$$E_{PQ}=E^0_{PQ}+gE^1_{PQ},\quad E^{PQ}=E_0^{PQ}+gE_1^{PQ},$$

$$E^0_{00}=1,\quad E^0_{0a}=0,\quad E^0_{ab}=-\delta_{ab},$$

$$E^1_{00}=-b(1-b^2)^{-1}+\frac{1}{2}\ln\frac{1+b}{1-b},\quad E^1_{0a}=b(1-b^2)^{-1}w^a,$$

$$E^1_{ab}=-\frac{1}{2}\ln\frac{1+b}{1-b}\delta_{ab}-b^{-1}(1-b^2)^{-1}w^aw^b,$$

$$E_0^{00}=1,\quad E_0^{0a}=0,\quad E_0^{ab}=-\delta^{ab},$$

$$E_1^{00}=p(1-p^2)^{-1}-\frac{1}{2}\ln\frac{1+p}{1-p},\quad E_1^{0a}=-p(1-p^2)^{-1}p_a,$$

$$E_1^{ab}=\frac{1}{2}\ln\frac{1+p}{1-p}\delta^{ab}+p^{-1}(1-p^2)^{-1}p_ap_b,$$

где $w^a=C^{-1/2}v^a$, $b=(\delta_{ab}w^aw^b)^{1/2}$.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Snyder H. S.//Phys. Rev. 1947. 71. P. 38. [2] Гольфанд Ю. А.// //ЖЭТФ. 1959. 37. С. 504; 1962. 43. С. 257. [3] Кадышевский В. Г.//ДАН СССР. 1962. 147. С. 588; ЖЭТФ. 1964. 46. С. 872. [4] Тамм И. Е. Собр. научных трудов. Т. 2. М., 1975. [5] Асанов Г. С.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1993. 34, № 3. С. 74; 1994. 35, № 1. С. 19. [6] Asanov G. S. Finsler Geometry, Relativity and Gauge Theories. Dordrecht, 1985.

Поступила в редакцию
02.06.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 2

УДК 539.12

НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ В КАЛИБРОВОЧНОЙ МОДЕЛИ С ДУБЛЕТАМИ КВАРКОВ РАЗЛИЧНОЙ СПИРАЛЬНОСТИ

Г. Н. Артамонова, В. С. Замиралов
(НИИЯФ)

Рассмотрена калибровочная модель с лево- и правоспиральными дублетами кварков. Построены выражения для нейтральных электрослабых токов. Показано, что слабые синглетные константы связи обычных и новых кварков равны. Также показано, что при выборе сектора Хиггса в виде двух независимых скалярных дублетов новые кварки участвуют в обычных слабых взаимодействиях с обменом Z_1-бозоном.

1. Введение

Известно, что стандартная модель Вайнберга—Салама с группой калибровочных преобразований $SU(2)_L\times U(1)$ [1, 2] с тремя поколениями кварков и лептонов успешно описывает громадное число экспериментальных данных в физике элементарных частиц. Однако активно обсуждались и анализировались также и другие модели подобного типа. Прежде всего здесь надо назвать модель Пати—Салама и ей подобные [3—5], в которых авторы пытались преодолеть асимметрию по четности, присущую модели Вайнберга—Салама. К этой же группе моделей примыкают и вектороподобные модели [6, 7], приводящие к сохраняющим четность нейтральным токам. Рассматривались и такие модели с шестью ароматами кварков, где в электрослабых взаимодействиях участвовало по два слабых изодублета лево- и правоспиральных кварков [8, 9], в которых отчасти можно избежать трудностей, характерных для моделей типа [6, 7]. Предлагались и модели с введением новых поколений кварков и лептонов [10].

Если новые кварки и лептоны образуют слабые левоспиральные изодублеты и правоспиральные изосинглеты, то их включение в схему стандартной модели весьма просто.

Если же новые кварки и лептоны образуют слабые правоспиральные изодублеты и левоспиральные изосинглеты, то их включение в схему уже не так тривиально. Тем не менее ни в работах [9, 10], ни в более поздних работах (см., напр., [11]) не изложен подробно вывод нейтральных слабых токов в таких моделях даже с относительно простым сектором Хиггса. В настоящей работе мы попытаемся отчасти восполнить этот пробел. С тем чтобы в дальнейшем иметь возможность обсуждать и анализировать различные варианты моделей, нам будет удобно подробно разобрать построение модели типа Вайнберга—Салама с группой калибровочных преобразований $(SU(2)_L+SU(2)_R)\times\times U(1)$. Это означает, что кварковый сектор одного поколения, рассмотрением которого мы здесь ограничимся, состоит из левоспиральных дублета $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$, изосинглетов t'_L, b'_L, правоспиральных изодублета $\begin{pmatrix} t' \\ b' \end{pmatrix}_R$ и изосинглетов u_R, d_R. Кварки t' и b' в общем случае не совпадают с обычными кварками t и b; для удобства там, где это не вызовет разночтения, мы будем опускать штрихи.

2. Построение лагранжиана квазивектороподобной модели

Перейдем к последовательному построению квазивектороподобной модели, лагранжиан которой инвариантен относительно группы калибровочных преобразований $(SU(2)_L+SU(2)_R)\times U(1)$. Введем лево- и правоспиральные дублеты

$$q_L=\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L,\quad Q_R=\begin{pmatrix} t' \\ b' \end{pmatrix}_R,\quad q_{L,R}\equiv\frac{1}{2}(1\pm\gamma_5)\,q$$

и соответствующие право- и левоспиральные синглеты u_R, d_R, t'_L, b'_L. Массы кварков равны нулю, так что спиральность является хорошим квантовым числом. Лагранжиан свободных кварковых полей имеет вид

$$L_0=i\bar{q}_L\hat{\partial}q_L+i\bar{u}_R\hat{\partial}u_R+i\bar{d}_R\hat{\partial}d_R+i\bar{Q}_R\hat{\partial}Q_R+i\bar{t}'_L\hat{\partial}t'_L+i\bar{b}'_L\hat{\partial}b_L \tag{1}$$

($\hat{\partial}\equiv\partial_\mu\gamma_\mu$; γ_μ, γ_5 $(\mu=1,2,3,4)$ — обычные γ-матрицы Дирака). Потребуем инвариантности лагранжиана относительно калибровочных преобразований группы $(SU(2)_L+SU(2)'_R)\times U(1)$ вида

$$\begin{aligned} &q'_L=\exp\left\{i\,\frac{\boldsymbol{\tau}}{2}\,\boldsymbol{\alpha}_L(x)\right\}q_L,\quad Q'_R=\exp\left\{i\,\frac{\boldsymbol{\tau}}{2}\,\boldsymbol{\alpha}_R(x)\right\}Q_R,\\ &u'_{R,L}=\exp\{i\beta^u_{R,L}(x)\}\,u_{R,L},\quad t'_{R,L}=\exp\{i\zeta^t_{R,L}(x)\}\,t_{R,L},\\ &d'_{R,L}=\exp\{i\beta^d_{R,L}(x)\}\,d_{R,L},\quad b'_{R,L}=\exp\{i\zeta^b_{R,L}(x)\}\,b_{R,L}. \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь $\boldsymbol{\tau}$ — матрицы Паули, полужирным шрифтом обозначены 3-векторы в слабом изотопическом пространстве с калибровочными преобразованиями. Соответственно введем безмассовые калибровочные бозоны $\mathbf{W}_\mu$, $\mathbf{V}_\mu$, Y_μ:

$$(\mathbf{W}'_\mu \boldsymbol{\tau}) = U_L (\mathbf{W}_\mu \boldsymbol{\tau}) U_L^+ + \frac{1}{ig_L} (\partial_\mu U_L) U_L^+,\ U_L = \exp\left\{ i \frac{\boldsymbol{\tau}}{2} \boldsymbol{\alpha}_L \right\}, \tag{3}$$

$$(\mathbf{V}'_\mu \boldsymbol{\tau}) = U_R (\mathbf{V}_\mu \boldsymbol{\tau}) U_R^+ + \frac{1}{ig_R} (\partial_\mu U_R) U_R^+,\ U_R = \exp\left\{ i \frac{\boldsymbol{\tau}}{2} \boldsymbol{\alpha}_R \right\},$$

$$Y'_\mu = Y_\mu - \frac{1}{g} \partial_\mu \beta.$$

Тогда лагранжиан, инвариантный относительно калибровочных преобразований (2), (3), будет иметь вид

$$L = L_0 - g_L \bar{q}_L \mathbf{W}_\mu \gamma_\mu \frac{\boldsymbol{\tau}}{2} q_L - g_R \bar{Q}_R \mathbf{V}_\mu \gamma_\mu \frac{\boldsymbol{\tau}}{2} Q_R -$$

$$- g'_L (\xi_L^u \bar{u}_L \gamma_\mu u_L + \xi_L^d \bar{d}_L \gamma_\mu d_L + \xi_R^u \bar{u}_R \gamma_\mu u_R + \xi_R^d \bar{d}_R \gamma_\mu d_R) Y_\mu -$$

$$- g'_R (\eta_L^t \bar{t}_L \gamma_\mu t_L + \eta_L^b \bar{b}_L \gamma_\mu b_L + \eta_R^t \bar{t}_R \gamma_\mu t_R + \eta_R^b \bar{b}_R \gamma_\mu b_R) \gamma_\mu -$$

$$- \frac{1}{4} |W_{\mu\nu}^a|^2 - \frac{1}{4} |V_{\mu\nu}^a|^2 - \frac{1}{4} |Y_{\mu\nu}|^2, \tag{4}$$

где

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g_L \varepsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c,$$

$$V_{\mu\nu}^a = \partial_\mu V_\nu^a - \partial_\nu V_\mu^a - g_R \varepsilon^{abc} V_\mu^b V_\nu^c,$$

$$Y_{\mu\nu} = \partial_\mu Y_\nu - \partial_\nu Y_\mu,\ a,\ b,\ c = 1,\ 2,\ 3,$$

a, b, c — слабые изотопические индексы.

С тем чтобы ввести массивные векторные бозоны, а заодно придать массы кваркам, обратимся к механизму Хиггса. Хиггсовские бозоны выберем в виде изодублетов и для сектора с $\mathbf{W}$, Y, и для сектора с $\mathbf{V}$, Y. Это можно сделать следующим образом [12]:

$$L_H = |D_\mu^L \varphi|^2 + m_L^2 |\varphi|^2 - \lambda_L |\varphi|^4 + |D_\mu^R \chi|^2 + m_R^2 |\chi|^2 -$$

$$- \lambda_R |\chi|^4 + 2h |\varphi^2 \chi^2| \equiv T - V. \tag{5}$$

Как обычно, следует теперь найти минимум потенциала $V(\varphi, \chi)$. Взяв производные по φ и χ и приравняв их нулю, получаем систему двух уравнений:

$$(m_L^2 - 2\lambda_L \varphi^2 + 2h\chi^2) \varphi = 0,$$

$$(m_R^2 - 2\lambda_R \chi^2 + 2h\varphi^2) \chi = 0.$$

Отсюда в предположении, что $\langle\varphi\rangle \neq 0$, $\langle\chi\rangle \neq 0$, находим значения минимумов для $V(\varphi, \chi)$, которые суть отличные от нуля вакуумные средние полей φ и χ:

$$\langle\varphi\rangle^2 = \frac{\lambda_R}{2} \frac{m_L^2 + (m_R^2 h/\lambda_R)}{\lambda_R \lambda_L - h^2},\quad \langle\chi\rangle^2 = \frac{\lambda_L}{2} \frac{m_R^2 + (m_L^2 h/\lambda_L)}{\lambda_R \lambda_L - h^2}.$$

В [12], напротив, было положено $\langle\varphi\rangle = 0$, и поэтому для введения масс в секторе обычных кварков надо было ввести дополнительные поля Хиггса. Но нам введение перекрестного члена в (5) неудобно: как видно, нельзя определить при конечных h, λ_R, λ_L вакуумные средние так, чтобы условие $m_R^2 \gg m_L^2$ приводило к условию $\langle\chi\rangle \gg \langle\varphi\rangle$. А это последнее условие необходимо для того, чтобы массы новых векторных бозонов были намного больше масс W- и Z-бозонов в стандартной модели Вайнберга—Салама. Укажем два случая, когда $\langle\chi\rangle \gg \langle\varphi\rangle$:

(1) $h=0,\ m_R^2 \gg m_L^2,$

(2) $h \neq 0,\ \lambda_L \gg h,\ \lambda_R,\ m_R^2 \gg m_L^2.$

Второе условие представляется нам искусственным, поэтому в дальнейшем положим в наших вычислениях $h=0$. При этом хиггсовские поля φ и χ входят в лагранжиан независимым образом. Выпишем теперь явно «кинетический член» лагранжиана хиггсовского сектора L_H, описывающий взаимодействие безмассовых калибровочных полей с хиггсовскими скалярными полями:

$$L_H^{\text{kin}} = \left| \left(\partial_\mu + i g_L \frac{\tau}{2} \mathbf{W}_\mu + i g_L' \cdot \frac{1}{2} Y_\mu \right) \varphi \right|^2 + \left| \left(\partial_\mu + i g_R \frac{\tau}{2} \mathbf{V}_\mu + i g_R' \cdot \frac{1}{2} Y_\mu \right) \chi \right|^2.$$

В соответствии с обычной техникой вычислений (см., напр., [13]) мы переходим к новым скалярным полям с нулевыми вакуумными средними $\bar\varphi=\varphi-\langle\varphi\rangle$, $\bar\chi=\chi-\langle\chi\rangle$. При этом происходит спонтанное нарушение калибровочной инвариантности лагранжиана $\bar L = L + L_H$, а у калибровочных бозонов возникает эффективная масса, что удобно записать, выделив из $\bar L$ соответствующий массовый член:

$$8L_M = |g_L W_\mu^3 + g_L' Y_\mu|^2 \lambda^2 + |g_R V_\mu^3 + g_R' Y_\mu|^2 \mu^2 + \lambda^2 g_L^2 (|W_\mu^+|^2 + |W_\mu^-|^2) + \mu^2 g_R^2 (|V_\mu^+|^2 + |V_\mu^-|^2),$$

$$\frac{\lambda}{\sqrt{2}} = \langle\varphi\rangle, \quad \frac{\mu}{\sqrt{2}} = \langle\chi\rangle.$$

Выпишем подробнее часть L_M, связанную с нейтральными бозонами, которую придется приводить к диагональному виду:

$$\begin{aligned} 8L_M^{\text{neutr}} &= g_L^2 \lambda^2 |W_\mu^3|^2 + (g_L'^2 \lambda^2 + g_R'^2 \mu^2) |Y_\mu|^2 + g_R^2 \mu^2 |V_\mu^3|^2 + \\ &+ g_L g_L' \lambda^2 (W_\mu^{3*} Y_\mu + Y_\mu^* W_\mu^3) + g_R g_R' \mu^2 (V_\mu^{3*} Y_\mu + Y_\mu^* V_\mu^3) \equiv \\ &\equiv w^2 |W_\mu^3|^2 + (b_1^2 + b_2^2) |Y_\mu|^2 + b_1 w (W_\mu^{3*} Y_\mu + Y_\mu^* W_\mu^3) + \\ &+ b_2 v (V_\mu^3 Y_\mu + Y_\mu^* V_\mu^3) + v^2 |V_\mu^3|^2. \end{aligned} \tag{6}$$

Квадратичная форма (6) может быть преобразована к сумме модулей квадратов полей, которые мы обозначим через $Z_{1\mu}$, $Z_{2\mu}$, A_μ и которые уже можно будет отождествить с наблюдаемыми частицами.

3. Построение нейтральных токов

Итак, мы ищем ортогональное преобразование *)

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ V_\mu^3 \\ Y_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} & \Gamma_{13} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} & \Gamma_{23} \\ \Gamma_{31} & \Gamma_{32} & \Gamma_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_{1\mu} \\ Z_{2\mu} \\ A_\mu \end{pmatrix}, \tag{7}$$

которое переведет форму (6) в выражение

$$8L_M^{\text{neutr}} = s_1 |Z_{1\mu}|^2 + s_2 |Z_{2\mu}|^2 + s_3 |A_\mu|^2.$$

*) Мы здесь следуем [14].

Для нахождения $\bar{s}_k$, $k=1, 2, 3$, достаточно решить вековое уравнение, составленное из коэффициентов квадратичной формы (6):

$$\begin{vmatrix} w^2-s & 0 & b_1 w \\ 0 & v^2-s & b_2 v \\ b_1 w & b_2 v & (b_1^2+b_2^2)-s \end{vmatrix} = 0. \tag{8}$$

Его корни легко находятся:

$$\bar{s}_{1,2} = \frac{1}{2}(w^2+v^2+b_1^2+b_2^2) \pm$$
$$\pm \frac{1}{2}\sqrt{(w^2+v^2+b_1^2+b_2^2)^2 - 4(w^2v^2+b_1^2v^2+b_2^2w^2)},$$
$$\bar{s}_3 = 0.$$

Безмассовое поле A_μ естественно отождествить с электромагнитным полем. Поля $Z_{1,2\mu}$ — массивные нейтральные векторные бозоны, причем бозон Z_2 должен быть гораздо массивнее бозона Z_1, чтобы не нарушить предсказаний стандартной модели. Принимая, что все слабые константы одного порядка малости, положим $\mu^2 \gg \lambda^2$. Тогда

$$s_1 = \lim_{\mu^2/\lambda^2 \to \infty} \bar{s}_1 = \frac{g_L^2 g_R^2 + g_L'^2 g_R^2 + g_L^2 g_R'^2}{g_R^2 + g_R'^2}\lambda^2 \equiv \frac{G_1^2}{g_R^2+g_R'^2}\lambda^2,$$
$$s_2 = \lim_{\mu^2/\lambda^2 \to \infty} \bar{s}_2 = (g_R^2 + g_R'^2)\mu^2, \quad s_3 = 0. \tag{9}$$

Здесь $s_1 \equiv \frac{1}{2} M_{Z_1}^2$, $s_2 \equiv \frac{1}{2} M_{Z_2}^2$.

Нам осталось определить коэффициенты Γ_{ij} $(i, j=1, 2, 3)$, чтобы выразить поля W_μ^3, V_μ^3, Y_μ через наблюдаемые поля A_μ, $Z_{1\mu}$, $Z_{2\mu}$. Напомним, что мы хотим квадратичную форму (6) вида $f \equiv \Sigma a_{ij} x_i x_j$ $(i, j = 1, 2, 3)$, где $a_{ij} = a_{ji}$, с помощью ортогонального преобразования свести к сумме квадратов. Воспользовавшись (7) и условием $\Sigma a_{ij}\Gamma_{im}\Gamma_{in} = 0$ при $m \neq n$, получим систему уравнений для определения Γ_{ij}:

$$\begin{aligned} &(a_{11}-s_k)\Gamma_{1k} + a_{12}\Gamma_{2k} + a_{13}\Gamma_{3k} = 0, \\ &a_{21}\Gamma_{1k} + (a_{22}-s_k)\Gamma_{2k} + a_{23}\Gamma_{3k} = 0, \\ &a_{31}\Gamma_{1k} + a_{32}\Gamma_{2k} + (a_{33}-s_k)\Gamma_{3k} = 0, \end{aligned} \tag{10}$$

где s_k — корни векового уравнения (8). Пренебрегая в вычислениях членами порядка λ^2/μ^2 по сравнению с единицей, из (10) с учетом (6) окончательно получим следующее выражение для Γ_{ik}:

$$\Gamma_{11} = \frac{g_L(g_R^2 + g_R'^2)}{\sqrt{g_R^2+g_R'^2}\,G_1},$$

$$\Gamma_{21} = \frac{g_R g_R' g_L'}{\sqrt{g_R^2+g_R'^2}\,G_1},$$

$$\Gamma_{31} = \frac{g_L' g_R^2}{\sqrt{g_R^2+g_R'^2}\,G_1},$$

$$\Gamma_{12}=0,\ \Gamma_{22}=-\frac{g_R}{\sqrt{g_R^2+g_R'^2}},\ \Gamma_{32}=-\frac{g_R'}{\sqrt{g_R^2+g_R'^2}},$$

$$\Gamma_{13}=\frac{g_L'g_R}{G_1},\ \Gamma_{23}=\frac{g_Lg_R'}{G_1},\ \Gamma_{33}=\frac{g_Lg_R}{G_1}.$$

Однако взаимодействие калибровочных полей с кварками задано у нас еще не полностью. Необходимо доопределить коэффициенты $\xi_{L,R}^{u,d}$ и $\eta_{L,R}^{t,b}$.

Это достаточно просто сделать, построив электромагнитный ток. Для этого в (4) проведем преобразование (7) и соберем члены при поле A_μ для u- и d-кварков:

$$\Big[g_L\Gamma_{13}\cdot\frac{1}{2}(\bar{u}_L\gamma_\mu u_L-\bar{d}_L\gamma_\mu d_L)+g_L'\Gamma_{33}(\xi_L^u\bar{u}_L\gamma_\mu u_L+$$
$$+\xi_R^u\bar{u}_R\gamma_\mu u_R+\xi_L^d\bar{d}_L\gamma_\mu d_L+\xi_R^d\bar{d}_R\gamma_\mu d_R)\Big]A_\mu.$$

Поскольку электромагнитный ток кварков должен быть 4-вектором, получаем простую систему уравнений:

$$\frac{1}{2}g_L\Gamma_{13}+g_L'\xi_L^u\Gamma_{33}=\frac{2}{3}e,\ g_L'\Gamma_{33}\xi_R^u=\frac{2}{3}e,$$
$$-\frac{1}{2}g_L\Gamma_{13}+g_L'\xi_L^d\Gamma_{33}=-\frac{1}{3}e,\ g_L'\Gamma_{33}\xi_R^d=-\frac{1}{3}e,$$

откуда

$$\xi_L^u=-\frac{1}{6},\ \xi_R^u=-\frac{2}{3};\ \xi_L^d=-\frac{1}{6},\ \xi_R^d=\frac{1}{3}.$$

Окончательно для части лагранжиана, описывающего взаимодействие u- и d-кварков с полем A_μ, получаем

$$J_\mu^{u,d,\text{el}}A_\mu=\frac{g_Rg_Lg_L'}{G_1}\left(\frac{2}{3}\bar{u}\gamma_\mu u-\frac{1}{3}\bar{d}\gamma_\mu d\right)A_\mu. \qquad (11)$$

Из этих выражений следует, что электрический заряд имеет вид

$$e=\frac{g_Rg_Lg_L'}{G_1}.$$

Напомним, что в модели Вайнберга—Салама ($g_R=g'_R=0$)

$$e=\frac{g_Lg_L'}{\sqrt{g_L^2+g_L'^2}}.$$

Повторим те же вычисления для сектора t'- и b'-кварков:

$$\Big[g_R\Gamma_{23}\frac{1}{2}(\bar{t}_R'\gamma_\mu t_R'-\bar{b}_R'\gamma_\mu b_R')+g_R'\Gamma_{33}(\eta_R^t\bar{t}_R'\gamma_\mu t_R'+$$
$$+\eta_L^t\bar{t}_L'\gamma_\mu t_L'+\eta_R^b\bar{b}_R'\gamma_\mu b_R'+\eta_L^b\bar{b}_L'\gamma_\mu b_L')\Big]A_\mu.$$

Построив аналогичную предыдущей систему равенств:

$$\frac{1}{2}-\eta_R^t=\frac{2}{3},\ \eta_L^t=-\frac{2}{3},\ -\frac{1}{2}-\eta_R^b=-\frac{1}{3},\ \eta_L^b=\frac{1}{3},$$

получим для части лагранжиана, описывающего взаимодействие t'- и b'-кварков с полем A_μ;

$$J^{t,b,\mathrm{el}} A_\mu = \frac{g_R g'_R g_L}{G_1}\left(\frac{2}{3}\,\bar{t}'\gamma_\mu t' - \frac{1}{3}\,\bar{b}'\gamma_\mu b'\right) A_\mu. \tag{12}$$

Отсюда для электрического заряда получаем выражение

$$\bar{e} = \frac{g_R g'_R g_L}{G_1}.$$

Так как для непротиворечивости модели необходимо условие $\bar{e}=e$, получаем, что $g'_R = g'_L \equiv g'$. Тогда

$$e = \frac{g_R g_L g'}{\sqrt{g_L^2 g_R^2 + g'^2 (g_L^2 + g_R^2)}} \equiv \frac{g_R g_L g'}{G_2}.$$

Достроим теперь в лагранжиане $\bar{L}$ члены, описывающие взаимодействие Z_1-бозона с u- и d-кварками:

$$L^{\mathrm{int}}_{Z_1\bar{q}q} = \Big[\bar{u}_L\gamma_\mu u_L \frac{1}{2}\left(g_L\Gamma_{11} - \frac{1}{3} g'\Gamma_{31}\right) + \bar{u}_R\gamma_\mu u_R\left(-\frac{2}{3} g'\Gamma_{31}\right) -$$

$$-\bar{d}_L\gamma_\mu d_L\cdot\frac{1}{2}\left(g_L\Gamma_{11} + \frac{1}{3} g'\Gamma_{31}\right) + \bar{d}_R\gamma_\mu d_R\cdot\frac{1}{3} g'\Gamma_{31}\Big] Z_{1\mu} =$$

$$= \frac{G_2}{\sqrt{g_R^2 + g'^2}}\left[\frac{1}{2}\,(\bar{u}_L\gamma_\mu u_L - \bar{d}_L\gamma_\mu d_L) - \sin^2\theta_W^L J_\mu^{u,d,\mathrm{el}}\right] Z_{1\mu}, \tag{13}$$

где угол Вайнберга определен выражением

$$\sin^2\theta_W^L = \frac{e^2}{g_L^2} = \frac{1}{g_L^2}\,\frac{g_L^2 g_R^2 g'^2}{G_2^2}.$$

Благодаря тому что в рассматриваемом приближении $\Gamma_{12}=0$, u- и d-кварки не взаимодействуют с векторным калибровочным бозоном Z_2.

Перейдем теперь к рассмотрению взаимодействия t'- и b'-кварков с нейтральными бозонами Z_1 и Z_2. Сначала построим член лагранжиана, описывающий взаимодействие Z_2-бозона с t'- и b'-кварками:

$$L^{\mathrm{int}}_{Z_2\bar{Q}Q} = \Big[\bar{t}'_R\gamma_\mu t'_R\cdot\frac{1}{2}\left(g_R\Gamma_{22} - \frac{1}{3} g'\Gamma_{32}\right) + \bar{t}'_L\gamma_\mu t'_L\left(-\frac{2}{3} g'\right)\Gamma_{32} -$$

$$-\bar{b}'_R\gamma_\mu b'_R\cdot\frac{1}{2}\left(g_R\Gamma_{22} + \frac{1}{3} g'\Gamma_{32}\right) + \bar{b}'_L\gamma_\mu b'_L\cdot\frac{1}{3} g'\Gamma_{32}\Big] Z_{2\mu} =$$

$$= -\sqrt{g_R^2 + g'^2}\left[\frac{1}{2}\,(\bar{t}'_R\gamma_\mu t'_R - \bar{b}'_R\gamma_\mu b'_R) - \sin^2\theta_W^R J_\mu^{b,t,\mathrm{el}}\right] Z_{2\mu}, \tag{14}$$

где второй угол Вайнберга дается формулой

$$\sin^2\theta_W^R = \frac{g'^2}{g_R^2 + g'^2}.$$

Отметим, что углы Вайнберга существенно отличны друг от друга даже при $g_L = g_R$.

Остается рассмотреть очень важный для всей модели вопрос о взаимодействии t'- и b'-кварков с обычными слабыми полями. По построению t'- и b'-кварки не связаны с W-бозонами и поэтому не могут участвовать в заряженных переходах с обменом $W^\pm$-бозонами. Однако из выражения (4) также следует, что возможно взаимодействие t'- и b'-кварков с Z_1-бозоном. Соберем члены при Z_1 в токе t'- и b'-кварков, используя выражение (7):

$$L^{\text{int}}_{Z_1\bar{Q}Q}=\left[\bar{t}'_R\gamma_\mu t'_R\cdot\frac{1}{2}\left(g_R\Gamma_{21}-\frac{1}{3}g'\Gamma_{31}\right)+\bar{t}'_L\gamma_\mu t'_L\left(-\frac{2}{3}g'\right)\Gamma_{31}-\right.$$

$$\left.-\bar{b}'_R\gamma_\mu b'_R\cdot\frac{1}{2}\left(g_R\Gamma_{21}+\frac{1}{3}g'\Gamma_{31}\right)+\bar{b}'_L\gamma_\mu b'_L\cdot\frac{1}{3}g'\Gamma_{31}\right]Z_{1\mu}=$$

$$=-\frac{G_2}{\sqrt{g_R^2+g'^2}}\sin^2\theta_W^L\left(\frac{2}{3}\bar{t}'\gamma_\mu t'-\frac{1}{3}\bar{b}'\gamma_\mu b'\right)Z_{1\mu}. \qquad (15)$$

Мы видим, что t'- и b'-кварки участвуют в обычных слабых взаимодействиях с обменом нейтральным векторным бозоном Z_1, причем в этих взаимодействиях сохраняется четность.

Этот результат имеет важные следствия. Оказывается, что кварки t', b' взаимодействуют с обычным веществом и через обмен Z_1-бозоном, причем интенсивность этого слабого взаимодействия примерно та же, что и для обычных кварков и лептонов.

4. Заключение и выводы

Итак, мы рассмотрели вариант стандартной модели Вайнберга—Салама типа [8], в котором наряду со слабым левоспиральным дублетом обычных кварков u, d вводится слабый правоспиральный дублет кварков с новыми ароматами. В этой модели из определения электрического заряда следует, что $g'_L=g'_R$, в то время как константы связи g_L и g_R друг с другом связаны только косвенно через углы Вайнберга.

Нами построены электрослабые токи обычных и новых кварков. Показано, что правый и левый углы Вайнберга существенно разнятся. Также показано, что новые кварки могут взаимодействовать с обычным веществом не только через обмен γ-квантами (и, конечно, глюонами), но и через обмен Z_1-бозоном с сохранением четности.

Подробное построение токов модели типа [8] позволит нам в дальнейшем проанализировать другие модели типа Вайнберга—Салама с введением новых кварков и лептонов.

Авторы благодарны С. Н. Лепшокову, Н. И. Старкову и В. А. Цареву за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Weinberg S.//Phys. Rev. Lett. 1967. **19.** P. 1264. [2] Salam A.//Nobel Symposium N 8/Ed. N. Svartholm. Stokholm, 1968. P. 367. [3] Pati J. C., Salam A.//Phys. Rev. 1974. **D10.** P. 275. [4] Fritzsch H., Minkowski P.//Nucl. Phys. 1976. **B103.** P. 91. [5] Mohapatra R. N., Sidhu D. P.//Phys. Rev. Lett. 1977. **38.** P. 667. [6] Fritzsch H., Gell-Mann M., Minkowski P.//Phys. Lett. 1975. **B59.** P. 256. [7] Wilczek F., Zee A., Kingsley R. L., Treiman S.//Phys. Rev. 1975. **D12.** P. 2768; De Rujula A., Georgi H, Glachow S. L.//Ibid. P. 3589. [8] Fritzsch H. Caltech Preprint 1976, CALT-68-524. California, USA; Inoue K., Kakuto A., Komatsu H.//Progr. Theor. Phys. 1976. **57.** P. 998. [9] Бабаев З. Р., Замиралов В. С.//Ядерная физика. 1977. **26.** С. 1267. [10] Inoue K., Kakuto A., Nakano Y.//Progr. Theor. Phys. 1977. **58.** P. 630. [11] Hagelin J. S., Kelley S., Tanaka T. Preprint MIU-THP-92/59. USA, Iova, Maharischi International University, 1992. [12] Senjanovió G., Mohapatra R. N.//Phys. Rev. 1975. **D12.** P. 1502. [13] Хелзен Ф., Мартин А. Кварки и лептоны. М., 1987. [14] Шарлье К. Небесная механика. М., 1966.

Поступила в редакцию
16.06.93