)(\bar{B}B) + g_{B\pi}(\bar{B}\pi)(B\pi). \quad (23)$$

Здесь $(\bar{B}B) = \bar{B}_a B_a$, $\pi^2 = \pi_a \pi_a$, $(B\pi) = B_a \pi_a$ $D_\mu B_a = \partial_\mu B_a + g\epsilon_{abc} W_\mu^b B_c$. Физический лагранжиан получаем из (23) заменой в барионном секторе $B^0 = B_3$, $B^\pm = (B_1 \mp iB_2)/\sqrt{2}$ и аналогичной заменой в секторе технипионов π_a и векторных бозонов W_a. Выпишем явно три части лагранжиана, необходимые для дальнейшего анализа. Трехчастичное взаимодействие барионов с векторными бозонами:

$$L_{VB\bar{B}} = ig[W_\mu^- (B^0_{,\mu} \bar{B}^- - B^0 \bar{B}^-_{,\mu} + \bar{B}^0_{,\mu} B^+ - \bar{B}^0 B^+_{,\mu}) + \\ + (s_w A_\mu + c_w Z_\mu)(B^+_{,\mu} \bar{B}^+ + \bar{B}^-_{,\mu} B^-)] + \text{c. c.} \quad (24)$$

Четырехчастичное взаимодействие барионов с векторными бозонами:

$$L_{VVB\bar{B}} = g^2 [W_\mu^+ W^{\mu -} (\bar{B}^0 B^0 + \bar{B}^+ B^+) - W_\mu^+ W^{\mu +} \bar{B}^+ B^- + (s_w A_\mu + \\ + c_w Z_\mu)^2 \bar{B}^+ B^+ - (s_w A_\mu + c_w Z_\mu) W^{\mu +} (\bar{B}^+ B^0 + \bar{B}^0 B^-)] + \text{c. c.} \quad (25)$$

Взаимодействие барионов со скалярными и псевдоскалярными полями:

$$L_{Bs\pi} = (\bar{B}B)\left\{g_{Bs}(s_1^2 + 2us_1 + \pi^2) + \frac{1}{2}g_{BH}(s_2^2 + 2vs_2)\right\} + g_{B\pi}[\bar{B}^0 B^0 \pi^0 \pi^0 + \\ + (\bar{B}^+ B^+ + \bar{B}^- B^-)\pi^+\pi^- + (\bar{B}^-\pi^- + \bar{B}^+\pi^+)B^0\pi^0 + \\ + (B^+\pi^- + B^-\pi^+)\bar{B}^0\pi^0 + \bar{B}^- B^+ \pi^-\pi^- + \bar{B}^+ B^- \pi^+\pi^+]. \quad (26)$$

В (26) $s_1 = s_\theta h + c_\theta \sigma$ и $s_2 = c_\theta h - s_\theta \sigma$. Следует отметить, что $B^0 \neq \bar{B}^0$ $B^+ \neq \bar{B}^-$, так как указанные поля имеют противоположный барионный заряд. Расчет электрослабых поправок к массам технибарионов с помощью приведенных выше лагранжианов показал, что масса нейтральной компоненты меньше массы заряженной на величину примерно 0,17 ГэВ. Если технибарионный заряд сохраняется, то скалярный барион B^0 является стабильной частицей и может быть рассмотрен в качестве кандидата в носители ТМ. Космологические следствия и вытекающие из них ограничения на массу скалярного бариона будут рассмотрены в следующей работе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена техницветовая модель с векторным взаимодействием техникварковых состояний дираковского типа со стандартными векторными бозонами (сценарий $N_C = 2$ и $Y_Q = 0$). Выполнен теоретический анализ модели, и рассчитаны параметры Пескина–Такеучи. Результаты позволяют утверждать, что модель не исключена современными ограничениями на новую физику. Рассмотрена возможная феноменология низколежащих техницветовых состояний модели, доступных для регистрации на Большом адронном коллайдере. Техницветовое скалярное состояние с ненулевым технибарионным числом предложено рассматривать в качестве носителя темной материи.

Работа выполнена при поддержке гранта № 213.01-2014/013-ВГ Южного федерального университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Aad C. et al. (ATLAS Collab.).* Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC // Phys. Lett. B. 2012. V. 716, No. 1. P. 1–29.
2. *Chatrchyan S. et al. (SMS Collab.).* Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC // Ibid. P. 30–61.
3. *ATLAS Collab.* Constraints on New Phenomena via Higgs Coupling Measurements with ATLAS Detector. ATLAS-CONF-2014-010. Geneva: CERN, 2014. 20 p.
4. *Weinberg S.* Implication of Dynamical Symmetry Breaking // Phys. Rev. D. 1976. V. 13, No. 4. P. 974996.
5. *Susskind L.* Dynamics of Spontaneous Symmetry Breaking in the Weinberg–Salam Theory // Phys. Rev. D. 1979. V. 20, No. 10. P. 2619–2625.
6. *Simmons E. H.* Phenomenology of a Technicolor Model with Heavy Scalar Doublet // Nucl. Phys. B. 1989. V. 312, No. 2. P. 253–268.
7. *Samuel S.* Bosonic Technicolor // Nucl. Phys. B. 1990. V. 347, No. 3. P. 625–650.

8. *Kagan A., Samuel S.* Renormalization Group Aspects of Bosonic Technicolor // Phys. Lett. B. 1991. V. 270, No. 1. P. 37–44.
9. *Carone C. D.* Technicolor with a 125 GeV Higgs Boson // Phys. Rev. D. 2012. V. 86, No. 5. P. 055011.
10. *Dimopoulos S., Susskind L.* Mass without Scalars // Nucl. Phys. B. 1979. V. 155, No. 1. P. 237–252.
11. *Eichten E., Lane K. D.* Dynamical Breaking of Weak Interaction Symmetries // Phys. Lett. B. 1980. V. 90, No. 1–2. P. 125–130.
12. *Peskin M. E., Takeuchi T.* Estimation of Oblique Electroweak Corrections // Phys. Rev. D. 1992. V. 46, No. 1. P. 381–409.
13. *Sannino F.* Conformal Dynamics for TeV Physics and Cosmology // Acta Phys. Polon. B. 2009. V. 40, No. 12. P. 3533–3744.
14. *Appelquist T. W., Karabali D., Wijewardhana L. C. R.* Chiral Hierarchies and Flavor-Changing Neutral Currents in Hypercolor // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57, No. 8. P. 957–960.
15. *Sannino F., Tuominen K.* Orienfold Theory Dynamics and Symmetry Breaking // Phys. Rev. D. 2005. V. 71, No. 5. P. 051901(R).
16. *Foadi R. et al.* Minimal Walking Technicolor: Setup for Collider Physics // Phys. Rev. D. 2007. V. 76, No. 5. P. 055005.
17. *Pasechnik R. et al.* Chiral-Symmetric Technicolor with Standard Model Higgs // Phys. Rev. D. 2013. V. 88, No. 7. P. 075009.
18. *Pasechnik R. et al.* Vector-Like Technineutron Dark Matter: Is a QCD-Type Technicolor Ruled Out by XENON 100? // Eur. Phys. J. C. 2014. V. 74, No. 2. P. 2728.
19. *Волков М. К., Раджабов А. Е.* Модель Намбу–Иона-Лазинио и ее развитие // УФН. 2006. Т. 176, № 6. С. 569–580.
20. *Olive K. A. et al. (Particle Data Group).* The Review of Particle Physics // Chin. Phys. C. 2014. V. 38, No. 9. P. 090001.

Получено 26 мая 2015 г.