

## СВЕРХТЯЖЕЛЫЕ ФЕРМИОНЫ И ВРЕМЯ ЖИЗНИ ПРОТОНА

А. Ю. Смирнов

Наряду со сверхтяжелыми векторными и скалярными бозонами модели большого объединения могут содержать также и сверхтяжелые фермионы ( $m \approx 10^{15}$  ГэВ). Введение мультиплетов с такими фермионами изменяет энергию объединения и время жизни протона ( $\tau_p$ ). В  $SU_5$ -модели оно позволяет в частности увеличить  $\tau_p$  на два — три порядка.

Иерархия масс частиц является существенной чертой моделей большого объединения [1]. Один и тот же мультиплет векторных бозонов (тоже относится и к скалярным) включает как легкие частицы с массами  $m \lesssim 100$  ГэВ ( $W^\pm, Z^0$ ), так и сверхтяжелые:  $m \sim 10^{14} - 10^{15}$  ГэВ. Существуют ли наряду с легкими также и сверхтяжелые фермионы?

В обсуждавшихся вариантах моделей ( $SU_5, SO_{10}$ ) структура фермионных мультиплетов такова, что нельзя построить калибровочно инвариантного взаимодействия фермионов с хиггсовскими мультиплетами имеющими большие вакуумные ожидания ( $v \approx 10^{15}$  ГэВ), а также нельзя ввести обычные массовые члены. Массы фермионов ( $m_f$ ) возникают здесь в результате взаимодействий со скалярными мультиплетами, приобретающими вакуумные ожидания  $\sim 300$  ГэВ, при этом  $m_f \lesssim 250$  ГэВ [2].

В этой работе на примере  $SU_5$ -модели рассмотрены некоторые следствия введения сверхтяжелых фермионов, в первую очередь — их влияние на время жизни протона. Для  $SU_5$ -модели это представляет особый интерес, поскольку наиболее вероятные предсказания  $\tau_p \approx 10^{30 \pm 2}$  лет в ней [3] уже находятся на уровне нижних экспериментальных ограничений  $\tau_p \gtrsim 10^{30}$  лет [4], а осуществление в ближайшие годы новых проектов поиска протонной нестабильности [5] позволит поднять нижние пределы до  $10^{33} - 10^{34}$  лет. Более того, последние оценки КХД параметра  $\Lambda = 0,20 \pm 0,06$  ГэВ [6] (см. также [7]) дают в соответствии с [3]  $\tau_p = (0,6 - 7,0) \cdot 10^{29}$  лет, что уже сейчас может служить указанием на необходимость модификации стандартной  $SU_5$ -модели.

Отметим, что сверхтяжелые фермионы могут играть определенную роль в формировании барионной асимметрии Вселенной, а также в дальнейшем объединении частиц и взаимодействий (объединение генераций фермионов, включение гравитации).

1) Сверхтяжелые фермионы в  $SU_5$ . Наиболее простая возможность — дополнительный (один или в общем несколько) двухсторонний 5-плет  $\Psi_{L(R)} = (q_1, q_2, q_3, l^+, l^0)_{L(R)}$ . Общий вид взаимодействий, дающих массы частицам в  $\Psi$ :

$$h \bar{\Psi}_L^2 \Psi_{RB} \Phi_a^\beta + M \bar{\Psi}_L^2 \Psi_{Ra} + h.c., \quad (1)$$

где  $\Phi_a^\alpha$  — хиггсовский 24-плет с вакуумными ожиданиями  $\langle \Phi_a^\alpha \rangle_0 = (2v, 2v, 2v, -3v, -3v)$   $v \sim 10^{15}$  ГэВ. Тогда из (1):

$$m_{l_0} = m_l + = M - 3h\nu \quad m_q = M + 2h\nu. \quad (2)$$

Комбинируя значения параметров в (2) можно получать произвольные соотношения между массами  $m_l$  и  $m_q$ .

Более тяжелые компоненты 5-плета будут испытывать в результате лептокваркового перехода, обусловленного обменом  $X$ - или  $Y$ -бозонами, быстрый трехчастичный распад: например, при  $m_q < m_l = m_x = 10^{15}$  ГэВ  $l^+ \rightarrow qX \rightarrow qu\bar{u}$  с  $\tau \approx 192\pi^3 [a_{GU} m_x N]^{-1} \approx 10^{-36}$  сек ( $N = 12$  - число каналов распада  $X$ ).

Легкие компоненты 5-плета - стабильны: при  $m_l > m_q$  это  $q$ -кварки, которые будут образовывать стабильные адроны с  $m > m_q$ , при  $m_q > m_l$  это лептон  $l$ . Космологические запреты на существование этих частиц и верхние ограничения на их массы [8] будут отсутствовать, если они смешиваются с известными легкими фермионами (например  $q$ - с  $d$ -кварком) и, следовательно испытывают слабые распады ( $q \rightarrow u\nu_e$ ). Такое смешивание достигается в  $SU_5$ -модели введением дополнительного 45-плета хиггсовских частиц,  $r_q = 192\pi^3 [G_F^2 m_q^5 s^2 N]^{-1} \approx 10^{-18}$  сек при параметре смешивания  $s = 0,01$  и  $m_q \approx 100$  ГэВ.

2) Поведение констант, точка объединения ( $q_{GU}$ ), время жизни протона. Введение в объединенную модель, основанную на простой группе дополнительных фермионных или хиггсовских мультиплетов  $\Psi$  с малым расщеплением масс:  $m_{max}/m_{min} \approx 1$  практически не меняет  $q_{GU}$  (частным случаем этого утверждения является независимость  $q_{GU}$  от числа генераций фермионов). Если же внутри мультиплета имеется большое расщепление:  $m_{max}/m_{min} \gg 1$ , то дополнительные вклады от  $\Psi$  в поведении различных констант связи в области  $m_{min} < q < m_{max}$  будут различными и энергия объединения изменится. Так для 5-плета с  $m_q \ll m_l$  замедление падения  $\alpha_c$  (константы  $SU_3^c$ ) с ростом  $q$  из-за эффектов  $q$ -кварков при  $m_q < q < m_l$  будет больше, чем дополнительное увеличение  $\alpha_{EM}$ , поскольку лептон  $l^+$  не дает вклада в этой области и, следовательно, точка объединения констант  $\alpha_c$  и  $\alpha_{EM}(\alpha_{EM}(q_{GU}) \approx 3/8\alpha_c(q_{GU}))$  сместится в сторону больших энергий. При  $m_q \gg m_l$  наоборот:  $q_{GU}$  и  $r_p$  уменьшаются.

В общем случае, изменение энергии объединения  $q_{GU}^n$  констант  $\alpha_c$  и  $\alpha_{EM}$  и  $r_p^n$  ( $r_p \sim q_{GU}^4$ ) при введении  $n$  5-плетов:

$$\lg \frac{q_{GU}^n}{q_{GU}^0} = \frac{1}{4} \lg \frac{r_p^n}{r_p^0} = \frac{2}{33} \left| \lg \frac{m_l}{m_q} \right| \frac{n\epsilon}{1 - \frac{2}{33} n\epsilon} \quad (3)$$

$$\epsilon = \begin{cases} +1 & m_l > m_q \\ -1 & m_l < m_q \end{cases}$$

Будем считать дальше  $max(m_l, m_q) = q_{GU} \sim 10^{15}$  ГэВ. При  $n = 1$ ,  $m_{min} \sim 100$  ГэВ имеем из (3):  $q_{GU}^n / q_{GU}^0 = 6,8$  и  $r_p^n / r_p^0 = 10^{23}$ . Точку объединения и  $r_p$  можно изменять непрерывно, уменьшая расщепление масс (например, увеличивая  $m_{min}$ ). Для  $n = 1$   $\lg q_{GU} / m_{min} = 3,9 \lg r_p^1 / r_p^0$  и из-

менению  $\tau_p$  на порядок соответствует  $m_{min} \approx 10^{11}$  ГэВ, на два порядка  $-10^7$  ГэВ.

Обсуждаемые 5-плеты модифицируют также поведение  $\alpha_W(q)$  и, следовательно, предсказания для  $\sin^2\theta_W$ :

$$\Delta \sin^2\theta_W \equiv \sin^2\theta_W|_n - \sin^2\theta_W|_0 = \frac{2}{99} \left( 1 - \frac{8}{3} \frac{\alpha_c^{-1}(m_{min})}{\alpha_{EM}^{-1}(m_{min})} \right) \frac{n\epsilon}{1 - \frac{2}{33}n\epsilon} \approx \frac{11}{3\pi} \alpha_{EM}(m_{min}) \ln \frac{q_{GU}^n}{q_{GU}^0} \approx 0,0056 \lg \frac{\tau_p^n}{\tau_p^0} \quad (4)$$

Причем, как видно из (4), изменение  $\sin^2\theta_W$  непосредственно связано с изменением  $q_{GU}$  или  $\tau_p$ . Экспериментальные значения  $\sin^2\theta_W$  (0,19 — 0,25) дают верхний предел на возможное увеличение  $\tau_p$  в  $SU_5$ -модели с помощью сверхтяжелых фермионов. Поскольку в стандартном варианте модели времени  $\tau_p = 10^{29} - 10^{30}$  лет соответствует  $\sin^2\theta_W \approx 0,21$ , то допустимое уменьшение  $\Delta \sin^2\theta_W = 0,015 - 0,020$  даст (см.

(4))  $\tau_p^n/\tau_p^0 \sim 10^3$  и  $\tau_{p_{max}}^n \sim 10^{32} - 10^{33}$  лет. Такое увеличение  $\tau_p$  в соответствии с (3) достигается введением одного 5-плета с  $m_q \sim 100$  ГэВ и  $m_l \sim 10^{15}$  ГэВ. Тот же результат для  $\tau_p$  и  $\sin^2\theta_W$  можно воспроизвести увеличивая число 5-плетов  $-n$  и одновременно уменьшая расщепление масс  $m_l/m_q$ . В варианте с тремя 5-плетами (по одному на каждую генерацию известных частиц)  $m_q \sim 10^{11}$  ГэВ.

Автор признателен В.С.Березинскому, Г.Т.Зацепину и М.Е.Шапошникову за обсуждения этой работы.

Институт ядерных исследований  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
6 апреля 1980 г.

### Литература

- [1] H.Georgi, S.L.Glashow. Phys. Rev. Lett., 32, 138, 1974; H.Fritzsch, P.Minkowski. Ann. Phys. (N.Y.), 93, 193, 1975.
- [2] N.Cabibbo et al. Nucl. Phys., B158, 295, 1979.
- [3] T.J.Goldman, D.A.Ross. Phys. Lett., 84B, 208, 1979; J.Ellis et al. Phys. Lett., 88B, 320, 1979.
- [4] J.Learned, F.Reines, A.Soni. Phys. Rev. Lett., 43, 907, 1979.
- [5] J.Blandino et al. Harvard-Minnesota-Purdue-Wisconsin-report, 1979; M.Goldhaber et al. Irvine-Michigan-Brookhaven report, 1979.
- [6] A.Gonzalez-Arroyo et al. Nucl. Phys., B159, 512, 1979.
- [7] B.A.Gordon et al. Phys. Rev., D20, 2645, 1979.
- [8] М.И.Высотский, А.Д.Долгов, Я.Б.Зельдович. Письма в ЖЭТФ, 26, 200, 1977; C.B.Dover, T.K.Gaisser, G.Steigman. Phys. Rev. Lett., 42, 1117, 1979 (и ссылки в них).