Письма в ЖЭТФ, том 36, вып.11, стр. 407 – 410 *5 декабря 1982 г.*

К ПРОИСХОЖДЕНИЮ $SU(5)$-СИММЕТРИИ КВАРКОВ И ЛЕПТОНОВ

Дж.Л.Чкареули

Показано, что преоны в модели с унитарным метацветом $SU(3)$ образуют в основном состоянии кварки и лептоны, заполняющие стандартные мультиплеты $SU(5)$-симметрии $\bar{5}$ + 10. Полная локальная симметрия кварков и лептонов имеет вид $SU(6)_H \otimes SU(6)_V$ (горизонтально-вертикальная симметрия) и содержит шесть поколений $SU(5)$.

Ненарушенная киральная симметрия гарантирует безмассовость фермионов. Если эти фермионы – преоны, образующие в результате действия сил метацвета $SU(3)_{mc}$ наблюдаемые кварки и лептоны, то согласно Тоофту [1] последние также будут безмассовыми при условии, что

$$\sum_q I_q A(q) = 3A(N) \qquad (1)$$

Здесь $A(N)$ и $A(q)$ – групповые коэффициенты треугольных аномалий по одной из групп, $SU(N)_L$ или $SU(N)_R$, киральной симметрии преонов $K(N) \equiv SU(N)_L \otimes SU(N)_R$ (N – число преонов): $A(N)$ – фундаментального представления N для преонов, $A(q)$ – представления для безмассовых составных фермионов. Значения $|I_q|$ дают кратность появления представления q в спектре составных фермионов, при этом $I_q > 0$ отвечают левоспиральным, а $I_q < 0$ – правоспиральным состояниям.

Условие (1) через коэффициенты $A(q)$ содержит явную зависимость от числа преонов N. Мы примем его, но вместо того чтобы следовать дальше программе Тоофта [1] и искать не зависящие от N решения уравнения (1) относительно индексов I_q [1)], решим его относительно N, беря в (1) только основные состояния связанных фермионов. Для этих состояний в каждом представлении q естественно допустить только два возможных значения $|I_q|$:

$$|I_q| = 0,1. \qquad (2)$$

Пусть условие (1) имеет решение по N, скажем, при $N = N_0$. Тогда киральная симметрия преонов $K(N_0)$ не нарушается и за радиусом их конфайнмента R_{mc}, и составные фермионы во всех представлениях q в (1) не получают масс порядка своих „размеров" $M \sim R_{mc}^{-1}$ [1]. Если эта симметрия – локальна, то, очевидно, она и останется в качестве калибровочной симметрии составных кварков и лептонов.

[1)] См. критику в работе [1].

2. Введем N безмассовых дираковских преонов

$$\mathcal{P}\equiv(L,\ R);\quad L_{ia},\ R_{ia}\qquad (i=1,\ 2,\ 3), \tag{3}$$

где индекс i отвечает метацвету с локальной симметрией $SU(3)_{mc}$, приводящему к конфайнменту преонов внутри кварков и лептонов (с радиусом $R_{mc} \lesssim 10^{-15}$ ГэВ$^{-1}$ [3]); $\alpha(1\ldots N)$ и $a(1\ldots N)$ – индексы также калибровочных, по предположению, групп симметрии $SU(N)_L$ и $SU(N)_R$, соответственно.

Отметим, что хотя аномалии по группе $SU(3)_{mc}$ скомпенсированы, аномалии по группам $SU(N)_L$ и $SU(N)_R$ остаются. Для их сокращения дополнительно к состояниям (3) следует [1] ввести синглетные по метацвету $SU(3)_{mc}$ состояния противоположной спиральности (лептоны метацвета – „леоны", три правых и три левых).

$$r_a^{(p)},\ l_a^{(p)};\quad p=1,2,3. \tag{4}$$

Перейдем теперь от преонов и леонов к кваркам и лептонам. Токи составных фермионов, отвечающие основным связанным из трех „валентных" преонов состояниям, бесцветным по $SU(3)_{mc}$, имеют вид:

$$\psi_{a[ab]L}(x)=L_{ia}(R_{ja}\,C\,R_{kb})\,\epsilon^{ijk}\qquad \boxed{L}\otimes\begin{array}{|c|}\hline R\\\hline R\\\hline\end{array};$$

$$\chi_{\{\alpha[\beta\gamma]\}L}(x)=O^A L_{i\alpha}(L_{j\beta}\,C\,O^A L_{k\gamma})\,\epsilon^{ijk},\qquad \begin{array}{|c|c|}\hline L & L\\\hline L & \\\cline{1-1}\end{array} \tag{5}$$

$$O^A=1,\sigma_{\mu\nu}$$

и аналогично правые токи $\psi_R(x)$ и $\chi_R(x)$, получаемые заменой $L\leftrightarrow R$ в (5). Таким образом, симметрия составных фермионов по группе $SU(N)_L\otimes SU(N)_R$ установлена (см. в (5) таблицы Юнга) и мы можем приступить к решению системы уравнений (1, 2). Фиксируя в (1) значения аномальных коэффициентов по группе $SU(N)_L$ [1].

$$A(\psi_L)=-\frac{1}{2}N(N-1),\quad A(\chi_L)=N^2-9,\quad A(\psi_R)=N(N-4),\ A(\chi_R)=0 \tag{6}$$

и $A(N)=1$, получаем $(I_{\psi_L}=-I_{\psi_R}\equiv I_\psi,\ I_{\chi_L}\equiv I_\chi)$

$$-\frac{1}{2}N(N-7)\,I_\psi+(N^2-9)\,I_\chi=3. \tag{7}$$

Легко видеть, что для основных состояний (см. (2)) уравнение (7) имеет единственное решение

$$I_\psi=1,\ I_\chi=0;\ N=6. \tag{8}$$

Итак, за радиусом R_{mc} мы получили свободную от аномалий $SU(6)_L\otimes SU(6)_R$ – теорию с безмассовыми в пределе симметрии мультиплетами леонов r и l (4) и кварков и лептонов ψ_L и ψ_R (5) (в левоспиральном базисе $3\bar{r}+3l+\psi_L+\bar{\psi}_R$)

$$3\cdot(\bar{6},1)+3\cdot(1,6)+(6,15)+(\overline{15},\bar{6}). \tag{9}$$

Из (9) видно, что если теперь отождествить $SU(6)_R$ с „вертикальной" симметрией, объединяющей кварки и лептоны внутри каждого поколения, а $SU(6)_L$ – с „горизонтальной" симметрией, преобразующей эти поколения между собой, то после спонтанного нарушения такой $SU(6)_H\otimes SU(6)_V$ до $SU(5)_V$ мультиплет (9), вследствие выпадения тяжелых состояний $(5+\bar{5})$ [4] $SU(5)_V$ инвариантной массой, редуцируется строго к шести поколениям стандартной $SU(5)$

$$\text{синглеты}+3\cdot(5'+\bar{5})+6\cdot(5+\bar{5})+6\cdot(\bar{5}+10), \tag{10}$$

где мы специально выделили $5'$-плеты, появившиеся из полей леонов (4).

3. Спонтанное нарушение симметрии

$$SU(6)_{H} \otimes SU(6)_{V} \to SU(5)_{V} \to SU(3)_{c} \otimes U(1)_{EM} \tag{11}$$

вызывают, по предположению, составные, скаляры Хиггса

$$(6, \bar{6}), (\bar{6}, 6), (35, 1), (1, 35), \quad \ldots \tag{12}$$

с разнообразным преóн-антипреонным содержанием, возникающие наряду с кварками и лептонами на расстояниях $R \gg R_{mc}$.

Ясно, однако, что эти скаляры не могут привестит к образованию масс элементарных леонов [4]. Для того чтобы, леоны приобрели массы необходимо помимо составных скаляров (12) ввести элементарные скаляры Хиггса

$$(15, 1), \ (1, \overline{15}) \cdot \tag{13}$$

Тогда из $SU(6)_{H} \otimes SU(6)_{V}$-симметричных юкавских связей леонов с составными фермионами

$$[(\bar{6}, 1) \ (6, 15)] \cdot (1, 1\bar{5}), \qquad [(1, 6) \ (\overline{15}, \bar{6})] \cdot (15, 1) \tag{14}$$

возникнут массы леонов, пропорциональные вакуумным средним (ВС) полей (13). Полагая, что эти ВС одного порядка, мы приходим к величине

$$\langle 15, 1 \rangle_0 \sim \langle 1, \overline{15} \rangle_0 \lesssim 0(10^3)\ \text{ГэВ}. \tag{15}$$

Последнее следует из того, что „вертикальный" скаляр $(1, \overline{1}5)$ с $SU(5)$-содержанием $(1, \bar{5} + \overline{10})$ развивает ВС на $\bar{5}$-плете $SU(5)$, что, с другой стороны, вызывает нарушение обычной $SU(2) \otimes U(1)$ [4].

Таким образом, леонные $5'$-плеты, образующие „векторные" комбинации с составными $\bar{5}$-плетами (см. (10)), $3 \cdot (5' + \bar{5})$, также как шесть поколений составных кварков и лептонов, $6 \cdot (\bar{5} + 10)$, должны иметь массы $\lesssim 0(1)$ ТэВ, поскольку их массы и массы слабых бозонов $SU(2) \otimes U(1)$ индуцируют одни и те же скаляры Хиггса. Оставшиеся состояния в мультиплете (10)– синглеты и составные 5-плеты, $6 \cdot (5 + \bar{5})$, получают массы порядка шкалы объединения $SU(6)_{H} \otimes SU(6)_{V}$ из ВС составных скаляров (12).

4. Было предположено, что локальная симметрия преонов $SU(N)_L \otimes SU(N)_R$ является в тоже время горизонтально-вертикальной симметрией кварков и лептонов $SU(N)_H \otimes SU(N)_V$ При этом оказалось, что единственная симметрия, для которой возможно существование спектра безмассовых составных фермионов, есть $SU(6)_H \otimes SU(6)_V$.

Модель предсказывает три новых кварк-лептонных поколения $SU(5)$, что хорошо согласуется с описанием массового спектра для известных кварков и лептонов [5]. Помимо этого модель предсказывает существование тяжелых леонов – трех слабых дублетов лептонов вида $\left(\frac{E^0}{E}\right)^{(p)}$ и трех кварковых синглетов $D^{(p)}$ с зарядом $-1/3$ ($p = 1, 2, 3$).

Наличие новых кварк-лептонных состояний в интервале масс $10 \div 1000$ ГэВ позволяет поднять время жизни протона до 10^{31} лет и выше и, таким образом, преодолеть основную трудность, испытываемую в настоящее время стандартной $SU(5)$-моделью [6]. Детально этот вопрос будет рассмотрен отдельно.

Я благодарен З.Г.Бережиани и О.В.Канчели за полезные обсуждения. Я хочу также выразить благодарность участникам семинара в ИТЭФ и, в особенности, М.Б.Волошину, В.И.Захарову и К.А.Тер-Мартиросяну за ценные критические замечания.

Литература

1. *'t Hooft G.* Cargese Summer Institute Lectures, 1979.
2. *Preskill J., Weinberg S.* Phys. Rev. 1981, **D24**, 1059.
3. *Ансельм А.А.* Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 88.
4. *Окунь Л.Б.* Лептоны и кварки. М.: Наука, 1981.

5. *Бережиани З.Г., Чкареули Дж.Л.* Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 494.

6. *Ellis J.* CERN preprint, 1981, Ref. TH-3174.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
3 ноября 1982 г.