

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



847906912

P2 - 11358

Ю.Л.Калиновский, В.Н.Первушин

НЕЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ  
ШАРМОВАННЫХ МЕЗОНОВ  
И КИРАЛЬНЫЕ ЛАГРАНЖИАНЫ

**1978**

P2 - 11358

**Ю.Л.Калиновский, В.Н.Первушин**

**НЕЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ  
ШАРМОВАННЫХ МЕЗОНОВ  
И КИРАЛЬНЫЕ ЛАГРАНЖИАНЫ**

Калиновский Ю.Л., Первушин В.Н.

P2 - 11358

Нелептонные распады шармованных мезонов и киральные лагранжианы

Рассмотрены нелептонные распады шармованных мезонов в киральной теории. Лагранжиан сильного взаимодействия выбирается инвариантным относительно преобразований группы  $SU(4) \times SU(4)$ . Нарушение симметрии выбирается по простейшему представлению  $(4, 4^*) + (4^*, 4)$  группы  $SU(4) \times SU(4)$ . Лагранжиан слабого взаимодействия выбирается в форме "ток  $\times$  ток" и строго удовлетворяет правилу  $|\Delta I| = 1$  в идеальном случае  $\theta_c = 0$ . Вычисленные вероятности распадов D и F мезонов сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1978

Kalinovsky Yu.L., Pervushin V.N.

P2 - 11358

Nonleptonic Decays of Charmed Mesons and Chiral Lagrangians

Nonleptonic decays of charmed mesons in chiral theory are considered. The lagrangian of strong interaction is taken to be invariant under the  $SU(4) \times SU(4)$  group. Symmetry breaking is chosen according to the simplest representation  $(4, 4^*) + (4^*, 4)$  of the  $SU(4) \times SU(4)$  group. The lagrangian of weak interaction is taken in the "current  $\times$  current" form and satisfies exactly the rule  $|\Delta I| = 1$  in an ideal case  $\theta_c = 0$ . The calculated probabilities of decays for D and F mesons are compared with available experimental data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

## I. Введение

В этой работе сделана попытка описать нелептонные распады шармованных мезонов методом феноменологических или киральных лагранжианов /1-3/, инвариантных относительно группы  $SU(4) \times SU(4)$ . На справедливость киральной симметрии для этих процессов указывает совпадение с 30%-ной точностью констант слабого распада всех мезонов, в том числе и шармованных. Мы надеемся, что киральная симметрия здесь будет правильно воспроизводить как минимум соотношения между амплитудами с разным числом частиц. Фактически при расчетах нами используется  $SU(3) \times SU(3)$ -симметрия, а  $SU(4) \times SU(4)$  используется как метод построения лагранжианов, описывающих  $D$ - и  $F$ -мезоны.

В разделе 2 мы обсуждаем лагранжиан сильного взаимодействия, инвариантный относительно преобразований группы  $SU(4) \times SU(4)$ . Нарушение симметрии выбирается по простейшему  $(4, 4^*) + (4^*, 4)$  представлению этой группы. Рассматриваются некоторые соотношения для квадратов масс псевдоскалярных мезонов.

В разделе 3 вычисляются вероятности слабых нелептонных распадов  $D$ - и  $F$ -мезонов в "древесном" приближении. Лагранжиан слабого взаимодействия выбирается в форме "ток  $\times$  ток" и строго удовлетворяет правилу  $|\Delta I| = 1$  (в идеальном случае  $\theta_c = 0$ ).

В разделе 4 проводится обсуждение результатов и их сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

## 2. Лагранжиан сильного взаимодействия

Лагранжиан сильного взаимодействия, инвариантный относительно преобразований группы  $SU(4) \times SU(4)$ , имеет следующий вид:

$$\mathcal{L}_S = \frac{F_\pi^2}{4} \text{Sp}(\gamma_\mu M \gamma_\mu M^*), \quad (1)$$

где матрица  $M$  описывает 15-плет псевдоскалярных мезонов. В первом порядке разложение по  $\frac{1}{F_\pi}$ ,  $M$  можно взять в виде <sup>/2/</sup>:

$$M = \exp\left\{\frac{i}{F_\pi} \lambda^a \varphi^a\right\} = 1 + \frac{i}{F_\pi} \left\{ \sum_{i=1}^3 \lambda^i \pi^i + \sum_{m=4}^7 \lambda^m K^m + \lambda^8 \eta + \sum_{n=9}^{12} \lambda^n D^n + \sum_{\alpha=13,14} \lambda^\alpha F^\alpha + \lambda^{15} \eta' \right\} + o\left(\frac{1}{F_\pi^2}\right). \quad (2)$$

$\lambda^k$  ( $k=1, 2, \dots, 15$ ) - набор 15  $\lambda$ -матриц  $SU(4)$ -группы,

$\pi^i$ ,  $K^m$ ,  $\eta$ ,  $D^n$ ,  $F^\alpha$ ,  $\eta'$  - поля псевдоскалярных мезонов.

В (2) используется предположение  $F_\pi \approx F_K \approx F_\eta = F_D \approx F_F \approx F_{\eta'}$ , мезонная матрица (2) может быть записана <sup>/2-4/</sup> как

$$M = \sum_{n=0}^{15} (\lambda^n s^n + i \lambda^n p^n), \quad (3)$$

где  $\lambda^n = \sqrt{\frac{2}{3}} I$ ,  $s^n$ ,  $p^n$  - нелинейные функции полей, и преобразуется по представлению  $(4, 4^*) + (4^*, 4)$  группы  $SU(4) \times SU(4)$ . По этому представлению выбирается нарушение симметрии <sup>/5/</sup>

$$\Delta \mathcal{L} = F_\pi^2 (c_2 s^2 + c_3 s^3 + c_4 s^{15}) = F_\pi^2 \text{Re}(M)_{44}. \quad (4)$$

Аналогом такого нарушения является нарушение  $SU(3) \times SU(3)$  симметрии по схеме  $GMOR$  <sup>/6/</sup>. Константы  $c_i$  определяются из условия, чтобы при разложении  $M$  квадратичные по полям члены совпадали с массовой частью свободного лагранжиана <sup>/2, 5/</sup>:

$$\begin{aligned}
m_x^2 &= 2 \left( \frac{C_1}{\sqrt{2}} + \frac{C_2}{\sqrt{3}} + \frac{C_3}{\sqrt{6}} \right), \\
m_k^2 &= 2 \left( \frac{C_1}{\sqrt{2}} + \frac{C_2}{2\sqrt{3}} + \frac{C_3}{\sqrt{6}} \right), \\
m_l^2 &= 2 \left( \frac{C_1}{\sqrt{2}} - \frac{C_2}{\sqrt{3}} + \frac{C_3}{\sqrt{6}} \right), \\
m_D^2 &= 2 \left( \frac{C_1}{\sqrt{2}} + \frac{C_2}{2\sqrt{3}} - \frac{C_3}{\sqrt{6}} \right), \\
m_F^2 &= 2 \left( \frac{C_1}{\sqrt{2}} - \frac{C_2}{\sqrt{3}} - \frac{C_3}{\sqrt{6}} \right), \\
m_{\eta'}^2 &= 4 \left( \frac{C_1}{\sqrt{2}} - \sqrt{\frac{2}{3}} C_3 \right).
\end{aligned} \tag{5}$$

Отсюда

$$4 m_k^2 = 3 m_l^2 + m_x^2, \tag{6a}$$

$$m_F^2 - m_D^2 = m_k^2 - m_x^2, \tag{6б}$$

$$3(m_k^2 + m_D^2 + m_F^2) - 4(m_l^2 + m_{\eta'}^2) = m_x^2, \tag{6в}$$

$$m_x^2 + m_l^2 + m_{\eta'}^2 = \frac{3}{2}(m_k^2 + m_D^2) = \frac{3}{2}(m_F^2 + m_x^2), \tag{6г}$$

$$6 m_{\eta'}^2 = 9 m_D^2 + m_k^2 - 4 m_x^2. \tag{6д}$$

Соотношение (6а) – массовая формула Окубо в  $SU(3)$ . Определяя значение массы  $F$  мезона из (6в), получим  $m_F = 1,925$  ГэВ.

Экспериментальное значение  $m/m_F = 2030 \pm 60$  МэВ. Значение

массы  $\eta'$  мезона можно определить из (6д)  $m_{\eta'} = 2,3$  ГэВ.

### 3. Лагранжиан слабого взаимодействия

Одной из первых моделей описания свойств распадов шармованных мезонов является схема  $GIM$  <sup>/8/</sup>. В этой схеме кварк  $c$  объединяется с комбинацией кварков  $(s \cos \theta_c - d \sin \theta_c) = s'$  в один дублет и в  $I_5$ -плете мезонов шармованные мезоны должны в основном распадаться по слабому взаимодействию <sup>/8,9/</sup>.

Экспериментальное открытие этих частиц <sup>/7/</sup> подтвердило предсказание  $GIM$  о доминирующей роли слабых взаимодействий в их распадах. Кроме того, согласно имеющимся экспериментальным данным, токи с изменением шарма согласуются с формой токов в  $GIM$   $(\bar{c}s')$ . Однако в других моделях, отличных от <sup>/8/</sup> и содержащих большее число кварков, вес, с которым входит  $(\bar{c}s')$  в лагранжиан слабого взаимодействия, может изменяться <sup>/10/</sup>. В этом случае с теоретической точки зрения остается открытым вопрос об универсальности токов  $(\bar{c}s')$ .

Экспериментально также установлено, что в нелептонных распадах шармованных мезонов выполняется правило  $|\Delta I| = 1$ . Природа происхождения этого правила аналогична  $|\Delta I| = \frac{1}{2}$  в нелептонных распадах каонов. На основе универсальности констант взаимодействия адронов в <sup>/11/</sup> был предложен лагранжиан с  $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ , удовлетворительно описывающий нелептонные распады  $K$ -мезонов. Взаимодействия с  $|\Delta I| = \frac{3}{2}$  в таком подходе являются поправками  $\sim \sin \theta_c$  к  $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ . Придерживаясь точки зрения универсальности взаимодействий в  $\mathcal{L}_W$ , построим лагранжиан слабого взаимодействия, строго удовлетворяющий  $|\Delta I| = 1$  в идеальном случае,  $\theta_c = 0/12/$ . Как и в <sup>/11/</sup>, при  $\theta_c \neq 0$  взаимодействия  $\sim \sin \theta_c \cos \theta_c$ ,  $\sim \sin^2 \theta_c$  будут источниками нарушения этого правила.

Лагранжиан слабого взаимодействия выбирается в форме "ток x ток":

$$\mathcal{L}_W = \frac{G_w}{\sqrt{2}} (J_\mu J_\mu^\dagger). \quad (7)$$

$G_w$  - константа Ферми  $\frac{10^{-5}}{m_p^2}$ . 15-plet слабых токов  $J_\mu^i$  является нелинейной реализацией  $SU(4) \times SU(4)$ -симметрии:

$$i\lambda^i J_\mu^i = F_x^2 e^{i\lambda^i} J_\mu e^{-i\lambda^i}, \quad (8)$$

где  $\lambda = \frac{1}{F_x} \lambda^a \varphi^a$ .

Лагранжиан (7), описывающий нелептонные распады шармованных мезонов, преобразуются по представлению  $20_S + 84_S$  группы  $SU(4)$  и относительно  $SU(3)$  подгруппы I спина как /13,14/

$$\begin{aligned} 20_S &\rightarrow \underbrace{6 + 6^*}_{|\Delta C|=\pm 1} + \underbrace{8}_{|\Delta C|=0}, \\ 84_S &\rightarrow \underbrace{6 + 6^*}_{|\Delta C|=\pm 2} + \underbrace{3 + 15 + 3^* + 15^*}_{|\Delta C|=\pm 1} + \underbrace{1 + 8 + 27}_{|\Delta C|=0}. \end{aligned} \quad (9)$$

Чтобы строго выполнялось правило  $|\Delta I| = \frac{1}{2}$  при переходе к  $SU(3)$ -симметрии, необходимо выделить 20-pletную часть лагранжиана (7). Отсюда, согласно предположению о равенстве нулю угла Кабиббо, лагранжиан, описывающий нелептонные распады D- и F-мезонов, будет иметь вид:

$$\mathcal{L}_W = \frac{G_w}{\sqrt{2}} \left\{ (J_\mu^{13} - iJ_\mu^{14})(J_\mu^1 - iJ_\mu^2) - (J_\mu^8 - iJ_\mu^{10})(J_\mu^6 - iJ_\mu^7) + \text{э.с.} \right\}. \quad (10)$$

Явный вид токов определяется из (8):

$$\begin{aligned}
 (J_{\mu}^{11} - iJ_{\mu}^{12}) = & -\sqrt{2} F_x \mathcal{D}_{\mu} F^{-} - i (K^{-} \mathcal{D}_{\mu} \bar{D}^{\circ} + \bar{K}^{\circ} \mathcal{D}_{\mu} D^{-} + c \mathcal{D}_{\mu} F^{-} + F^{-} \mathcal{D}_{\mu} d) + \\
 & + \frac{\sqrt{2}}{F_x} \{ (K^{-} a + c K^{-} + \bar{K}^{\circ} x^{-} + F^{-} D^{\circ}) \mathcal{D}_{\mu} \bar{D}^{\circ} + \frac{1}{3} \mathcal{D}_{\mu} [(K^{-} a - c K^{-} + \bar{K}^{\circ} x^{-} + F^{-} D^{\circ}) \bar{D}^{\circ}] + \\
 & + (K^{-} \pi^{+} + \bar{K}^{\circ} \theta + c \bar{K}^{\circ} + F^{-} D^{\circ}) \mathcal{D}_{\mu} D^{-} + \frac{1}{3} \mathcal{D}_{\mu} [(K^{-} \pi^{+} + \bar{K}^{\circ} \theta + c \bar{K}^{\circ} + F^{-} D^{\circ}) D^{-}] + \\
 & + (K^{-} K^{+} + \bar{K}^{\circ} K^{\circ} + c c + F F^{-}) \mathcal{D}_{\mu} F^{-} + \frac{1}{3} \mathcal{D}_{\mu} [(K^{-} K^{+} + \bar{K}^{\circ} K^{\circ} + c c + F F^{-}) F^{-}] + \\
 & + (K^{-} \bar{D}^{\circ} + \bar{K}^{\circ} D^{-} + c F^{-} + F^{-} d) \mathcal{D}_{\mu} d + \frac{1}{3} \mathcal{D}_{\mu} [(K^{-} \bar{D}^{\circ} + \bar{K}^{\circ} D^{-} + c F^{-} + F^{-} d) d] \},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (J_{\mu}^{1-} - iJ_{\mu}^{2-}) = & -\sqrt{2} F_x \mathcal{D}_{\mu} \pi^{+} - i (a \mathcal{D}_{\mu} \pi^{+} + \pi^{+} \mathcal{D}_{\mu} \theta + K^{+} \mathcal{D}_{\mu} \bar{K}^{\circ} + \bar{D}^{\circ} \mathcal{D}_{\mu} D^{+}) + \\
 & + \frac{\sqrt{2}}{F_x} \{ (a a + \pi^{+} \pi^{+} + K^{+} K^{+} + \bar{D}^{\circ} D^{\circ}) \mathcal{D}_{\mu} \pi^{+} + \frac{1}{3} \mathcal{D}_{\mu} [(a a + \pi^{+} \pi^{+} + K^{+} K^{+} + \bar{D}^{\circ} D^{\circ}) \pi^{+}] + \\
 & + (a \pi^{+} + \pi^{+} \theta + K^{+} \bar{K}^{\circ} + \bar{D}^{\circ} D^{\circ}) \mathcal{D}_{\mu} \theta + \frac{1}{3} \mathcal{D}_{\mu} [(a \pi^{+} + \pi^{+} \theta + K^{+} \bar{K}^{\circ} + \bar{D}^{\circ} D^{\circ}) \theta] + \\
 & + (a K^{+} + K^{+} c + \pi^{+} K^{\circ} + \bar{D}^{\circ} F^{\circ}) \mathcal{D}_{\mu} \bar{K}^{\circ} + \frac{1}{3} \mathcal{D}_{\mu} [(a K^{+} + K^{+} c + \pi^{+} K^{\circ} + \bar{D}^{\circ} F^{\circ}) \bar{K}^{\circ}] + \\
 & + (a \bar{D}^{\circ} + \pi^{+} D^{-} + K^{+} F^{-} + \bar{D}^{\circ} d) \mathcal{D}_{\mu} D^{+} + \frac{1}{3} \mathcal{D}_{\mu} [(a \bar{D}^{\circ} + \pi^{+} D^{-} + K^{+} F^{-} + \bar{D}^{\circ} d) D^{+}] \},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (J_{\mu}^{9-} - iJ_{\mu}^{10-}) = & -\sqrt{2} F_x \mathcal{D}_{\mu} \bar{D}^{\circ} - i (a \mathcal{D}_{\mu} \bar{D}^{\circ} + \pi^{+} \mathcal{D}_{\mu} D^{-} + K^{+} \mathcal{D}_{\mu} F^{-} + \bar{D}^{\circ} \mathcal{D}_{\mu} d) + \\
 & + \frac{\sqrt{2}}{F_x} \{ (a a + \pi^{+} \pi^{+} + K^{+} K^{+} + \bar{D}^{\circ} D^{\circ}) \mathcal{D}_{\mu} \bar{D}^{\circ} + \frac{1}{3} \mathcal{D}_{\mu} [(a a + \pi^{+} \pi^{+} + K^{+} K^{+} + \bar{D}^{\circ} D^{\circ}) \bar{D}^{\circ}] + \\
 & + (a \pi^{+} + \pi^{+} \theta + K^{+} \bar{K}^{\circ} + \bar{D}^{\circ} D^{\circ}) \mathcal{D}_{\mu} D^{-} + \frac{1}{3} \mathcal{D}_{\mu} [(a \pi^{+} + \pi^{+} \theta + K^{+} \bar{K}^{\circ} + \bar{D}^{\circ} D^{\circ}) D^{-}] + \\
 & + (a K^{+} + K^{+} c + \pi^{+} K^{\circ} + \bar{D}^{\circ} F^{\circ}) \mathcal{D}_{\mu} F^{-} + \frac{1}{3} \mathcal{D}_{\mu} [(a K^{+} + K^{+} c + \pi^{+} K^{\circ} + \bar{D}^{\circ} F^{\circ}) F^{-}] + \\
 & + (a \bar{D}^{\circ} + \pi^{+} D^{-} + \pi^{+} D^{-} + K^{+} F^{-}) \mathcal{D}_{\mu} d + \frac{1}{3} \mathcal{D}_{\mu} [(a \bar{D}^{\circ} + \pi^{+} D^{-} + \pi^{+} D^{-} + K^{+} F^{-}) d] \},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (J_{\mu}^{2-} - iJ_{\mu}^{3-}) = & -\sqrt{2} F_x \mathcal{D}_{\mu} \bar{K}^{\circ} - i (K^{+} \mathcal{D}_{\mu} \pi^{+} + \bar{K}^{\circ} \mathcal{D}_{\mu} \theta + c \mathcal{D}_{\mu} \bar{K}^{\circ} + F^{-} \mathcal{D}_{\mu} D^{+}) + \\
 & + \frac{\sqrt{2}}{F_x} \{ (K^{-} a + c K^{-} + \bar{K}^{\circ} x^{-} + F^{-} D^{\circ}) \mathcal{D}_{\mu} \pi^{+} + \frac{1}{3} \mathcal{D}_{\mu} [(K^{-} a + c K^{-} + \bar{K}^{\circ} x^{-} + F^{-} D^{\circ}) \pi^{+}] + \\
 & + (\bar{K}^{\circ} \theta + c \bar{K}^{\circ} + K^{-} \pi^{+} + F^{-} D^{\circ}) \mathcal{D}_{\mu} \theta + \frac{1}{3} \mathcal{D}_{\mu} [(\bar{K}^{\circ} \theta + c \bar{K}^{\circ} + K^{-} \pi^{+} + F^{-} D^{\circ}) \theta] + \\
 & + (K^{-} K^{+} + \bar{K}^{\circ} K^{\circ} + c c + F F^{-}) \mathcal{D}_{\mu} \bar{K}^{\circ} + \frac{1}{3} \mathcal{D}_{\mu} [(K^{-} K^{+} + \bar{K}^{\circ} K^{\circ} + c c + F F^{-}) \bar{K}^{\circ}] + \\
 & + (K^{-} \bar{D}^{\circ} + \bar{K}^{\circ} D^{-} + c F^{-} + F^{-} d) \mathcal{D}_{\mu} D^{+} + \frac{1}{3} \mathcal{D}_{\mu} [(K^{-} \bar{D}^{\circ} + \bar{K}^{\circ} D^{-} + c F^{-} + F^{-} d) D^{+}] \}.
 \end{aligned}$$

$$\text{Здесь } \alpha = \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\pi}{\sqrt{3}} + \frac{\pi'}{\sqrt{6}}, \quad \beta = -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\pi}{\sqrt{3}} + \frac{\pi'}{\sqrt{6}}, \quad \gamma = -\frac{2}{\sqrt{3}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\pi^{\prime 2}$$

$$\alpha = -\frac{3}{\sqrt{6}}\pi^{\prime 2}, \quad \kappa^{\pm} \bar{\pi}^0 \bar{\pi}^0 = \kappa^{\pm} \pi^0 \bar{\pi}^0 - \sqrt{3} \kappa^{\pm} \pi^{\prime 2}$$

Вклад в амплитуды двух- и трехчастичных распадов в древесном приближении дадут диаграммы на рис. 1.

Для примера, в амплитуду распада  $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$  дадут вклад диаграммы на рис. 2.

Вероятности распадов вычисляются по формулам:

$$W_0 = f_0^2 \frac{1}{8\pi M} \left( \frac{\sqrt{E_i^2 - m_i^2}}{E_i + \sqrt{E_i^2 - m_i^2} + m_i^2} \right)^2, \quad (II)$$

$$W_{\pi} = f_{\pi}^2 \frac{1}{128\pi^2} \cdot \frac{(m_1 m_2 m_3)^{\frac{1}{2}}}{(m_1 + m_2 + m_3)^{\frac{1}{2}}} (M - m_1 - m_2 - m_3)^2. \quad (I2)$$

$W_0$ ,  $W_{\pi}$  - вероятности двух- и трехчастичных распадов,  $M$  - масса распадающейся частицы,  $m_i$  - масса  $i$ -й частицы в конечном состоянии,  $E_i = \frac{M^2 + m_i^2 - m_j^2}{2M}$ .

Амплитуды и вероятности распадов  $D$ - и  $F$ - мезонов выписаны в таблицах 1, 2, 3.

#### 4. Обсуждения

По имеющимся экспериментальным данным [7] можно сравнить различные соотношения для вероятностей распадов  $D^0$  и  $D^{\pm}$  мезонов.

Экспериментальные значения [7]:

$D^0 \rightarrow \kappa^+ \pi^-$  составляет  $2,2 \pm 0,6\%$  от всех распадов  $D^0$ .

$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$  составляет  $3,5 \pm 1,3\%$  от всех распадов  $D^0$ .

$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$  составляет  $1,5 \pm 0,6\%$  от всех распадов  $D^+$ .

$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^+$  составляет  $3,5 \pm 0,9\%$  от всех распадов  $D^+$ .

Отсюда

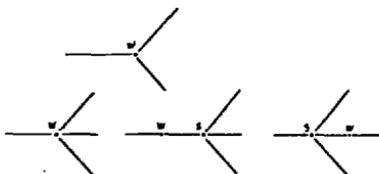
$$\frac{W(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+)}{W(D^+ \rightarrow \bar{K}^+ \pi^0)} \Big|_{\text{теор}} = 0,43, \quad \frac{W(D^+ \rightarrow K^+ \pi^0)}{W(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+)} \Big|_{\text{теор}} = 0,63.$$

Теоретические значения:

$$\frac{W(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+)}{W(D^+ \rightarrow \bar{K}^+ \pi^0)} \Big|_{\text{теор}} = 0,5, \quad \frac{W(D^+ \rightarrow K^+ \pi^0)}{W(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+)} \Big|_{\text{теор}} = 0,87.$$

Видно, что имеющиеся экспериментальные данные по распадам  $D^0$  и  $D^+$  мезонов можно описать в рамках точности киральной теории (20-30% в амплитуде). Отметим также, что амплитуда распада  $F^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  пропорциональна разности квадратов масс  $\mathcal{L}$ -мезонов (таблица 3), т.е. если считать  $I$  - спин строго сохраняющимся, то  $N(F^+ \pi^+ \pi^0) = 0$ .

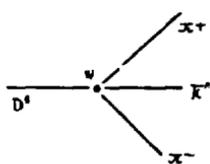
Распады шармованных мезонов рассматривались в недавней работе /15/, в которой лагранжиан сильного взаимодействия является  $U(4) \times U(4)$ -инвариантным. В /15/ для описания вероятностей распадов введен фактор усиления  $\bar{x} = \frac{2,14}{\sin \theta_c \cos \theta_c}$ . Однако имеющиеся экспериментальные данные не дают указания на дополнительное усиление амплитуд недеуптонных распадов шармованных мезонов.



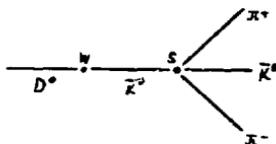
W - вершины, описываемые лагранжианом слабого взаимодействия (7).

S - вершины, описываемые лагранжианом сильного взаимодействия (1).

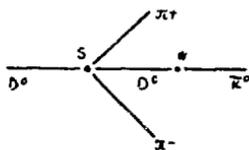
Рис. 1.



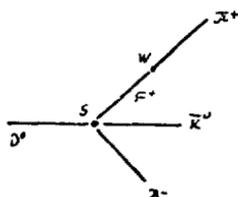
$$\begin{aligned} \mathcal{L}_W &= \frac{2G_W}{\sqrt{2}} \left\{ -g_{ud} \bar{d} (\bar{K}^+ u) \gamma_\mu \bar{u} - \frac{1}{3} g_{us} \bar{u} (\bar{K}^+ s) \right\} \cdot \\ &\quad - g_{K^+} \bar{K}^+ (s u) \gamma_\mu \bar{d} + \frac{1}{3} g_{K^+} (s u \bar{d}) + \\ &\quad + g_{K^-} (s \bar{u}) \gamma_\mu \bar{d} + \frac{1}{3} g_{K^-} (\bar{K}^- \bar{d}) \}. \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} \mathcal{L}_W &= -\frac{2G_W F_S^2}{\sqrt{2}} g_{S^+} \bar{d} \gamma_\mu \bar{K}^0, \\ \mathcal{L}_S &= \frac{1}{F_S} \left\{ -\frac{1}{3} [g_{K^+} \bar{K}^+ (s u \bar{d}) + g_{K^-} \bar{K}^- (s \bar{u} u) + \right. \\ &\quad + g_{K^+} g_{K^-} (s \bar{K}^+ \bar{K}^-) + g_{K^+} \bar{K}^0 g_{K^-} (K^+ s u)] + \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} [g_{K^+} (K^+ \bar{K}^-) g_{(S^+)} + g_{K^-} (\bar{K}^- s) g_{(K^+)}] \right\}. \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} \mathcal{L}_W &= -\frac{2G_W F_S^2}{\sqrt{2}} g_{S^+} \bar{d} \gamma_\mu \bar{K}^0, \\ \mathcal{L}_S &= \frac{1}{F_S} \left\{ -\frac{1}{3} [g_{K^+} \bar{K}^+ (s u \bar{d}) + g_{K^-} \bar{K}^- (\bar{d} \bar{d} s) + \right. \\ &\quad + g_{K^+} g_{K^-} (s \bar{d} \bar{d}) + g_{K^+} \bar{d} g_{K^-} (\bar{d} s u)] + \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} [g_{K^+} (\bar{d} \bar{d}) g_{(S^+)} + g_{K^-} (\bar{K}^- s) g_{(K^+)}] \right\}. \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} \mathcal{L}_W &= \frac{2G_W F_F^2}{\sqrt{2}} g_{F^+} \bar{d} \gamma_\mu \bar{K}^0, \\ \mathcal{L}_S &= \frac{1}{F_F} \left\{ -\frac{1}{3} [g_{K^+} \bar{K}^+ (\bar{d} F^+ \bar{K}^-) + g_{K^-} \bar{d} g_{K^-} (s F^+ \bar{K}^-) + \right. \\ &\quad + g_{K^+} g_{K^-} (s \bar{K}^- \bar{d}) + g_{K^-} \bar{K}^0 g_{K^+} (s F^+ \bar{d})] + \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} [g_{K^+} (s \bar{K}^-) g_{(F^+)} + g_{K^-} (s \bar{d}) g_{(K^+)}] \right\}. \end{aligned}$$

Рис. 2.

Диаграммы и лагранжианы, описывающие распад  $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$ .

Моды распадов	Амплитуды распадов	Вероятности распадов
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$	$-i \frac{G_W}{\sqrt{2}} \sqrt{2} F_X (m_c^2 - m_s^2) = -i \frac{G_W}{\sqrt{2}} F_X m_D^2 (0,0913)$	$6,8 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0 \pi^+$	$\frac{G_W}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ 2m_D^2 + \frac{2}{3}m_c^2 - s_1 - s_2 \left( \frac{m_c^2}{m_D^2 - m_s^2} - \frac{m_c^2}{m_D^2 - m_c^2} \right) - s_3 \left( \frac{m_c^2}{m_D^2 - m_c^2} + \frac{m_s^2}{m_D^2 - m_s^2} \right) + \frac{2}{3} s_0 \frac{m_s^2}{m_D^2 - m_s^2} \right\} = \frac{G_W}{\sqrt{2}} m_D^2 (0,422)$	$2,84 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \eta \pi^+$	$\frac{G_W}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{3}} \left\{ 6m_D^2 + \frac{4}{3}m_c^2 + \frac{2}{3}m_s^2 + \frac{2}{3}s_0 \left( 2 \frac{m_c^2}{m_D^2 - m_c^2} + \frac{m_s^2}{m_D^2 - m_s^2} \right) - s_1 \left( 1 + 2 \left( \frac{m_c^2}{m_D^2 - m_c^2} + \frac{m_s^2}{m_D^2 - m_s^2} \right) \right) - 3s_2 \left( 1 + \frac{1}{3} \left( \frac{m_c^2}{m_D^2 - m_c^2} - \frac{m_s^2}{m_D^2 - m_s^2} \right) \right) - 2s_3 \left( 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{m_c^2}{m_D^2 - m_c^2} + \frac{m_s^2}{m_D^2 - m_s^2} \right) \right) \right\} = \frac{G_W}{\sqrt{2}} m_D^2 (1,31)$	$1,1 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$
$D^+ \rightarrow \bar{K}^- \pi^+ \pi^+$	$\frac{G_W}{\sqrt{2}} \left\{ -2m_D^2 - \frac{2}{3}m_c^2 + 2s_0 \left( 1 + \frac{4}{3} \frac{m_s^2}{m_D^2 - m_s^2} \right) + \frac{1}{2} (s_1 - s_2) \left( 1 - 4 \frac{m_s^2}{m_D^2 - m_s^2} \right) \right\} = \frac{G_W}{\sqrt{2}} m_D^2 (0,092)$	$1,36 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$

Моды распадов	Амплитуды распадов	Вероятности распадов
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$i \frac{G_w}{\sqrt{2}} \sqrt{2} F_X (m_D^2 - m_K^2)$	$4,61 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$
$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$	$-i \frac{G_w}{\sqrt{2}} F_X (m_D^2 + m_K^2 - 2m_\pi^2)$	$9,04 \cdot 10^{16} \text{ c}^{-1}$
$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \eta$	$-i \frac{G_w}{\sqrt{2}} \sqrt{2} F_X \frac{1}{\sqrt{3}} (m_D^2 + 2m_\pi^2 - 3m_K^2)$	$4,6 \cdot 10^{16} \text{ c}^{-1}$
$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$	$\frac{G_w}{\sqrt{2}} \left\{ -2S_2 \left( 1 - \frac{2}{3} \frac{m_K^2}{m_\pi^2 - m_K^2} \right) - 2(S_3 - S_1) \left( 1 - \frac{m_K^2}{m_\pi^2 - m_K^2} \right) \right\}$	$1,85 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$
$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^0$	$\frac{G_w}{\sqrt{2}} \left\{ m_D^2 + \frac{1}{3} m_K^2 - \frac{5}{2} S_2 - (S_3 - S_1) \right\}$	$2,15 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$
$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \eta$	$\frac{G_w}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{6}} \left\{ m_D^2 + m_K^2 + \frac{1}{3} m_\pi^2 - \frac{1}{3} S_2 \left( 1 - \frac{m_K^2}{m_\pi^2 - m_K^2} \right) - \frac{1}{2} (S_3 - S_1) \frac{m_K^2}{m_\pi^2 - m_D^2} + S_3 \right\}$	$3,9 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$
$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \eta \eta$	$\frac{G_w}{\sqrt{2}} \frac{1}{3} \left\{ 4m_D^2 + 8m_K^2 + \frac{2}{3} m_\pi^2 - 2m_\eta^2 - \frac{26}{3} S_2 \left( 1 + \frac{4}{13} \frac{m_D^2}{m_\pi^2 - m_D^2} \right) - 17(S_3 - S_1) \left( 1 + \frac{4}{13} \frac{m_D^2}{m_\pi^2 - m_D^2} \right) \right\}$	$5,21 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$\frac{G_w}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ 2m_D^2 + \frac{2}{3} m_K^2 - 2(m_\pi^2 - m_K^2) - \frac{2}{3} S_2 \left( \frac{m_K^2}{m_\pi^2 - m_D^2} - 2 \frac{m_D^2}{m_\pi^2 - m_D^2} \right) + S_1 \left( 1 - 2 \frac{m_D^2}{m_\pi^2 - m_D^2} \right) - 3S_3 \left( 1 - \frac{1}{3} \left( \frac{m_D^2}{m_\pi^2 - m_D^2} - \frac{m_D^2}{m_\pi^2 - m_D^2} \right) \right) + 2S_3 \left( \frac{m_D^2}{m_\pi^2 - m_D^2} - \frac{m_D^2}{m_\pi^2 - m_D^2} \right) \right\}$	$4,5 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \eta$	$\frac{G_w}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{3}} \left\{ 6m_D^2 - 4m_K^2 + 2m_\pi^2 - \frac{1}{3} S_2 \left( \frac{m_D^2}{m_\pi^2 - m_D^2} - \frac{m_D^2}{m_\pi^2 - m_D^2} \right) + S_1 \left( 1 - \frac{m_D^2}{m_\pi^2 - m_D^2} + 2 \frac{m_D^2}{m_\pi^2 - m_D^2} \right) - 5S_3 \left( 1 + \frac{1}{3} \left( \frac{m_D^2}{m_\pi^2 - m_D^2} - 2 \frac{m_D^2}{m_\pi^2 - m_D^2} \right) \right) - 2S_3 \left( 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{m_D^2}{m_\pi^2 - m_D^2} + \frac{m_D^2}{m_\pi^2 - m_D^2} \right) \right) \right\}$	$4,5 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$

Моды распадов	Амплитуды распадов	Вероятности распадов
$F^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	$i \frac{G_F}{\sqrt{2}} 2F_X (m_X^2 - m_{\pi^0}^2)$	
$F^+ \rightarrow \pi^+ \eta$	$-i \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sqrt{2} F_X \frac{2}{\sqrt{3}} (m_F^2 - m_{\eta}^2)$	$2,01 \cdot 10^{11} c^{-4}$
$F^+ \rightarrow K^+ \bar{K}^0$	$-i \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sqrt{2} F_X (m_F^2 - m_K^2)$	$1,45 \cdot 10^{11} c^{-4}$
$F^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left\{ -\frac{2}{3} m_F^2 - 2m_X^2 + \frac{4}{3} S_1 \frac{m_F^2}{m_X^2 - m_F^2} - (S_3 - S_4) \frac{m_F^2}{m_X^2 - m_F^2} \right\}$	$2,24 \cdot 10^{11} c^{-4}$
$F^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	$\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left\{ -m_F^2 - m_X^2 + S_4 (1 + 2 \frac{m_F^2}{m_X^2 - m_F^2}) + (S_3 - S_4) \right\}$	$1,52 \cdot 10^{11} c^{-4}$
$F^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \eta$	$\frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{6}} \left\{ 2m_X^2 + 2m_X^2 - 4m_X^2 + 4 S_1 \frac{m_F^2}{m_X^2 - m_F^2} \right\}$	$5,23 \cdot 10^{11} c^{-4}$
$F^+ \rightarrow \pi^+ \eta \eta$	$\frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{1}{3} \left\{ -10m_F^2 - 4m_X^2 - \frac{8}{3} m_X^2 - 2m_X^2 + 10S_1 - \frac{4}{3} S_3 (1 - 2 \frac{m_F^2}{m_X^2 - m_F^2}) + 6(S_3 - S_4) (1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{m_X^2}{m_X^2 - m_F^2}) \right\}$	$3,6 \cdot 10^{11} c^{-4}$
$F^+ \rightarrow K^+ K^+ \pi^-$	$\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left\{ -\frac{8}{3} (m_X^2 + m_X^2) + \frac{8}{3} S_1 + 2(S_3 - S_4) \right\}$	$6,53 \cdot 10^9 c^{-4}$
$F^+ \rightarrow K^+ \bar{K}^0 \pi^+$	$\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left\{ -m_X^2 + \frac{2}{3} (m_X^2 - m_X^2) + \frac{4}{3} S_1 (1 - \frac{m_X^2}{m_X^2 - m_X^2}) + \frac{2}{3} (S_3 - S_4) (1 + \frac{2}{3} \frac{m_X^2}{m_X^2 - m_X^2}) \right\}$	$8,21 \cdot 10^{10} c^{-4}$
$F^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0 K^+$	$\frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ 2m_X^2 - \frac{4}{3} m_X^2 + 2m_X^2 + \frac{2}{3} S_1 \frac{m_X^2}{m_X^2 - m_X^2} - S_1 (\frac{m_X^2}{m_X^2 - m_X^2} - \frac{m_F^2}{m_X^2 - m_F^2}) - S_4 - S_3 (\frac{m_X^2}{m_X^2 - m_X^2} + \frac{m_F^2}{m_X^2 - m_F^2}) \right\}$	$1,26 \cdot 10^{10} c^{-4}$
$F^+ \rightarrow \bar{K}^0 \eta K^+$	$\frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{3}} \left\{ -2m_X^2 - \frac{8}{3} m_X^2 - 2m_X^2 - \frac{1}{3} S_1 \frac{m_X^2}{m_X^2 - m_X^2} + S_1 (\frac{m_X^2}{m_X^2 - m_X^2} - \frac{m_F^2}{m_X^2 - m_F^2}) - S_3 (1 - 2 (\frac{m_X^2}{m_X^2 - m_X^2} + \frac{m_F^2}{m_X^2 - m_F^2})) + 2S_3 (1 - \frac{1}{2} (\frac{m_X^2}{m_X^2 - m_X^2} + \frac{m_F^2}{m_X^2 - m_F^2})) \right\}$	$1,23 \cdot 10^{10} c^{-4}$

В заключение авторы выражают благодарность Д.И.Блохинцеву за постоянное внимание к работе, М.К.Волкову, А.В.Ефремову за полезные обсуждения.

Литература:

1. В.Де Альфаро и др. Токи в физике адронов. М., "Мир", 1976;  
С.Адлер, Р.Дашен. Алгебры токов. М., "Мир", 1970.
2. М.К.Волков, В.Н.Переушин. УФН, 120, 365, 1977.
3. T.D.Lee. Preprint BNL 50260, 1970.
4. F.Gursey and Serdaroglu. Nuovo Cimento, 7A, 584, 1972.
5. A.Ebrahim. Lett. Nuov.Cim., 12, 225, 1977; 12, 437, 1977.
6. M.Gell-Mann, R.J.Oakes, B.Rehner. Phys.Rev., 175, 2195, 1968.
7. 1977 International Symposium on Lepton and Photon Interaction  
an High Energies, Hamburg, 1977.
8. S.L.Glashow, J.Iliopoulos and L.Maiani. Phys.Rev., D2,  
1285, 1970.
9. M.K.Caillard, B.W.Lee and J.L.Rosner. Rev.Mod.Phys., 47, 277,  
1975.
10. H.Fritzsch. Preprint Ref. TH.2359-CERN, 1977;  
J.Ellis. Preprint Ref. TH.2365-CERN, 1977.
11. Ю.Л.Калиновский, В.Н.Переушин. Препринт ОИЯИ, P2-10175,  
1976.
12. H.Fritzsch and P.Minkowski. Ann.of Phys., 93, 193, 1975.
13. Martin B. Einhorn and C.Quigg. Phys.Rev., D12, 2018, 1975.
14. Martin B. Einhorn. Preprint FERMILAB-LECTURE-75/1-THY/EXP, 1975
15. M.Singer. Preprint COO-605, June 1977; Phys.Rev., 16D, 2304,  
1977; Nuov.Cim., 42A, 25, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел  
1 марта 1978 года.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.  
Заказ 24537. Тираж 650. Уч.-изд. листов 0,98.  
Редактор Е.Л.Авищенко Подписано к печати 22.03.78 1  
Корректор В.А.Халыкина