Письма в ЖЭТФ, том 36, вып. 3, стр. 89 – 91 *5 августа 1982 г.*

МАССОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ФЕРМИОНОВ И МАССА t-КВАРКА

Г.М.Асатрян

Рассмотрены массовые соотношения для фермионов в моделях великого объединения. В предположении линейной связи между массовыми матрицами заряженных лептонов и кварков с зарядами 2/3 и $-1/3$ получено ограничение на массу t-кварка $m(t) \leqslant 24{,}5$ ГэВ.

В последнее время появилось немало работ, посвященных оценке массы t-кварка [1-3]. Ведется поиск связанных $\bar{t}t$-состояний в e^+e^--аннигиляции.

В настоящей работе исследуются массовые соотношения для фермионов в моделях великого объединения, что дает возможность получить ограничение сверху на массу t-кварка.

Пусть $M(Q)$ $(Q = 2/3, -1/3, -1)$ – 3×3 массовые матрицы кварков (u, c, t) с зарядом 2/3, (d, s, b) с зарядом $-1/3$ и лептонов (e, μ, τ) с зарядом -1. В общем случае $M(Q)$ можно представить в виде [4]:

$$M(Q) = \sum_a F^a(Q) G^a, \tag{1}$$

где $F^a(Q)$ –числа, а G^a – 3×3 матрицы, не зависящие от Q. Глэшоу [4] обратил внимание на возможность, когда в сумме (1) присутствуют только два члена. Такая ситуация имеет место, например, в модели великого объединения $SO(10)$, когда в массы фермионов дают вклад по одному комплексному полю Хиггса в представлениях **10** и **126**, а также в модели E_6, если в качестве полей Хиггса выбираются **27** и **251**. Тогда из (1) получим:

$$M(-1) = \alpha M(2/3) + \beta M(-1/3). \tag{2}$$

Предположим, что массовые матрицы $M(Q)$ симметричны (для приведенных выше примеров это так). Тогда можно переписать соотношение (2) для диагонализованных массовых матриц:

$$AM^0(-1)A^T = \alpha M^0(2/3) + \beta K^+ M^0(-1/3) K^*, \tag{3}$$

где $M^0(Q)$ – диагональные (но, вообще говоря, комплексные) матрицы, A, K – унитарные матрицы. Матрица K описывает смешивание в слабых левых токах [5]. С точностью до переопределения фаз матрица K выражается через три угла смешивания θ_1, θ_2, θ_3 и одну фазу δ, связанную с CP-нарушением [5] (угол θ_1 совпадает с углом Кабиббо θ_c). Если пренебречь углами смешивания θ_1, θ_2, θ_3 ($\sin\theta_1 = 0{,}23$, об ограничениях для величин θ_2, θ_3 см. [6,7]), то матрица K становится диагональной. Тогда из (3) получаем соотношение для масс частиц [1)]

$$\det \begin{pmatrix} ue^{i\phi_u} & ce^{i\phi_c} & te^{i\phi_t} \\ de^{i\phi_d} & se^{i\phi_s} & be^{i\phi_b} \\ ee^{i\phi_e} & \mu e^{i\phi_\mu} & \tau e^{i\phi_\tau} \end{pmatrix} = 0, \tag{4}$$

где символами частиц обозначены их массы, которые входят в (4) с произвольными фазами (в работе [4] эти фазы положены равными нулю). Из (4) получим:

$$t \leqslant \frac{\tau(cd + us) + b(u\mu + ec)}{d\mu - es}. \tag{5}$$

Токовые массы кварков, входящие в (5) являются функциями переданного импульса. Следуя [4] мы определяем "наблюдаемую" массу тяжелого кварка q в точке, равной массе связанного состояния $\bar{q}q$ (массы легких u, d, s-кварков определяются при переданном импульсе 1 ГэВ). Тогда, беря следующие значения для токовых масс первых пяти кварков: $m(u) = 4{,}2$ МэВ, $m(d) = 7{,}5$ МэВ, $m(s) = 150$ МэВ, $m(c) = 1{,}2$ ГэВ, $m(b) = 4{,}4$ ГэВ [1], получим ограничение для массы t-кварка:

$$\begin{aligned} m(t) &\leqslant 24{,}0 \text{ ГэВ для } \Lambda = 0{,}1 \text{ ГэВ} \\ m(t) &\leqslant 22{,}5 \text{ ГэВ для } \Lambda = 0{,}3 \text{ ГэВ} \end{aligned} \tag{6}$$

где Λ – хорошо известный масштабный параметр квантовой хромодинамики.

Как может изменить этот результат учет углов смешивания? Для выяснения этого вопроса мы поступим следующим образом. Предположим, что массовые матрицы фермионов имеют вид:

$$M(Q) = \begin{pmatrix} 0 & a(Q) & 0 \\ a(Q) & 0 & b(Q) \\ 0 & b(Q) & c(Q) \end{pmatrix}, \tag{7}$$

---

1) Здесь мы исключили нефизические решения (3) типа $\tau e^{i\phi_\tau} = \alpha u e^{i\phi_u} + \beta d e^{i\phi_d}$, $\mu e^{i\phi_\mu} = \alpha c e^{i\phi_c} + \beta s e^{i\phi_s}$, $e e^{i\phi_e} = \alpha t e^{i\phi_t} + \beta b e^{i\phi_b}$, когда, например, масса тяжелого τ-лептона связана с массами легких u и d-кварков.

что приводит к разумным значениям для углов смешивания [1]. Для простоты будем считать массовые матрицы (7) действительными, т. е. пренебрежем CP-нарушением. Тогда элементы матриц (7) выражаются через массы частиц следующим образом [1]:

$$a^2(2/3) \approx uc, \qquad b^2(2/3) \approx ct, \qquad c^2(2/3) \approx (t-c)^2 \tag{8}$$

и аналогично для $Q = -1/3, \ -1$. Для угла Кабиббо получаем [1, 8]:

$$\sin\theta_c \approx \sqrt{\frac{d}{s}} \pm \sqrt{\frac{u}{c}} \tag{9}$$

(знаки "+" и "–" – соответствуют значениям $\delta = 0$ и $\delta = \pi$ фазы CP – нарушения δ). Из (2), (7), (8) с учетом (9) [8] получим ограничение на массу t-кварка (максимальному значению $m(t)$ соответствует $\delta = \pi$):

$$\begin{aligned} m(t) &\leqslant 24{,}5 \text{ ГэВ} \quad \text{для} \quad \Lambda = 0{,}1 \text{ ГэВ} \\ m(t) &\leqslant 24{,}3 \text{ ГэВ} \quad \text{для} \quad \Lambda = 0{,}3 \text{ ГэВ} \end{aligned} \tag{10}$$

что не очень отличается от ограничений (6). Полученный результат остается в силе и при учете CP-нарушения: если $\sin\delta$ мал, то верхний предел на $m(t)$ в первом порядке по $\sin\delta$ не изменится.

Таким образом, можно ожидать, что связанное $\bar{t}\,t$ состояние будет иметь массу, меньшую 50 ГэВ.

В заключение автор выражает благодарность С.Г.Матиняну и А.Г.Седракяну за полезные обсуждения.

Литература

1. Fritzsch H. Nucl. Phys., 1979, **155B**, 189.
2. *Georgi H., Nanopoulos D.V.* Phys. Lett., 1979, **82B**, 392.
3. *Асатрян Г.М., Матинян С.Г.* ЯФ, 1980, **32**, 830.
4. *Glashow S.L.* Phys. Rev. Lett., 1980, **45**, 1914.
5. *Kobayashi M., Maskawa K.* Progr. Theor. Phys. 1973, **49**, 652.
6. *Barger V. et al.* Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, 1585.
7. *Shroc R.E. et al.* Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, 1589.
8. *Fritzsch H.* Phys. Lett. 1977, **70B**, 436.

Ереванский
физический институт
Академии наук Армянской ССР

Поступила в редакцию
1 июня 1982 г.