

## РАСПАДЫ ШАРМОВЫХ МЕЗОНОВ НА ТЯЖЕЛЫЙ ЛЕПТОН И МАССА НЕЙТРИНО $\nu_\tau$ .

М.П. Рекало

Оценены вероятности распада псевдоскалярных шармовых  $F$ - и  $D$ -мезонов на тяжелый лептон,  $F^- \rightarrow \tau^- + \bar{\nu}_\tau$ ,  $D^- \rightarrow \tau^- + \bar{\nu}_\tau$ , в предположении, что масса нейтрино  $\nu_\tau$  меньше 220 и 58  $Mэв$ , соответственно. Почти при всех значениях  $m(\nu_\tau)$  (вплоть до 219,5  $Mэв$ ) вероятность распада  $F \rightarrow \tau + \nu_\tau$  превышает вероятность распада  $F \rightarrow \mu + \nu_\mu$ . Отношение вероятностей  $W(F^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau) / W(F^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$  определяется только массой нейтрино  $\nu_\tau$  и чувствительно к этой массе.

В настоящей статье обсуждается ряд интересных свойств лептонных распадов шармовых заряженных псевдоскалярных мезонов  $D$  и  $F$ . Так как массы этих мезонов ( $m_F = 2,03$   $Гэв$  [1] и  $m_D = 1,865$   $Гэв$  [2]) превышают массу тяжелого лептона  $\tau$ , с хорошей точностью измеренной в опытах на встречных электрон-позитронных пучках ( $m_\tau = 1,807$   $Гэв$  [3]), то для  $D$ - и  $F$ -мезонов становятся разрешенными распады на лептон  $\tau$  и соответствующее нейтрино,

$$F^\pm \rightarrow \tau^\pm + \nu_\tau (\bar{\nu}_\tau), \quad D^\pm \rightarrow \tau^\pm + \nu_\tau (\bar{\nu}_\tau), \quad (1)$$

В стандартной схеме [4] слабого взаимодействия с четырьмя кварками ( $u$ ,  $d$ ,  $s$  и  $c$ ) распад  $F$ -мезона не содержит в отличие от распада  $D$ -мезона подавления Кабиббо.

Естественно, что распады (1) могут иметь место только при определенных значениях массы нейтрино  $\nu_\tau$ , а именно,  $m_\nu < 220$   $Mэв$  для распада  $F \rightarrow \tau + \nu_\tau$  и  $m_\nu < 68$   $Mэв$  для распада  $D \rightarrow \tau + \nu_\tau$ . Заметим, что полученная в опытах на встречных электрон-позитронных пучках оценка на массу нейтрино  $\nu_\tau$ ,  $m_\nu < 540$   $Mэв$  [5], превышает требуемые значения  $m_\nu$ . Между тем, астрофизическая оценка дает для массы нейтрино существенно меньшее значение [6]:  $m_\nu > 30$   $эв$ .

Поэтому сам факт наблюдения распадов (1) позволил бы в несколько раз улучшить оценку на массу нейтрино  $\nu_\tau$ . Легко также убедиться, что из-за близости массы  $\tau$ -лептона к массам  $D$ - и  $F$ -мезонов вероятности распадов (1) оказываются чувствительными к величине массы нейтрино  $\nu_\tau$ . Действительно, вероятность распада  $P \rightarrow \tau + \nu_\tau$  ( $P$  —  $F$  или  $D$ ) определяется следующей формулой (с учетом массы нейтрино):

$$w(P \rightarrow \tau + \nu_\tau) = |k| G^2 \frac{f_P^2}{4\pi} \frac{M^2(m_\tau^2 + m_\nu^2) - (m_\tau^2 - m_\nu^2)^2}{M^2} \quad (2)$$

где  $G$  — константа слабого взаимодействия Ферми,  $f_P$  — константа распада  $P \rightarrow \tau + \nu_\tau$ ,  $M$ ,  $m_\tau$  и  $m_\nu$  — массы  $P$ -мезона,  $\tau$ -лептона и нейтрино  $\nu_\tau$ ,  $k$  — 3-импульс  $\tau$ -лептона. Эта формула справедлива, как для  $V-A$ , так

и для  $V + A$  — варианта слабого заряженного тока, описывающего переход  $\nu_\tau \rightarrow \tau$ .

Отношение вероятностей  $R_p = u(P \rightarrow \tau \nu_\tau) / u(P \rightarrow \mu \nu_\mu)$  определяется только массой нейтрино  $\nu_\tau$ , причем имеет место заметная зависимость величины  $R_p$  от массы  $m_\nu$ . Как видно из таблицы, что, как и следовало ожидать, наибольшая чувствительность отношения  $R_F$  к величине  $m_\nu$  имеет место вблизи  $m_\nu = 220$  Мэв (мы положили  $m_F = 2,03$ ,  $m_\tau = 1,81$  Гэв).

$m_\nu$ , Мэв	0	120	160	200	210	215	217	218	219	219,5	219,75
$R_F$	13,6	12,6	10,7	6,7	5,0	3,5	2,7	2,2	1,6	1,1	0,80

Заметим, что величина  $R_F$  превышает единицу вплоть до  $m_\nu = 219,5$  Мэв, т. е. до  $m_F - m_\tau - m_\nu = 0,5$  Мэв. Для распадов  $D$ -мезонов  $R_D = 1,15$  ( $m_\nu = 0$ ),  $1,20$  ( $m_\nu = 20$  Мэв),  $1,10$  ( $m_\nu = 30$  Мэв),  $0,94$  ( $m_\nu = 40$  Мэв),  $0,67$  ( $m_\nu = 50$  Мэв) и  $0,46$  ( $m_\nu = 55$  Мэв), т. е. при нулевой массе нейтрино вероятность распада  $D \rightarrow \mu + \nu$  превышает вероятность распада  $D \rightarrow \tau + \nu$  (несмотря на малое энерговыделение в первом распаде). Еще раз подчеркнем, что эти результаты одинаково справедливы как для  $V - A$ , так и для  $V + A$  — варианта тока.

Если учесть возможную зависимость [7] константы  $f_p$  от масс кварков, образующих мезон  $P$ , то двухчастичные распады (1) должны быть усилены, соответственно в  $\left(\frac{m_s + m_c}{m_u + m_d}\right)^2 = 11$  и  $\left(\frac{m_u + m_c}{m_u + m_d}\right)^2 = 9$  раз,

если для эффективных масс кварков использовать следующие значения:  $m_u = m_d = 300$  Мэв,  $m_s = 500$  Мэв и  $m_c = 1500$  Мэв.

Таким образом, мы показали, что распад  $F \rightarrow \tau + \nu_\tau$  должен быть главным лептонным распадом  $F$ -мезона. Вероятность распада  $D \rightarrow \tau + \nu_\tau$  сравнима с вероятностью распада  $D \rightarrow \mu + \nu_\mu$ , но вследствие подавления Кабиббо главными лептонными распадами  $D^\pm$ -мезонов должны быть трехчастичные распады с образованием  $K^-$  или  $K^*$ -мезонов.

В заключение отметим, что матричный элемент распада  $F^- \rightarrow \tau^- + \nu_\tau + \pi^0$  не содержит подавления Кабиббо, но тем не менее вероятность этого распада должна быть существенно подавлена (в той же степени как подавлена вероятность  $\phi \rightarrow 3\pi$  по сравнению с вероятностью распада  $\phi \rightarrow K\bar{K}$ ).

Физико-технический институт  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
27 марта 1978 г.

### Литература

- [1] DASP Collaboration. Preprint DESY 77/44, 1977.
- [2] I. Peruzzi et al. Phys. Rev. Lett., 37, 569, 1976.
- [3] DASP Collaboration. Preprint DESY 77/81, 1977.

- [4] S.L.Glashow, J.Illiopoulos L.Maiani. Phys. Rev. D2, 1285, 1970.
- [5] T.F.Walsh. Preprint DESY 77/76, 1977.
- [6] М.И.Высоцкий, А.Д.Долгов, Я.В.Зельдович. Письма в ЖЭТФ, 26, 200, 1977.
- [7] С.С.Гернштейн, М.Ю.Хлопов. Письма в ЖЭТФ, 23, 374, 1976.
-