

КВАРК-ЛЕПТОННЫЕ СЕМЕЙСТВА: ОТ  $SU(5)$ - К  $SU(8)$ -СИММЕТРИИ<sup>1)</sup>

Дж. Л. Чкареули

Предложена единая модель слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий составных кварков и лептонов с локальной  $SU(8)$ -симметрией.

$SU(5)$ -модель Джорджи — Глэшоу, минимальным образом объединяющая теорию Вейнберга — Салама с квантовой хромодинамикой (КХД), дает изолированное описание каждого из трех существующих в настоящее время кварк-лептонных семейств  $(u, d, \nu_e, e)$ ,  $(c, s, \nu_\mu, \mu)$  и  $(t?, b, \nu_\tau, \tau)$  [1]. Вследствие этого как полная систематика кварков и лептонов, так и явления, связанные с кабиббовским смешиванием кварков, нарушением  $CP$  и т. д., фактически остаются за пределами  $SU(5)$ -унификации.

Нам представляется, что набор двух групп фундаментальных квантовых чисел — цвета  $i_c = 1, 2, 3 (SU(3)_c)$  и аромата  $i_f = 1, 2 ([SU(2) \otimes U(1)]_f)$  — должен быть дополнен аналогичной группой "весовых" неабелевых квантовых чисел  $i_h = 1, 2, 3 (SU(3)_h)$ , нумерующих семейства. Тогда естественно предположить, что эти восемь кванто-

<sup>1)</sup> Основные результаты данной работы были доложены на сессии ОЯФ АН СССР (Москва, 27 — 31 января 1980 г.).

вых чисел образует фундаментальное представление группы  $SU(8)$ , а кварки и лептоны "сидят" в одном из ее (неприводимых или приводимых представлений).

Однако, можно пойти дальше и связать это фундаментальное представление с полями субэлементарных фермионов — преонов [2]  $\psi_a$  ( $a = 1 \dots 8$ ), собирающихся в кварки и лептоны в результате дополнительного взаимодействия между ними, аналогичного КХД, с некоторой ненарушенной группой симметрии  $M$ . Радиус конфайнмента этой группы очень мал ( $z^{-1} \gg \mu = 0$  ( $10^{15}$  ГэВ) [3] и обычные кварки и лептоны, составленные из преонов, являются бесцветными по отношению к группе  $M$  точно так, как адроны — по отношению к группе  $SU(3)_c$ .

Простейший выбор группы "метацвета"  $M$ , соответствующий 3-преонной конфигурации для составных кварков и лептонов и приводящий к отсутствию конденсации пар преонов  $\langle \bar{\psi}_L \psi_R \rangle \neq 0$  (что означало бы, по видимому, появление в наблюдаемом кварк-лептонном спектре масс  $\sim \mu$  [4]), имеет вид:

$$M(i_L, m_R) = SO(3)_L \otimes SO(3)_R, \quad \psi_{a i, L} (i = 1, 2, 3), \quad \psi_{a m, R} (m = 1, 2, 3). \quad (1)$$

"Соберем" теперь из полей (1) кварки, лептоны и скалярные мезоны. Очевидно, единственные  $S$ -волновые метацветные синглеты со спином  $1/2$  образуют конфигурации

$$\psi_{a i, L} \psi_{\beta j, L} \tilde{\psi}_{kL}^{\gamma} \epsilon^{ijk} \psi_{[\alpha\beta], L}^{\gamma} \quad (216), \quad \psi_{a i, L} g_i^{(L)} \sim \psi_{a, R} (8), \quad (2)$$

где  $g_i^{(L)}$  обозначает глюон группы  $SO(3)_L$ , а  $\psi_{[\alpha\beta], L}^{\gamma}$  — зарядовое сопряжение над полем  $\psi_{\gamma i, L} : \tilde{\psi}_{i, L}^{\gamma} = C(\psi_{\gamma i, L})^T$ . В скобках указаны размерности соответствующих представлений группы  $SU(8)$ ,  $SU(5) \otimes SU(3)$  — декомпозиция которых имеет вид:

$$216 = (\bar{45}, 1) + (24, 3) + (5, 8) + (1, 6) + (5, 1) + (1, 3) + (\bar{5}, \bar{3}) + (10, \bar{3}), \\ 8 = (5, 1) + (1, 3). \quad (3)$$

Аналогичные представления  $\psi_{[\alpha\beta], R}^{\gamma}$  (216) и  $\psi_{aL}$  (8) образуют правоспиральные преонные поля  $\psi_{a m, R}$  и глюоны  $SO(3)$ -группы. Наблюдаемые кварк-лептонные семейства, очевидно, следует идентифицировать с фрагментом  $(\bar{5}, \bar{3})_L + (10, \bar{3})_L$  представления  $216_L$ . Остальные фермионы в приводимом представлении  $8_R + 216_L + 8_L + 216_R$  получают большие массы через вакуумные ожидания составных скалярных мезонов.

Скалярные частицы возникают из композиций

$$\tilde{\psi}_{i, L}^a \psi_{\beta i, L} \sim \phi_{\beta}^{(1)a} (63), \quad \tilde{\psi}_{m, R}^a \psi_{\beta m, R} \sim \phi_{\beta}^{(2)a} (63),$$

$$\psi_{a i, L} \psi_{\beta j, L} g_k^{(L)} \epsilon^{ijk} \sim \phi_{[\alpha\beta]}^{(1)} (28), \quad \psi_{a m, R} \psi_{\beta n, R} g_p^{(R)} \epsilon^{mnp} \phi_{[\alpha\beta]}^{(2)} (28) \quad (4)$$

с  $SU(5) \otimes SU(3)$ -разложением

$$63 = (1,1) + (24,1) + (1,8) + (\bar{5},3) + 5\bar{3}, \quad 28 = (1,\bar{3}) + (5,3) + (10,1). \quad (5)$$

Наряду с основными полями (4), развивающимися, по предположению, большие ( $\sim \mu$ ) вакуумные ожидания для компонент  $(1,1)$ ,  $(24,1)$ ,  $(1,3)$  возможны многопреонные (4, 6, ...) синглетные по метацивету композиции (преонная экзотика):

$$\phi_{\{\alpha\beta\}}^{(1,2)}(36), \quad \phi_{[\beta\gamma\delta]}^{(1,2)\alpha}(420), \quad \phi_{[\gamma\delta\epsilon\eta]}^{(1,2)}(2072) \quad (6)$$

чи вакуумные ожидания для компонент  $(5,3)$ ,  $(5,6)$ ,  $(45,3)$  малы,  $\mu_1 \sim \sim 0$  ( $10^2$  ГэВ). Таким образом, иерархия вакуумных ожиданий могла бы иметь динамическое происхождение. Схема разрушения исходной  $SU(8)$ -симметрии имеет вид

$$\begin{aligned} SU(8) &\xrightarrow{63^{(1,2)}} SU(3)_c \otimes [SU(2) \otimes U(1)]_f \otimes [SU(3) \otimes U(1)]_L \longrightarrow \\ &\xrightarrow{28^{(1,2)}} SU(3)_c \otimes [SU(2) \otimes U(1)]_f \xrightarrow{36^{(1,2)}, \dots} SU(3)_c \otimes U(1)_{EM} \end{aligned} \quad (7)$$

Следует особо подчеркнуть, что  $SU(5) \otimes SU(3)$ -канал развала  $SU(8)$  является доминирующим только при наличии в полиноме Хиггса полей  $\phi_{\beta}^{(1,2)\alpha}$  наряду с членами самодействия четвертой степени, также и заметного кубического члена. В отсутствие его или малости доминирует канал  $SU(8) \rightarrow SU(4) \otimes SU(4) \otimes U(1)$  и мы теряем промежуточную  $SU(5)$ -систематику.

Обсудим более детально спектр масс фермионов. Основные поля (4) не принимают участия в образовании масс наблюдаемых кварков и лептонов (это делают многопреонные) экзотические (скаляры) —

$$\begin{aligned} L_Y^{(1)} = & G_1^{(1)} \bar{\psi}^{\alpha} \psi_{[\alpha\beta]}^{\gamma} \phi_{\gamma}^{(1)\beta} + G_2^{(1)} \psi^{\alpha} [\beta\delta] C \psi_{[\alpha\eta]}^{\delta} \phi^{(1)\{\beta\eta\}} + \\ & + G_3^{(1)} \psi^{\alpha} [\beta\delta] C \psi_{[\epsilon\eta]}^{\delta} \phi_{\alpha}^{(1)[\beta\epsilon\eta]} + G_4^{(1)} \psi^{\alpha} [\beta\delta] C \psi_{[\eta\xi]}^{\epsilon} \phi^{(1)[\beta\delta\eta\xi]}_{\{\alpha\epsilon\}} \end{aligned} \quad (8)$$

и аналогичные связи в  $L_Y^{(2)}$  для составных полей, построенных из правоспиральных преонов  $\psi_{am, R}$ . Первая связь в (8) дает большие ( $\sim \mu$ ) массы состояниям с компонентами  $8_R$  и  $(5,1)_L + (1,3)_L$  в представлении  $8_R + 216_L$  (и аналогично — в представлении  $8_L + 216_R$ ). Обычные кварки получают массы из оставшихся связей с экзотическими скалярами ("верхние" кварки  $u, c, t$  — из последней связи в  $L_Y^{(1)}$ ). Из подобных же связей в  $L_Y^{(2)}$  возникают массы правоспиральных кварк-лептонных семейств  $(5, \bar{3})_R + (10, \bar{3})_R$  в представлении  $216_R$ . Поскольку

эти же экзотические скаляры ( лево- и правопреонные) одновременно дают массы и слабым бозонам, то утяжелить правоспиральные семейства по сравнению с левоспиральными можно в основном лишь за счет величин юкавовских констант  $G_{2,3,4}^{(2)}$  в связях  $L_Y^{(2)}$ . Полагая эти константы  $\sim 1$  (в  $L_Y^{(1)}$  они  $\sim 0,001 \cdot 0,01$ ), мы получаем для трех правоспиральных семейств шкалу масс  $m^{(R)} \sim (1 + 10)G_F^{-1} \sim 1$  ТэВ.

Однако, после всего, фрагменты (45,1), (24,3), (1,6), (5,8) в представлении  $216_L + 216_R$  попрежнему остаются безмассовыми. Это связано с отсутствием переходов левопреонных составных фермионов в правопреонные из-за точной симметрии  $M$ . Такие переходы возникнут только если ввести наряду с преонами  $\psi_{ai,L}$  и  $\tilde{\psi}_{am,R}$  синглетный (по  $SU(8)$ ) преон с "левым" и "правым" метациклом,  $\chi_{i,m}$ . Он очень тяжелый ( $m_\chi \sim \mu$ ) и его метацикловые взаимодействия в отличие от взаимодействий полей не киральные, а векторные. Вместе с полями  $\psi_{L,R}$  он образует серию тяжелых связанных состояний, фермионов и скаляров. 8-преонный ( $\tilde{\chi}\tilde{\chi}\tilde{\psi}_L^\alpha\tilde{\psi}_L^\beta\tilde{\psi}_L^\gamma\psi_{\delta R}\psi_{\epsilon R}\psi_{\eta R}$ ) экзотический скаляр  $\kappa \begin{Bmatrix} [\alpha\beta] \gamma \\ [\delta\epsilon]\eta \end{Bmatrix}$  в юкавовской связи  $L_Y^{(12)} = G^{(12)}216_L 216_R \kappa$  с большими вакуумными ожиданиями ( $\sim \mu$ ) на компонентах (200,1) и (1,27) утяжеляя состояния (45,1), (24,3), (1,6) и (5,8), не возмущает массы наблюдаемых кварков, лептонов и слабых бозонов.

Отметим в заключение, что наша теория "метасил" с группой симметрии  $M = SO(3)_L \otimes SO(3)_R \sim SO(4)$  из-за большого числа преонов ( $n > 10$ ) не является асимптотически свободной и конфаинмент преонов здесь возможен только в режиме сильной связи [5]. Такой режим естественно реализуется, если предположить, что симметрия  $M$  есть внутренняя симметрия  $SO(4)$ -супергравитации [6]. Действительно, в этом случае мы бы имели большие ( $\sim 1$ ) для сил метацикла на планковских расстояниях. Сама структура  $M$ -симметрии, а также близость радиуса сил, действующих между преонами, к гравитационному радиусу, делают это предположение весьма правдоподобным.

Автор глубоко признателен А.А.Ансельму, З.Г.Бережиани, О.В.Канчели, С.Г.Матиняну, И.В.Пазиашвили и К.А.Тер-Мартirosяну за стимулирующие обсуждения и ценные советы.

Институт физики  
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию  
30 октября 1980 г.

### Литература

- [1] С.Г.Матинян. УФН, 130, 3, 1980.
- [2] J.C.Pati, A.Salam. Phys. Rev., D10, 275, 1974.
- [3] А.А.Ансельм. Письма в ЖЭТФ, 31, 88, 1980.
- [4] G't Hooft. Cargese Lecture Notes, 1979.
- [5] K.G.Wilson. Phys. Rev., 10, 2245, 1974; M.Creutz. Phys. Rev. Lett., 43, 553, 1979.
- [6] A.Das. Phys. Rev. D15, 2805, 1977.