

## О ЛЕПТОННЫХ РАСПАДАХ ТЯЖЕЛЫХ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ

*С.С.Герштейн, М.Ю.Хлопов*

Указано, что нарушение  $SU(4)$ -симметрии за счет утяжеления  $s$  и  $c$ -кварков может привести к значительной доле двухчастичных лептонных распадов тяжелых (очарованных) псевдоскалярных мезонов. В рамках развиваемой модели удается объяснить различие между экспериментальными значениями векторного и аксиального факторов Кабиббо.

1. Экспериментальные данные указывают на то, что поляризация прямых  $\mu^+$ -мезонов, рождающихся с большим поперечным импульсом в нуклон-нуклонных столкновениях, преимущественно такая же, как в двухчастичных распадах  $\pi$ -и  $K$ -мезонов [1]. Если источником прямых

лептонов являются распады (очарованных) частиц (а в пользу этого, по-видимому, свидетельствует рост относительного выхода  $\mu/\pi$  с энергией), то в обычной схеме слабых взаимодействий с левыми лептонными токами возникает вопрос о доле двухчастичных лептонных распадов тяжелых псевдоскалярных мезонов.

Обычно утверждается, что относительная вероятность таких распадов мала. При этом исходят из матричного элемента  $M = \frac{G_C}{\sqrt{2}} f_P k_\alpha l_\alpha \phi_P$

(где  $k_\alpha$ ,  $\phi_P$  — импульс и волновая функция мезона  $P$ ,  $l_\alpha$  — лептонный ток,  $G_C = G \cos \theta_C$  или  $G_C = G \sin \theta_C$ ,  $\theta_C$  — угол Кабиббо, а  $f_P$  — константа), который приводит к вероятности распада  $P \rightarrow l\nu$ , пропорциональной массе псевдоскалярного мезона  $M_P$  и квадрату массы лептона  $\mu$ :

$$W_{P \rightarrow l\nu} = \frac{G_C^2}{8\pi} f_P^2 M_P \mu^2 \left(1 - \frac{\mu^2}{M_P^2}\right)^2.$$

В то же время полная вероятность полулептонных распадов (которая принимается в кварковой модели равной вероятности распада  $c$ -кварка:  $c \rightarrow s(u, d) + l + \nu$ ) оказывается пропорциональной пятой степени массы тяжелого кварка

$$W = \frac{G_C^2 m_c^5}{192 \pi^3} F(x), \quad x = \frac{m_s^2(u, d)}{m_c^2}, \quad (1)$$

$$F(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \ln x. \quad (2)$$

Поэтому, когда считают, что в приближении  $SU(4)$ -симметрии  $f_P = f_\pi = 0,96 m_\pi$ , для вероятности распадов  $P \rightarrow \mu\nu$  (без подавления фактором Кабиббо) получают величину, составляющую 1 — 2% по отношению к полной вероятности полулептонных распадов.

В настоящей статье на основе кварковой модели приводятся соображения о том, что константа  $f_P$  в действительности пропорциональна сумме масс составляющих мезон кварков<sup>1)</sup>. То есть константа  $f_P$  может сильно меняться, когда нарушение симметрии происходит за счет утяжеления кварка.

Действительно, если предполагать, что связь мезона с составляющими его кварками имеет вид  $g_P(\bar{q}_1 \gamma_5 q_2) \phi_P$ , где  $g_P$  — универсальная константа, то рассмотрение распада  $P \rightarrow \mu\nu$  через петлю  $(q_1 \bar{q}_2)$  дает для величины  $f_P$  выражение (ср. с [5]):

$$f_P = \frac{g_P(m_1 + m_2)}{8\pi^2} \left[ \ln \frac{\Lambda^2}{m_1 m_2} + \Delta(m_1, m_2, m_P) \right], \quad (3)$$

где  $\Lambda$  постоянная обрезания,  $m_1, m_2$  — массы кварков, а  $\Delta(m_1, m_2, m_P)$  — определенная функция масс  $m_1, m_2, m_P$ . В дальнейших оценках для

<sup>1)</sup> Утверждение о том, что  $f_P \sim (m_1 + m_2)$  можно также получить из соображений РСАС для дивергенции тока  $\bar{q}_1 \gamma_\mu \gamma_5 q_2$  с учетом уравнения Клейна — Гордона при  $k^2 \rightarrow 0$  для поля  $\phi_P$  с плотностью  $\bar{q}_1 \gamma_5 q_2$  как источником.

масс кварков используются значения:

$$m_u = m_d \approx 350 \text{ Мэв}, \quad m_s \approx 500 \text{ Мэв}, \quad m_e \approx 1500 \text{ Мэв}.$$

Взяв в качестве константы псевдоскалярной связи мезонов с кварками  $g_P/\sqrt{2} = 2m_d f_q/m_\pi$ , где  $f_q = {}^3/5 f$ , а  $f$  — константа псевдовекторной  $\pi NN$  связи:  $f^2/4\pi = 0,082$  (см. [2]), можно по экспериментальному значению  $f_\pi$  оценить из формулы (3) величину константы обрезания:  $\Lambda^4 \approx 3,5 \text{ Гэв}^4$ .

Сравнение вероятностей  $\pi \rightarrow \mu\nu$  и  $K \rightarrow \mu\nu$  распадов не противоречит указанной зависимости  $f_P$  от массы кварков. Более того, оказывается возможным понять расхождение между аксиальным и векторным факторами Кабиббо. Действительно, согласно (3) в пределе  $\Lambda^2 \gg m_1 m_2$  отношение

$$r_A = \frac{\text{tg } \theta_A}{\text{tg } \theta_C} = \frac{f_K}{f_\pi} = \frac{m_s + m_u}{m_u + m_d} = 1,2,$$

тогда как экспериментальные значения ( $\sin \theta_C = \sin \theta_V = 0,208 \pm 0,007$  и  $\sin \theta_A = 0,264 \pm 0,001$ ) [3] дают величину  $r_A = 1,28 \pm 0,04$ .

Применяя те же соображения для распада мезона  $F(c, s)$ , идущего согласно [4] без подавления фактором Кабиббо, имеем

$$\frac{W_{F \rightarrow \mu\nu}}{W_{\pi \rightarrow \mu\nu}} = \frac{m_F}{m_\pi} \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right)^{-2} \left(\frac{m_c + m_s}{m_u + m_d}\right)^2.$$

Для  $m_F = 1,9 \text{ Гэв}$   $W_{F \rightarrow \mu\nu} \approx 620$ ,  $W_{\pi \rightarrow \mu\nu} \approx 2,4 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ . С другой стороны, полная вероятность полулептонных распадов  $F \rightarrow \mu\nu X$  согласно верхней оценке (1) составляет  $W_{F \rightarrow \mu\nu X} \approx 1,2 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ . Таким образом, если указанные соображения правильны, вероятность двухчастичных распадов  $F \rightarrow \mu\nu$  составляет около 20% от вероятности всех полулептонных распадов  $F \rightarrow \mu\nu X$ <sup>1)</sup>.

В стандартной схеме [4] приведенные соображения о большой доле двухчастичных лептонных распадов справедливы только для  $F \rightarrow \mu\nu$ , поскольку распады  $D \rightarrow \mu\nu$  подавлены фактором Кабиббо. Если же, однако, существует адронный ток ( $\bar{c}d$ ), имеющий  $(V+A)$  структуру без подавления, сделанные выводы относительно существенной роли двухчастичных распадов останутся в силе и для  $D$ -мезонов (а также и для случая схем с несколькими тяжелыми кварками).

<sup>1)</sup> Оценки показывают, что для  $m_c = 1,5 \text{ Гэв}$ ,  $m_F = 1,9 \text{ Гэв}$  полулептонные моды практически исчерпываются каналами  $F \rightarrow l\bar{\nu}_e \eta$ ,  $l\bar{\nu}_e \phi$ ,  $l\bar{\nu}_e \eta'$  (где  $l$  — электрон или мюон) (причем в 50% случаев среди продуктов распада не содержатся заряженные адроны).

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Б.А.Арбузову, М.Б.Волошину, Б.А.Долгошеину, Л.Б.Окуню, В.Н.Фоломешкину за ценные обсуждения.

Институт  
физики высоких энергий

Поступила в редакцию  
17 февраля 1976 г.

### Литература

- [1] Б.А.Долгошеин, Ю.П.Никитин, Г.В.Рожнов. Письма в ЖЭТФ, 22, 381, 1975.
  - [2] Я.Коккедэ. Теория кварков. М., изд. Мир, 1971.
  - [3] Дж. Сакураи. Токи и мезоны. М., Атомиздат, 1972; Э.И.Мальцев, И.В.Чувило. ЭЧАЯ I, 449, 1971.
  - [4] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani. Phys. Rev. D2, 1285, 1970.
  - [5] M. Ruderman, R. Finkelstein. Phys. Rev., 76, 1458, 1949.
-