

Теория фундаментальных взаимодействий

Председатель – Тимошин С.И., Максименко Н.В.

Е.З. Авакян, С.Л. Авакян, М.В. Задорожнюк

УО «Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого», Гомель, Беларусь

АДРОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЯЖЕЛОГО ЛЕПТОНА

С момента открытия в 1975 году τ -лептон представляет собой важнейший инструмент для проверки фундаментальных аспектов электрослабого взаимодействия. В частности, в связи с тем, что масса τ -лептона велика, кинематически допустимыми являются адронные распады, а именно, распады в нестранные и странные мезоны. Это позволяет дополнительно изучать как явления, связанные с сильным взаимодействием, так и явления, связанные со слабым взаимодействием. В отличие от хорошо известного процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma N$ (N -адроны), который позволяет судить лишь о электромагнитном векторном токе, полуплептонные распады τ -лептона дают возможность изучать как векторные, так и аксиальные токи.

В настоящее время экспериментальное изучение распадов тяжелого лептона ведется несколькими группами [1], [2]. Теоретическое изучение взаимодействий τ -лептона проводилось в различных подходах, обзор которых имеется в [3], [4].

Аналитическое выражение для ширины распада τ -лептона в легкие адроны содержит спектральные функции, явный вид которых зависит от выбранной модели «сильных» и «слабых» взаимодействий лептонов и кварков. Это, естественно, открывает большие перспективы исследований за рамками Стандартной Модели, что является на сегодняшний день одной из актуальнейших задач физики высоких энергий.

Особый интерес представляет изучение распадов, в конечных состояниях которых присутствуют псевдоскалярные мезоны.

Изучение полуадронных распадов τ -лептона требует привлечения дополнительной модели сильных взаимодействий при низких энергиях, например, различные киральные подходы [5], [6].

В данной работе адрон-кварковые взаимодействия будем описывать в рамках Модели Конфайнмированных Кварков (МКК) [7].

1. Распады $\tau \rightarrow P\nu_\tau$

Амплитуда данного распада определяется диаграммой, приведенной на рисунке 1.

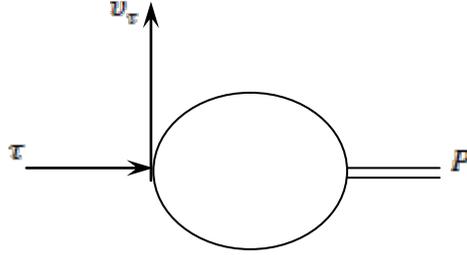


Рисунок 1 – Диаграмма процесса $\tau \rightarrow P\nu_\tau$

Аналитически она может быть записана в виде:

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_\pi \cos \theta_C p^\mu \bar{u}_\nu \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_\tau, \quad (1)$$

где

$$f_\pi = \frac{\Lambda \sqrt{3} F_P(\mu_\pi^2)}{\pi \sqrt{2} F_{PP}(\mu_\pi^2)}. \quad (2)$$

Функции $F_P(\mu_\pi^2)$ и $F_{PP}(\mu_\pi^2)$ имеют следующий вид:

$$F_P(x) = \int_0^\infty a(u) du + \frac{x}{4} \int_0^1 du a\left(-u \frac{x}{4}\right) \sqrt{1-u}, \quad (3)$$

$$F_{PP}(x) = \int_0^\infty b(u) du + \frac{x}{4} \int_0^1 du b\left(-u \frac{x}{4}\right) \frac{1-u/2}{\sqrt{1-u}}, \quad (4)$$

Здесь $\mu_\pi^2 = \frac{m_\pi^2}{\Lambda^2}$, а функции $a(u)$ и $b(u)$ определены в [7]:

$$a(u) = 2e^{-u^2 - u}, \quad b(u) = 2e^{-u^2 + 0,4u}.$$

Ширина и брэнчинг распада $\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$ имеет вид:

$$\Gamma(\tau \rightarrow \pi\nu_\tau) = \frac{1}{16\pi} G_F^2 \cos^2 \theta_C f_\pi^2 m_\tau^3 \left(1 - \frac{m_\pi^2}{m_\tau^2}\right)^2, \quad Br(\tau \rightarrow \pi\nu_\tau) = \frac{\Gamma(\tau \rightarrow \pi\nu_\tau)}{\Gamma_{tot}}.$$

При получении матричного элемента распада $\tau \rightarrow K\nu_\tau$, необходимо различать странный и нестранные кварки. В рамках используемой модели это приводит к модификации структурных интегралов (3), (4).

Ширина распада $\tau \rightarrow K\nu_\tau$ получена в виде:

$$\Gamma(\tau \rightarrow K\nu_\tau) = \frac{1}{16\pi} G_F^2 \sin^2 \theta_C f_K^2 m_\tau^3 \left(1 - \frac{m_K^2}{m_\tau^2}\right)^2.$$

2. Распады $\tau \rightarrow V\nu_\tau$, $\tau \rightarrow a_1\nu_\tau$

Изучение распада τ -лептона в векторные частицы представляется необходимым в связи с тем, что ρ -мезонный канал является основным каналом распада тяжелого лептона. Кроме того, вычисление ширины распада $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$ является дополнительной проверкой выбранной модели сильных взаимодействий, претендующей на адекватное описание импульсной зависимости матричных элементов. Следует подчеркнуть, что вычисление амплитуд данного распада в других подходах, например, в киральных [6], связано с использованием константы распада $\rho \rightarrow \gamma$, которая, как известно, в указанных подходах вычисляется при нулевых импульсах.

Амплитуда распада $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$ может быть представлена в виде:

$$M^{\mu\nu}(\tau \rightarrow \rho\nu_\tau) = [g^{\mu\nu}q^2 - q^\mu q^\nu] F_{\tau-\rho\nu_\tau}(q^2), \quad (5)$$

где $F_{\tau-\rho\nu_\tau}(q^2)$ имеет вид:

$$F_{\tau-\rho\nu_\tau}(q^2) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cos\theta_c \sqrt{h_\rho} \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \Lambda^2 \Pi_V(q^2). \quad (6)$$

Формфактор $\Pi_V(q^2)$ получен в следующем виде:

$$\Pi_V(q^2) = \frac{1}{3\Lambda^2} \left(\int_0^\infty b(u) du + \frac{x}{4} \int_0^1 du b\left(-u \frac{x}{4}\right) \sqrt{1-u} \right). \quad (7)$$

Амплитуда распада $\tau \rightarrow K^* \nu_\tau$ имеет вид аналогичный (5), (6), однако при вычислении формфактора (6) нами учтено отличие между параметрами странных и нестранных кварков.

Ширины двухчастичных распадов τ -лептона с векторными частицами в конечном состоянии, вычисленные по стандартным формулам с учетом (5)–(7), имеют вид:

$$\Gamma(\tau \rightarrow \rho\nu_\tau) = \frac{G_F^2 m_\tau^3}{16\pi} \cos^2\theta_c \frac{3h_\rho \Lambda^4}{8\pi^2 m_V^2} \left(1 - \frac{m_V^2}{m_\tau^2}\right)^2 \left(1 + \frac{2m_V^2}{m_\tau^2}\right)^2 \Pi_V(q^2). \quad (8)$$

Изучение распада τ -лептона в аксиально-векторный мезон представляется крайне интересным как с точки зрения изучения физики самого тяжелого лептона (изучения его распадов в $(2n+1)\pi$ -мезон), так и с точки зрения проверки и развития используемой модели. Используемая модель позволяет вычислить матричный элемент этого распада, не прибегая ни к каким дополнительным предположениям и не вводя феноменологических параметров.

3. Трехчастичные распады τ -лептона

Распад $\tau \rightarrow \bar{\pi} \pi^0 \nu_\tau$ является одним из основных мод распада тяжелого заряженного лептона. В связи с этим вычисление ширины этого распада представляется необходимым при изучении адронных распадов τ -лептона. Кроме этого, изучение указанного распада дает важную информацию о свойствах нестранных векторных мезонов.

Матричный элемент распада $\tau \rightarrow \bar{\pi} \pi^0 \nu_\tau$ определяется суммой вкладов диаграмм, приведенных на рисунке 2. Нами рассмотрены вклады каждой из диаграмм.

Ширина данного распада, полученная с помощью стандартной процедуры суммирования по поляризациям τ -лептона и интегрирования по фазовому объему. При получении численного значения указанной ширины нами использовались следующие значения параметров промежуточного векторного мезона:

$$m_\rho = 768,5 \pm 0,6 \text{ МэВ}, \Gamma_\rho^{full} = 150,7 \pm 1,2 \text{ МэВ}.$$

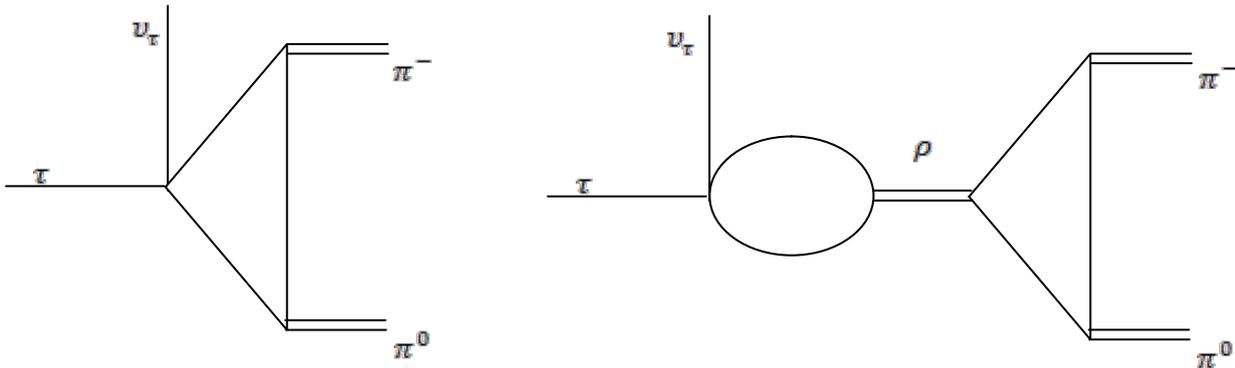


Рисунок 2 – Диаграммы процесса $\tau \rightarrow \bar{\pi} \pi^0 \nu_\tau$

Рассмотрим матричный элемент, определяемый прямой диаграммой. Нами получено следующее аналитическое выражение для амплитуды:

$$M_{dir}^\mu (\tau \rightarrow \bar{\pi} \pi^0 \nu_\tau) = G_F \cos \theta_c h_\pi (q_1 - q_2)^\mu F_-(s, q_1^2, q_2^2), \quad (9)$$

где q_1, q_2 – 4-импульсы конечных π -мезонов, $s = (p_\tau - p_{\nu_\tau})^2$.

Полученное нами аналитическое выражение для формфактора $F_-(s, q_1^2, q_2^2)$, имеет вид:

$$F_-(s, q_1^2, q_2^2) = \frac{1}{2} \left\{ \int_0^\infty b(u) du + \frac{s}{4\Lambda^2} \int_0^1 du b\left(-u \frac{x}{4}\right) \sqrt{1-u} + \right.$$

$$\dots + \frac{1}{\Lambda^2} \int_0^1 d^3\alpha \delta\left(1 - \sum_{i=1}^3 \alpha_i\right) \left(s\alpha_1\alpha_2 + q_1^2\alpha_1(1+\alpha_3) + q_2^2\alpha_2(1+\alpha_3) \right) b(-Q) \Big\}, \quad (10)$$

где

$$Q = \frac{s\alpha_1\alpha_2 + q_1^2\alpha_1\alpha_3 + q_2^2\alpha_2\alpha_3}{\Lambda^2}.$$

Полученные значения брэнчингов приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Полученные значения брэнчингов адронных распадов тяжелого лептона

Распад	Полученное значение <i>Br</i> %	Экспериментальное значение <i>Br</i> ^{exp} % [8]
$\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$	10,77	10,83 ± 0,06
$\tau \rightarrow K \nu_\tau$	7,28 × 10⁻³	(7,00 ± 0,10) × 10⁻³
$\tau \rightarrow \rho \nu_\tau$	22,5	–
$\tau \rightarrow K^* \nu_\tau$	1,31	1,20 ± 0,07
$\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau$	9,96	–
$\tau \rightarrow \bar{\pi} \pi^0 \nu_\tau$	23,7	25,52 ± 0,09

Литература

1. Search for CP Violation in the Decay $\tau \rightarrow \pi^- K_S^0 (\geq 0\pi^0) \nu_\tau$ / BaBar Collaboration (J.P. Lees [et al.]) // Phys. Rev. – 2012. – Vol. D85. – № 3. – P. 031102.
2. High-Statistics Study of the $\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ Decay / Belle Collaboration (M. Fujikawa [et al.]). // Phys. Rev. – 2008. – Vol. D78. – № 6. – P. 072006.
3. Pich, A. Theoretical overview on tau physics / A. Pich // Int. J. Mod. Phys. – 2006. – Vol. A21. – P. 5652–5659.
4. Portoles, J. Hadronic decays of the tau lepton: Theoretical outlook / J. Portoles // arXiv: hep-ph/0702132v2. – 2007.
5. Roig, P. Hadronic τ Decays into Two and Three Meson Modes within Resonance Chiral Theory / P. Roig // arXiv: 0907.5540v1 [hep-ph]. – 2009.
6. Paver, N. On the branching ratio of the «second class» $\tau \rightarrow \eta' \pi \nu_\tau$ decay / N. Paver, Riazuddin // arXiv: 1105.3595v1 [hep-ph]. – 2011.
7. Efimov, G. V. The Quark Confinement Model of Hadrons / G.V. Efimov, M.A. Ivanov // London: IOP Publishing Ltd. – 1993. – 177 p.
8. Particle Data Group J. / Beringer [et al.] // Phys.Rev. – 2012. – Vol. D86. – № 1. – P. 010001.