Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 4, с. 199 – 203

Распад $\tau \to K^-\eta\nu_\tau$ в расширенной модели Намбу–Иона-Лазинио с учетом взаимодействия мезонов в конечном состоянии

М. К. Волков[1)], *А. А. Пивоваров*[1)]

Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

Поступила в редакцию 23 июня 2021 г.
После переработки 20 июля 2021 г.
Принята к публикации 21 июля 2021 г.

Ширина распада $\tau \to K^-\eta\nu_\tau$ вычислена в рамках расширенной модели Намбу–Иона-Лазинио с учетом взаимодействия мезонов в конечном состоянии. При этом были учтены как контактный член, так и канал с промежуточным основным состоянием $K^*(892)$ и его первым радиальным возбуждением $K^*(1410)$. Для описания взаимодействия в конечном состоянии была рассмотрена треугольная диаграмма с тремя мезонами. Причем парметр обрезания расходящихся интегралов по мезонной петле брался равным значению соответствующего параметра, использованного в нашей предыдущей работе при описании распада $\tau \to K^-\pi^0\nu_\tau$. Таким образом, в данной работе не появилось дополнительных произвольных параметров. При этом получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S1234567821160011

1. Введение. Как показали многочисленные расчеты, модель Намбу–Иона-Лазинио (НИЛ) [1–4] позволяет удовлетворительно описать многие основные распады тау лептона. В рамках этой модели в согласии с экспериментальными данными были описаны целые серии распадов тау лептона: $\tau \to M\nu_\tau$, $\tau \to VP\nu_\tau$, где V – векторный мезон, P – псевдоскалярный мезон, M – псевдоскалярный или векторный мезон [4–11]. Однако некоторые процессы тау-распадов на псевдоскалярные мезоны не удается описать в рамках модели НИЛ в согласии с экспериментом. Это может быть связано с необходимостью учета взаимодействия мезонов в конечном состоянии. Такой учет требует более высокого порядка разложения по $1/N_c$, чем тот, в котором сформулирована модель НИЛ. Взаимодействие в конечном состоянии с небольшим выходом за рамки данной модели было рассмотрено в недавних работах в процессах $\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu_\tau$ [12] и $\tau^- \to K^-\pi^0\nu_\tau$ [13]. У данных распадов порог рождения конечных мезонов находится ниже масс промежуточных основных состояний $\rho(770)$ и $K^*(892)$ соответственно. Поэтому возбужденные состояния здесь не вносят существенный вклад. В отличие от них, процесс $\tau^- \to K^-\eta\nu_\tau$ имеет порог рождения конечных мезонов выше массы основного состояния $K^*(892)$, в результате чего этот процесс становится чувствительным к резонансу $K^*(1410)$, который начинает играть существенную роль. Поэтому данный процесс, будучи схожим по структуре с процессом $\tau^- \to K^-\pi^0\nu_\tau$, оказывается более полезным для изучения возбужденных состояний мезонов.

В настоящей работе мы рассматриваем процесс $\tau^- \to K^-\eta\nu_\tau$ с учетом взаимодействия мезонов в конечном состоянии. По структуре он схож с распадом $\tau^- \to K^-\pi^0\nu_\tau$, однако из-за большой роли резонанса $K^*(1410)$ для его исследования применяется расширенная модель НИЛ [14, 15], позволяющая описать первые радиально возбужденные состояния мезонов без нарушения $U(3) \times U(3)$ киральной симметрии, и также производится выход за ее рамки для учета взаимодействия в конечном состоянии. Для описания этого взаимодействия в данном случае требуется учесть лишь одну треугольную диаграмму с обменом заряженным векторным мезоном $K^{*\pm}(892)$. Однако сами мезонные вершины в этом треугольнике более сложны из-за особенностей структуры η мезона. Интересным является тот факт, что величины обрезания мезонных треугольников процессов $\tau^- \to K^-\eta\nu_\tau$ и $\tau^- \to K^-\pi^0\nu_\tau$ оказываются одинаковыми.

Процесс $\tau^- \to K^-\eta\nu_\tau$ изначально исследовался экспериментально коллаборациями CLEO [16] и ALEPH [17]. Позже коллаборации Belle [18] и Babar [19] провели более точные измерения этого процесса.

Данный процесс также исследовался теоретически. Например, в работе [20] он рассматривается с помощью модели векторной доминантности и эффек-

[1)]e-mail: volkov@theor.jinr.ru; tex_k@mail.ru

тивной киральной теории. В работе [21] для его рассмотрения используется киральная теория возмущений с резонансами.

2. Лагранжиан расширенной модели НИЛ. Фрагмент кирального кварк-мезонного лагранжиана расширенной модели НИЛ, содержащий нужные нам вершины, принимает следующий вид [4]:

$$\Delta L_{\mathrm{int}} = \bar{q}\left[\frac{1}{2}\gamma^{\mu}\sum_{j=\pm}\lambda_j^K\left(A_{K^*}K_{\mu}^{*j} + B_{K^*}K_{\mu}^{*'j}\right) + \right. + i\gamma^5\sum_{j=\pm}\lambda_j^K\left(A_K K^j + B_K K'^j\right) + \left. + i\gamma^5\sum_{j=u,s}\lambda_j^{\eta}A_{\eta^j}\eta^j\right]q, \quad (1)$$

где q и $\bar{q}$ – поля u-, d- и s-кварков с составляющими массами $m_u \approx m_d = 280$ МэВ, $m_s = 420$ МэВ, возбужденные мезонные состояния отмечены штрихом. Множители A и B для странных мезонов имеют вид:

$$A_M = \frac{1}{\sin(2\theta_M^0)} \times \times\left[g_M\sin(\theta_M + \theta_M^0) + g_M^{'}f_M(k_{\perp}^2)\sin(\theta_M - \theta_M^0)\right],$$
$$B_M = \frac{-1}{\sin(2\theta_M^0)} \times \times\left[g_M\cos(\theta_M + \theta_M^0) + g_M^{'}f_M(k_{\perp}^2)\cos(\theta_M - \theta_M^0)\right]. \quad (2)$$

Индекс M обозначает соответствующий мезон.

Для η-мезона множитель A принимает несколько другую форму. Это связано с тем, что в случае η-мезона смешиваются не два, а четыре состояния [4]:

$$A_{\eta^u} = 0.71g_{\eta^u} + 0.11g_{\eta^u}^{'}f_{uu}(k_{\perp}^2),$$
$$A_{\eta^s} = 0.62g_{\eta^s} + 0.06g_{\eta^s}^{'}f_{ss}(k_{\perp}^2). \quad (3)$$

$f\left(k_{\perp}^2\right) = \left(1 + dk_{\perp}^2\right)\Theta(\Lambda^2 - k_{\perp}^2)$ – формфактор, описывающий первые радиально возбужденные мезонные состояния. Параметр наклона d однозначно фиксируется из требования неизменности кваркового конденсата после включения радиально возбужденных состояний и зависит только от кваркового состава соответствующего мезона:

$$d_{uu} = -1.784\times10^{-6}\,\text{МэВ}^{-2},$$
$$d_{us} = -1.761\times10^{-6}\,\text{МэВ}^{-2}, \quad (4)$$
$$d_{ss} = -1.737\times10^{-6}\,\text{МэВ}^{-2}.$$

Поперечный относительный импульс внутренней кварк-антикварковой системы может быть представлен в виде

$$k_{\perp} = k - \frac{(kp)p}{p^2}, \quad (5)$$

где p – импульс мезона. В системе покоя мезона

$$k_{\perp} = (0, \mathbf{k}). \quad (6)$$

Поэтому данный импульс может быть использован в трехмерном виде.

Параметры θ_M – углы смешивания, которые фиксируются в результате диагонализации свободного лагранжиана с основными и первыми радиально возбужденными состояниями [4, 15]:

$$\theta_K = 58.11^{\circ}, \quad \theta_{K^*} = 84.74^{\circ}. \quad (7)$$

Вспомогательные величины θ_M^0 вводятся для удобства:

$$\sin\left(\theta_M^0\right) = \sqrt{\frac{1+R_M}{2}},$$
$$R_{K^*} = \frac{I_{11}^{f_{us}}}{\sqrt{I_{11}I_{11}^{f_{us}^2}}}, \quad R_K = \frac{I_{11}^{f_{us}}}{\sqrt{Z_K I_{11}I_{11}^{f_{us}^2}}}, \quad (8)$$

где

$$Z_K = \left(1 - \frac{3}{2}\frac{(m_u + m_s)^2}{M_{K_{1A}}^2}\right)^{-1},$$
$$M_{K_{1A}} = \left(\frac{\sin^2\alpha}{M_{K_1(1270)}^2} + \frac{\cos^2\alpha}{M_{K_1(1400)}^2}\right)^{-1/2}. \quad (9)$$

Здесь Z_K – дополнительная константа перенормировки, появляющаяся в $K - K_1$ переходах, $M_{K_1(1270)} = 1253 \pm 7$ МэВ – масса мезона $K_1(1270)$, $M_{K_1(1400)} = 1403 \pm 7$ МэВ – масса мезона $K_1(1400)$ [22]. В указанном выражении для Z_K учтено расщепление состояния K_{1A} на два физических мезона $K_1(1270)$ и $K_1(1400)$ с углом смешивания $\alpha = 57^{\circ}$ [6].

Интегралы, появляющиеся в кварковых петлях как результат перенормировки лагранжиана:

$$I_{n_1 n_2}^{f^m} = -i\frac{N_c}{(2\pi)^4} \times \times\int\frac{f^m(\mathbf{k}^2)}{(m_u^2 - k^2)^{n_1}(m_s^2 - k^2)^{n_2}}\Theta(\Lambda^2 - \mathbf{k}^2)\mathrm{d}^4k, \quad (10)$$

где $\Lambda = 1.03$ ГэВ – параметр трехмерного обрезания.

Тогда

$$\theta_K^0 = 55.52^{\circ}, \quad \theta_{K^*}^0 = 59.56^{\circ}. \quad (11)$$

Матрицы λ – линейные комбинации матриц Гелл-Мана:

$$\lambda_+^K = \frac{\lambda_4 + i\lambda_5}{\sqrt{2}}, \quad \lambda_-^K = \frac{\lambda_4 - i\lambda_5}{\sqrt{2}},$$
$$\lambda_u^{\eta} = \frac{2\lambda_0 + \sqrt{3}\lambda_8}{3}, \quad \lambda_s^{\eta} = \frac{-\sqrt{2}\lambda_0 + \sqrt{6}\lambda_8}{3}, \quad (12)$$

где λ_0 – единичная матрица.

Константы связи:

$$g_{K^*} = \left(\frac{2}{3}I_{11}\right)^{-1/2}, \quad g'_{K^*} = \left(\frac{2}{3}I_{11}^{f^2}\right)^{-1/2},$$
$$g_K = \left(\frac{4}{Z_K}I_{11}\right)^{-1/2}, \quad g'_K = \left(4I_{11}^{f^2}\right)^{-1/2},$$
$$g_{\eta^u} = \left(\frac{4}{Z_{\eta^u}}I_{20}\right)^{-1/2}, \quad g'_{\eta^u} = \left(4I_{20}^{f^2}\right)^{-1/2},$$
$$g_{\eta^s} = \left(\frac{4}{Z_{\eta^s}}I_{02}\right)^{-1/2}, \quad g'_{\eta^s} = \left(4I_{02}^{f^2}\right)^{-1/2}, \quad (13)$$

где

$$Z_{\eta^u} \approx Z_\pi = \left(1 - 6\frac{m_u^2}{M_{a_1}^2}\right)^{-1},$$
$$Z_{\eta^s} = \left(1 - 6\frac{m_s^2}{M_{f_1^s}^2}\right)^{-1}. \quad (14)$$

Здесь Z_{η^s} – дополнительная константа перенормировки, появляющаяся в переходах между аксиально векторным мезоном $f_1(1420)$ и s-кварковой частью η мезона, $M_{f_1^s} = 1426 \pm 0.9$ МэВ [22]. Параметр Z_{η^u} в модели НИЛ обычно принимается приблизительно равным параметру Z_π, возникающему в результате $a_1 - \pi$ переходов, $M_{a_1} = 1230 \pm 40$ МэВ – масса мезона $a_1(1260)$ [22].

3. Процесс $\tau^- \to K^-\eta\nu_\tau$ в расширенной модели НИЛ. Процесс $\tau^- \to K^-\eta\nu_\tau$ в расширенной модели НИЛ может быть описан диаграммами, изображенными на рис. 1, 2.

Амплитуда этого процесса принимает вид:

$$M_{\text{tree}} = -2G_f V_{us}\left(I_{11}^{K\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{K\eta^s}\right) \times$$
$$\times L_\mu\Bigg[\left(T_K^{(c)}p_K - T_\eta^{(c)}p_\eta\right)^\mu + \frac{C_{K^*}}{g_{K^*}} \times$$
$$\times \frac{I_{11}^{KK^*\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{KK^*\eta^s}}{I_{11}^{K\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{K\eta^s}} \times$$
$$\times \frac{g^{\mu\nu}q^2 f(q^2) - q^\mu q^\nu f(M_{K^*}^2)}{M_{K^*}^2 - q^2 - i\sqrt{q^2}\Gamma_{K^*}} \times$$
$$\times \left(T_K^{(K^*)}p_K - T_\eta^{(K^*)}p_\eta\right)_\nu + \frac{C_{K^{*\prime}}}{g_{K^*}} \times$$
$$\times \frac{I_{11}^{KK^{*\prime}\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{KK^{*\prime}\eta^s}}{I_{11}^{K\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{K\eta^s}} \times$$
$$\times \frac{g^{\mu\nu}q^2 f(q^2) - q^\mu q^\nu f(M_{K^{*\prime}}^2)}{M_{K^{*\prime}}^2 - q^2 - i\sqrt{q^2}\Gamma_{K^{*\prime}}} \times$$
$$\times \left(T_K^{(K^{*\prime})}p_K - T_\eta^{(K^{*\prime})}p_\eta\right)_\nu\Bigg], \quad (15)$$

где G_f – константа Ферми, V_{us} – элемент матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскава, L_μ – лептонный ток, выражение $f(q^2)$ принимает вид:

$$f(q^2) = 1 - \frac{3}{2}\frac{(m_s - m_u)^2}{q^2}. \quad (16)$$

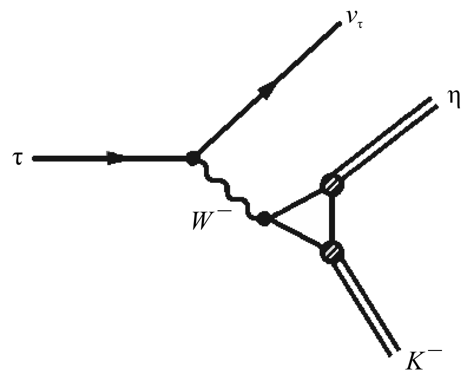

Рис. 1. Контактная диаграмма

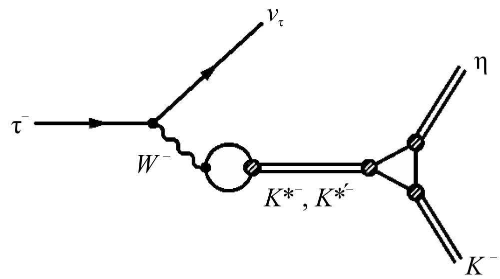

Рис. 2. Диаграмма с промежуточными мезонами

Множители T описывают переходы между аксиально векторными и псевдоскалярными мезонами:

$$T_K^{(c)} = 1 - 2\frac{m_s I_{11}^{K_1\eta^u} + \sqrt{2}m_u I_{11}^{K_1\eta^s}}{I_{11}^{K\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{K\eta^s}} I_{11}^{K_1K}\frac{m_s + m_u}{M_{K_{1A}}^2},$$
$$T_\eta^{(c)} = 1 - 2\frac{I_{11}^{Kf^u}I_{20}^{f^u\eta^u}}{I_{11}^{K\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{K\eta^s}}\frac{m_u(3m_u - m_s)}{M_{f_1^u}^2} -$$
$$- 2\sqrt{2}\frac{I_{11}^{Kf^s}I_{02}^{f^s\eta^s}}{I_{11}^{K\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{K\eta^s}}\frac{m_s(3m_s - m_u)}{M_{f_1^s}^2},$$
$$T_K^{(K^*)} = 1 - 2\frac{m_s I_{11}^{K^*K_1\eta^u} + \sqrt{2}m_u I_{11}^{K^*K_1\eta^s}}{I_{11}^{KK^*\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{KK^*\eta^s}} \times$$
$$\times I_{11}^{K_1K}\frac{m_s + m_u}{M_{K_{1A}}^2},$$
$$T_\eta^{(K^*)} = 1 - 2\frac{I_{11}^{K^*Kf^u}I_{20}^{f^u\eta^u}}{I_{11}^{K^*K\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{K^*K\eta^s}}\frac{m_u(3m_u - m_s)}{M_{f_1^u}^2} -$$
$$- 2\sqrt{2}\frac{I_{11}^{K^*Kf^s}I_{02}^{f^s\eta^s}}{I_{11}^{K^*K\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{K^*K\eta^s}}\frac{m_s(3m_s - m_u)}{M_{f_1^s}^2},$$

$$T_K^{(K^{*\prime})} = 1 - 2\frac{m_s I_{11}^{K^{*\prime}K_1\eta^u} + \sqrt{2}m_u I_{11}^{K^{*\prime}K_1\eta^s}}{I_{11}^{KK^{*\prime}\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{KK^{*\prime}\eta^s}} \times$$
$$\times I_{11}^{K_1K}\frac{m_s + m_u}{M^2_{K_{1A}}},$$
$$T_\eta^{(K^{*\prime})} = 1 - 2\frac{I_{11}^{K^{*\prime}Kf^u} I_{20}^{f^u\eta^u}}{I_{11}^{K^{*\prime}K\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{K^{*\prime}K\eta^s}} \times$$
$$\times \frac{m_u\,(3m_u - m_s)}{M^2_{f_1^u}} -$$
$$- 2\sqrt{2}\frac{I_{11}^{K^{*\prime}Kf^s} I_{02}^{f^s\eta^s}}{I_{11}^{K^{*\prime}K\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{K^{*\prime}K\eta^s}}\frac{m_s\,(3m_s - m_u)}{M^2_{f_1^s}}. \tag{17}$$

Интегралы с вершинами из лагранжиана в числителе, также используемые в амплитуде:

$$I_{n_1n_2}^{M,\ldots,M',\ldots} = -i\frac{N_c}{(2\pi)^4} \times$$
$$\times \int \frac{A_M \ldots B_M \ldots}{(m_u^2 - k^2)^{n_1}(m_s^2 - k^2)^{n_2}}\Theta(\Lambda^2 - \mathbf{k}^2)\mathrm{d}^4k, \tag{18}$$

где A_M, B_M определены в (2) и в (3).

Константы C_{K^*} и $C_{K^{*\prime}}$

$$C_{K^*} = \frac{1}{\sin\left(2\theta^0_{K^*}\right)} \times$$
$$\times \left[\sin\left(\theta_{K^*} + \theta^0_{K^*}\right) + R_{K^*}\sin\left(\theta_{K^*} - \theta^0_{K^*}\right)\right],$$
$$C_{K^{*\prime}} = \frac{-1}{\sin\left(2\theta^0_{K^*}\right)} \times$$
$$\times \left[\cos\left(\theta_{K^*} + \theta^0_{K^*}\right) + R_{K^*}\cos\left(\theta_{K^*} - \theta^0_{K^*}\right)\right] \tag{19}$$

возникают в переходах между W-бозоном и промежуточным векторным мезоном. Здесь θ – угол смешивания основных и возбужденных состояний, определенный в (7). Величины θ^0 и R определены в (8).

Первое слагаемое амплитуды в квадратных скобках соответствует контактной диаграмме, второе и третье слагаемые – диаграммам с промежуточными основным и возбужденным векторными мезонами $K^*(892)$ и $K^*(1410)$.

Данная амплитуда приводит к следующему значению парциальной ширины этого распада:

$$Br(\tau^- \to K^-\eta\nu_\tau)_{\mathrm{tree}} = 1.35 \times 10^{-4}. \tag{20}$$

Экспериментальное значение [22]:

$$Br(\tau^- \to K^-\eta\nu_\tau)_{\mathrm{exp}} = (1.55 \pm 0.08) \times 10^{-4}. \tag{21}$$

Как видно, полученный результат несколько ниже экспериментального значения. Это может говорить о необходимости учета дополнительных эффектов, таких как взаимодействие мезонов в конечном состоянии.

4. Процесс $\tau^- \to K^-\eta\nu_\tau$ с учетом взаимодействия в конечном состоянии. Взаимодействие в конечном состоянии в данном процессе может быть учтено через обмен заряженным мезоном K^* между конечными каоном и η-мезоном, в результате чего они меняются местами. Это приводит к треугольнику, изображенному на рис. 3. Мезонная вершина лагранжиана, необходимая для построения этого треугольника в расширенной модели НИЛ, имеет вид:

$$- i2\left(I_{11}^{KK^*\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{KK^*\eta^s}\right) \times$$
$$\times K^{*-}_\mu\left(T_K^{(K^*)}\partial^\mu K^+\eta - T_\eta^{(K^*)}K^+\partial^\mu\eta\right). \tag{22}$$

Данный мезонный треугольник приводит к интегралу

$$F_\mu = \int \frac{\left(T_K^{(K^*)}k - \left(T_K^{(K^*)} + T_\eta^{(K^*)}\right)p_\eta\right)_\lambda \left(T_\eta^{(K^*)}k + \left(T_K^{(K^*)} + T_\eta^{(K^*)}\right)p_K\right)_\nu \left(\left(T_K^{(K^*)} + T_\eta^{(K^*)}\right)k + T_\eta^{(K^*)}p_K - T_K^{(K^*)}p_\eta\right)_\mu \left(g^{\nu\lambda} - \frac{k^\nu k^\lambda}{M^2_{K^*}}\right)}{\left[k^2 - M^2_{K^*}\right]\left[(k+p_K)^2 - M^2_\eta\right]\left[(k-p_\eta)^2 - M^2_K\right]}$$
$$\times \frac{d^4k}{(2\pi)^4}. \tag{23}$$

Как видно, данный интеграл по структуре схож с интегралом по мезонному треугольнику для процесса $\tau \to K\pi\nu_\tau$ [13].

В итоге амплитуда дополнительного вклада от мезонной петли процесса $\tau^- \to K^-\eta\nu_\tau$ принимает вид:

$$M_{\mathrm{loop}} = 8iG_fV_{us}\left(I_{11}^{K\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{K\eta^s}\right)^3 L_\mu\Bigg[g^{\mu\nu} + \frac{C_{K^*}}{g_{K^*}}\left(\frac{I_{11}^{KK^*\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{KK^*\eta^s}}{I_{11}^{K\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{K\eta^s}}\right)^3 \times$$
$$\times \frac{g^{\mu\nu}q^2f(q^2) - q^\mu q^\nu f(M^2_{K^*})}{M^2_{K^*} - q^2 - i\sqrt{q^2}\Gamma_{K^*}} + \frac{C_{K^{*\prime}}}{g_{K^*}}\left(\frac{I_{11}^{KK^{*\prime}\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{KK^{*\prime}\eta^s}}{I_{11}^{K\eta^u} + \sqrt{2}I_{11}^{K\eta^s}}\right)^3 \frac{g^{\mu\nu}q^2f(q^2) - q^\mu q^\nu f(M^2_{K^{*\prime}})}{M^2_{K^{*\prime}} - q^2 - i\sqrt{q^2}\Gamma_{K^{*\prime}}}\Bigg]F_\nu. \tag{24}$$

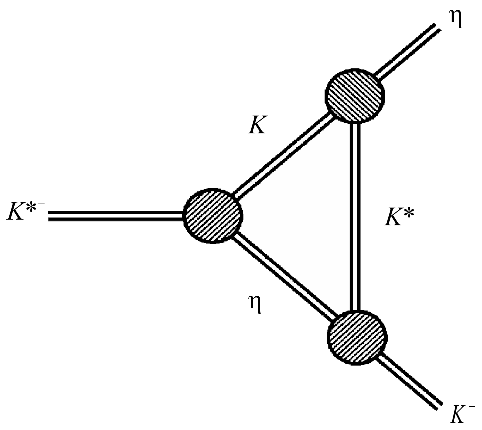

Рис. 3. Мезонный треугольник

Если использовать параметр обрезания, равный тому, который применялся в процессе $\tau \to K\pi\nu_\tau$ при сравнении с результатами из Particle Data Group (PDG) [13] ($\Lambda_M = 950$ МэВ), то парциальная ширина данного процесса согласуется с экспериментальным значением:

$$Br(\tau^- \to K^- \eta \nu_\tau) = 1.56 \times 10^{-4}. \tag{25}$$

5. Заключение. В данной, а также в предыдущей [13] нашей работе были рассмотрены процессы $\tau \to K^- \eta \nu_\tau$ и $\tau \to K^- \pi^0 \nu_\tau$ соответственно. Эти процессы уже рассматривались нами ранее с использованием модели НИЛ [4]. Однако в тех работах были допущены существенные неточности: в константе перенормировки Z_K, определенной в (9), не учитывалось расщепление мезона K_1 на два состояния, кроме того, не учитывались переходы между аксиально векторным и псевдоскалярным мезонами, а также присутствовал ряд других недостатков. Поэтому предыдущие результаты не следует принимать во внимание. В работе [13] мы заново исследовали процесс $\tau \to K^- \pi^0 \nu_\tau$, а в данной работе процесс $\tau \to K^- \eta \nu_\tau$ без этих недостатков. В результате учета взаимодействия в конечном состоянии появился новый параметр – обрезание по мезонной петле, который при сравнении с данными из PDG оказался одинаковым для обоих процессов.

Рассмотренный здесь распад также исследовался и в других теоретических работах. Например, можно выделить работу [21]. В ней рассматривались разные способы учета взаимодействия в конечном состоянии в рамках киральной теории возмущений с резонансами. Непосредственное использование этих способов в сочетании с моделью НИЛ невозможно в силу несогласованности соответствующих подходов. Вариант учета взаимодействия мезонов в конечном состоянии, использованный в настоящей работе, допускает применение модели НИЛ, хоть и требует небольшого выхода за ее рамки.

Как было указано во Введении, нами были вычислены многочисленные распады тау лептона с участием векторных мезонов без учета взаимодействия в конечном состоянии. Тем не менее, для них были получены удовлетворительные результаты. Поэтому до сих пор остается вопрос, при каких условиях этот учет взаимодействия мезонов в конечном состоянии играет важную роль, и когда им можно пренебречь. Эту проблему авторы собираются рассматривать в будущих работах.

Авторы выражают благодарность А. Б. Арбузову за интерес к данной работе и полезные обсуждения.

1. M. K. Volkov, Sov. J. Part. Nucl. **17**, 186 (1986).
2. M. K. Volkov, Phys. Part. Nucl. **24**, 35 (1993).
3. M. K. Volkov and A. E. Radzhabov, Phys.-Uspekhi **49**, 551 (2006).
4. M. K. Volkov and A. B. Arbuzov, Phys.-Uspekhi **60**(7), 643 (2017).
5. M. K. Volkov, K. Nurlan, and A. A. Pivovarov, JETP Lett. **106**(12), 771 (2017).
6. M. K. Volkov, K. Nurlan, and A. A. Pivovarov, Int. J. Mod. Phys. A **34**(24), 1950137 (2019).
7. M. K. Volkov, A. A. Pivovarov, and K. Nurlan, Eur. Phys. J. A **55**(9), 165 (2019).
8. M. K. Volkov and A. A. Pivovarov, Pisma ZhETF **109**(4), 219 (2019); Erratum: JETP Lett. **109**(12), 821 (2019).
9. M. K. Volkov and A. A. Pivovarov, JETP Lett. **110**(4), 237 (2019).
10. M. K. Volkov, A. A. Pivovarov, and K. Nurlan, Int. J. Mod. Phys. A **35**(06), 2050035 (2020).
11. M. K. Volkov, A. A. Pivovarov, and K. Nurlan, Nucl. Phys. A **1000**, 121810 (2020).
12. M. K. Volkov, A. B. Arbuzov, and A. A. Pivovarov, JETP Lett. **112**(8), 457 (2020).
13. M. K. Volkov and A. A. Pivovarov, Pis'ma v ZhETF **113**(12), 777 (2021).
14. M. K. Volkov and C. Weiss, Phys. Rev. D **56**, 221 (1997).
15. M. K. Volkov, Phys. Atom. Nucl. **60**, 1920 (1997).
16. J. E. Bartelt, S. E. Csorna, and V. Jain et al. (CLEO), Phys. Rev. Lett. **76**, 4119 (1996).
17. D. Buskulic, I. De Bonis, D. Decamp et al. (ALEPH), Z. Phys. C **74**, 263 (1997).
18. K. Inami, T. Ohshima, H. Kaji et al. (Belle), Phys. Lett. B **672**, 209 (2009).
19. P. del Amo Sanchez, J. P. Lees, V. Poireau et al. (BaBar), Phys. Rev. D **83**, 032002 (2011).
20. B. A. Li, Phys. Rev. D **55**, 1436 (1997).
21. R. Escribano, S. Gonzalez-Solis, and P. Roig, JHEP **10**, 039 (2013).
22. P. A. Zyla, R. M. Barnett, J. Beringer et al. (Particle Data Group), PTEP **2020**(8), 083C01 (2020).