

Распад $\tau \rightarrow \bar{K}^{*0}(892)\pi^- \nu_\tau$ в модели Намбу–Иона-Лазинио

М. К. Волков¹⁾, А. А. Пивоваров¹⁾

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

Поступила в редакцию 16 июля 2018 г.

После переработки 3 августа 2018 г.

В рамках модели Намбу–Иона-Лазинио вычислена ширина распада $\tau \rightarrow \bar{K}^{*0}(892)\pi^- \nu_\tau$. Учтены четыре промежуточных канала, приводящие к рождению пары $\bar{K}^{*0}(892)\pi^-$: контактный канал и три канала с промежуточными аксиально-векторными, векторными и псевдоскалярными мезонами. Ведущую роль здесь играют контактный канал и аксиально-векторный канал, содержащий основное состояние мезона $K_1(1270)$. Полученные результаты находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными.

DOI: 10.1134/S0370274X18180017

1. Введение. τ -лептонные распады являются хорошей лабораторией для исследования взаимодействий мезонов при низких энергиях. Это обусловлено тем, что масса τ -лептона ограничивает энергию таких процессов. В этой энергетической области теория возмущений квантовой хромодинамики не применима, поэтому приходится использовать различные феноменологические модели. Они, как правило, основаны на киральной симметрии сильных взаимодействий.

Типичными примерами таких моделей являются модели Вакса–Ларкина [1] и Намбу–Иона-Лазинио (НИЛ) [2–15]. В распадах τ -лептона в качестве промежуточных могут участвовать не только основные, но и первые радиально-возбужденные состояния мезонов. В этой связи для изучения таких процессов подходящей моделью является также расширенная модель НИЛ, позволяющая учитывать свойства и взаимодействия мезонов как в основных, так и в первых радиально-возбужденных состояниях, не нарушая $U(3) \times U(3)$ киральную симметрию [15–20]. Помимо основных, только первые радиальные возбуждения мезонов могут давать основной вклад в процессы распада τ -лептонов, что обусловлено величиной массы τ -лептона ($m_\tau = 1777$ МэВ).

До сих пор расширенная модель НИЛ успешно использовалась для описания простейших мод τ -распада. А именно, в конечных состояниях распада рассматривались помимо нейтрино только одночастичные мезонные состояния P, P', V, V', A, A' (P – псевдоскалярный мезон, V – векторный мезон, A – аксиально-векторный мезон, штрих обозначает пер-

вое радиальное возбуждение), а также двухчастичные состояния типа PP, PP' и процессы $\tau \rightarrow \pi\omega\nu_\tau$ и $\tau \rightarrow f_1\pi\nu_\tau$ [20, 21]. В этих процессах, как правило, помимо контактного работал один канал с промежуточным мезоном: векторным или аксиально-векторным.

Рассмотренный здесь процесс $\tau \rightarrow \bar{K}^{*0}(892)\pi^- \nu_\tau$ интересен тем, что в нем работают сразу три канала: аксиально-векторный, векторный и псевдоскалярный. В результате возникает интересная проблема изучения взаимодействия этих каналов друг с другом. Аккуратное рассмотрение этого распада дает возможность в дальнейшем описать ряд подобных распадов $\tau \rightarrow \phi K\nu_\tau, \tau \rightarrow \omega K\nu_\tau, \tau \rightarrow \rho K\nu_\tau$ и др. Описание этих процессов с иных позиций было выполнено в работе [22]. Там были использованы связи этих процессов друг с другом, полученные на основе симметрии. Наш подход позволяет более детально исследовать эти процессы с подробным изучением вкладов от каждого из промежуточных каналов и оценить их роль.

2. Лагранжиан стандартной модели НИЛ. В стандартной модели НИЛ фрагмент кварк-мезонного лагранжиана взаимодействия для мезонов K^*, K_1, K и π имеет вид [8, 12, 15]:

$$\Delta L_{\text{int}} = \bar{q} \left[ig_K \gamma^5 \sum_{j=\pm} \lambda_j^K K^j + ig_\pi \gamma^5 \sum_{j=\pm} \lambda_j^\pi \pi^j + \frac{g_{K^*}}{2} \gamma^\mu \sum_{j=\pm,0} \lambda_j^K K_\mu^{*j} + \frac{g_{K_1}}{2} \gamma^\mu \gamma^5 \sum_{j=\pm} \lambda_j^K K_{1\mu}^j \right] q, \quad (1)$$

где q и \bar{q} – поля u -, d - и s -кварков с массами $m_u = m_d = 280$ МэВ, $m_s = 471$ МэВ.

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

Масса для s -кварка была получена из массовых формул для векторных мезонов ρ и ϕ :

$$\frac{g_\phi}{g_\rho} = \frac{M_\phi}{M_\rho}, \quad g_\phi^2 = \frac{3}{2I_2(m_s, m_s)}, \quad g_\rho^2 = \frac{3}{2I_2(m_u, m_u)}, \quad (2)$$

где

$$I_2(m_1, m_2) = -i \frac{N_c}{(2\pi)^4} \int \frac{\theta(\Lambda_4^2 + k^2)}{(m_1^2 - k^2)(m_2^2 - k^2)} d^4k, \quad (3)$$

$\Lambda_4 = 1.25$ ГэВ – четырехмерный параметр обрезания. Как и масса u -кварка, параметр обрезания определяется из экспериментального значения константы слабого распада пиона $F_\pi = 93$ МэВ и константы $g_\rho = 6$, описывающей сильный распад $\rho \rightarrow 2\pi$ [8].

Матрицы λ имеют вид:

$$\lambda_+^K = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_-^K = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_0^K = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_+^\pi = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_-^\pi = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Константы взаимодействия:

$$g_K = \left(\frac{4}{Z_K} I_2(m_u, m_s) \right)^{-1/2} \approx 4.18,$$

$$g_\pi = \left(\frac{4}{Z_\pi} I_2(m_u, m_d) \right)^{-1/2} \approx 3.02, \quad (5)$$

$$g_{K^*} = g_{K_1} = \left(\frac{2}{3} I_2(m_u, m_s) \right)^{-1/2} \approx 7.08,$$

где

$$Z_\pi = \left(1 - 6 \frac{m_u^2}{M_{a_1}^2} \right)^{-1} \approx 1.45,$$

$$Z_K = \left(1 - \frac{3(m_u + m_s)^2}{2M_{K_1}^2} \right)^{-1} \approx 2.1, \quad (6)$$

Z_π – множитель, соответствующий $\pi - a_1$ переходам, Z_K – множитель, соответствующий $K - K_1$ переходам, $M_{a_1} = 1230$ МэВ, $M_{K_1} = 1272$ МэВ – массы аксиально-векторных мезонов [23].

3. Распад $\tau \rightarrow \bar{K}^{*0}(892)\pi^- \nu_\tau$ в стандартной модели НИЛ. Диаграммы процесса $\tau \rightarrow K^*(892)\pi^- \nu_\tau$ изображены на рис. 1, 2.

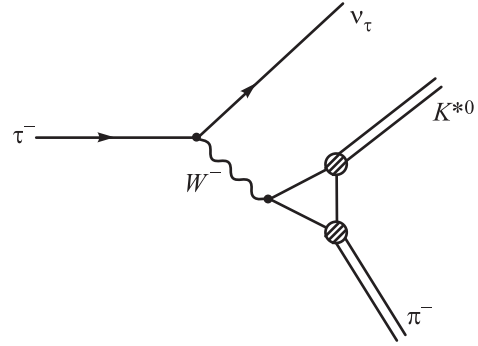


Рис. 1. Контактная диаграмма распада $\tau \rightarrow \bar{K}^{*0}(892)\pi^- \nu_\tau$

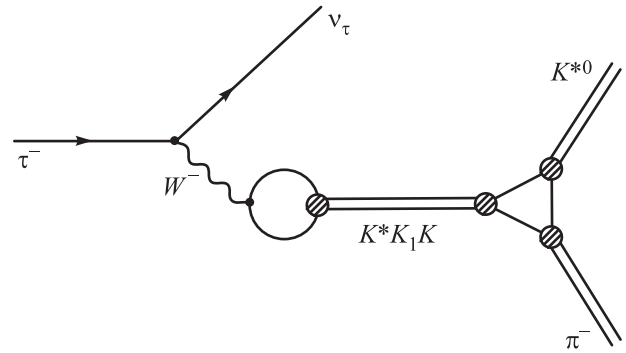


Рис. 2. Распад $\tau \rightarrow \bar{K}^{*0}(892)\pi^- \nu_\tau$ с промежуточными мезонами

Амплитуда этого процесса в стандартной модели НИЛ принимает вид:

$$\mathcal{M} = -i\sqrt{2}G_F V_{us} g_\pi l_\mu \times \{ \mathcal{M}_c + \mathcal{M}_V + \mathcal{M}_{AV} + \mathcal{M}_{PS} \}^{\mu\nu} e_\nu(p_{K^*}), \quad (7)$$

где G_F – константа Ферми, V_{us} – элемент матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскава l_μ – лептонный ток, $e_\nu(p_{K^*})$ – поляризационный вектор мезона $K^*(892)$, $\mathcal{M}_c, \mathcal{M}_V, \mathcal{M}_{AV}$ и \mathcal{M}_{PS} – вклады в амплитуду от контактной диаграммы и от диаграмм с промежуточными векторными, аксиально-векторными и псевдоскалярными мезонами:

$$\mathcal{M}_c^{\mu\nu} = -ig_{K^*} \times ((m_s + m_u)I_{21} - m_s^2(m_s - m_u)I_{22}) e^{\mu\nu\xi\zeta} p_{K^*\xi} p_{\pi\zeta} - \frac{3m_s}{g_{K^*}} \left\{ g^{\mu\nu} - \frac{m_u}{m_s M_{a_1}^2} [(q^2 - M_{K^*}^2)g^{\mu\nu} - q^\mu q^\nu] \right\},$$

$$\mathcal{M}_V^{\mu\nu} = -ig_{K^*} \times ((m_s + m_u)I_{21} - m_s^2(m_s - m_u)I_{22}) \times \left\{ g^{\mu\sigma} \left[q^2 - \frac{3}{2}(m_s - m_u)^2 \right] - q^\mu q^\sigma \right\} \times BW_{\sigma\lambda}^{K^*} e^{\lambda\nu\xi\zeta} p_{(K^*)\xi} p_{(\pi)\zeta}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{AV}^{\mu\nu} &= -\frac{3m_s}{g_{K^*}} \left\{ g^{\mu\lambda} \left[q^2 - \frac{3}{2}(m_s + m_u)^2 \right] - q^\mu q^\lambda \right\} \times \\ &\times BW_{\lambda\delta}^{K_1} \left\{ g^{\delta\nu} - \frac{m_u}{m_s M_{a_1}^2} [(q^2 - M_{K^*}^2)g^{\delta\nu} - q^\delta q^\nu] \right\}, \\ \mathcal{M}_{PS}^{\mu\nu} &= \frac{3}{g_{K^*}} (m_s + m_u) q^\mu q^\lambda BW_K \times \\ &\times \left\{ g^{\lambda\nu} - \frac{3m_u(3m_u - m_s)}{2M_{a_1}^2} g^{\lambda\nu} - \frac{3m_s(m_u + m_s)}{2M_{K_1}^2} g^{\lambda\nu} + \right. \\ &\left. + \frac{3m_u(m_u + m_s)}{2M_{K_1}^2 M_{a_1}^2} [(q^2 - M_{K^*}^2)g^{\lambda\nu} - q^\lambda q^\nu] \right\}. \end{aligned}$$

Контактный вклад разбивается на сумму векторной и аксиально-векторной части. В этой амплитуде учтены также $\pi - a_1$ -переходы на внешних концах, а в псевдоскалярном канале помимо этих переходов, также учтены $K - K_1$ на внутреннем мезоне [8, 12].

$BW_M^{\mu\nu}$ и BW_M – пропагаторы Брейта–Вигнера:

$$BW_M^{\mu\nu} = \frac{g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{M_M^2}}{M_M^2 - q^2 - i\sqrt{q^2}\Gamma_M}$$

(для векторного и аксиально-векторного мезона),

$$BW_M = \frac{1}{M_M^2 - q^2 - i\sqrt{q^2}\Gamma_M} \quad (9)$$

(для псевдоскалярного мезона).

$M_K = 494$ МэВ, $M_{K^*} = 892$ МэВ, $\Gamma_K \approx 0$, $\Gamma_{K_1} = 90$ МэВ, $\Gamma_{K^*} \approx 50$ МэВ – массы и ширины распадов промежуточных мезонов, взятые из PDG [23].

Сходящиеся интегралы, возникающие в векторных каналах:

$$I_{nm} = -i \frac{N_c}{(2\pi)^4} \int \frac{1}{(m_u^2 - k^2)^n (m_s^2 - k^2)^m} d^4k, \quad (10)$$

где $n + m > 2$.

Ширина рассматриваемого процесса может быть вычислена по формуле:

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{1}{2^9 \pi^5 \epsilon_\tau \epsilon_\nu \epsilon_{K^*} \epsilon_\pi} \times \\ &\times \int |\mathcal{M}|^2 \delta(p - p_\nu - p_{K^*} - p_\pi) d\mathbf{p}_\nu d\mathbf{p}_{K^*} d\mathbf{p}_\pi. \quad (11) \end{aligned}$$

Парциальные ширины отдельных вкладов распада $\tau \rightarrow \bar{K}^{*0}(892)\pi^- \nu_\tau$ в стандартной модели НИЛ приведены в табл. 1.

Результаты, приведенные в табл. 1, показывают, что доминирующий вклад в ширину этого распада дает аксиально-векторный канал совместно с контактным членом. Псевдоскалярный канал может интерферировать с аксиально-векторным каналом, и их

Таблица 1. Отдельные вклады в процесс $\tau \rightarrow \bar{K}^{*0}(892)\pi^- \nu_\tau$ в стандартной модели НИЛ (вклады от векторного и аксиально-векторного каналов приведены в сумме с соответствующими частями контактного)

Каналы	Br ($\times 10^{-3}$)
AV	1.67
PS	0.0163
AV+PS	1.72
V	0.0456
tot	1.767

совместный вклад лишь незначительно увеличивает ширину распада. Вклад от векторного канала также оказывается весьма незначительным и увеличивает полную ширину до значения 1.767. При этом следует заметить, что векторный канал совместно с соответствующей частью контактного оказывается ортогональным остальным каналам, поэтому их интерференция отсутствует. Полученный здесь результат находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными значениями:

$$\text{Br}_{\text{exp}} = (2.2 \pm 0.5) \times 10^{-3}, \quad [23],$$

$$\text{Br}_{\text{exp}} = (2.09 \pm 0.58) \times 10^{-3}, \quad [24]. \quad (12)$$

4. Лагранжиан расширенной модели НИЛ.

Чтобы оценить вклады от возбужденных состояний, мы используем расширенную модель НИЛ. В расширенной модели НИЛ фрагмент кварк-мезонного лагранжиана взаимодействия для первых радиальных возбуждений мезонов $K^{*'}, K_1', K'$ имеет вид [20]:

$$\begin{aligned} \Delta L_{\text{int}} &= \bar{q} \left[i\gamma^5 \sum_{j=\pm} \lambda_j^K B_K K'^j + \right. \\ &\left. + \frac{1}{2} \gamma^\mu \sum_{j=\pm,0} \lambda_j^K B_{K^*} K_\mu^{*j} + \frac{1}{2} \gamma^\mu \gamma^5 \sum_{j=\pm} \lambda_j^K B_{K_1} K_{1\mu}' \right] q, \quad (13) \end{aligned}$$

возбужденные состояния мезонов обозначены штрихом,

$$\begin{aligned} B_M &= \frac{-1}{\sin(2\theta_M^0)} \times \\ &\times \left[g_M \cos(\theta_M + \theta_M^0) + g'_M f_M(\mathbf{k}^2) \cos(\theta_M - \theta_M^0) \right]. \quad (14) \end{aligned}$$

$f(\mathbf{k}^2) = 1 + d\mathbf{k}^2$ – формфактор, описывающий первые радиально-возбужденные состояния, $d = -1.755$ ГэВ⁻² – параметр наклона [20]. Аргументом формфактора является поперечный относительный импульс внутренней кварк-антикварковой пары:

$$k_\perp = k - \frac{(kp)p}{p^2}, \quad (15)$$

где p – импульс мезона. В системе покоя мезона

$$k_{\perp} = (0, \mathbf{k}). \quad (16)$$

Поэтому использование трехмерного вектора в качестве аргумента формфактора не нарушает Лоренц-инвариантность.

Углы θ_M и θ_M^0 описывают смешивание мезонов в основных и возбужденных состояниях. Их значения определяются при диагонализации свободного лагранжиана для основных и первых радиально возбужденных состояний с учетом физических масс этих мезонов [20]:

$$\begin{aligned} \theta_K &= 58.11^\circ, & \theta_K^0 &= 55.52^\circ, \\ \theta_{K_1} &= \theta_{K^*} = 84.74^\circ, & \theta_{K_1}^0 &= \theta_{K^*}^0 = 59.56^\circ. \end{aligned}$$

Константы $g_K, g_{K'}, g_{K^*}, g_{K_1}$ определены в (5). Константы $g_K, g_{K'}, g_{K^*}, g_{K_1}$ принимают вид:

$$\begin{aligned} g'_K &= \left(4I_2^{f_{us}}(m_u, m_s)\right)^{-1/2} \approx 4.69, \\ g'_\pi &= \left(4I_2^{f_{ud}}(m_u, m_d)\right)^{-1/2} \approx 4.03, \\ g'_{K^*} &= g'_{K_1} = \left(\frac{2}{3}I_2^{f_{us}}(m_u, m_s)\right)^{1/2} \approx 11.49, \end{aligned} \quad (17)$$

где интеграл $I_2^{fn}(m_1, m_2)$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} I_2^{fn}(m_1, m_2) &= \\ &= -i \frac{N_c}{(2\pi)^4} \int \frac{f^n(\mathbf{k}^2)}{(m_1^2 - k^2)(m_2^2 - k^2)} \theta(\Lambda_3^2 - \mathbf{k}^2) d^4k, \end{aligned} \quad (18)$$

$\Lambda_3 = 1.03$ ГэВ – трехмерный параметр обрезания.

5. Поправки от возбужденных состояний.

При учете первых радиальных возбуждений мезонов в процессе $\tau \rightarrow \bar{K}^{*0}(892)\pi^-\nu_\tau$ используются диаграммы такой же структуры, как и изображенные на рис. 1, 2, только в промежуточных состояниях вместо мезонов K^*, K_1, K находятся мезоны $K^{*'}, K'_1, K'$.

Дополнительные вклады для амплитуды рассматриваемого процесса, соответствующие возбужденным состояниям, в расширенной модели НИЛ принимают вид:

$$\begin{aligned} M &= -i\sqrt{2}G_F V_{us} g_{l\mu} \times \\ &\times \{M_{VE} + M_{AVE} + M_{PSE}\}^{\mu\nu} e_\nu(p_{K^*}). \end{aligned} \quad (19)$$

Отдельные вклады:

$$\begin{aligned} M_{VE}^{\mu\nu} &= -iC_{K^{*'}} \times \\ &\times \left[(m_s + m_u)I_{21}^{K^{*'}} - m_s^2(m_s - m_u)I_{22}^{K^{*'}} \right] \times \\ &\times \left\{ g^{\mu\sigma} \left[q^2 - \frac{3}{2}(m_s - m_u)^2 \right] - q^\mu q^\sigma \right\} \times \\ &\times BW_{\sigma\lambda}^{K^{*'}} e^{\lambda\nu\xi\zeta} p_{(K^*)\xi} p_{(\pi)\zeta}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} M_{AVE}^{\mu\nu} &= -3m_s \frac{C_{K'_1}^2}{g_{K^*}} \times \\ &\times \left\{ g^{\mu\lambda} \left[q^2 - \frac{3}{2}(m_s + m_u)^2 \right] - q^\mu q^\lambda \right\} BW_{\lambda\delta}^{K'_1} \times \\ &\times \left\{ g^{\delta\nu} - \frac{m_u}{m_s M_{a1}^2} [(q^2 - M_{K^*}^2)g^{\delta\nu} - q^\delta q^\nu] \right\}, \\ M_{PSE}^{\mu\nu} &= 3(m_s + m_u) \frac{C_{K'}^2}{g_{K^*}} q^\mu q^\nu BW_{K'} \times \\ &\times \left\{ 1 - \frac{3}{2} \frac{m_u(3m_u - m_s)}{M_{a1}^2} \right\}, \end{aligned} \quad (20)$$

где C_M – множители, возникшие из кварковых петель перехода W -бозона в промежуточный мезон:

$$\begin{aligned} C_{M'} &= \frac{-1}{\sin(2\theta_M^0)} \times \\ &\times [\cos(\theta_M + \theta_M^0) + R_M \cos(\theta_M - \theta_M^0)]. \end{aligned} \quad (21)$$

Коэффициенты R_M имеют вид:

$$R_M = \frac{I_2^f}{\sqrt{I_2 I_2^{f^2}}}$$

(для векторного и аксиально-векторного случая),

$$R_M = \frac{I_2^f}{\sqrt{Z_K I_2 I_2^{f^2}}}$$

(для псевдоскалярного случая). (22)

Петлевые интегралы здесь имеют вид:

$$\begin{aligned} I_{nm}^{M_1 M_2 \dots M'_1 M'_2 \dots} &= -i \frac{N_c}{(2\pi)^4} \times \\ &\times \int \frac{A_{M_1} A_{M_2} \dots B_{M'_1} B_{M'_2} \dots}{(m_u^2 - k^2)^n (m_s^2 - k^2)^m} \theta(\Lambda_3^2 - \mathbf{k}^2) d^4k. \end{aligned} \quad (23)$$

Парциальные ширины отдельных вкладов распада $\tau \rightarrow \bar{K}^{*0}(892)\pi^-\nu_\tau$ в стандартной модели НИЛ с учетом поправок от возбужденных состояний, вычисленных в расширенной модели НИЛ, приведены в табл. 2.

Таблица 2. Отдельные вклады в процесс $\tau \rightarrow \bar{K}^{*0}(892)\pi^-\nu_\tau$ с поправками, полученными за счет вкладов от возбужденных состояний мезонов, оцененных в расширенной модели НИЛ

Каналы	Br ($\times 10^{-3}$)
AV	1.681
Поправка от возбужденного AV	0.005
PS	0.0161
Поправка от возбужденного PS	0.00003
AV+PS	1.73
V	0.0461
Поправка от возбужденного V	0.00136
tot	1.776

Из результатов, полученных с использованием расширенной НИЛ модели видно, что вклады от аксиально-векторного канала слабо меняются при учете радиально-возбужденного $K_1(1650)$ мезона. Это объясняется малостью коэффициента $C_{K_1'} \approx 0.45$, учитывающего зависимость возбужденного физического состояния мезона от углов смешивания. Поскольку в сечении этот коэффициент фигурирует в четвертой степени, его присутствие существенно уменьшает вклад в ширину от возбужденного состояния. Кроме того, учет $\pi - a_1$ перехода на внешнем пионном поле сильнее уменьшает вклад от возбужденного состояния по сравнению с вкладом от основного. Подобная ситуация имеет место и для псевдоскалярного канала. Аналогичные соображения относятся и к интерференции этих каналов. В векторном канале малость вклада от возбужденного состояния определяется только величиной C_{K^*} .

6. Заключение. В настоящей работе на примере распада $\tau \rightarrow \bar{K}^{*0}(892)\pi^- \nu_\tau$ был проведен анализ важности вкладов различных каналов в полную ширину этого распада, а также определена роль как основных промежуточных мезонов, так и их первых радиально-возбужденных состояний. Было установлено, что основной вклад в изучаемый распад дает аксиально-векторный канал совместно с соответствующей частью контактного. Доминирующим здесь будет вклад основного промежуточного мезона $K_1(1270)$. Радиально-возбужденное состояние этого мезона дает незначительный вклад. Отметим, что все результаты были получены с использованием значений параметров зафиксированных ранее в применяемой нами расширенной модели НИЛ. Никаких дополнительных произвольных параметров не вводилось.

Векторный канал совместно с соответствующей частью контактной диаграммы дает вклад, соизмеримый с вкладом от псевдоскалярного канала, что видно из приведенных здесь таблиц. Кроме того этот канал является ортогональным к остальным двум и поэтому не интерферирует с ними.

Подобную ситуацию следует ожидать и при описании других указанных во введении процессов распада тау-лептона на вектор и псевдоскаляр.

Заметим, что в большинстве рассмотренных ранее распадов тау-лептона на PP' главную роль в промежуточных каналах играли векторные мезоны. Только в нескольких случаях, а именно в распаде $\tau \rightarrow 3\pi\nu_\tau$ [25], а также в распаде $\tau \rightarrow f_1\pi\nu_\tau$ [21, 26] доминирующую роль играл аксиально-векторный канал с промежуточными a_1 и a_1' мезонами. В процессах $\tau \rightarrow (\phi\omega\rho)K^- \nu_\tau$, как и в рассмот-

ренном здесь процессе, доминирующую роль должен играть аксиально-векторный канал. Для проверки этого предположения необходимо будет рассмотреть указанные распады в рамках модели НИЛ в наших следующих работах.

Авторы выражают благодарность А.Б. Арбузову и А.А. Осипову за полезные обсуждения.

1. В. Г. Вакс, А. И. Ларкин, ЖЭТФ **40**, 282 (1961).
2. Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122**, 345 (1961).
3. T. Eguchi, Phys. Rev. D **14**, 2755 (1976).
4. K. Kikkawa, Prog. Theor. Phys. **56**, 947 (1976).
5. М. К. Волков, Д. Эберт, ЯФ **36**, 1265 (1982) [M. K. Volkov and D. Ebert, Yad. Fiz. **36**, 1265 (1982)].
6. D. Ebert and M. K. Volkov, Z. Phys. C **16**, 205 (1983).
7. M. K. Volkov, Annals Phys. **157**, 282 (1984).
8. М. К. Волков, ЭЧАЯ **17**, 433 (1986) [M. K. Volkov, Sov. J. Part. Nucl. **17**, 186 (1986)].
9. D. Ebert and H. Reinhardt, Nucl. Phys. B **271**, 188 (1986).
10. U. Vogl and W. Weise, Prog. Part. Nucl. Phys. **27**, 195 (1991).
11. S. P. Klevansky, Rev. Mod. Phys. **64**, 649 (1992).
12. М. К. Волков, ЭЧАЯ **24**, 81 (1993) [M. K. Volkov, Phys. Part. Nucl. **24**, 35 (1993)].
13. D. Ebert, H. Reinhardt, and M. K. Volkov, Prog. Part. Nucl. Phys. **33**, 1 (1994).
14. T. Hatsuda and T. Kunihiro, Phys. Rept. **247**, 221 (1994).
15. М. К. Волков, А. Е. Раджабов, УФН **176**, 571 (2006) [M. K. Volkov and A. E. Radzhabov, Phys. Usp. **49**, 551 (2006)].
16. M. K. Volkov and C. Weiss, Phys. Rev. D **56**, 221 (1997).
17. М. К. Волков, ЯФ **60**, 2094 (1997) [M. K. Volkov, Phys. Atom. Nucl. **60**, 1920 (1997)].
18. M. K. Volkov, D. Ebert and M. Nagy, Int. J. Mod. Phys. A **13**, 5443 (1998).
19. М. К. Волков, В. Л. Юдичев, ЭЧАЯ **31**, 576 (2000) [M. K. Volkov and V. L. Yudichev, Phys. Part. Nucl. **31**, 282 (2000)].
20. М. К. Волков, А. Б. Арбузов, УФН **187**, 689 (2017) [M. K. Volkov and A. B. Arbuzov, Phys. Usp. **60**(7), 643 (2017)].
21. M. K. Volkov, A. A. Pivovarov, and A. A. Osipov, Eur. Phys. J. A **54**(4), 61 (2018).
22. L. R. Dai, R. Pavao, S. Sakai, and E. Oset, arXiv:1805.04573 [hep-ph].
23. M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
24. R. Barate et al. (ALEPH Collaboration), Eur. Phys. J. C **1**, 65 (1998).
25. Y. P. Ivanov, A. A. Osipov, and M. K. Volkov, Z. Phys. C **49**, 563 (1991).
26. G. Calderon, J. H. Munoz, and C. E. Vera, Phys. Rev. D **87**(11), 114011 (2013).