Письма в ЖЭТФ, том 41, вып. 5, стр. 221 – 223 10 марта 1985 г.

CP-НЕСОХРАНЕНИЕ В МОДЕЛИ КОБАЯШИ – МАСКАВЫ С ЧЕТЫРЬМЯ ПОКОЛЕНИЯМИ

А.А.Ансельм, Т.А.Жуковская, Н.Г.Уральцев
Дж.Л.Чкареули

Предложена удобная параметризация матрицы смешивания. Показано, что существование четвертого поколения вполне может объяснить как наблюдаемое значение ϵ, так и отношение ϵ'/ϵ любого знака, однако лишь если подмешивание четвертого поколения к первым двум не меньше, чем третьего. В системе $B_S^0 - \bar{B}_S^0$ четвертое поколение может существенно увеличить CP-нечетное смешивание.

В настоящее время модель Кобаяши – Маскавы (КМ) с тремя поколениями фермионов подвергается критической проверке, прежде всего, с точки зрения описания CP-несохранения в K^0-распадах. Неожиданно малые углы смешивания θ_2 и θ_3 [1] должны приводить к довольно большому отношению $\epsilon'/\epsilon \gtrsim 1 \div 2\,\%$ [2], возможно, противоречащему экспериментам [3]. Абсолютное значение ϵ также едва ли может достигнуть экспериментальной величины при $m_t \lesssim 40$ ГэВ. Планируемые эксперименты по уточнению θ_2 и θ_3, а также ϵ'/ϵ могут поставить перед стандартной схемой КМ серьезные трудности. В настоящей статье рассматривается ее простейшее обобщение – модель с четырьмя поколениями кварков.

1. Мы предлагаем параметризовать матрицу смешивания V в случае n поколений в виде

$$V = \prod_{i=n-1}^{1} \prod_{j=i+1}^{n} V_{ij} = \begin{cases} V_{23}\, V_{12}\, V_{13} & n = 3 \\ V_{34}\, V_{23}\, V_{24}\, V_{12}\, V_{13}\, V_{14} & n = 4 \end{cases} . \tag{1}$$

Здесь V_{ij} – двумерные унитарные матрицы, смешивающие i-ое и j-ое поколения. Можно показать, что произвольная унитарная матрица допускает такое представление. Нефизические фазы, сводящиеся к переопределению фаз кварковых полей, могут быть веделены с использованием представления двумерной унитарной матрицы V_{ij} в одной из форм

$$V_{ij} = I_i \overset{o}{V}_{ij} I_i I_j, \quad V_{ij} = I_j \overset{o}{V}_{ij} I_i I_j, \quad V_{ij} = I_i I_j \overset{o}{V}_{ij} I_i, \quad V_{ij} = I_i I_j \overset{o}{V}_{ij} I_j, \tag{2}$$

где $\overset{o}{V}_{ij}$ – двумерная ортогональная матрица, I – диагональные фазовые матрицы:

$$\overset{o}{V}_{ij} = \begin{array}{c} \begin{array}{ccccc} & i & & j & \end{array} \\ \begin{pmatrix} 1 & \cdots & \cdots & \cdots & 0 \\ \cdot & \cdots & \cdots & \cdots & \cdot \\ \cdot & c_{ij} & \cdots & -s_{ij} & \cdot \\ \cdot & \cdots & \cdots & \cdots & \cdot \\ \cdot & \cdots & \cdots & \cdots & \cdot \\ \cdot & s_{ij} & \cdots & c_{ij} & \cdot \\ \cdot & \cdots & \cdots & \cdots & \cdot \\ 0 & \cdots & \cdots & \cdots & 1 \end{pmatrix} \begin{array}{c} \\ \\ i \\ \\ \\ j \\ \\ \\ \end{array} \end{array}, \quad I_j = \begin{array}{c} \begin{array}{ccc} & j & \end{array} \\ \begin{pmatrix} 1 & & 0 \\ & \ddots & \\ & e^{i\alpha} & \\ & & 1 \\ 0 & & \ddots \end{pmatrix} j \end{array}, \quad \begin{array}{l} c_{ij} = \cos\theta_{ij} \geqslant 0 \\ s_{ij} = \sin\theta_{ij} \geqslant 0 \end{array} .$$

Для трех и четырех поколений удобно выбрать следующие параметризации V:

$$\begin{aligned} V &= \overset{o}{V}_{23}\, I_3(\alpha)\, \overset{o}{V}_{12} \overset{o}{V}_{13} & (n = 3) \\ V &= \overset{o}{V}_{34}\, I_4(\gamma)\, \overset{o}{V}_{23}\, \overset{o}{V}_{24}\, I_4(\beta)\, I_3(\alpha)\, \overset{o}{V}_{12} \overset{o}{V}_{13}\, \overset{o}{V}_{14} & (n = 4) \end{aligned} \tag{4}$$

Преимущества такого выбора состоят в следующем: а) матричные элементы первой строки, в том числе $V_{ud} = V_{11}$ и $V_{us} = V_{12}$ – вещественны. Это обстоятельство упрощает анализ CP-несохранения в системе $K_L^0 - K_S^0$, так как амплитуда прямого распада K^0 за счет взаимодействия $(\bar{s}u)(\bar{u}d)$ в этом случае не содержит CP-нечетных фаз; б) существующая экспериментальная информация относится в основном к V_{ud}, V_{us}, V_{ub} и V_{cb}, что, как видно ниже, фиксирует непосредственно значения s_{12}, s_{13} и s_{23}, а не комбинации углов, как в параметризации КМ; в) в случае четырех поколений при малых углах смешивания параметры CP-нарушения в K^0-мезонах ϵ и ϵ' определяются только двумя фазами из трех.

Явный вид матрицы V легко может быть получен из (4). Мы не приводим его из-за недостатка места.

2. Имеющиеся данные по измерению параметров смешивания кварков [2] приводят к следующим ограничениям: а) s_{12}, s_{13}, s_{14} и $s_{23} \ll 1$. б) $s_{12} = 0{,}221 \pm 0{,}002$; в) $s_{13} < 0{,}005$ [1]; г) $s_{14} < 0{,}085$; д) $s_{23} \simeq 0{,}044 \pm 0{,}006$ [1]. е) Ограничение $|V_{cs}| > 0{,}9$ [4] приводит к условию $s_{24} < 0{,}4$. Угол θ_{34} может быть произвольным (косвенные ограничения из $\Gamma(K_L \to \mu^+\mu^-)$, $\Delta m_{K_L K_S}$ и $\Delta m_{B^0\bar{B}^0} / \Gamma_{B^0}$ также реально не затрагивают θ_{34}). Заметим, что, на первый взгляд неестественную возможность $\theta_{24} \sim \theta_{34} \sim \theta_{12} \simeq 0{,}22$ можно было бы интерпретировать как то, что открытые b- и t-кварки в действительности принадлежат к четвертому поколению, а более тяжелые b', t' – к третьему; в этом случае мы бы имели примерно одинаковое смешивание $\sim \sin\theta_c$ всех соседних поколений, а смешивание "через поколение" $\sim \sin^2\theta_c$.

3. Приведем выражения для параметров CP-несохранения в распадах K^0-мезонов ϵ и ϵ' [2]:

$$\epsilon \simeq -\frac{e^{i\pi/4}}{2\sqrt{2}}\, z\left(\frac{\operatorname{Im} M_{box}}{\operatorname{Re} M_{box}} - 2\xi\right). \tag{5}$$

Здесь M_{box} – амплитуда перехода $K^0 \to \bar{K}^0$, даваемая "прямоугольными" диаграммами; $\xi = \operatorname{Im} A_0 / \operatorname{Re} A_0$, A_0 – амплитуда прямого распада $K^0 \to 2\pi\ (I = 0)$, из которой выделена фаза рассеяния пионов; $z = \operatorname{Re} M_{box} / \operatorname{Re} M_{K\bar{K}} = 2\operatorname{Re} M_{box} / \Delta m_K$. При всех $s_{ij} \ll 1$

$$\frac{\operatorname{Im} M_{box}}{\operatorname{Re} M_{box}} = \frac{2 s_{13} s_{23}}{s_{12}} \sin\alpha \left[\kappa \ln\frac{m_t^2}{m_c^2} - 1 + \lambda \frac{s_{13} s_{23}}{s_{12}} \cos\alpha \frac{m_t^2}{m_c^2}\right] +$$

$$+ \frac{2 s_{14} s_{24}}{s_{12}} \sin\beta \left[\kappa' \ln\frac{m_{t'}^2}{m_c^2} - 1 + \lambda \frac{s_{14} s_{24}}{s_{12}} \cos\beta \frac{m_{t'}^2}{m_c^2}\right] +$$

$$+ \frac{s_{13} s_{23} s_{14} s_{24}}{s_{12}^2} \sin(\alpha + \beta)\, \rho \frac{m_t^2 m_{t'}^2}{m_c^2 (m_{t'}^2 - m_t^2)} \ln\frac{m_{t'}^2}{m_t^2}, \tag{6}$$

где множители κ, λ, κ', λ', ρ учитывают глюонные поправки и эффект пропагаторов W-бозонов. Численно, например, при $m_t = 40$ ГэВ и $m_{t'} = 60$ ГэВ $\kappa \simeq \kappa' \simeq 0{,}5$, $\lambda \approx \lambda' \approx \rho \simeq 0{,}7 - 0{,}8$.

CP-нечетная фаза прямого распада $K^0 \to 2\pi\ (I = 0)$ равна

$$\xi = \frac{s_{13} s_{23}}{s_{12}} \sin\alpha H + \frac{s_{14} s_{24}}{s_{12}} \sin\beta H', \quad H \simeq H' \sim 1. \tag{7}$$

Отношение ϵ'/ϵ записывается в виде

$$\epsilon'/\epsilon \simeq \frac{\omega}{z} \frac{2\xi}{\dfrac{\operatorname{Im} M_{box}}{\operatorname{Re} M_{box}} - 2\xi} \exp i\,[(\delta_2 - \delta_0) + \pi/4], \quad \delta_2 - \delta_0 \simeq -\pi/4, \tag{8}$$

где $\omega = |A_2/A_0| \simeq 1/20$, $A_{0,2}$ – амплитуды $K^0 \to 2\pi$-распадов, $\delta_{0,2}$ – фазы $\pi\pi$-рассеяния.

Соотношения (5) – (8) показывают, что в пренебрежении последним членом в (6) третье и четвертое поколения вносят аддитивный вклад как в ϵ, так и в ϵ' [1]. Поэтому, если четвертое поколение подмешано существенно слабее к первым двум, чем третье ($s_{14}s_{24} \ll s_{13}s_{23}$), предсказания модели КМ для ϵ и ϵ'/ϵ практически не меняются. Однако уже при $s_{14}s_{24} \sim s_{13}s_{23}$ величина ξ и, следовательно, ϵ'/ϵ может существенно уменьшиться и даже изменить знак. Так как $H \simeq H'$, обращение в нуль ϵ' требует приближенного равенства $s_{13}s_{23}\sin\alpha \simeq -s_{14}s_{24}\sin\beta$, что приводит к сильному сокращению в величине ϵ логарифмических членов, пропорциональных $s_{13}s_{23}/s_{12}$ и $s_{14}s_{24}/s_{12}$. Однако, поскольку квадратичные по m_t, $m_{t'}$ члены могут быть того же порядка, что и логарифмические, абсолютное значение ϵ вполне может остаться прежним.

Таким образом, существование четвертого поколения может легко объяснить как экспериментальное значение ϵ, так и отношение ϵ'/ϵ любого знака, однако лишь в том случае, если матрица смешивания не имеет иерархической структуры, когда четвертое поколение подмешано к первым двум существенно слабее, чем третье.

4. Четвертое поколение могло бы существенно изменить разность масс и CP-нечетное смешивание $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ и $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$, однако, эти эффекты по-прежнему вряд ли были бы доступны эксперименту. Для системы $B_s^0 - \bar{B}_s^0$, где в стандартной схеме $\Delta m_{B_s}/\Gamma_{B_s} \simeq \simeq 1{,}5$ (при $m_t \simeq 40$ ГэВ) и определяется лишь массой t-кварка, а $\epsilon_{B_s} \sim 10^{-3}$ четвертое поколение вполне может приводить как к существенному изменению $\Delta m_{B_s}/\Gamma_{B_s}$ (в частности, к $\Delta m_{B_s} \gg \Gamma_{B_s}$), так и к значительному увеличению ϵ_{B_s} за счет фазы γ в смешивании t- и t'-кварков.

Литература

1. *Lee-Franzini J.* Talk at the XXII Int. Conf. on High Energy Physics, Leipzig, July 1984.
2. *Buras A.J., Slominski W., Steger H.* Nucl. Phys., 1984, **B238**, 529; *Уральцев Н.Г., Хозе В.А.* Матер. XIX Зимней школы ЛИЯФ. Ленинград, 1984, с. 3; УФН, 1985, **146**, (в печати).
3. *Nishikawa K.* Talk at the XXII Int. Conf. on High Energy. Physics, Leipzig, July 1984.
4. *Алиев Т.М., Елецкий В.Л., Коган Я.И.* ЯФ, 1984, **40**, 823.

Институт ядерной физики им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 декабря 1984 г.