

## АДРОННЫЕ РАСПАДЫ $\tau$ -ЛЕПТОНА В ВИРТОН-КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

*М. Динейхан, Г. В. Ефимов, Е. А. Ноговицын*

В виртон-кварковой модели вычислены адронные распады тяжелого  $\tau$ -лептона  $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau, \rho^- \nu_\tau, K^- \nu_\tau, K^{*-} \nu_\tau, \bar{\pi}^0 \nu_\tau, \bar{\pi}^0 \nu_\tau, K \pi \nu_\tau, \omega \pi^- \nu_\tau, \rho^0 \eta(\eta') \nu_\tau$ . Полученные результаты полностью согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

Успешное описание различных явлений физики адронов в рамках виртон-кварковой модели <sup>1</sup> дает указание на то, что данная модель, имея лишь два свободных параметра, хорошо работает в области кваркового конфайнмента.

В настоящей работе рассматриваются адронные распады тяжелого  $\tau$ -лептона ( $M_\tau = 1807$  МэВ)  $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau, \rho^- \nu_\tau, K^- \nu_\tau, K^{*-} \nu_\tau, \bar{\pi}^0 \nu_\tau, \bar{\pi}^0 \nu_\tau, K \pi \nu_\tau, \omega \pi^- \nu_\tau, \rho^0 \eta(\eta') \nu_\tau$ . Ширины распадов с одним адроном в конечном состоянии экспериментально установлены, а ширины распадов с двумя адронами в конечном состоянии экспериментаторам еще неизвестны (кроме реакции  $\tau^- \rightarrow \pi^- \rho^0 \nu_\tau$ ).

Согласно стандартной теории электрослабых взаимодействий лагранжиан взаимодействия  $W$ -бозона с кварковыми и лептонными полями записывается в виде

$$\mathcal{L}_{\text{леп}} = \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_{\tau L}) W_\mu^- + \text{э. с.}$$

$$\mathcal{L}_{\text{кварк}} = \frac{g}{\sqrt{2}} [(\bar{d}_L \gamma_\mu u_L) \cos \theta_K + (\bar{s}_L \gamma_\mu u_L) \sin \theta_K + (\bar{s}_L \gamma_\mu c_L) \cos \theta_K - (\bar{d}_L \gamma_\mu c_L) \sin \theta_K] W_\mu^- + \text{э. с.} \quad (1)$$

Здесь  $u, d, s, c$  — кварковые поля,  $\psi_L = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi$ ,  $\theta_K$  — угол Кабиббо,  $g^2 = 8M_W^2 G_F / \sqrt{2}$ ,  $G_F$  — константа Ферми,  $M_W$  — масса  $W$ -бозона.

Лагранжиан взаимодействия мезонных полей с кварковыми выбирается в виде <sup>1</sup>

$$\mathcal{L}_M = \frac{h}{\sqrt{2}} \phi^j (\bar{q} \Gamma \lambda^j q), \quad j = 1, \dots, 8, \quad (2)$$

где  $\phi^j$  — мезонные поля,  $q = \begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix}$  — кварковые поля,  $\Gamma = i \gamma_5, \gamma_\mu, \gamma_5 \gamma_\mu$  для псевдоскалярных, векторных и аксиал-векторных полей соответственно,  $\lambda^j$  — матрицы Гелл-Мана. Константы связи мезонных полей с кварковыми определялись из условия связности <sup>1</sup> и имеют следующие численные значения:

$$\lambda_P = \frac{h_P^2}{(4\pi)^2} = 0,13; \quad \lambda_V = \frac{h_V^2}{(4\pi)^2} = 0,13; \quad \lambda_A = \frac{h_A^2}{(4\pi)^2} = 0,38$$

(соответственно для псевдоскалярных, векторных и аксиал-векторных мезонов).

Пропагатор кварка-виртона имеет вид <sup>1</sup>

$$G(\hat{p}) = L \exp \left[ \xi \frac{L}{2} \hat{p} + \frac{L^2}{4} p^2 \right]. \quad (3)$$

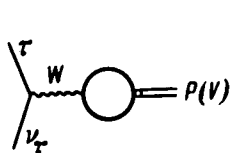


Рис.1.

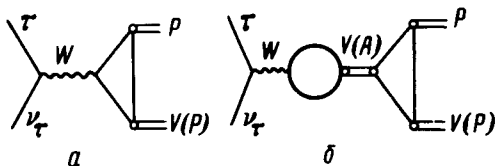


Рис.2.

Рис.1. Фейнмановская диаграмма соответствующая двухчастичным распадам

Рис.2. Фейнмановские диаграммы трехчастичных распадов

Здесь  $L = \frac{1}{320 \text{ МэВ}}$ ;  $\xi = 1,4$  — параметры модели, зафиксированные ранее и не меняющие свои значения для всей совокупности процессов, описываемых моделью.

Распадам  $\tau \rightarrow \pi^- \nu_\tau$ ,  $K^- \nu_\tau$ ,  $\rho^- \nu_\tau$ ,  $\bar{K}^* \nu_\tau$  соответствует диаграмма на рис.1. В амплитуды распадов  $\tau \rightarrow \pi^- \rho^0 \nu_\tau$ ,  $\pi^- \pi^0 \nu_\tau$ ,  $K \pi \nu_\tau$ ,  $\omega \pi^0 \nu_\tau$ ,  $\rho^- \eta(\eta') \nu_\tau$  вклад дают две диаграммы, изображенные на рис.2. Т.е.  $W$ -бозон может сначала перейти в  $\rho$ -мезон (распады  $\omega \pi^- \nu_\tau$ ,  $\rho^- \eta(\eta') \nu_\tau$ ), в  $A$ -мезон (распад  $\pi^- \rho^0 \nu_\tau$ ) или в  $K$ -мезон (распад  $K \pi \nu_\tau$ ), которые затем распадаются в  $(P+V)$  или  $(P+P)$ . Необходимость учета таких диаграмм отмечалась в работе <sup>2</sup>. Амплитуды вычислялись обычным для виртон-кварковой модели образом <sup>1</sup>. Необходимо только отметить, что в лагранжиане (1) нами использовался сохраняющийся локальный кварковый ток <sup>1</sup>, не нарушающий калибровочную инвариантность электрослабых взаимодействий.

Мода	Экспериментальная ширина (%) <sup>3</sup>	Теоретическая ширина (%)	Теоретическая ширина ( $\times 10^{-10}$ МэВ)
$\tau \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	$10,7 \pm 1,6$	12	1,8
$\rho^- \nu_\tau$	$21,6 \pm 3,6$	25	3,8
$K^- \nu_\tau$	$1,3 \pm 0,5$	0,72	0,1
$\bar{K}^* \nu_\tau$	$1,7 \pm 0,7$	1,9	0,28
$\pi^- \rho^0 \nu_\tau$	$5,4 \pm 1,7$	4,1	0,58
$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	—	1,4	0,2
$K \pi \nu_\tau$	—	$4,2 \cdot 10^{-2}$	$0,6 \cdot 10^{-2}$
$\omega \pi^- \nu_\tau$	—	0,5	0,072
$\rho^- \eta \nu_\tau$	—	0,042	$0,6 \cdot 10^{-2}$
$\rho^- \eta' \nu_\tau$	—	$4,3 \cdot 10^{-6}$	$0,62 \cdot 10^{-6}$

Численные значения парциальных ширин приведены в таблице. Результаты полностью согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

#### Литература

1. Ефимов Г.В., Иванов М.А. ЭЧАЯ, 1981, 12, 1220.
2. Иванов А.Н. ЯФ, 1980, 32, 1687.
3. Part. Dat. Group., Phys. Lett., 1982, 111B, 1.