

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539.12.01

СМЕШИВАНИЕ КВАРКОВ В СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ*Н. Г. Уралцев, В. А. Хозе*

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	507
1. Смешивание кварков в $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -теории	509
2. Что известно об углах смешивания	512
3. Перспективы уточнения углов смешивания	517
4. Смешивание кварков и физика K^0 -мезонов	519
а) Разность масс K_L - и K_S -мезонов	519
б) CP-несохранение в K^0 -мезонах	523
Заключение	527
Список литературы	528

ВВЕДЕНИЕ

Открытие в 1974 г. первого тяжелого кварка (очарованный с-кварк), окончательно утвердившее в правах гражданства кварковую модель, явилось весьма знаменательной вехой в истории физики частиц. Оно стимулировало дальнейший существенный прогресс как теории, так и эксперимента. Важным шагом на этом пути было обнаружение в 1977 г. b-кварка (и третьего лептона τ). Оно привело, в частности, к замене известной четырехкварковой схемы Глэшоу — Илиопулоса — Майани¹ шестикварковой моделью Кобаяши — Маскавы (KM)², предложенной еще в 1973 г. для того, чтобы естественным образом включить CP-нарушение в слабые взаимодействия кварков *).

Как известно, слабое взаимодействие порождается обменом векторными W^\pm - и Z^0 -бозонами, источником которых являются заряженные и нейтральные токи. Известные в настоящее время кварки и лептоны естественным образом группируются в три поколения:

ν_e	ν_μ	ν_τ
e	μ	τ
u	c	t
d	s	b

В то время, как при испускании нейтральных Z^0 -бозонов не меняется сорт (аромат) этих фермионов, взаимодействие с заряженными бозонами неизбеж-

*) Необходимые сведения о теории электрослабых взаимодействий, которые предполагаются известными читателю, содержатся в книге³. Полезная информация, касающаяся смешивания кварков, может быть найдена в обзорах⁴⁻⁷.

но приводит к изменению фермионного аромата. В лептонном секторе заряженный ток связывает только частицы, принадлежащие одному поколению, — при испускании W -бозона каждый из лептонов переходит в свое нейтрино. Кварковый заряженный ток, помимо членов, описывающих переходы внутри одного поколения, содержит и недиагональные слагаемые, отвечающие переходам $s \rightarrow u$, $c \rightarrow d$ и т. д., и, таким образом, характеризуется девятью коэффициентами V_{ij} ($i = u, c, t$, а $j = d, s, b$). Коэффициенты V_{ij} образуют унитарную 3×3 -матрицу, определяющую смешивание кварков в слабом заряженном токе.

В последние годы в экспериментальном исследовании параметров смешивания кварков произошел качественный сдвиг. Кроме дальнейшего уточнения «старых» углов смешивания, относящихся к первым двум поколениям, важнейшая информация была получена из распадов частиц, содержащих b -кварки (см., например, ⁶⁻⁷). Несмотря на большую массу ($m_b \approx 4,8$ ГэВ), b -кварк оказался на удивление долгоживущим: $\tau_b \sim 10^{-12}$ с. В распадах b -кварка доминирует переход $b \rightarrow c + W^-$, переход $b \rightarrow u + W^-$ сильно подавлен. Эти результаты констатировали исключительно важный факт: кварки первого и второго поколений смешиваются сильнее, чем кварки второго и третьего поколений, а смешивание первого и третьего поколений совсем мало.

В настоящее время шестикварковая модель позволяет успешно описать большую совокупность данных, включающих распады тяжелых — очарованных и прелестных — кварков *). (По сообщениям из ЦЕРНа ⁸, найден последний недостающий фундаментальный объект этой модели — t -кварк.) Сейчас на повестку дня ставятся более детальное исследование параметров схемы КМ и поиск способов критической проверки наиболее характерных ее предсказаний.

Здесь мы обсудим современный феноменологический статус параметров смешивания кварков и тесно связанные с ним проблемы физики нейтральных K -мезонов. Дело в том, что разность масс нейтральных K_L^0 - и K_S^0 -мезонов весьма чувствительна к величине подмешивания третьего поколения кварков к первым двум, а CP -несохранение в распадах K^0 -мезонов в рамках модели КМ появляется только благодаря подмешиванию t - и b -кварков. Поэтому в настоящее время нейтральные K -мезоны представляют собой естественную лабораторию, где, с одной стороны, исследуются эффекты смешивания кварков и, с другой стороны, проверяется модель КМ в целом.

В первом разделе мы кратко напоминаем механизм появления смешивания кварков в рамках калибровочных теорий электрослабого взаимодействия. Во втором разделе приводится имеющаяся прямая экспериментальная информация об углах смешивания, в третьем разделе кратко описываются перспективы их дальнейшего уточнения. Четвертый раздел посвящен физике нейтральных K -мезонов — разности масс K_L^0 и K_S^0 и нарушению CP -инвариантности в их распадах. Здесь поясняется, что экспериментальное значение разности масс K_L^0 и K_S^0 не может быть непосредственно использовано для определения углов смешивания. В то же время наблюдаемое в распадах K^0 -мезонов CP -несохранение накладывает существенные ограничения на параметры схемы КМ. Предсказываемое в ней значение отношения ϵ'/ϵ , характеризующего отклонение от сверхслабой модели CP -нарушения, оказывается близким к современному экспериментальному пределу и, таким образом, уточнение на опыте величины ϵ'/ϵ может послужить косвенным тестом на справедливость модели КМ.

*) Проблема смешивания кварков и связанные с ней вопросы являются в настоящее время весьма животрепещущими, и литература, посвященная им, исключительно обширна. Не ставя перед собой целью привести исчерпывающий ее список, мы ограничимся в ссылках указанием ряда обзоров и основополагающих работ, непосредственно использованных нами.

1. СМЕШИВАНИЕ КВАРКОВ В $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -ТЕОРИИ

Как известно, в $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -теории Глэшоу — Вайнберга — Салама левые кварки и лептоны объединены в дублеты по группе $SU(2)$, тогда как правые кварки и лептоны являются $SU(2)$ -синглетами:

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} \nu'_e \\ e' \end{pmatrix}_L, e'_R; \quad \begin{pmatrix} \nu'_\mu \\ \mu' \end{pmatrix}_L, \mu'_R; \quad \begin{pmatrix} \nu'_\tau \\ \tau' \end{pmatrix}_L, \tau'_R; \quad \dots, \\ & \begin{pmatrix} u' \\ d' \end{pmatrix}_L, u'_R, d'_R; \quad \begin{pmatrix} c' \\ s' \end{pmatrix}_L, c'_R, s'_R; \quad \begin{pmatrix} t' \\ b' \end{pmatrix}_L, t'_R, b'_R; \quad \dots \\ & \left(\Psi_{L,R} = \frac{1 \mp \gamma_5}{2} \Psi \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Штрих означает, что мы имеем дело с «токовыми» состояниями, исходно присутствующими в теории и являющимися компонентами $SU(2) \times U(1)$ -мультиплетов. В терминах этих «токовых» полей взаимодействие калибровочных бозонов имеет диагональный по поколениям характер. Так, W^+ переводит e' только в ν'_e , μ' — только в ν'_μ , $d' \rightarrow u'$, а, скажем, с током $\bar{s}'_L \gamma_\mu u'_L$ W -бозоны не взаимодействуют:

$$\begin{aligned} j_\mu^{(+)\text{lept}} &= \bar{\nu}'_e \gamma_\mu e'_L + \bar{\nu}'_\mu \gamma_\mu \mu'_L + \dots, \\ j_\mu^{(+)\text{hadr}} &= \bar{u}'_L \gamma_\mu d'_L + \bar{c}'_L \gamma_\mu s'_L + \dots, \end{aligned} \quad (2)$$

где j_μ — слабый заряженный ток кварков и лептонов.

Токовые фермионы (1), исходно вводимые в теорию, являются безмассовыми частицами. Действительно, фермионный массовый член в лагранжиане имеет вид

$$-\mathcal{L}_{\text{mass}} = m \bar{\Psi} \Psi = m (\bar{\Psi}_L \Psi_R + \bar{\Psi}_R \Psi_L). \quad (3)$$

Поскольку левые поля являются дублетами по $SU(2)$, а правые — синглетами, массовый член (3) нарушал бы $SU(2) \times U(1)$ -симметрию. Поэтому кварки и лептоны могут приобрести массу только в результате спонтанного нарушения этой симметрии.

В стандартной теории калибровочная $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -симметрия разрушается до $U(1)_{\text{em}}$ за счет развития ненулевого вакуумного среднего нейтральной компоненты дублетного скалярного (хиггсовского) поля $\phi = \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix}$:

$$\langle \phi^0 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad v = (G_F \sqrt{2})^{-1/2} = 246 \text{ ГэВ}. \quad (4)$$

При этом могут приобрести массу и фермионы. В самом деле, рассмотрим юкавское взаимодействие

$$h (\bar{Q}'_{L\alpha} \phi^\alpha d'_R + \bar{d}'_R \phi^\alpha_\alpha Q'^\alpha_L), \quad Q'_\alpha = \begin{pmatrix} u' \\ d' \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где Q'_L обозначает дублет левых кварков, α — индекс группы $SU(2)$. Это взаимодействие, в отличие от массового члена (3), не нарушает явно $SU(2) \times U(1)$ -инвариантность и поэтому может присутствовать в лагранжиане. Легко видеть, что развитие ненулевого вакуумного среднего (4) хиггсовского поля благодаря взаимодействию (5) приведет к отличной от нуля массе d -кварка: заменяя в (5) компоненты скалярного поля ϕ их вакуумными средними, получим

$$h (\bar{Q}'_{L\alpha} \phi^\alpha d'_R + \bar{d}'_R \phi^\alpha_\alpha Q'^\alpha_L) \rightarrow \frac{h v}{\sqrt{2}} \bar{d}' d',$$

и, таким образом,

$$m_d = \frac{h v}{\sqrt{2}}.$$

Для того, чтобы обеспечить массу u -кварку, следует использовать юкав-скую связь вида

$$h' \varepsilon_{\alpha\beta} (\bar{Q}'_{L\alpha} \varphi^\dagger u'_R + \bar{u}'_R \varphi_\beta Q'^\dagger_L), \quad \varepsilon_{\alpha\beta} = i (\tau^2)_{\alpha\beta}, \quad (5a)$$

приводящую к массовому члену $(h'v/\sqrt{2}) \bar{u}u$, а масса электрона появляется из-за взаимодействия

$$h'' (\bar{l}'_{L\alpha} \varphi^\dagger e'_R + \bar{e}'_R \varphi_\alpha l'^\dagger_L), \quad l'_\alpha = \left(\frac{\nu'_e}{e'} \right). \quad (5b)$$

Явный вид взаимодействий (5), (5a), (5b) относится к случаю, когда есть всего одно поколение фермионов — скажем, лептоны e^- , ν_e и кварки u , d . В реалистическом случае нескольких фермионных поколений $SU(2) \times U(1)$ -симметрия требует только, чтобы юкавское взаимодействие имело структуру (5) — (5b), но допускает, чтобы, например, в (5) вместо правого d -кварка d_R входил s -кварк s_R , или вместо первого дублета левых кварков $(u', d')_L$ входил дублет $(c', s')_L$ и т. д. При этом юкавские константы становятся матрицами по поколениям, и наиболее общие юкавские связи записываются в виде

$$-\mathcal{L}_Y = h_{ik}^{(1)} \bar{Q}_L^i \varphi d_R^k + h_{ik}^{(2)} \bar{Q}_L^i \varphi u_R^k + h_{ik}^{(3)} \bar{l}_L^i \varphi e_R^k + \text{д. с.},$$

$$\varphi^c = \begin{pmatrix} \varphi^{(0)} \\ \varphi^{(-)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varphi^{(0)} \\ -\varphi^{(+)*} \end{pmatrix}; \quad (6)$$

здесь φ^c — хиггсовский дублет, зарядовосопряженный к φ ; Q_L^i , u_R^i , d_R^i , l_L^i , e_R^i — «токовые» кварки и лептоны i -го поколения, h_{ik} — произвольные $n \times n$ -матрицы, где n — число поколений.

В результате развития ненулевого вакуумного среднего у поля $\varphi^{(0)}$ $\langle \varphi^0 \rangle = v/\sqrt{2}$ взаимодействие (6) приводит к членам в лагранжиане

$$-\mathcal{L}_{\text{mass}} = m_{ik}^{(d)} \bar{d}_L^i d_R^k + m_{ik}^{(u)} \bar{u}_L^i u_R^k + m_{ik}^{(e)} \bar{e}_L^i e_R^k + \text{д. с.} \quad (7)$$

Нетрудно видеть, что (7) представляет собой обычные массовые члены для кварков и заряженных лептонов, только здесь, в отличие от простейшего случая одного поколения, в одну массивную дираковскую частицу объединяются не непосредственно d_L^i с d_R^i , u_L^i с u_R^i и e_L^i с e_R^i , а некоторые комбинации (d_L^i, s_L^i, \dots) с (d_R^i, s_R^i, \dots) и т. д. Действительно (см., например, ^{5,9}), всегда можно так определить новые физические фермионные поля

$$u_{Li} = (U_L)_{ik} u_L^k, \quad d_{Li} = (V_L)_{ik} d_L^k, \quad e_{Li} = (E_L)_{ik} e_L^k, \\ u_{Ri} = (U_R)_{ik} u_R^k, \quad d_{Ri} = (V_R)_{ik} d_R^k, \quad e_{Ri} = (E_R)_{ik} e_R^k, \quad (8)$$

получающиеся из соответствующих «токовых» кварков и лептонов унитарными поворотами $U_{L,R}$, $V_{L,R}$, $E_{L,R}$, чтобы в терминах новых полей массовый член (7) имел стандартный вид

$$-\mathcal{L}_{\text{mass}} = m_d (\bar{d}_L d_R + \bar{d}_R d_L) + m_s (\bar{s}_L s_R + \bar{s}_R s_L) + \dots + m_u (\bar{u}_L u_R + \bar{u}_R u_L) + \\ + m_c (\bar{c}_L c_R + \bar{c}_R c_L) + \dots + m_e (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) + m_\mu (\bar{\mu}_L \mu_R + \bar{\mu}_R \mu_L) + \dots \quad (9)$$

(здесь по определению $d \equiv d_1$, $s \equiv d_2$, $u \equiv u_1$, $c \equiv u_2$, $e \equiv e_1$, $\mu \equiv e_2$ и т. д.). Это и означает, что определенные в (8) дираковские фермионы являются массивными физическими частицами.

Теперь осталось лишь переписать взаимодействие кварков с W -бозонами в терминах физических полей:

$$\bar{u}_L^i \gamma_\mu d_L^i \cdot W_\mu^+ = \bar{u}_L^i \gamma_\mu (U_L V_L^\dagger)_{ik} d_{Lk} W_\mu^+ = \bar{u}_L^i \gamma_\mu (V_L)_{ik} d_{Lk} W_\mu^+. \quad (10)$$

Определенная здесь унитарная матрица $V = U_L V_L^\dagger$ и является матрицей смешивания кварков, описывающей их взаимодействие с W -бозонами. Заметим, что взаимодействие фермионов с Z^0 -бозоном и фотоном осталось диаго-

нальным по ароматам, так как соответствующие нейтральные токи представляют собой инвариантные относительно преобразований (8) комбинации типа $\bar{u}'_Li u'_{Li}$, $\bar{u}'_Ri u'_{Ri}$ и т. д.

Что касается заряженного лептонного тока, то при строго безмассовых нейтрино их физические состояния определяются не диагонализацией массовой матрицы, а «диагонализацией» их взаимодействий. При этом физическими нейтрино ν_i будут те же комбинации ν' , что и для заряженных лептонов (ср. (8)):

$$\nu_i = (E_L)_{ik} \nu'_k,$$

и, следовательно в лептонном секторе переходы могут происходить фактически только внутри каждого из поколений. Если же нейтрино являются массивными, заряженный лептонный ток будет, аналогично адронному, описываться некоторой унитарной матрицей $n \times n$ (n — число поколений; см., например, ¹⁰).

Заметим, что диагонализация массовой матрицы кварков оставляет некоторый произвол в определении полей, отвечающих физическим состояниям, так как диагональные массовые члены (9) допускают умножение поля любого из дираковских фермионов Ψ на фазовый множитель: $\Psi = (\psi_L, \psi_R) \rightarrow e^{i\Phi} \Psi = (e^{i\Phi} \psi_L, e^{i\Phi} \psi_R)$. На языке матрицы смешивания кварков V это соответствует свободе в умножении любой строки или столбца на произвольный фазовый множитель. Эту неоднозначность можно использовать для выбора наиболее удобного представления для матрицы V .

Если бы в природе было всего четыре кварка, матрица заряженных токов имела бы вид ¹

$$\begin{pmatrix} \cos \theta_C & -\sin \theta_C \\ \sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix},$$

где θ_C — угол Кабиббо. В шестикварковом случае с тремя дублетами кварков матрица смешивания характеризуется тремя углами и одной комплексной фазой δ ². Мы будем использовать следующую параметризацию матрицы смешивания Кобаяши — Маскавы ^{2,11}:

$$V = \begin{matrix} & \begin{matrix} d & s & b \end{matrix} \\ \begin{matrix} u \\ c \\ t \end{matrix} & \begin{pmatrix} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 + s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 - s_2 c_3 e^{i\delta} \\ -s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 - c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 + c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \end{matrix}, \quad (11)$$

где $c_i = \cos \theta_i \geq 0$, $s_i = \sin \theta_i \geq 0$, $0 \leq \delta < 2\pi$. Важнейшим отличием от четырехкваркового случая здесь является то, что при $\delta \neq 0$, π возникает нарушение CP-инвариантности во взаимодействии кварков с W-бозонами ².

В литературе иногда используется другая параметризация шестикварковой матрицы смешивания (11) — так называемая параметризация Майани ¹²:

$$V = \begin{pmatrix} c_\beta c_\theta & c_\beta s_\theta & s_\beta \\ -s_\gamma c_\theta s_\beta e^{i\delta'} - s_\theta c_\gamma & c_\gamma c_\theta - s_\gamma s_\beta s_\theta e^{i\delta'} & s_\gamma c_\beta e^{i\delta'} \\ -s_\beta c_\gamma c_\theta + s_\gamma s_\theta e^{-i\delta'} & -c_\gamma s_\beta s_\theta - s_\gamma c_\theta e^{-i\delta'} & c_\gamma c_\beta \end{pmatrix}; \quad (12)$$

здесь независимыми параметрами являются углы β , γ , θ и фаза δ' . Эта параметризация во многих случаях оказывается более удобной, так как распады b-кварков фиксируют в ней непосредственно значения s_γ и s_β , а не комбинации углов, как в параметризации (11).

Как известно, космологические соображения, основанные на рассмотрении процессов синтеза гелия в ранней Вселенной, накладывают ограничение на число безмассовых или легких нейтрино *). Так, расчеты стандартной

*) Авторы благодарны А. Д. Долгову и М. Ю. Хлопову за обсуждение этого круга вопросов.

модели горячей Вселенной показывают, что их число должно быть не более трех¹³. Более консервативные оценки, учитывающие химическую эволюцию вещества в галактиках, допускают существование 8—10 поколений¹⁴. Однако эти ограничения могут быть сняты, если, например, нейтрино следующих поколений достаточно тяжелые.

В следующих разделах мы будем обсуждать шестикварковую схему Кобаяши — Маскавы и лишь кратко перечислим попутно ограничения на параметры смешивания для случая большего числа поколений.

2. ЧТО ИЗВЕСТНО ОБ УГЛАХ СМЕШИВАНИЯ

В этом разделе мы перечислим имеющуюся информацию о различных матричных элементах V_{ik} , которая непосредственно следует из полученных к настоящему времени экспериментальных данных. В принципе, для однозначного определения четырех параметров матрицы V имеется вполне достаточное число измеримых величин. К сожалению, современные эксперименты зачастую позволяют установить лишь границы тех или иных величин. Кроме того, имеется ряд теоретических неопределенностей, связанных, в частности, с тем, что на опыте измеряются не чисто кварковые, а лишь адронные характеристики.

Прежде всего сформулируем в общих чертах результаты определения углов смешивания θ_i , что позволит наглядно представить себе структуру матрицы V .

Все углы оказываются малыми: $s_1 \approx \sin \theta_C \approx 0,22$, $s_2 \sim 0,05$, $s_3 \leq 0,03$, т. е. $s_2, s_3 \sim \sin^2 \theta_C$. Следовательно, матрица смешивания устроена так, что «разрешенными» являются фактически только переходы внутри одного поколения. Переходы между поколениями оказываются «запрещенными» — они пропорциональны малым углам смешивания, а переходы через поколение — «сверхзапрещенными». Более того, если переходы между первым и вторым поколением пропорциональны $\sin \theta_C$, то переходы между вторым и третьим подавлены $\sim \sin^2 \theta_C$, а переходы между первым и третьим — порядка $\sin^3 \theta_C$ в амплитуде.

Что же касается CP-нарушающей фазы δ , то, если механизм Кобаяши — Маскавы является единственным источником наблюдаемого CP-несохранения в K^0 -мезонах, при не слишком большой массе t -кварка ($m_t \leq 80$ ГэВ) $\sin \delta$ не может быть существенно меньше единицы: $\sin \delta \gtrsim 1/4$. Более подробно оценки фазы δ обсуждаются в разделе 4.

1. $V_{ud} = c_1 \equiv \cos \theta_C$. V_{ud} измеряется в β -распадах нестранных частиц. Сравнение данных по сверхразрешенным ядерным $0^+ \rightarrow 0^+$ -фермиевским переходам (наиболее удобным для теоретического анализа) с вероятностью распада мюона дает значение¹⁵

$$c_1 = 0,9735 \pm 0,0015, \quad s_1 = 0,229 \pm 0,006. \quad (13)$$

Следует подчеркнуть, что собственно экспериментальная неопределенность составляет не более трети приведенной здесь ошибки; основная ошибка в (13) возникает из-за необходимости учета радиационных поправок, нарушающих изотопическую инвариантность в ядрах¹⁵.

Аккуратное измерение на мезонной фабрике LAMPF вероятности β -распада π^+ -мезона $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ также позволяет определить величину V_{ud} ¹⁶: $c_1 = 0,937 \pm 0,035$, что согласуется со значением (13). К сожалению, этот теоретически «чистый» распад пока не может конкурировать по точности с ядерными переходами.

2. $V_{us} = s_1 c_3$. Этот матричный элемент непосредственно изучается в полуперлептонных распадах K -мезонов и гиперонов. В 1983 г. группа WA2 (SPR S, ЦЕРН) представила результаты измерений пяти различных полуперлептонных распадов гиперонов $B_i \rightarrow B_f + e + \bar{\nu}_e$ в одном эксперименте с высокой статистикой. Анализ полученных данных с привлечением результатов по

измерению времени жизни нейтрона привел к значению ¹⁷

$$|V_{us}| = 0,231 \pm 0,003. \quad (14)$$

(Обзор данных по гиперонным распадам см. также ¹⁸.) Следует подчеркнуть, однако, что этот анализ основывался на теории Кабиббо ¹⁹, в том числе предполагалась SU (3)-симметрия формфакторов (при нулевом переданном импульсе), определяющих матричные элементы адронного V — A-тока по гиперонным состояниям. В действительности эта симметрия может быть довольно сильно нарушена, особенно для аксиальных формфакторов, где теорема Адемолло — Гатто не применима. Фитирование этих же данных без предположения об SU (3)-симметрии аксиальных формфакторов привело к значению ¹⁸

$$|V_{us}| = 0,231 \pm 0,005. \quad (15)$$

Однако нарушение SU (3)-симметрии и для векторных формфакторов может быть достаточным, чтобы внести относительную ошибку в определение V_{us} на уровне нескольких процентов ²⁰⁻²²; реальная же оценка этих эффектов весьма проблематична.

Независимую информацию о величине V_{us} дают K_{e3} -распады $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$, где работает только векторная часть адронного тока, эффекты нарушения симметрии малы и до некоторой степени поддаются теоретическому учету. Тщательный анализ K_{e3} -распадов, выполненный в работе ²⁰ (более ранний анализ был сделан в ^{21,22}), дал значение

$$|V_{us}| = 0,2196 \pm 0,0023, \quad (16)$$

где ошибка учитывает как экспериментальную, так и теоретическую неопределенность. Включение (16) в качестве дополнительного ограничения в обработку гиперонных данных приводит к значению ²⁰

$$|V_{us}| = 0,221 \pm 0,002, \quad (17)$$

причем качество подгонки остается достаточно хорошим ^{18,20}. Мы примем для величины V_{us} оценку (17).

Сопоставление матричных элементов V_{ud} и V_{us} позволяет оценить сверху возможное значение $\sin \theta_3$:

$$\cos \theta_3 = |V_{us}| (1 - |V_{ud}|^2)^{-1/2} = 0,966 \pm 0,035,$$

или $\sin \theta_3 < 0,36$.

Как будет показано ниже, распады b-кварков свидетельствуют о том, что в шестикварковой схеме $\sin \theta_3$ должен быть еще примерно на порядок меньше указанной величины. Тем не менее приведенная оценка важна, если окажется, что в действительности число кварков больше шести:

$$(|V_{ub}|^2 + |V_{ub'}|^2 + \dots)^{1/2} = (1 - |V_{us}|^2 - |V_{ud}|^2)^{1/2} < 0,36 \sin \theta_1 \leq 0,085. \quad (18)$$

3. $V_{cd} = -s_1 c_2$. $|V_{cd}|$ непосредственно определяется из данных по рождению чарма в нейтринных реакциях

$$\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^- + c + \text{all}$$

В разности сечений

$$\sigma(\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + c + \text{all}) - \sigma(\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + \bar{c} + \text{all})$$

сокращается вклад в рождение c-кварков морских s-кварков, пропорциональный $|V_{cs}|^2 \approx 1$, и учитывается лишь процесс

$$\nu_\mu + d \rightarrow \mu^- + c.$$

Группа CDHS, измерявшая эти сечения, приводит полученное таким образом значение ²³ (см. также ²⁴)

$$|V_{cd}| = 0,24 \pm 0,03. \quad (19)$$

(Анализ этих же данных, проведенный в работах ^{22,25}, дал близкие значения $|V_{cd}| = 0,25 \pm 0,04$ ²² и $|V_{cd}| = 0,20 \pm 0,03$ ²⁵.)

Используя значения $|V_{cd}|$ (19) и $|V_{ud}|$ (13), можно найти ограничения сверху на угол θ_2 и подмешивание $Q = 2/3$ -кварков следующих поколений:

$$\sin \theta_2 < 0,45, \quad \sqrt{|V_{td}|^2 + \dots} < 0,45 \sin \theta_1 = 0,105. \quad (20)$$

Если же существует всего три поколения кварков, то, используя жесткие ограничения на θ_2 и θ_3 из распадов b-кварков (см. ниже), можно заключить, что

$$V_{cd} \approx -V_{us}, \quad \text{или} \quad V_{cd} = -0,221^{+0,002}_{-0,003}.$$

(Напомним, что знак V_{cd} диктуется используемой параметризацией матрицы V .)

4. $V_{cs} = c_1 c_2 c_3 + s_2 s_3 e^{i\delta}$. Этот матричный элемент входит в амплитуды кабиббо-разрешенных распадов очарованного кварка. Его точное измерение представляется довольно сложной задачей. В то же время при малых θ_2 и θ_3 отличие $|V_{cs}|$ от $|V_{ud}|$ квадратично по θ_2, θ_3 . Поэтому экспериментальное определение $|V_{cs}|$ не дает существенной информации об углах смешивания $\theta_1, \theta_2, \theta_3$.

Наиболее прямой способ нахождения V_{cs} — измерение полулептонных распадов $D \rightarrow K^* e \bar{\nu}_e, K e \bar{\nu}_e$. Ширина $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 e \bar{\nu}_e$ выражается через векторный формфактор перехода $D^+ \rightarrow K^0 f_+^{D \rightarrow K}$ (см., например, ^{4,26}):

$$\Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu_e) \approx 1,5 \cdot 10^{11} \text{с}^{-1} \cdot |f_+^{D \rightarrow K}(0)|^2 |V_{cs}|^2, \quad (21)$$

для которого в ²⁶ с помощью правил сумм КХД было получено значение $f_+^{D \rightarrow K}(0) = 0,6 \pm 0,1$. С использованием этих соотношений значение ширины распада $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu_e$ $\Gamma_{\text{exp}} = (1 \pm 0,5) \cdot 10^{11} \text{с}^{-1}$ позволяет заключить, что ²⁶

$$|V_{cs}| > 0,9. \quad (22)$$

$|V_{cs}|$ можно оценить также из данных по рождению чарма в нейтринных реакциях. Однако извлекаемое значение существенно зависит от доли и распределения морских странных кварков в волновой функции нуклона и, таким образом, подвержено значительным неопределенностям. Так, используя результаты группы CDHS ²³, разные авторы получают несколько более слабые,

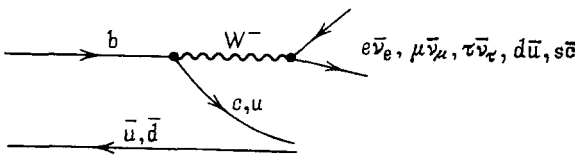


Рис. 1. Диаграмма, описывающая квазисвободный распад тяжелого кварка в адроне

чем (22), ограничения снизу на $|V_{cs}|$: $|V_{cs}| > 0,81$ ²², $> 0,66$ ²⁵, $> 0,59$ ^{24,27}.

Из унитарности матрицы V легко найти верхнюю границу для $|V_{cs}|$:

$$|V_{cs}| \leq \sqrt{1 - |V_{us}|^2} \leq 0,976.$$

— $|V_{cd}|^2 - |V_{cb}|^2$, $|V_{cd}| \simeq |V_{us}|$; используя приведенное ниже значение V_{cb} , имеем

$$|V_{cs}| = 0,9742 \pm 0,0010.$$

5. $V_{cb} = c_1 c_2 s_3 - s_2 c_3 e^{i\delta}$, $V_{ub} = s_1 s_3$. Эти элементы матрицы смешивания определяются по распадам В-мезонов ($B^0 = b\bar{d}$, $B^- = b\bar{u}$). Существующие данные по этим распадам хорошо согласуются с теоретическим ожиданием (см., например, ⁴), что они должны происходить главным образом за счет квазисвободного распада b-кварка, когда легкий антикварк выступает в роли спектатора (рис. 1). Различные предасимптотические эффекты (анни-

В случае трех поколений кварков $|V_{cs}|^2 = 1 -$

гиляционный механизм, «кварковая интерференция» и т. д.), вполне существенные в распадах D- и F-мезонов²⁸, для B-мезонов должны быть невелики^{4,6,7,29}.

Анализ спектра электронов в полулептонных распадах прелестных мезонов согласуется с предположением, что b-кварк переходит только в c-кварк, и допускает лишь малую относительную долю распадов $b \rightarrow ue\bar{\nu}$ ³⁰:

$$\frac{\Gamma(b \rightarrow ue\bar{\nu})}{\Gamma(b \rightarrow ce\bar{\nu})} < 0,03 \quad (90\% \text{ с.л.}) \quad (23)$$

Сами ширины полулептонных распадов могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} \Gamma_{sl}(b \rightarrow c) &= \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{cb}|^2 z_c, \\ \Gamma_{sl}(b \rightarrow u) &= \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{ub}|^2 z_u, \end{aligned} \quad (24)$$

где факторы z_c и z_u стандартным образом учитывают эффекты фазового объема и КХД-поправки; при вычислении z_u и z_c учитывают также эффекты связанного состояния кварков в B-мезоне. Согласно расчетам²⁹

$$0,73 \leq z_u \leq 0,94, \quad 0,33 \leq z_c \leq 0,46 \quad (25)$$

(основная неопределенность в z_u и z_c связана со средней величиной импульса фермиевского движения кварков в мезоне, описывающего в модели²⁹ эффекты связанного состояния; отношение $z_u/z_c \approx 2,1$ оказывается при этом достаточно стабильным *). Отсюда следует ограничение

$$\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} < 0,12. \quad (26)$$

Это указывает на то, что распад b-кварка «через поколение» сильно подавлен по сравнению с распадом в соседнее поколение.

Оценки самих параметров смешивания V_{ub} и V_{cb} можно сделать, используя время жизни B-мезонов. Полученные к настоящему времени данные свидетельствуют о том, что B-мезоны живут неожиданно долго — $\tau_B \sim 10^{-12}$ с, по-видимому, даже дольше, чем D-мезоны (напомним, что средние значения $\tau_{D^+} \approx 8,9 \cdot 10^{-13}$ с, $\tau_{D^0} \approx 3,7 \cdot 10^{-13}$ с), хотя для кварка Q $\tau_Q \sim m_Q^{-5}$:

$$\Gamma_b \sim \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{cb}|^2 \times (\text{число открытых каналов}).$$

Большое время жизни B-частиц, само по себе являющееся, несомненно, приятным сюрпризом, позволяет заключить, что θ_2 и θ_3 малы.

Углы θ_2 , θ_3 можно определять как, исходя из полной ширины $\Gamma_B = \tau_B^{-1}$, так и используя ширину полулептонных распадов B-мезонов $\Gamma_{sl} = B_{sl}/\tau_B$. Оба эти подхода дают примерно совпадающие результаты, поскольку экспериментальное значение доли полулептонных распадов B_{sl} оказывается близким к теоретическому ожиданию $B_{sl} \approx 13-15\%$ ^{6,7,29}. Мы будем следовать последнему способу, более надежному с точки зрения теоретических оценок.

Время жизни B-мезонов измерено сейчас группами MAC, MARKII, DELCO и JADE. Их результаты дают значение³¹

$$\langle \tau_B \rangle_{av} = (1,26 \pm 0,19) \cdot 10^{-12} \text{ с.}$$

Что касается B_{sl} , то его среднее значение по всем экспериментам составляет $B_{sl} = 11,7 \pm 0,5\%$ (см., например, ⁷). Отсюда с использованием теоретиче-

*) Недавний прямой анализ спектра лептонов в полулептонных распадах B-мезонов значительно уменьшил неопределенности в величине z_c ($z_c(m_b/5 \text{ ГэВ})^5 = 0,39 \pm 0,025$ ³¹) в рамках модели²⁹. Однако реальная точность, по-видимому, не столь высока из-за поправок к самой модели.

ских предсказаний (24), (25) можно заключить, что

$$\sqrt{|V_{cb}|^2 + 2,1|V_{ub}|^2} = 0,046 \sqrt{\frac{1,5 \cdot 10^{-12} \text{с}}{\tau_B}} \sqrt{\frac{B(b \rightarrow e\bar{\nu}X)}{0,117}} \sqrt{\frac{0,38}{z_c}}.$$

Для оценки границ изменения V_{cb} , V_{ub} мы примем

$$10^{-12} \text{с} \leq \tau_B \leq 2 \cdot 10^{-12} \text{с},$$

$$0,33 \leq z_c \leq 0,46,$$

$$0,11 \leq B(b \rightarrow e\bar{\nu}X) \leq 0,13.$$

Тогда

$$\sqrt{|V_{cb}|^2 + 2,1|V_{ub}|^2} \approx 0,046^{+0,017}_{-0,011}.$$

Принимая во внимание ограничение $|V_{ub}/V_{cb}| < 0,12$, легко получить

$$|V_{ub}| = s_1 s_3 < 0,0055^{+0,0020}_{-0,0015}, \quad s_3 < 0,024^{+0,010}_{-0,006}.$$

Так как $V_{cb} = c_1 c_2 s_3 - s_2 c_3 e^{i\delta} \approx c_1 s_3 - s_2 e^{i\delta}$, для угла θ_2 можно вывести ограничения

$$|V_{cb}| - c_1 s_3 \leq s_2 \leq |V_{cb}| + c_1 s_3, \quad 0,021^{+0,009}_{-0,005} \leq s_2 \leq 0,069^{+0,026}_{-0,016}.$$

Итак, из анализа данных по B -мезонам

$$|V_{cb}| \approx 0,046^{+0,017}_{-0,012}, \quad |V_{ub}| < 0,12|V_{cb}|, \quad (27)$$

а для углов θ_2 и θ_3 , принимая самый широкий интервал, можно указать границы

$$\sin \theta_3 < 0,034, \quad 0,016 < \sin \theta_2 < 0,095.$$

В параметризации (12) полученные значения V_{cb} и V_{ub} означают

$$\sin \beta < 0,0075, \quad \sin \gamma = 0,046^{+0,017}_{-0,012}, \quad \sin \theta = 0,221 \pm 0,002.$$

Следует отметить, что в связи с измерением времени жизни B -мезонов появилось большое число работ, где выводятся ограничения на углы смешивания кварков в модели КМ, например ^{6,7,27,31-36}. Как схемы рассуждений, так и получаемые в этих работах ограничения более или менее совпадают между собой и с приведенными выше. Некоторые различия в числах, как правило, отражают лишь разную степень доверия авторов к результатам отдельных экспериментов и различную точность, приписываемую теоретическим вычислениям.

6. $V_{td} = -s_1 s_2$, $V_{ts} = c_1 s_2 c_3 - c_2 s_3 e^{i\delta}$, $V_{tb} = c_1 s_2 s_3 + c_2 c_3 e^{i\delta}$. Прямая экспериментальная информация об этих матричных элементах может быть получена только после проведения анализа распадов t -кварка. Однако предварительные сведения о них можно получить, используя приведенные выше значения углов смешивания θ_1 , θ_2 , θ_3 , если предположить существование только трех кварковых поколений:

$$|V_{td}| = s_1 s_2 = (0,10 - 0,34)|V_{cb}| = (0,35 - 2,2) \cdot 10^{-2},$$

$$|V_{ts}| = |c_1 s_2 c_3 - c_2 s_3 e^{i\delta}| \approx c_1 |V_{cb}| \left(1 + \left|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}\right|^2\right) = (0,975 - 0,99)|V_{cb}|, \quad (28)$$

$$|V_{tb}| = |c_1 s_2 s_3 + c_2 c_3 e^{i\delta}| = \sqrt{1 - |V_{cb}|^2 - |V_{ub}|^2} \approx 0,9990^{+0,0004}_{-0,0010}.$$

При числе кварков более шести унитарность V приводит к значительно более слабым условиям

$$|V_{td}| < 0,105, \quad |V_{ts}| < 0,38, \quad |V_{tb}| < 0,9994.$$

Некоторые ограничения на подмешивание t (t')-кварков в этом случае дает распад $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ^{37,25,38,39}, где вклад достаточно тяжелых кварков, появ-

ляющийся во втором порядке по слабому взаимодействию, мог бы оказаться недопустимо большим. Эти ограничения становятся существенными при $m_{t(t')} \gtrsim 40$ ГэВ и накладывают верхний предел на произведение $|V_{t(t')d}V_{t(t')s}^*|$ на уровне 0,04, 0,02 и 0,01 при массе тяжелого кварка 40 ГэВ, 60 ГэВ и 100 ГэВ соответственно.

Т а б л и ц а

Матричный элемент V_{ij}	Параметризация КМ 11	$ V_{ij} $	$ V_{ij} $, три поколения
V_{ud}	$c_1 \equiv \cos \theta_C$	$0,9735 \pm 0,0015$	$0,9753 \pm 0,0005$
V_{us}	$s_1 c_3$	$0,221 \pm 0,002$	$0,221 \pm 0,002$
V_{ub}	$s_1 s_3$	$< 0,0055$	$< 0,0055$
V_{cd}	$-s_1 c_3$	$0,24 \pm 0,03$	$0,221 \pm 0,002$
V_{cs}	$c_1 c_2 c_3 + s_2 s_3 e^{i\delta}$	$0,9 - 0,976$	$0,9742 \pm 0,0010$
V_{cb}	$c_1 c_2 s_3 - s_2 c_3 e^{i\delta}$	$0,046$	$0,046$
V_{td}	$-s_1 s_3$	$< 0,105$	$0,0045 - 0,015$
V_{ts}	$c_1 s_2 c_3 - c_2 s_3 e^{i\delta}$	$< 0,38$	$0,045$
V_{tb}	$c_1 s_2 s_3 + c_2 c_3 e^{i\delta}$	$< 0,999$	$0,999$

В табл. приведена сводка значений элементов матрицы смешивания. В третьем столбце указаны значения модулей соответствующих элементов, непосредственно измеренных в различных экспериментах, или ограничения сверху, полученные с использованием свойства унитарности V (здесь мы приняли $\tau_b = 1,5 \cdot 10^{-12}$ с и пренебрегли описанными выше неопределенностями в z_u и z_c). В четвертом столбце приведены значения $|V_{ij}|$ в шести-кварковой схеме.

3. ПЕРСПЕКТИВЫ УТОЧНЕНИЯ УГЛОВ СМЕШИВАНИЯ

1. Обращаясь к перспективам уточнения параметров смешивания кварков, следует прежде всего подчеркнуть, что в рамках стандартной, шести-кварковой, схемы распада t -кварка вряд ли смогут дать новую информацию об углах θ_i и фазе δ . Действительно, его основной распад должен идти по каналу $t \rightarrow b$ почти с единичной вероятностью; распад $t \rightarrow s$ ожидается на уровне $2 \cdot 10^{-3}$, однако соответствующий элемент V_{ts} с точностью до общей фазы практически совпадает с V_{cb} , аккуратное измерение которого, несомненно, является более простым и будет осуществлено в ближайшем будущем. Интересно было бы измерить ширину распада $t \rightarrow d$ для однозначного определения угла θ_2 , однако доля таких распадов должна быть всего лишь порядка 10^{-4} , что дополнительно осложняется отсутствием четких триггеров на них. Тем не менее экспериментальное определение V_{tb} , V_{ts} и V_{td} представляется необходимым, так как может дать косвенные указания на существование следующих кварковых поколений.

2. Существенное уточнение V_{ud} и V_{us} и, следовательно, угла θ_1 представляется маловероятным. Поскольку основная погрешность в определении V_{ud} и V_{us} связана с теоретическими неопределенностями, уменьшение ошибки в θ_1 требует прежде всего детального расчета радиационных поправок и эффектов нарушения симметрии.

3. В настоящее время планируется прямое определение отношения $|V_{cd}/V_{cs}|$ по измерению отношений ширины распадов $\Gamma(D \rightarrow \rho e \nu)/\Gamma(D \rightarrow K e \nu)$ и $\Gamma(D \rightarrow \rho e \nu)/\Gamma(D \rightarrow K^* e \nu)$. Аккуратное измерение $|V_{cd}/V_{cs}|$ представляется интересным как один из «пробников» на новые поколения кварков.

4. Важную роль в сужении допустимых интервалов углов θ_2 и θ_3 должны сыграть будущие эксперименты по исследованию распадов B -мезонов. Прежде всего необходимо уточнить их времена жизни, непосредственно измеряя длины пробега. Будет уточнена доля полупертоновых распадов заряжен-

ных и нейтральных В-мезонов (современное экспериментальное значение B_{sl} несколько меньше теоретического ожидания, см., напр., ^{6,7,29}). Кроме того, полученные на сегодняшний день данные усреднены по заряженным и нейтральным В-мезонам. Независимое измерение $B_{sl}(B^\pm)$ и $B_{sl}(B^0)$ позволит также определить времена жизни обоих мезонов:

$$\frac{\tau(B^-)}{\tau(B^0)} = \frac{B(B^- \rightarrow e^- \nu X)}{B(B^0 \rightarrow e^- \nu X)}.$$

5. Представляется крайне важным уточнение доли распадов $b \rightarrow u$ по отношению к распадам $b \rightarrow c$ и, тем самым, определение (или установление более жестких ограничений) на угол θ_3 . Планируемые эксперименты на DORIS и CESR смогут измерить отношение $\Gamma(b \rightarrow u)/\Gamma(b \rightarrow c)$ с точностью, достаточной для определения доли распадов $b \rightarrow u$ на уровне одного процента. При этом, однако, возникает вопрос о возможности корректного теоретического описания столь точной величины этого отношения.

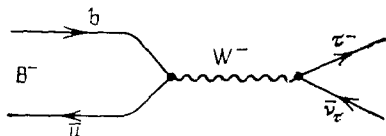


Рис. 2. Диаграмма, соответствующая распаду $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$

6. Для измерения матричного элемента V_{ub} и определения угла θ_3 представляется перспективным распад заряженных В-мезонов в пару $\tau \bar{\nu}_\tau$ (рис. 2). Вероятность этого процесса непосредственно выражается через $|V_{ub}|$ и f_B — аксиальную константу распада В-мезона, аналог f_π и f_K :

$$\Gamma(B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau) = \frac{G_F^2 f_B^2 m_\tau^2 M_B}{8\pi} |V_{ub}|^2 \left(1 - \frac{m_\tau^2}{m_B^2}\right)^2.$$

При $f_B = 130 \text{ МэВ}$ ⁴⁰ и $|V_{ub}/V_{cb}| \approx 0,12$ $\Gamma(B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau)$ составляет примерно 10^{-4} . Константа f_B может быть вычислена из правил сумм КХД с точностью, по-видимому, около 15% ⁴⁰. Экспериментальное определение относительной вероятности распадов $B^\pm \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau$ предполагается провести на установке CESR. Интересен также аналогичный распад очарованного В-мезона $B_c^- \sim \bar{b}s$, для которого мода $\tau \bar{\nu}_\tau$ не является каиббо-подавленной и ожидается на уровне 1%. Значение соответствующей аксиальной константы f_{B_c} также может быть сравнительно надежно оценено с помощью правил сумм КХД. Измерение доли распадов $B_c \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau$ позволило бы уменьшить теоретические неопределенности в определении $|V_{cb}|$, хотя представляет собой довольно сложную экспериментальную задачу.

7. В литературе обсуждается также возможность получения дополнительной информации об углах смешивания кварков из величины смешивания нейтральных В-мезонов, в первую очередь ⁴¹ на основе изучения выхода дилептонов одного заряда в распадах рожденных в e^+e^- -аннигиляции пар $B^0 \bar{B}^0$ (см., например, обзор ⁵ и более поздние работы ^{25,32,34,35,42-46}). Амплитуда перехода $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$ определяется здесь вкладом t -кварка, пропорциональным $(V_{tb}V_{td}^*)^2$. Отношение $x_B = \Delta m_B/\Gamma_B$, характеризующее эффекты смешивания B^0 и \bar{B}^0 , при этом пропорционально $|V_{tb}V_{td}^*|^2/|V_{cb}|^2$:

$$x_B \approx \beta |V_{tb}V_{td}^*|^2/|V_{cb}|^2, \quad \beta \approx 1,5 \quad \text{при} \quad m_t = 40 \text{ ГэВ}.$$

К сожалению, в рамках стандартной схемы $|V_{tb}V_{td}^*|^2/|V_{cb}|^2 \ll 0,1$, и, следовательно, выход дилептонов одного заряда по отношению к дилептонам разного заряда $r_B = (n_{++} + n_{--})/n_{+-} = x_B^2/(2 + x_B^2)$ ⁴¹ не превосходит 1%. Для B_s^0, \bar{B}_s^0 -мезонов ($\bar{b}s, b\bar{s}$) $x_{B_s} \approx \beta |V_{tb}V_{ts}^*|^2/|V_{cb}|^2$ и оказывается порядка единицы. Однако в шестикварковой схеме отношение $|V_{tb}V_{ts}^*|^2/|V_{cb}|^2$ практически равно c_1^2 (см. (28)) и, таким образом, не может дать новой инфор-

мации об углах смешивания. При большем числе поколений экспериментальное ограничение на выход дилептонов одного знака в распадах пар $B^0 \bar{B}^0$ $\Gamma_B \leq 0,3^{7,47}$ дает некоторое ограничение сверху на произведение $V_{t(t')b} V_{t(t')d}$ на уровне 0,04 — 0,02 при m_t от 40 до 80 ГэВ.

4. СМЕШИВАНИЕ КВАРКОВ И ФИЗИКА K^0 -МЕЗОНОВ

В течение долгого времени весьма существенная информация об углах смешивания кварков извлекалась из рассмотрения системы $K^0 - \bar{K}^0$ -мезонов (см., например, ⁵). Дело в том, что СР-несохранение, описываемое в модели КМ фазой δ , до сих пор наблюдалось лишь в распадах нейтральных K -мезонов. Кроме того, разность масс K_L и K_S Δm_{LS} довольно чувствительна к подмешиванию t -кварка к u - и s -кваркам. Подробный анализ системы $K_L - K_S$ -мезонов содержится в обзоре ⁵; здесь же мы напомним лишь самые основные сведения.

В отсутствие слабых взаимодействий странность является строго сохраняющимся квантовым числом, и мы имеем стабильную частицу $K^0 \sim s\bar{d}$ со странностью $S = 1$ и соответствующую античастицу $\bar{K}^0 \sim s\bar{d}$, СР $|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle^*$). При включении слабого взаимодействия становятся возможными переходы с изменением странности, что приводит к смешиванию K^0 и \bar{K}^0 в физических, обладающих определенной массой, состояниях. При отсутствии нарушения СР-инвариантности состояниями с определенной массой являются K_1^0 и K_2^0 -мезоны

$$K_1 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}}, \quad K_2 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}},$$

обладающие определенной СР-четностью:

$$\text{СР}(K_1) = 1, \quad \text{СР}(K_2) = -1.$$

При несохранении СР физическими состояниями являются K_L , K_S -мезоны

$$K_S = \frac{K_1 + \epsilon K_2}{\sqrt{1 + |\epsilon|^2}}, \quad K_L = \frac{K_2 + \bar{\epsilon} K_1}{\sqrt{1 + |\bar{\epsilon}|^2}},$$

а величина $\text{Re } \bar{\epsilon}$ является мерой СР-несохранения.

а) Разность масс K_L - и K_S -мезонов

Поскольку экспериментально СР-несохранение в K^0 -мезонах мало, в этом разделе мы пренебрежем отличием K_S и K_L от K_1 и K_2 . Разность масс K^0 -мезонов определяется матричным элементом перехода $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ (предполагается релятивистская нормировка волновых функций):

$$\Delta m_{LS} = m_L - m_S = m_K^{-1} \text{Re} \langle \bar{K}^0 | H_{\text{eff}} (\Delta S = 2) | K^0 \rangle,$$

где $H_{\text{eff}} (\Delta S = 2)$ — эффективный гамильтониан переходов с изменением странности на 2. $H_{\text{eff}} (\Delta S = 2)$ возникает во втором порядке по слабому взаимодействию и имеет порядок G_F^2 . Со времен первых работ ^{48,49}, в которых Δm_{LS} оценивалась в рамках четырехкварковой модели ГИМ, считалось, что основной вклад в $H_{\text{eff}} (\Delta S = 2)$ дают прямоугольные диаграммы рис. 3. В шестикварковой схеме структура эффективного гамильтониана остается

*) Мы используем соглашение $\text{СР} |K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$, поэтому $\text{СР} |K^0(p)\rangle = -|\bar{K}^0(-p)\rangle$. Это определяет некоторые отличия в формулах от ^{3,5}.

прежней, но меняется общий коэффициент, и $H_{\text{eff}} (\Delta S = 2)$ приобретает вид

$$H_{\text{box}} = \frac{G_F^2}{16\pi^2} (\bar{s}\gamma_\mu (1 - \gamma_5) d) (\bar{s}\gamma_\mu (1 - \gamma_5) d) \times \\ \times \left[m_c^2 V_{cd}^2 V_{cs}^{*2} + m_t^2 V_{td}^2 V_{ts}^{*2} + 2m_c^2 \ln \frac{m_t^2}{m_c^2} V_{td} V_{ts}^* V_{cd} V_{cs}^* \right] \quad (29)$$

(здесь предположено, что $m_t^2 \ll m_w^2$). В четырехкварковой схеме второе и третье слагаемые, связанные с tt - и ct -, tc -кварками в промежуточном состоянии, отсутствуют, и выражение в квадратных скобках сводится просто к $m_c^2 \sin^2 \theta_c \cos^2 \theta_c$.

Если принять для матричного элемента $\langle \bar{K}^0 | (\bar{s}\gamma_\mu (1 - \gamma_5) d)^2 | K^0 \rangle$ значение $-8/3 m_K^2 f_K^2$, следующее из гипотезы вакуумного прокладывания, то

$$\Delta m_{LS} = \Delta m_{\text{box}} = \frac{4}{3\pi} \frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu)}{m_\mu^2 s_1^2 c_3^2} \frac{1}{[1 - (m_\mu^2/m_K^2)]^2} (A_c + A_t + A_{ct}), \quad (30)$$

где A_c , A_t , A_{ct} — соответствующие слагаемые в квадратных скобках в (29). В четырехкварковой модели вычисленное таким образом значение Δm_{LS}

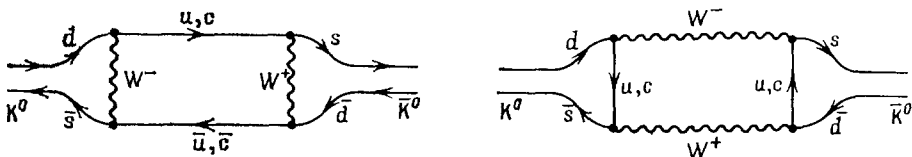


Рис. 3. «Прямоугольные» диаграммы, отвечающие переходу $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$

совпадает с экспериментальным значением при $m_c = 1,58$ ГэВ. Открытие с-кварка, массе которого тогда приписывалось значение около 1,5 ГэВ, расценивалось как триумф четырехкварковой схемы ГИМ. Однако позднее эта оценка для Δm_{LS} была пересмотрена по нескольким линиям. Учет сильных взаимодействий на малых расстояниях приводит к некоторому подавлению Δm_{LS} по сравнению с (30) ^{50,51}.

$$A_c \rightarrow 0,7 A_c, \quad A_t \rightarrow 0,6 A_t, \quad A_{ct} \rightarrow 0,4 A_{ct}.$$

Масса с-кварка, входящая в выражение для A_c , по современным оценкам равняется 1,3 — 1,4 ГэВ ⁴. Эти два факта приводят к тому, что вклад с-кварка может обеспечить не более 40—45 % экспериментальной величины Δm_{LS} .

Заметим, что некоторую неопределенность в вычисление Δm_{LS} вносит матричный элемент $\langle \bar{K}^0 | (\bar{s}\gamma_\mu (1 - \gamma_5) d)^2 | K^0 \rangle$. В работе ⁵⁰ приводились аргументы в пользу того, что вакуумное прокладывание, дающее выражение $-8/3 m_K^2 f_K^2$, имеет здесь точность не хуже 10 %. Тем не менее во многих работах (см. ⁵) результат вакуумного прокладывания домножают на некоторую константу B , в качестве оценки которой, например, в модели мешков ^{52,53}, или используя SU(3)-симметрию и PCAC ⁵⁴, обычно приводят $B \approx 0,3 - 0,5$ ⁵. Оба эти подхода, однако, обладают известными недостатками ⁵⁰ и вряд ли имеют большую точность, чем вакуумное прокладывание (см. также обсуждение ⁵⁵, где получено значение B несколько больше единицы).

Таким образом, даже при $B = 1$ вклад с-кварков в Δm_{LS} получался значительно меньше экспериментального значения, что использовалось для получения ограничений снизу на углы подмешивания t -кварка θ_2, θ_3 .

Приведенные в разделе 2 оценки параметров шестикварковой схемы позволяют, однако, утверждать, что вклад t -кварков (членов A_t и A_{ct} в (29), (30)) в Δm_{LS} мал, по крайней мере для разумных значений m_t^* : для $\tau_b \geq 10^{-12}$ с при $m_t = 40$ ГэВ вклад t -кварка не более 2 % $(\Delta m_{LS})_{\text{exp}}$, а при $m_t = 80$ ГэВ — не более 5 % $(\Delta m_{LS})_{\text{exp}}$.

* Согласно сообщениям из ЦЕРНа ⁸, группой UA1 на Sp̄pS-коллайдере найден t -кварк с массой $m_t = 40 \pm 10$ ГэВ.

Таким образом, в рамках общепринятой логики стандартная шестикварковая модель не могла объяснить наблюдаемую разность масс Δm_{LS} . Недостаточную разность масс можно было бы объяснить тогда следующим образом.

а) Существует четыре (или больше) поколений кварков. В этом случае ограничения на подмешивания $t(t')$ -кварков значительно слабее — $|V_{t(t')d}| < 0,105$, $|V_{t(t')s}| < 0,38$ (см. табл.), и их вклад в Δm_{LS} может быть достаточно большим.

б) В Δm_{LS} вносят большой вклад «суперсимметричные» частицы. Именно, диаграммы, аналогичные рис. 3, в которых W^\pm -бозоны заменены на глюино (суперпартнеры глюонов), а промежуточные u, c, t -кварки — на скалярные кварки с зарядом $-1/3$ (суперпартнеры d, s, b -кварков), при массе глюино до 50—100 ГэВ могут давать вклад, сравнимый с экспериментальным значением Δm_{LS} ^{56,57} (заметим, что прямое экспериментальное ограничение на массу глюино всего лишь $m_{\tilde{g}} > 3 - 5$ ГэВ⁵⁸; кроме того, данные группы UA1, по-видимому, исключают существование глюино с массой меньше 40 ГэВ⁵⁹).

в) Практически произвольный вклад в Δm_{LS} могли бы вносить нейтральные токи с нарушением странности, индуцируемые, например, «горизонтальными» или «правыми» калибровочными бозонами или сверхтяжелыми хиггсовскими частицами. Наиболее жесткие ограничения на массы этих экзотических объектов следуют как раз из анализа системы $K_L - K_S$ ⁶⁰⁻⁶².

В действительности, однако, в настоящее время мы не располагаем серьезными аргументами за существование таких нестандартных вкладов в Δm_{LS} . Дело в том, что приведенное выше обычное вычисление разности масс нейтральных K -мезонов, описываемое эффективным гамильтонианом (29), корректно учитывает вклад лишь достаточно массивных промежуточных состояний. Наивная оценка вклада виртуальностей порядка характерной адронной массы μ из диаграмм рис. 3 дает малость $\sim \mu^2/m_c^2$. На самом деле вклад больших расстояний в переход $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ оказывается численно значительно больше, причем это связано с динамическим усилением $\Delta T = 1/2$ -амплитуд распадов странных частиц. На это указывает, в частности, экспериментальный факт, что

$$\Delta m_{LS} \approx -\frac{\Delta \Gamma_{LS}}{2} \approx \frac{\Gamma_S}{2},$$

который означает, что мнимая (абсорбционная) часть амплитуды $M_{K^0\bar{K}^0}$ перехода $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ практически совпадает с ее реальной (более точно, дисперсионной) частью. Если в разложении амплитуды $M_{K^0\rightarrow\bar{K}^0}$ по промежуточным состояниям

$$M_{K^0\bar{K}^0} = \frac{1}{2m_K} \sum_n \frac{\langle \bar{K}^0 | H_W(\Delta S=1) | n \rangle \langle n | H_W(\Delta S=1) | K^0 \rangle}{m_K - E_n + i0}, \quad (34)$$

$$\text{Re } M_{K^0\bar{K}^0} = \frac{\Delta m_{LS}}{2}, \quad \text{Im } M_{K^0\bar{K}^0} = -\frac{\Delta \Gamma_{LS}}{4},$$

оставить вклад только двухпионного состояния, определяющего $\text{Im } M_{K^0\bar{K}^0}$, то Δm_{LS} будет даваться диаграммой рис. 4, где точки в вершинах означают $H_W(\Delta S=1)$ — полный слабый гамильтониан переходов с $\Delta S=1$. Для оценки этого вклада в Δm_{LS} можно предположить, что феноменологическая вершина $K^0 \rightarrow 2\pi$ не зависит от импульсов, и вычислить ее из ширины распада $K_S \rightarrow 2\pi$, а интеграл по импульсам пионов обрезать на некотором масштабе Λ . Тогда уже при $\Lambda \approx 700-800$ МэВ реальная часть этой амплитуды сравняется с мнимой и, таким образом, даст необходимую величину Δm_{LS} .

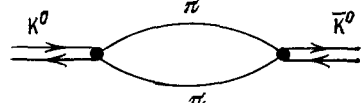


Рис. 4. Диаграмма, отвечающая вкладу двухпионного промежуточного состояния в переход $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$

Важно подчеркнуть, что, если мы добавим к стандартной амплитуде перехода $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ M_{box} , даваемой «прямоугольными» диаграммами рис. 3, вклад, скажем, двухпионного состояния, то при этом не будем повторно учитывать вклады, уже содержащиеся в Δm_{box} . Так, Δm_{box} пропорциональна m_c^2 , тогда как ширина $K_S \rightarrow 2\pi$, зависящая от m_c через коэффициенты в разложении H_W ($\Delta S = 1$) по локальным операторам $o_1 - o_6$ (см. ^{3, 63}), слабо меняется при изменении m_c ⁶³. Кроме того, в стандартном вычислении даже при учете сильных взаимодействий смешивание K^0 и \bar{K}^0 происходит за счет операторов, содержащих только левые кварковые поля; между тем относительно большая ширина распада $K_S \rightarrow 2\pi$ возникает, по-видимому, благодаря операторам с правыми токами ⁶³. Более подробно аргументы в пользу того, что низколежащие промежуточные состояния дают вклад, не учтенный обычными диаграммами рис. 3, приведены в ⁶⁴ (см. также более раннюю работу ⁶⁵). Следует специально отметить, что изложенные выше аргументы подтверждают тот факт, что фактор B , вводимый для параметризации матричного элемента $\langle \bar{K}^0 | (\bar{s}\gamma_\mu (1 - \gamma_5) d)^2 | K^0 \rangle$ в рамках стандартного вычисления, не имеет отношения к обсуждаемому вкладу больших состояний, который является независимой аддитивной добавкой к Δm_{box} ^{64, 65}.

К сожалению, в настоящее время более или менее определенно вычислить вклад состояний с небольшой виртуальностью не удастся. Ниже мы кратко рассмотрим этот вопрос.

Легко выяснить знак вкладов разных состояний в Δm_{LS} . В представлении (31) амплитуды $M_{K \rightarrow \bar{K}}$ промежуточные состояния могут быть классифицированы по СР-четности. Поскольку K_L может переходить только в СР-нечетные состояния, а K_S — в СР-четные, состояния с $СР = -1$, имеющие массу больше m_K , будут уменьшать, а более легкие, чем К-мезон, — повышать m_{K_L} по сравнению с m_{K_S} *); для СР-четных состояний вклад будет противоположного знака. Отсюда ясно, что π^0 -мезон в промежуточном состоянии будет увеличивать Δm_{LS} , а η^0 -мезон — уменьшать. Двухпионные состояния приводят к вкладам разного знака в зависимости от инвариантной массы пионов, однако при разумных значениях масштаба обрезания по энергии общий сдвиг оказывается положительным. В киральном пределе, т. е. при параметрически малых массах π - и К-мезонов, самыми большими являются полюсные вклады π^0 и η^0 . Они были вычислены в ⁶⁶ с использованием гипотезы PCAC:

$$\tau_S \cdot \Delta m_{LS} |_{\pi^0, \eta^0} = -\frac{32}{9} \pi f_\pi^2 \frac{m_K}{\sqrt{m_K^2 - 4m_\pi^2}} \frac{4m_K^2 - 3m_\eta^2 - m_\pi^2}{(m_K^2 - m_\pi^2)(m_\eta^2 - m_K^2)} =$$

$$= -0,67 \text{ (ср. } 0,48 \pm 0,02 \text{ экпер.)}. \quad (32)$$

Приведенное здесь число соответствует экспериментальным значениям масс мезонов. Однако в соответствии с формулой Гелл-Манна — Окубо числитель в (32) должен обращаться в нуль в пределе SU (3)-симметрии, предполагавшейся при выводе (32), поэтому в рамках этого подхода вклады π^0 и η^0 полностью компенсируются. Заметим, что отдельные вклады π^0 и η^0 , вычисленные таким способом, составляют величину около $2\Gamma_S$. Вклад двухпионного состояния до некоторой степени зависит от масштаба ультрафиолетового обрезания и, как уже отмечалось, составляет около $1/2\Gamma_S$. В ⁶⁷ подчеркивалось, что состояния с промежуточной виртуальностью, например, η' -мезон, также могут вносить заметный вклад в Δm_{LS} .

Таким образом, среди вкладов низколежащих состояний есть слагаемые обоих знаков, причем отдельные члены в сумме могут превышать экспериментальное значение Δm_{LS} в три — четыре раза. Поскольку вычислить с достаточной точностью эти вклады не удастся, абсолютная точность различных

*) Этот факт аналогичен известному из квантовой механики утверждению, что поправка второго порядка к энергии основного состояния отрицательна.

теоретических оценок Δm_{LS} , скорее всего, даже хуже, чем сама величина Δm_{LS} . Интересно отметить, что подобные вычисления разности масс K^0 -мезонов по низколежащим состояниям проводились еще до того, как были разработаны калибровочные теории электрослабого и сильного взаимодействий^{66, 68-71}. В то время, однако, не мог быть корректно учтен вклад малых расстояний $\Delta m_{\text{бок}}$, доминирующий параметрически при тяжелом s -кварке. Реально масса s -кварка оказалась недостаточно большой, и оба эти механизма вносят, по-видимому, примерно одинаковый вклад в Δm_{LS} .

б) CP-несохранение в K^0 -мезонах

Одним из замечательных свойств шестикварковой схемы Кобаяши — Маскавы является то, что она содержит естественную возможность нарушения CP-симметрии². Поскольку экспериментально нарушение CP-инвариантности наблюдалось только в системе $K_L - K_S$, нейтральные K -мезоны представляют собой единственный источник информации о CP-нарушающем параметре $e^{i\delta}$ в этой модели.

В матрице КМ (11) все элементы, определяющие взаимодействие u - и d -кварков с W -бозонами, не содержат CP-нечетной фазы $e^{i\delta}$, поэтому в четырехфермионном взаимодействии, описывающем распад K -мезонов, комплексные коэффициенты, приводящие к CP-несохранению, появляются только в операторах, содержащих пары тяжелых s - или t -кварков. В одной из первых работ⁷², в которой систематически анализировались эффекты нарушения CP в шестикварковой схеме, амплитуды прямых CP-нечетных распадов $K_2 \rightarrow 2\pi$, порождаемых этими операторами, были оценены как очень малые, и за наблюдаемое CP-несохранение было ответственно лишь CP-нечетное смешивание K_1 - и K_2 -мезонов вследствие комплексности разности масс Δm_{LS} , даваемой диаграммами рис. 3. Это приводило к заключению, что в рамках системы $K_L - K_S$ модель КМ имитирует сверхслабый механизм CP-нарушения^{73 *}, а отклонение от него предсказывалось крайне малым. Сама величина ε пропорциональна $2s_2 s_3 \sin \delta$, и из сравнения с наблюдаемыми значениями

$$\eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+ \pi^- | H_W | K_L \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | H_W | K_S \rangle}, \quad \eta_{00} = \frac{\langle \pi^0 \pi^0 | H_W | K_L \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | H_W | K_S \rangle},$$

$$\varepsilon \approx \frac{2\eta_{+-} - \eta_{00}}{3}, \quad \varepsilon' \approx \frac{\eta_{+-} - \eta_{00}}{3} \quad (33)$$

произведение $s_2 s_3 \sin \delta$, входящее множителем во все CP-нарушающие амплитуды в K^0 -мезонах, ожидалось на уровне $0,5 \cdot 10^{-3}$. Позднее, однако, было показано⁶³, что благодаря «аннигиляционным» диаграммам рис. 5 вклад виртуальных тяжелых кварков весьма существен в распадах K^0 -мезонов и, возможно, объясняет правило $\Delta T = 1/2$ и относительно малое время жизни K_S -мезона. Этот факт в рамках схемы КМ приводит к заключению, что в наблюдаемое CP-несохранение могут вносить заметный вклад также прямые распады $K_2 \rightarrow 2\pi$, так как теперь амплитуды слабых распадов имеют CP-нечетную фазу ξ , вообще говоря, того же порядка $s_2 s_3 \sin \delta$, что и CP-нечетная фаза Δm_{LS} ⁷⁶⁻⁷⁹. Существенно, однако, что «аннигиляционные» диаграммы приводят только к операторам с изотопическим спинном $1/2$, поэтому индуцированное прямыми распадами нарушение предсказания сверхслабой модели⁷³ $\eta_{+-} = \eta_{00}$ будет возникать только благодаря нарушению правила $\Delta T = 1/2$ в обычных CP-четных распадах

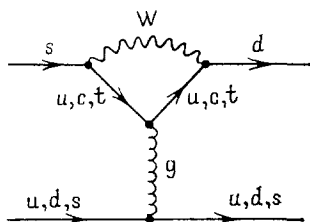


Рис. 5. «Аннигиляционная» диаграмма для распадов странных частиц

*) Дипольный момент нейтрона в модели КМ также чрезвычайно мал — $D_n \sim 10^{-32}$ е.см^{74, 75}.

$K_1 \rightarrow 2\pi$ (см., например, ^{80,81}) и, следовательно, ожидается на процентном уровне ^{76-79,82}.

При теоретической оценке эффектов СР-несохранения в K^0 -мезонах в модели Кобаяши — Маскавы прежде всего возникает вопрос о законности вычисления СР-нарушающей мнимой части *) амплитуды $\langle \bar{K}^0 | T | K^0 \rangle \text{Im } M_{K^0 \bar{K}^0}$ с помощью обычных прямоугольных диаграмм рис. 3. Как пояснялось в предыдущем пункте, при вычислении разности масс K_L и K_S , т.е. $\text{Re } M_{K^0 \bar{K}^0}$, такая процедура может допускать почти неконтролируемые ошибки, связанные с эффектами больших расстояний, причем величина этих вкладов может превышать стандартную величину Δm_{box} . Однако в работах ^{64,65} было показано, что при некоторых предположениях эффекты больших расстояний в СР-нечетных переходах $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ могут быть учтены. Так, если в эффективном $\Delta S = 1$ гамильтониане слабых лептонных переходов доминирует всего один оператор с $\Delta T = 1/2$, то СР-нечетная фаза перехода $K^0 (\bar{K}^0)$ в любое промежуточное состояние будет определяться комплексностью $e^{i\xi}$ коэффициента при этом операторе, и, следовательно, вклад этих состояний в амплитуду перехода $K^0 \rightarrow \bar{K}^0 \langle \bar{K}^0 | T | K^0 \rangle$ будет иметь фазу $e^{2i\xi}$. В этом случае вклад больших расстояний в $\text{Im } M_{K^0 \bar{K}^0}$ выражается через величину ξ и вклад низколежащих состояний в разность масс K_L и K_S .

Примерно такая ситуация реализуется в распадах K^0 -мезонов, где, возможно, около 70–80% амплитуды $K_S \rightarrow 2\pi$ обеспечивается оператором $O_5 + (3/16) O_6$ ⁶³, появляющимся благодаря «аннигиляционным» диаграммам рис. 5 (см. также ³). Если принять гипотезу доминантности операторов O_5 и O_6 , то параметр СР-несохранения ϵ может быть легко вычислен.

Воспользовавшись малостью СР-несохранения в K -мезонах и экспериментальным равенством $\Delta\Gamma \simeq \Gamma_S \simeq 2\Delta m_{LS}$, выражение для ϵ можно записать в виде (см., например, ⁵)

$$\epsilon \approx \frac{1}{1+i} \left(-\frac{i \text{Im } M_{K^0 \bar{K}^0}}{2 \text{Re } M_{K^0 \bar{K}^0}} + \xi \right) + i\xi = -\frac{e^{i\pi/4}}{2\sqrt{2}} \left(\frac{\text{Im } M_{K^0 \bar{K}^0}}{\text{Re } M_{K^0 \bar{K}^0}} - 2\xi \right), \quad (34)$$

$$\text{Re } M_{K^0 \bar{K}^0} \approx \frac{1}{2} \Delta m_{LS}, \quad M_{K^0 \bar{K}^0} = \langle \bar{K}^0 | T | K^0 \rangle,$$

где ξ — СР-нечетная фаза амплитуды распада K^0 -мезона в два пиона с нулевым изотопическим спином, из которой выделена фаза рассеяния пионов:

$$\langle (\pi\pi)_{I=0} | T | K^0 \rangle = iA_0 e^{i\delta_0}, \quad \xi = \frac{\text{Im } A_0}{\text{Re } A_0} \sim s_2 s_3 \sin \delta. \quad (35)$$

Если представить теперь амплитуду перехода $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ $M_{K^0 \bar{K}^0}$ в виде суммы вклада малых расстояний M_{box} и больших расстояний M_{long} , то, как объяснялось выше, $\text{Im } M_{\text{long}} \approx 2\xi \text{Re } M_{\text{long}}$, и, следовательно,

$$\epsilon \approx -\frac{e^{i\pi/4}}{2\sqrt{2}} \left(\frac{\text{Im } M_{\text{box}} + 2\xi \text{Re } M_{\text{long}}}{\text{Re } M_{\text{box}} + \text{Re } M_{\text{long}}} - 2\xi \right) = \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2}} \frac{\text{Im } M_{\text{box}} - 2\xi \text{Re } M_{\text{box}}}{\Delta m_{LS}}. \quad (36)$$

Таким образом, учет прямых распадов и эффекта больших расстояний сводится к добавлению к $\text{Im } M_{\text{box}}$ величины $-2\xi \text{Re } M_{\text{box}}$ ^{64, 65}.

Следует подчеркнуть, однако, что это утверждение имеет ограниченную точность. Действительно, доминантность операторов O_5 и O_6 в обычных СР-четных распадах K^0 -мезонов не является абсолютной. Кроме того, хотя, скорее всего, эти операторы, содержащие правые кварковые поля, и доминируют в переходах $K^0 \rightarrow \pi^0, \eta^0$, по-видимому, наиболее существенных во вкладе больших расстояний, нет особых оснований ожидать, что O_5 и O_6 , содер-

*) Во избежание недоразумений подчеркнем, что в этом пункте под мнимой частью мы будем понимать СР-нечетную часть амплитуды, а не абсорбционную часть, как в пункте а), где пренебрегалось нарушением СР-инвариантности.

жащие малые коэффициенты по сравнению с операторами $O_1 - O_4$ ⁶³, будут определяющими в переходах в состояния с промежуточной энергией. Если такие состояния вносят заметный вклад в $M_{K^0\bar{K}^0}$, к соотношению (36) могут быть значительные поправки.

Имея в виду это замечание, мы все же примем для ε оценку (36). Далее, удобно ввести обозначение $z = \text{Re } M_{\text{box}} / \text{Re } M_{K^0\bar{K}^0} = 2\text{Re } M_{\text{box}} / \Delta m_{LS}$. Тогда

$$|\varepsilon| \approx \frac{1}{2\sqrt{2}} |z| \left| \frac{\text{Im } M_{\text{box}}}{\text{Re } M_{\text{box}}} - 2\xi \right|. \quad (37)$$

Выражение для M_{box} в шестикварковой схеме хорошо известно (см., например, ^{50,51}). При $s_1^2, s_2^2, s_3^2 \ll 1$

$$\text{Im } M_{\text{box}} \approx \langle \bar{K}^0 | (\bar{s}\gamma_\mu (1 - \gamma_5) d)^2 | K^0 \rangle \frac{G_F^2}{16\pi^2} s_1^2 m_c^2 \cdot 2s_2 s_3 \sin \delta \left[-\eta_1 + \right. \\ \left. + \eta_3 \ln \frac{m_t^2}{m_c^2} + \frac{m_t^2}{m_c^2} (\eta_2 x + \tilde{\eta}_2 y) s_2 (s_2 - s_3 \cos \delta) \right], \quad (38)$$

$$\text{Re } M_{\text{box}} \approx \langle \bar{K}^0 | (\bar{s}\gamma_\mu (1 - \gamma_5) d)^2 | K^0 \rangle \frac{G_F^2}{16\pi^2} s_1^2 m_c^2 \left\{ \eta_1 + \right. \\ \left. + 2s_2 (s_2 - s_3 \cos \delta) \eta_3 \ln \frac{m_t^2}{m_c^2} + s_2^2 [(s_2 - s_3 \cos \delta)^2 - s_3^2 \sin^2 \delta] \frac{m_t^2}{m_c^2} (\eta_2 x + \tilde{\eta}_2 y) \right\}.$$

$\eta_1, \eta_2, \tilde{\eta}_2, \eta_3$ — факторы глюонных перенормировок на малых расстояниях, а множители x и y учитывают конечность массы W -бозона в диаграммах с двумя t -кварками⁵⁰ (см. рис. 3); при $m_t^2 \ll M_W^2$, $x \approx 1$, $y \approx 0$, а при $m_t^2 = M_W^2$ $x = 1/3$, $y = 5/12$. Как отмечалось в предыдущем пункте, при существующих ограничениях на углы смешивания θ_2 и θ_3 члены, отвечающие вкладу t -кварка в $\text{Re } M_{\text{box}}$, малы, следовательно,

$$\frac{\text{Im } M_{\text{box}}}{\text{Re } M_{\text{box}}} \approx 2s_2 s_3 \sin \delta \left[\frac{\eta_3}{\eta_1} \ln \frac{m_t^2}{m_c^2} - 1 + \frac{m_t^2}{m_c^2} s_2 (s_2 - s_3 \cos \delta) \left(\frac{\eta_2}{\eta_1} x + \frac{\tilde{\eta}_2}{\eta_1} y \right) \right]. \quad (39)$$

Численно $\eta_3/\eta_1 \approx 0,6 \div 0,55$, $\eta_2/\eta_1 \approx \tilde{\eta}_2/\eta_1 = 0,9$ и, очевидно, не зависят от точки нормировки операторов.

Что касается фазы ξ в (37), то ее точное значение определяется относительным вкладом операторов o_5 и o_6 в различные амплитуды с изменением странности. По оценкам⁸² в распадах $K_S \rightarrow 2\pi$ $\xi \simeq (0,8 - 1,2) s_2 s_3 \sin \delta$; при полной доминантности операторов o_5 и o_6 $\xi \simeq (1,3 - 1,5) s_2 s_3 \sin \delta$ ⁸². Величина z , определяющая долю вклада Δm_{box} в полную разность масс Δm_{LS} , существенно зависит от значения матричного элемента $\langle \bar{K}^0 | (\bar{s}\gamma_\mu (1 - \gamma_5) d)^2 | K^0 \rangle$. При использовании для его оценки вакуумного прокладывания, как было показано в пункте а), z оказывается около 0,5.

Так как углы θ_2 и θ_3 малы, наблюдаемое в K^0 -мезонах СР-несохранение $|\varepsilon| \approx |\varepsilon_+ - \varepsilon_-| \approx 2,27 \cdot 10^{-3}$ приводит к довольно жестким ограничениям на параметры матрицы КМ. Так, если принять значение $|V_{cb}| = 0,051$, что соответствует $\tau_b \approx 1,2 \cdot 10^{-12}$ с, и $\sin \theta_3 < 0,028$ ($\Gamma(b \rightarrow u)/\Gamma(b \rightarrow c) < 3\%$), то для получения указанной величины ε масса t -кварка должна быть больше, чем 40—50 ГэВ; при этом для любых масс t -кварка, не превышающих существенно массу W -бозона, отвергается область параметров $\cos \delta < 0$. Что касается самой фазы δ , то (при $m_t \ll m_W$) $\sin \delta \geq 1/4$. Таким образом, если СР-несохранение обеспечивается только благодаря механизму КМ, то мы имеем дело с почти максимально возможным нарушением СР-инвариантности.

Ограничение снизу на массу t -кварка в зависимости от времени жизни B -мезонов на основании аналогичных рассуждений выводились в работе³⁶. Однако в численных оценках авторы использовали значение матричного элемента $\langle K^0 | (\bar{s}\gamma_\mu (1 - \gamma_5) d)^2 | K^0 \rangle$, модифицированное по сравнению с ваку-

умным прокладыванием множителем $B \approx 0,37$ (в точке нормировки $\alpha_s (\mu^2) = 1$), что соответствует уменьшению величины z примерно до 0,2. По этой причине ограничения ³⁶ на массы t -кварка получались более жесткие. В этой работе не учитывался также вклад прямых распадов в величину ε , противоположный по знаку СР-нарушению, появляющемуся из смешивания K_1^0 и K_2^0 . Однако этот вклад не может быть особенно существенным, так как приводил бы к недопустимо большому значению величины ε'/ε (см. ниже).

Последний вопрос, на котором мы остановимся, — это отклонение от предсказания сверхслабой теории СР-нарушения $\varepsilon'/\varepsilon = 0$ ^{76-79, 82, 64, 65, 32}. В модели КМ $\varepsilon' \neq 0$ за счет прямых СР-нечетных распадов $K_2^0 \rightarrow 2\pi$ и одновременно нарушения правила $\Delta T = 1/2$ в обычных слабых распадах K^0 -мезонов (см., например, ⁵):

$$\varepsilon' \approx -\frac{i}{\sqrt{2}} \omega \xi e^{i(\delta_2 - \delta_0)}, \quad \omega = \left| \frac{A_2}{A_0} \right| \approx \frac{1}{20}, \quad \xi = \frac{\text{Im } A_0}{\text{Re } A_0} \quad (40)$$

(δ_0, δ_2 — фазы рассеяния пионов в соответствующих изотопических состояниях; $\delta_2 - \delta_0 \approx -45^\circ$ ⁸³). Для величины ε'/ε получается, таким образом, соотношение

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \approx \frac{\omega}{z} \frac{2\xi}{(\text{Im } M_{\text{box}}/\text{Re } M_{\text{box}}) - 2\xi} e^{i[(\delta_2 - \delta_0) + \pi/4]}. \quad (41)$$

Если принять для ξ оценку ⁸²

$$\xi = H s_2 s_3 \sin \delta, \quad H \approx 1, \quad (42)$$

то ε'/ε оказывается примерно положительным ($\arg \varepsilon'/\varepsilon \approx 0$), а абсолютная величина $|\varepsilon'/\varepsilon|$ составляет около 2,5% при $m_t = 40$ ГэВ, 1,5% при $m_t = 55$ ГэВ и 1% при $m_t = 80$ ГэВ. Экспериментальное ограничение $|\varepsilon'/\varepsilon| \leq 1/50$ ⁸⁴ лежит, таким образом, очень близко к предсказываемому в модели КМ значению *). Следует, однако, подчеркнуть, что приведенные выше буквальные теоретические значения ε'/ε включают в себя существенные неопределенности. Прежде всего они связаны с оценкой амплитуды прямых СР-нечетных распадов, пропорциональной величине матричного элемента $\langle \pi\pi | O_{5,6} | K^0 \rangle$ (вычисления по модели мешков дали для H значения 0,25 — 0,5 ⁷⁹, 0,54 ³⁸ и 0,4 ⁸⁶). Кроме того, к заметным неопределенностям приводит возможное отклонение модельно-зависимого фактора B от единицы: $\varepsilon'/\varepsilon \sim 1/z \sim 1/B$. Наконец, как отмечалось выше, некоторая неоднозначность связана с учетом вклада больших расстояний в СР-нечетную амплитуду перехода $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$. По этим причинам в литературе часто встречается более осторожное утверждение, что в модели КМ $|\varepsilon'/\varepsilon| > 0,5\%$ (например, ^{87, 88}). Тем не менее, можно утверждать, что $\varepsilon'/\varepsilon > 0$ ^{38, 87, 88}. Заметим также, что при большой массе t -кварка ε'/ε до некоторой степени зависит от конкретных значений углов θ_2 и θ_3 , причем при уменьшении $\sin \theta_3$ по сравнению с $|V_{cb}|$ (т.е. уменьшении $\Gamma(b \rightarrow u)/\Gamma(b \rightarrow c)$) возможный интервал изменения ε'/ε сдвигается в область больших значений (представленные выше оценки ε'/ε являются минимально возможными значениями).

В работе ⁸⁷ приведены вычисленные аналогичным образом значения ε'/ε при разных значениях параметров B , m_t , $\Gamma(b \rightarrow u)/\Gamma(b \rightarrow c)$ и τ_b (для H использовалось значение 0,54 ³⁸). Отметим, что в соответствии с оценками ⁸⁹ вклад электромагнитного взаимодействия в величину $|\varepsilon'/\varepsilon|$ мог бы достигать десятых процента.

Резюмируя содержание этого раздела, следует подчеркнуть, что разность масс нейтральных K -мезонов, скорее всего, не может быть непосредственно использована для извлечения дополнительной информации о параметрах смешивания кварков ввиду трудно учитываемого вклада больших расстоя-

*) На Международную конференцию в Лейпциге (июль 1984 г.) были представлены новые результаты измерения ε'/ε ⁸⁵: $\varepsilon'/\varepsilon = -0,0046 \pm 0,0053 \pm 0,0024$ (Chicago — Stanford — Saclay collab., FNAL), $\varepsilon'/\varepsilon = 0,0017 \pm 0,0084$ (Brookhaven — Yale, BNL).

ний, имеющего, по-видимому, величину порядка самой разности масс Δm_{LS} . Что касается наблюдаемого в K^0 -мезонах нарушения СР-инвариантности, то здесь ситуация несколько лучше. Так, в рамках предложенного в ⁶³ объяснения правила $\Delta T = 1/2$ в обычных нелептонных распадах эффекты больших расстояний в СР-нечетном $K_1 \leftrightarrow K_2$ -смешивании могут быть учтены, и сравнение теоретической оценки для величин η_+ и η_{00} с их экспериментальными значениями указывает на то, что при $\tau_b \geq 10^{-12}$ с масса t -кварка должна превышать 40—50 ГэВ, фаза δ должна лежать в первом квадранте ($\cos \delta > 0$), а $\sin \delta$ должен быть порядка единицы. Кроме того, предсказывается значение ϵ'/ϵ , близкое к современному экспериментальному пределу. По этой причине представляется крайне интересным намеченное в будущих экспериментах уточнение величины ϵ'/ϵ и отношения $\Gamma(b \rightarrow u)/\Gamma(b \rightarrow c)$, с одной стороны, и массы t -кварка — с другой стороны. Уменьшение экспериментальных неопределенностей в ϵ'/ϵ и $\Gamma(b \rightarrow u)/\Gamma(b \rightarrow c)$ всего в несколько раз даст веские доводы в пользу обсуждаемого механизма СР-несохранения или поставит перед моделью Кобаяши — Маскавы весьма серьезные трудности.

Как и в случае разности масс K_L и K_S Δm_{LS} , СР-нечетные эффекты могут сильно модифицироваться, если существует более трех поколений кварков, а также за счет вклада суперсимметричных частиц или нейтральных токов с $\Delta S \neq 0$, связанных со сверхтяжелыми «горизонтальными» или «правыми» калибровочными бозонами и/или нейтральными хиггсовскими частицами, имеющими недиагональное по поколениям взаимодействие с кварками (ср. пункт а)). В первом случае, ввиду более слабых ограничений на подмешивание t (t')-кварков, их вклад в переход $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ может быть значительно больше, чем в шестикварковой схеме, и наблюдаемое значение ϵ достижимо при относительно небольшой комплексности параметров смешивания. Кроме того, уже при четырех поколениях кварков СР-нарушение в распадах K^0 -мезонов описывается двумя фазами в матрице смешивания кварков. Можно показать, что в этом случае отношение ϵ'/ϵ может иметь любой знак, причем это не требует существенного увеличения углов смешивания $V_{t(t')d}$, $V_{t(t')s}$ по сравнению с шестикварковой схемой. В отсутствие специальных сокращений в величине СР-нечетного смешивания ϵ отношение $|\epsilon'/\epsilon|$ по-прежнему не должно превосходить нескольких процентов.

В суперсимметричных теориях прямоугольные диаграммы с обменом глюино могут вносить большой вклад в ϵ и обеспечивать наблюдаемое нарушение СР-инвариантности ^{90–93}. Предсказываемое в них значение ϵ'/ϵ , как правило, несколько меньше, чем в стандартной схеме ^{92,93}. Такие модели могут приводить к дипольному моменту нейтрона, близкому к экспериментальной границе ⁹⁰.

Наконец, СР-нарушение произвольного масштаба может быть внесено в систему K_L — K_S «горизонтальными» калибровочными бозонами или сверхтяжелыми скалярами. В этом случае будет имитироваться сверхслабая модель СР-несохранения ⁷³, в частности, $\epsilon' \approx 0$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение обзора отметим, что измерение времени жизни и исследование полупертоновых распадов B -мезонов вместе с выполненным ранее анализом распадов K -мезонов и гиперонов, а также ядерных β -распадов, позволяет довольно точно определить абсолютные значения всех элементов матрицы смешивания кварков в случае трех поколений. Оценки фазы δ требуют дополнительного предположения, что единственным источником СР-несохранения в распадах K^0 -мезонов является взаимодействие W -бозонов с кварками (механизм Кобаяши — Маскавы). В этом случае δ должна лежать в первом квадранте, а $\sin \delta$ оказывается порядка единицы. В рамках шестикварковой схемы исследование распадов t -кварка, скорее всего, не даст дополни-

тельной информации об углах смешивания. С точки зрения уточнения углов θ_2 и θ_3 наиболее перспективными представляются дальнейшие эксперименты по измерению времени жизни В-мезонов, доли полулептонных распадов b-кварка на u-кварк $\Gamma_{s1}(b \rightarrow u)/\Gamma_{s1}(b \rightarrow c)$, а также исследование распадов заряженных В-мезонов на пару $\tau\nu_\tau$. Кроме того, является важным независимое определение всех элементов матрицы смешивания, так как оно может дать указания на существование дополнительных кварковых поколений.

Авторы благодарны А. А. Ансельму, М. Б. Волошину, М. И. Высоцкому, М. В. Данилову, Д. И. Дьяконову и Л. Б. Окуню за полезные обсуждения.

Ленинградский институт ядерной физики
им. Б. П. Константинова АН СССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Glashow S. L., Iliopoulos J., Maiani L. — Phys. Rev. Ser. D, 1970, v. 2, p. 1285.
2. Kobayashi M., Maskawa T. — Prog. Theor. Phys., 1973, v. 49, p. 652.
3. Окунь Л. Б. Лептоны и кварки. — М.: Наука, 1981.
4. Хозе В. А., Шифман М. А. — УФН, 1983, т. 140, с. 3.
5. Chau L.-L. — Phys. Rept., 1983, v. 95, p. 1.
6. Jarlskog C. — In: Proc. of Intern. Europhysics Conference on High Energy Physics, Brighton, UK, July 1983/Ed. J. Guy, C. Costain. — Rutherford Appleton Lab., UK, 1983, p. 768.
7. Stone S. — In: Proc. of Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Ithaca, USA, August 1983/Ed. D. G. Cassel, D. L. Kreinick. — Cornell, USA: F. R. Newman Lab. of Nucl. Studies, 1983, p. 203.
8. Rubbia C. Talk given at the XI Intern. Conference on Neutrino Physics and Astrophysics. — Nordkirchen near Dortmund, FRG, June 1984.
9. Ансельм А. А. — В кн. Физика высоких энергий: Материалы XIII Зимней школы ЛЯФ. — Л.: ЛЯФ АН СССР, 1978, с. 42.
10. Понтекорво Б. — ЖЭТФ, 1967, т. 53, с. 1717.
11. Particle Data Group. Review of Particle Properties. — Rev. Mod. Phys., 1984, v. 56, No. 2, pt. II; Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 111, p. 26.
12. Maiani L. — In: Proc. of Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies. — Hamburg: DESY, 1977, p. 867.
13. Долгов А. Д., Зельдович Я. Б. — УФН, 1980, т. 130, с. 559.
14. Зельдович Я. Б., Хлопов М. Ю. — УФН, 1981, т. 135, с. 45.
15. Chechetkin V. M., Khlopov M. Yu., Sapozhnikov M. G. — Rev. Nuovo Cimento, 1982.
16. Wilkinson D. H. — In: Nuclear Physics with Heavy Ions and Mesons/Ed. R. Balian, M. Rho, G. Ripka. — Amsterdam: North-Holland, 1978, p. 877.
17. McFarlane W. K., Auerbach L. B., Gaille F. C. et al. — Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, p. 249.
18. Bourquin et al. — Zs. Phys. Ser. C, 1982, Bd. 12, S. 307; 1983, Bd. 21, S. 1, 17, 27.
19. Gaillard J.-M., Sauvage G. — Preprint CERN-EP/84-62. — Geneva, CERN, 17 May 1984.
20. Cabibbo N. — Phys. Rev. Lett., 1963, v. 10, p. 531.
21. Leutwyler H., Roos M. Preprint TH. 3830-CERN, Geneva: CERN, March 1984.
22. Shrock R. E., Wang L.-L. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1692.
23. Paschos E. A., Türke U. — Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 116, p. 360.
24. Abramowicz H. J. et al. (CDHS Collab.) — Zs. Phys. Ser. C, 1982, Bd. 15, S. 19.
25. Kleinknecht K., Renk B. — Ibidem, Bd. 16, S. 7.
26. Chau L.-L., Keung W., Tran M. D. — Phys. Rev. Ser. D, 1983, v. 27, p. 2145.
27. Алиев Т. М., Елецкий В. Л., Коган Я. И. — ЯФ, 1984, т. 40, с. 823.
28. Kleinknecht K., Renk B. — Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 130, p. 459.
29. Shifman M. A., Voloshin M. B. — Preprint ITEP-62-84. — Moscow, March 1984.
30. Волошин М. Б., Шифман М. А. — ЯФ, 1985, т. 41, с. 187.
31. Altarelli G., Cabibbo N., Corbo G. et al. — Nucl. Phys. Ser. B, 1982, v. 208, p. 365.
32. Altarelli G. — Preprints INFN-351. — 1983; TH. 3709. — CERN, September 1983.
33. Chen A., Goldberg M., Horwitz N. et al. (CLEO Collab.) — Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, p. 1084.
34. Lee-Franzini J. — Talk given at the Europhysics Conference on Flavour Mixing in Weak Interactions. — Erice, Italy, March 1984.
35. Klanner R. Talk given at the XXII Intern. Conference on High Energy Physics. — Leipzig, July 19–25, 1984; Lee-Franzini J. — Ibidem.

32. Gilman F. J., Hagelin J. S.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 133, p. 443.
33. Webb J. N.— Ibidem, 1984, v. 138, p. 205.
34. Chau L. L., Keung W.-Y.— Phys. Rev. Ser. D, 1984, v. 29, p. 592.
35. Pham X.-Y., Yu X.-C.— Phys. Lett. Ser. B, 1984, v. 136, p. 209.
36. Ginsparg P. H., Glashow S. L., Wise M. B.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, p. 1415.
37. Shrock R. E., Voloshin M. B.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 87, p. 375.
38. Gilman F. J., Hagelin J. S.— Ibidem, 1983, v. 126, p. 111.
39. Bergström L., Massó E., Singer P., Wyler D.— Ibidem, 1984, v. 134, p. 373.
40. Алнев Т. М., Елецкий В. Л.— ЯФ, 1983, т. 38, с. 1537.
41. Okun L. B., Zakharov V. I., Pontekorvo B. M.— Nuovo Cimento Lett., 1975, v. 13, p. 218.
42. Hochberg D., Sachs R. G.— Phys. Rev. Ser. D, 1983, v. 27, p. 606.
43. Paschos E. A., Stech B., Türke U.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 128, p. 240.
44. Bigi I. I., Sanda A. I.— Phys. Rev. Ser. D, 1984, v. 29, p. 1393.
45. Pakvasa S.— Ibidem, 1983, v. 28, p. 2915.
46. Buras A. J.— Preprint MPI-PAE/PTh 26/84.— April 1984.
47. Avery P. et al. (CLEO Collab.) — Cornell report CLNS 84/612, 1984.
48. Вайнштейн А. И., Хриплович И. Б.— Письма ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 141.
49. Gaillard M. K., Lee B. W.— Phys. Rev. Ser. D, 1974, v. 10, p. 897.
50. Висоцкий М. И.— ЯФ, 1980, т. 31, с. 1535.
51. Gilman F. J., Wise M. B.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 93, p. 129.
52. Shrock R. E., Treiman S. B.— Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 19, p. 2148.
53. Colić P., Guberina B., Tadić D., Trampetić J.— Nucl. Phys. Ser. B, 1983, v. 221, p. 141.
- Trampetić J.— Phys. Rev. Ser. D, 1983, v. 27, p. 1565.
54. Donoghue J. F., Golowich E., Holstein B. R.— Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 119, p. 412.
55. Bilić N., Guberina B.— Ibidem, 1984, v. 136, p. 440.
56. Donoghue J. F., Nilles H. P., Wyler D.— Ibidem, 1983, v. 128, p. 55.
57. Duncan M. J., Trampetić J.— Ibidem, 1984, v. 134, p. 439.
58. CHARM Collab. and Voloshin M. B., Vysotsky M. I.— Ibidem, 1983, v. 121, Ser. B, p. 429.
59. Jacob M. Talk given at the XXII Intern. Conference on High Energy Physics.— Leipzig, July 19—25, 1984.
- Nanopoulos D. V.— Ibidem.
- Ellis J., Kowalski H. Preprint DESY 84-045.— May 1984.
60. Kane G. L., Thun R.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 94, p. 513.
61. Cahn R. H., Harari H.— Nucl. Phys. Ser. B, 1980, v. 176, p. 135.
62. Branco G. C., Frère J.-M., Gérard J. M.— Ibidem, 1983, v. 221, p. 317.
- Harari H., Leurer M.— Ibidem, 1984, v. 233, p. 221.
63. Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А.— ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 1275.
64. Hill C. T.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 97, p. 275.
65. Wolfenstein L.— Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 160, p. 501.
66. Itzykson C., Jacob M., Mahoux G.— Nuovo Cimento Suppl., 1967, v. 5, p. 978.
67. Donoghue J. F., Golowich E., Holstein B. R.— Phys. Lett. Ser. B, 1984, v. 135, p. 481.
68. Truong T.— Phys. Rev. Lett., 1966, v. 17, p. 1102.
69. Rockmore R., Yao T.— Ibidem, 1967, v. 18, p. 501.
70. Kang K., Land D. J.— Ibidem, p. 503.
71. Greenberg D. F.— Nuovo Cimento, 1968, v. 56, p. 597.
72. Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V.— Nucl. Phys., Ser. B, 1976, v. 109, p. 213.
73. Wolfenstein L.— Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 562.
74. Шабалин Е. П.— ЯФ, 1978, т. 28, с. 151; 1980, т. 31, с. 1665; т. 32, с. 443.
75. Khriplovich I. B., Zhitnitsky A. R.— Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 109, p. 490.
76. Прохоров В. В.— ЯФ, 1979, т. 31, с. 1019.
77. Gilman F. J., Wise M. B.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 83, p. 83; Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 20, p. 2392.
78. Wise M. B., Witten E.— Ibidem, p. 1216.
79. Guberina B., Peccei R. D.— Nucl. Phys. Ser. B, 1980, v. 163, p. 289.
80. Bell J. S., Steinberger J.— In: Proc of Intern. Conference on Elementary Particles.— Oxford, 1965.— Rutherford High Energy Lab., 1966, p. 193.
81. Okun L. B., Rubbia C.— In: Proc. of Heidelberg Intern. Conference on Elementary Particles/Ed. H. Filtuth.— Amsterdam: North-Holland, 1968, p. 299.

82. Волошин М. Б. Препринт ИТЭФ-22. — Москва, февраль 1981 г.
83. Barmin V. V., Barylov V. G., Chuvilo I. V. et al. — Preprint. — Padova, November, 1983.
84. Kleinknecht K. — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1976, v. 26, p. 1.
85. Nishikawa K. Talk given at the XXII Intern. Conference on High Energy Physics. — Leipzig, July 19-25, 1984.
Adair R. K. et al. — Ibidem.
86. Ginsparg P. H., Wise M. B. — Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 127, p. 265.
87. Buras A. J., Slominski W., Steger H. — Nucl. Phys. Ser. B, 1984, v. 238, p. 529.
88. Hagelin J. S. Preprint MIU-THP-84/010. — April, 1984.
89. Bijnens J., Wise M. B. — Phys. Lett. Ser. B, 1984, v. 137, p. 245.
90. Gérard J.-M., Grimus W., Amitava Raychaudhuri, Zoupanos G. — Preprint TH. 3809-CERN, January 1984.
91. Gérard J.-M., Grimus W., Masiero A., Nanopoulos D. V., Amitava Raychaudhuri. — Preprint TH.3837/84 — CERN, February 1984.
92. Gérard J.-M., Grimus W., Masiero A., Nanopoulos D. V., Amitava Raychaudhuri. Preprint TH. 3920/84. — CERN, May 1984.
93. Gérard J.-M., Grimus W., Amitava Raychaudhuri. — Preprint TH. 3927/84. — CERN, May 1984.