

ОПИСАНИЕ РАСПАДОВ $\eta/\eta' \rightarrow \pi\gamma\gamma$ И $\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma$ В МОДЕЛИ НАМБУ–ИОНА-ЛАЗИНИО

М. К. Волков^{а, 1}, *А. А. Пивоваров*^{а, 2}, *К. Нурлан*^{а, б, 3}

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980, Россия

^б Институт ядерной физики, Алматы, 050032, Казахстан

Рассмотрены распады $\eta/\eta' \rightarrow \pi\gamma\gamma$ и $\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma$ в рамках модели НИЛ. Показано, что векторные каналы в данных процессах дают доминирующий вклад. Проведен анализ влияния констант распада векторных мезонов на ширины данных процессов при учете электромагнитных взаимодействий этих мезонов. Полученные результаты находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными.

The decays of the η mesons $\eta/\eta' \rightarrow \pi\gamma\gamma$ and $\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma$ are considered within the Nambu–Jona-Lasinio model. It is shown that vector channels give the main contribution. An analysis of the influence of the decay constants of vector mesons on the widths of these processes is carried out taking into account the electromagnetic interactions of these mesons. The obtained results are in satisfactory agreement with experimental data.

PACS: 12.39.Fe; 13.20.–v

ВВЕДЕНИЕ

Радиационные распады псевдоскалярных изосинглетных мезонов η и η' активно исследуются в последнее время как с экспериментальной, так и с теоретической точек зрения [1–9]. Экспериментальные исследования распадов этих мезонов проводились коллаборациями A2 в микротроне МАМ1 [2], BESIII на коллайдере BEPCII [3–5], KLOE-2 на фабрике DAΦNE и достигли довольно хорошей точности.

Будучи нейтральными членами основного состояния псевдоскалярного нонета, мезоны η/η' играют важную роль в понимании сильных взаимодействий в области низких энергий. Характеристики η/η' -мезонов хорошо установлены, основные каналы распадов экспериментально измерены и продолжают изучаться на современных ускорителях [1–6]. С помощью распадов мезонов η/η' исследуется широкий спектр физических проблем, например, смешивание π^0 – η , массы легких кварков [8]. Известна также $U(1)_A$ -проблема в рамках $U(3) \times U(3)$ -группы, связанная с синглетно-октетным смешиванием псевдоскалярных мезонов. В результате мезоны η/η' содержат кварки

¹E-mail: volkov@theor.jinr.ru

²E-mail: pivovarov@theor.jinr.ru

³E-mail: nurlan@theor.jinr.ru

трех ароматов. Смешивание легких u - и d -кварков с более тяжелым s -кварком происходит за счет глюонной аномалии (взаимодействие глюонов с кварками). Одним из решений $U(1)_A$ -проблемы является рассмотрение взаимодействия 'т Хофта, которое приводит к смешиванию состояний, содержащих легкие u - и d -кварки, с более тяжелым s -кварком [10, 11]. В результате достигается правильное описание масс мезонов η/η' . С теоретической точки зрения распада этих мезонов исследовались во многих теоретических моделях: модели векторной доминантности (VMD) [12, 13], нелинейной киральной теории [14, 15], различных кварковых моделях [16–19], моделях резонансного обмена [20, 21], киральной теории возмущений (ChPT) [22, 23] и киральном унитарном подходе [24, 25], а также применением дисперсионных методов [26].

Несмотря на большое внимание, уделяемое процессам, связанным с η -мезоном, вокруг него остается ряд вопросов. В Particle Data Group (PDG) приведены усредненные экспериментальные данные для ширины двойного радиационного распада $\Gamma(\eta \rightarrow \pi\gamma\gamma)_{\text{PDG}} = (0,33 \pm 0,03)$ эВ [1]. Недавно коллаборация KLOE-2 сообщила новые данные для ширины распада $\Gamma(\eta \rightarrow \pi\gamma\gamma)_{\text{KLOE-2}} = (0,12 \pm 0,01)$ эВ, которая несколько ниже усредненных значений в PDG. Кроме того, коллаборация BESIII впервые представила верхнее ограничение для радиационного распада $\Gamma(\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma) < 30$ эВ. Расхождения усредненных экспериментальных данных, приведенных в таблицах PDG, с недавними данными KLOE-2 для распада $\eta \rightarrow \pi\gamma\gamma$, а также впервые полученное ограничение BESIII для ширины процесса $\eta \rightarrow \eta\gamma\gamma$ стимулируют интерес к продолжению теоретического изучения двойных радиационных распадов $\eta/\eta' \rightarrow \pi\gamma\gamma$ и $\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma$.

В настоящей работе рассматриваются распады $\eta/\eta' \rightarrow \pi\gamma\gamma$ и $\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma$ в рамках киральной кварковой модели НИЛ [27–35]. Модель НИЛ — феноменологическая модель, работающая в области энергий ниже 2 ГэВ и успешно показавшая себя при исследовании большого числа различных распадов адронов, адронных распадов τ -лептонов и низкоэнергетических процессов рождения мезонов на встречных электрон-позитронных пучках [36–40]. В модели НИЛ вычислены ширины и амплитуды данных распадов. В заключение проведен анализ ширин распадов с использованием констант связи, полученных из экспериментальных значений радиационных распадов $\rho \rightarrow e^+e^-$ и $\omega \rightarrow e^+e^-$.

1. ЛАГРАНЖИАН МОДЕЛИ НИЛ

Лагранжиан модели НИЛ был получен в однопетлевом кварковом приближении на основе 4-кваркового кирального взаимодействия в приближении среднего поля [28, 35, 41]:

$$\Delta L_{\text{int}} = \bar{q} \left\{ i g_{\pi} \gamma^5 \lambda^{\pi} \pi^0 + \frac{g_{\rho}}{2} \gamma^{\mu} \lambda^{\rho} \rho_{\mu}^0 + \frac{g_{\omega}}{2} \gamma^{\mu} \lambda^{\omega} \omega_{\mu} + \frac{g_{\phi}}{2} \gamma^{\mu} \lambda^{\phi} \phi_{\mu} + \right. \\ \left. + i \gamma^5 (g_{\eta}^u \lambda_u^{\eta} \sin \bar{\theta}_{\eta} + g_{\eta}^s \lambda_s^{\eta} \cos \bar{\theta}_{\eta}) \eta + i \gamma^5 (g_{\eta}^u \lambda_u^{\eta} \cos \bar{\theta}_{\eta} - g_{\eta}^s \lambda_s^{\eta} \sin \bar{\theta}_{\eta}) \eta' \right\} q, \quad (1)$$

где $q = (u, d, s)$ — кварковый мультиплет; $\bar{\theta}_{\eta} = \theta_0 - \theta_{\eta}$ — отклонение от угла идеального смешивания η и η' [11]; $\theta_0 = 35,3^{\circ}$ — угол идеального смешивания; $\theta_{\eta} = -19^{\circ}$ —

угол реального смешивания; λ – линейные комбинации матриц Гелл-Манна,

$$\lambda^\pi = \lambda^\rho = \frac{\sqrt{2}\lambda_0 - \lambda_8}{\sqrt{3}}, \quad \lambda^\omega = \lambda_u^\eta = \frac{\sqrt{2}\lambda_0 + \lambda_8}{\sqrt{3}}, \quad \lambda^\phi = \lambda_s^\eta = \frac{-\lambda_0 + \sqrt{2}\lambda_8}{\sqrt{3}}. \quad (2)$$

Константы взаимодействия мезонов с кварками являются результатом перенормировки лагранжиана в однопетлевом кварковом приближении¹:

$$g_\pi = g_\eta^u = \sqrt{\frac{Z_\pi}{4I_{20}}}, \quad g_\rho = g_\omega = \sqrt{\frac{3}{2I_{20}}}, \quad (3)$$

$$g_\eta^s = \frac{m_s}{1,28F_\pi} = g_\pi \frac{m_s}{1,28m_u}, \quad g_\phi = \sqrt{\frac{3}{2I_{02}}},$$

где Z_π – дополнительная константа перенормировки, возникающая при учете переходов между псевдоскалярным и аксиально-векторным состояниями:

$$Z_\pi = \left(1 - 6 \frac{m_u^2}{M_{a_1(1260)}^2}\right)^{-1}, \quad (4)$$

где $m_u = m_d = 270$ МэВ – составляющая масса u -кварков.

Интегралы I_{nm} , входящие в определение констант взаимодействия, появляются при перенормировке лагранжиана и принимают следующий вид:

$$I_{nm} = -i \frac{N_c}{(2\pi)^4} \int \frac{\theta(\Lambda^2 + k^2)}{(m_u^2 - k^2)^n (m_s^2 - k^2)^m} d^4k, \quad (5)$$

где $\Lambda = 1265$ МэВ – параметр обрезания; $m_s = 420$ МэВ – составляющая масса s -кварка [35].

2. РАСПАДЫ $[\eta, \eta'] \rightarrow \pi\gamma\gamma$, $\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma$

2.1. Процесс $\eta \rightarrow \pi\gamma\gamma$. Распад $\eta \rightarrow \pi\gamma\gamma$ может происходить при участии трех типов диаграмм: четырехугольной (бокс) кварковой диаграммы, диаграммы с промежуточными ρ -, ω -мезонами и диаграммы с промежуточным $a_0(980)$ -мезоном. В настоящей работе при рассмотрении кварковых петель мы ограничиваемся учетом только логарифмически расходящихся частей [28]. Кроме того, учитываются также вклады от конечных диаграмм аномального типа, приводящих к появлению в киральном лагранжиане членов Веса–Зумино.

Тогда полная амплитуда распада $\eta \rightarrow \pi\gamma\gamma$ записывается в виде суммы диаграмм с промежуточными векторными и скалярным каналами, а также диаграмм типа «бокс»:

$$\mathcal{M}(\eta \rightarrow \pi\gamma\gamma) = \mathcal{M}_{(\rho+\omega)} + \mathcal{M}_{(a_0)} + \mathcal{M}_{\text{бокс}}. \quad (6)$$

¹Под перенормировкой здесь подразумевается получение окончательных значений кварк-мезонных констант связи в однопетлевом кварковом приближении.

Кварковая диаграмма векторного канала представлена на рис. 1. Его вклад в амплитуду принимает вид

$$T_{(\rho+\omega)} = \frac{3\alpha_{em}\alpha_\rho}{(2\pi F_\pi)^2} \sin \bar{\theta}_\eta \left[\frac{1}{M_\rho^2 - t} + \frac{1}{M_\omega^2 - t} \right] \times \\ \times \epsilon_{\alpha\mu\lambda\delta} \epsilon_{\alpha\nu\tau\sigma} e_\mu^*(p_1) e_\nu^*(p_2) p_{\eta\lambda} p_{1\delta} p_{\pi\tau} p_{2\sigma} + (p_1 \leftrightarrow p_2), \quad (7)$$

здесь $\alpha_\rho = g_\rho^2/4\pi$, $t = (p_\eta - p_1)^2 = (p_\pi + p_2)^2$,

$$\epsilon_{\alpha\mu\lambda\delta} \epsilon_{\alpha\nu\tau\sigma} e_\mu^*(p_1) e_\nu^*(p_2) p_{\eta\lambda} p_{1\delta} p_{\pi\tau} p_{2\sigma} = \\ = [(M_\eta^2 - p_\eta p_1)(g_{\mu\nu} p_1 p_2 - p_{1\nu} p_{2\mu}) + p_\eta p_1 \cdot p_{\eta\nu} p_{2\mu} + \\ + p_\eta p_2 \cdot p_{\eta\mu} p_{1\nu} - p_1 p_2 \cdot p_{\eta\mu} p_{\eta\nu} - g_{\mu\nu} \cdot p_\eta p_1 \cdot p_\eta p_2]. \quad (8)$$

Тогда вклад в ширину этого распада от векторного канала принимает следующее значение:

$$\Gamma(\eta \rightarrow \pi\gamma\gamma)_V = (0,24 \pm 0,03) \text{ эВ}. \quad (9)$$

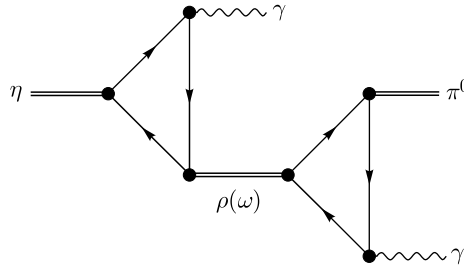


Рис. 1. Кварковая диаграмма векторного канала распада $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$

Теоретическая погрешность модели НИЛ оценивается на уровне 15%. Данная оценка получена в результате сравнения большого числа вычислений различных процессов, проведенных ранее в этой модели, с известными экспериментальными данными [36, 37].

В модели НИЛ все вычисления производятся в однопетлевом кварковом приближении. При этом кварковые петли разлагаются в ряд по степеням внешних импульсов и удерживаются только логарифмически расходящиеся интегралы, регуляризуемые обрезанием. Учет конечных вкладов в рамках данного подхода производится только в диаграммах аномального типа, в которых появляется антисимметричный тензор [28, 35, 37]. В используемом приближении скалярный канал не дает вклада, поскольку вершина $a_0 \rightarrow \gamma\gamma$ не содержит расходящиеся интегралы и не является диаграммой аномального типа. Кроме того, недавние расчеты в рамках линейной сигма-модели (LσM) для распада $\eta \rightarrow \pi\gamma\gamma$ показали, что вклад скалярного канала оказывается мал и составляет $\sim 10^{-3}$ от вклада векторного канала [9].

В процессе $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ принимают участие также шесть диаграмм типа «бокс» с u - и d -кварками и разными расположениями конечных частиц. Логарифмически расходящиеся члены разложения четырехугольных диаграмм процесса $\eta \rightarrow \pi\gamma\gamma$

сокращают друг друга. Так как данные диаграммы не относятся к диаграммам аномального типа, учет следующих порядков разложения привел бы к выходу за пределы приближения используемой здесь модели НИЛ.

Таким образом, полная ширина данного процесса в используемом приближении полностью определяется векторным каналом и составляет

$$\Gamma(\eta \rightarrow \pi\gamma\gamma) = (0,24 \pm 0,03) \text{ эВ}, \quad (10)$$

что несколько ниже усредненных экспериментальных значений, приведенных в PDG [1]

$$\Gamma(\eta \rightarrow \pi\gamma\gamma)_{\text{exp}} = (0,33 \pm 0,03) \text{ эВ}. \quad (11)$$

Значение вдвое меньше современного усредненного, измеренное на фабрике DAΦNE, представлено недавно коллаборацией KLOE-2 [6]:

$$\Gamma(\eta \rightarrow \pi\gamma\gamma)_{\text{KLOE-2}} = (0,128 \pm 0,014_{\text{stat}} \pm 0,018_{\text{syst}}) \text{ эВ}. \quad (12)$$

2.2. Амплитуды распадов $\eta' \rightarrow \pi\gamma\gamma$ и $\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma$. Амплитуда распада $\eta' \rightarrow \pi\gamma\gamma$ получается путем замены $M_\eta \rightarrow M_{\eta'}$, $\sin \bar{\theta}_\eta \rightarrow \cos \bar{\theta}_\eta$,

$$\frac{1}{M_\rho^2 - t} \rightarrow \frac{1}{M_\rho^2 - t - iM_\rho\Gamma_\rho}. \quad (13)$$

Четырехугольные диаграммы, а также диаграммы с участием скалярного мезона в данном процессе имеют такую же структуру, как и в процессе $\eta \rightarrow \pi\gamma\gamma$, и не дают вклад в ширину в используемом подходе.

В результате для ширины распада $\eta' \rightarrow \pi\gamma\gamma$ в модели НИЛ получаем

$$\Gamma(\eta' \rightarrow \pi\gamma\gamma) = (0,81 \pm 0,12) \text{ кэВ}, \quad (14)$$

$$\Gamma(\eta' \rightarrow \pi\gamma\gamma)_{\text{exp}} = (0,73 \pm 0,05) \text{ кэВ} [1]. \quad (15)$$

Амплитуда векторного t -, u -каналов распада $\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma$ принимает вид

$$T_{(\rho+\omega)} = \frac{\alpha_{\text{em}}\alpha_\rho}{(2\pi F_\pi)^2} \sin \bar{\theta}_\eta \cos \bar{\theta}_\eta \left[\frac{9}{M_\rho^2 - t - iM_\rho\Gamma_\rho} + \frac{1}{M_\omega^2 - t - iM_\omega\Gamma_\omega} \right] \times \\ \times \epsilon_{\alpha\mu\lambda\delta} \epsilon_{\alpha\nu\tau\sigma} e_\mu^*(p_1) e_\nu^*(p_2) p_{\eta'\lambda} p_{1\delta} p_{\eta\tau} p_{2\sigma} + (p_1 \leftrightarrow p_2), \quad (16)$$

$$T_{(\phi)} = -\frac{\alpha_{\text{em}}\alpha_\phi}{(2\pi F_\pi)^2} \left(\frac{F_\pi}{F_s} \right)^2 \sin \bar{\theta}_\eta \cos \bar{\theta}_\eta \left[\frac{4}{M_\phi^2 - t - iM_\phi\Gamma_\phi} \right] \times \\ \times \epsilon_{\alpha\mu\lambda\delta} \epsilon_{\alpha\nu\tau\sigma} e_\mu^*(p_1) e_\nu^*(p_2) p_{\eta'\lambda} p_{1\delta} p_{\eta\tau} p_{2\sigma} + (p_1 \leftrightarrow p_2), \quad (17)$$

где $F_s/F_\pi \approx 1,28$ [28].

В отличие от предыдущих процессов, здесь в промежуточном состоянии может принимать участие ϕ -мезон. Однако его вклад составляет порядка 1%. Бокс-диаграммы и диаграммы со скалярным мезоном здесь имеют такую же структуру, как и в предыдущих случаях, и не дают вклада в ширину.

Тогда для ширины процесса $\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma$ можно получить значение

$$\Gamma(\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma) = (39,3 \pm 5,9) \text{ эВ}, \quad (18)$$

что несколько превышает экспериментальное ограничение, представленное BESIII [5],

$$\Gamma(\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma)_{\text{exp}} < 30 \text{ эВ}. \quad (19)$$

ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе в рамках киральной кварковой модели НИЛ вычислены ширины двойных радиационных распадов $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$, $\eta' \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ и $\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma$. В данных процессах векторный канал вносит доминирующий вклад в их ширины. Теоретические предсказания, полученные в модели НИЛ для инвариантной массы двух фотонов $M_{\gamma\gamma}^2$ распадов $\eta/\eta' \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$, и сравнение с экспериментальными данными приведены на рис. 2 и 3. Наблюдаемый резонанс в дифференциальной ширине распада $\eta' \rightarrow \pi\gamma\gamma$ соответствует вкладам промежуточных векторных мезонов ρ и ω .

Экспериментальные ширины радиационных распадов $\eta/\eta' \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ измерены с хорошей точностью. Однако для процесса $\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma$ нет достаточно точных экспериментальных данных. Недавно коллаборация BESIII представила верхнее ограничение для парциальной ширины распада $\Gamma(\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma) < 30 \text{ эВ}$ [5]. Полученный нами результат для данного процесса в настоящей работе оказывается несколько больше этих данных.

В модели НИЛ с достаточной точностью можно описывать сильные и слабые распады мезонов [28, 35, 41]. В то же время при определении констант связи не были учтены электромагнитные взаимодействия частиц. Заметим, что при введении в рассмотрение электромагнитных взаимодействий в модели появляется фотон. Эта частица может взаимодействовать с мезонами не только через кварковые петли, но также

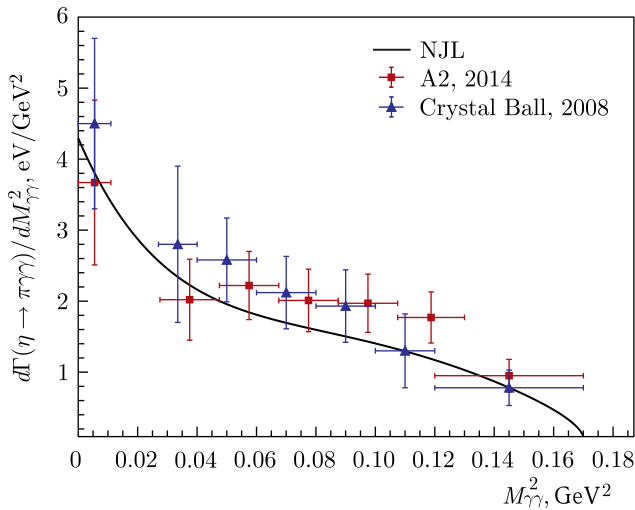


Рис. 2. Вычисленное распределение для инвариантной массы двух фотонов $M_{\gamma\gamma}^2$ для распада $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$. Экспериментальные точки взяты из работ [2, 42]

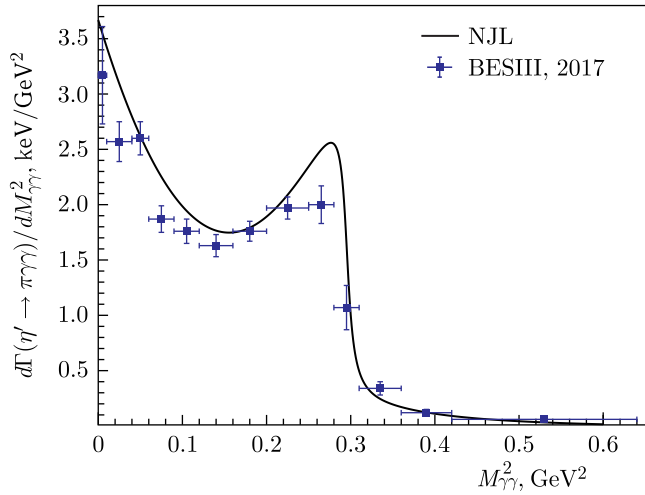


Рис. 3. Сравнение данных BESIII [3] для распределения инвариантной массы с предсказаниями модели НИЛ для распада $\eta' \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$. Наблюдаемый резонанс соответствует вкладам от промежуточных векторных мезонов ρ и ω

и через заряженные мезонные петли. В работах [43, 44] было показано, что если в распадах $\rho/\omega \rightarrow e^+e^-$ помимо кварковых петель учесть заряженные мезонные петли из двух пионов и двух каонов, то согласие с экспериментом можно получить при значении констант связи $g_\rho = g_\omega = 6$, которое согласуется со значением, полученным из сильного распада $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Аналогичная ситуация возникает в процессах рождения пионной пары в e^+e^- -аннигиляции [44]. Действительно, если к подпроцессу перехода фотона в ρ -мезон через кварковую петлю дополнительно рассмотреть мезонные петли, то также можно получить хорошее согласие с экспериментом, используя значение $g_\rho = 6$. Если не вводить мезонные петли, то согласия с экспериментом можно добиться, используя несколько измененные значения констант связи g_ρ и g_ω , при которых распады $\rho/\omega \rightarrow e^+e^-$ согласуются с экспериментом при использовании только кварковых петель. Поскольку в настоящей работе мы также имели дело только с кварковыми петлями, то интересно проверить, как изменятся результаты наших вычислений, если при описании рассматриваемых здесь радиационных распадов заменить константы связи $g_\rho = g_\omega = 6$ на эффективные константы $g_\rho^{(e)} = 5$ и $g_\omega^{(e)} = 5,6$, хорошо согласующиеся с экспериментальными значениями распадов $\rho/\omega \rightarrow e^+e^-$ при использовании только кварковых петель. В результате мы получаем вполне удовлетворительное согласие для ширины распадов $\eta/\eta' \rightarrow \pi\gamma\gamma$ с современными экспериментальными данными и вполне разумное предсказание для ширины распада $\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma$ в согласии с современным экспериментальным ограничением. Эти результаты приведены в таблице. Как видно из таблицы, при использовании измененных констант связи полученные результаты лучше согласуются с недавними экспериментальными результатами коллаборации KLOE-2.

Интересно сравнить эти данные с результатами работы [7], где получены ширины распадов $\Gamma(\eta \rightarrow \pi\gamma\gamma) = 0,17(0,18)$ эВ, $\Gamma(\eta' \rightarrow \pi\gamma\gamma) = 0,70(0,57)$ кэВ и $\Gamma(\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma) =$

Ширины радиационных распадов в η В. Во второй колонке приведены результаты модели НИЛ для ширины распадов. Третья колонка содержит результаты, полученные с использованием векторных констант связи $g_\rho = 5,0$ ($\rho \rightarrow e^+e^-$) и $g_\omega = 5,6$ ($\omega \rightarrow e^+e^-$)

Распад	НИЛ ($g_\rho = g_\omega = 6,0$)	VMD ($g_\rho = 5,0, g_\omega = 5,6$)	Эксперимент [1]
$\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$	$(2,40 \pm 0,36) \cdot 10^{-4}$	$1,30 \cdot 10^{-4}$	$(3,40 \pm 0,30) \cdot 10^{-4}$ $(1,28 \pm 0,18) \cdot 10^{-4}$ [6]
$\eta' \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$	$0,81 \pm 12$	$0,57$	$0,73 \pm 0,05$
$\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma$	$(3,93 \pm 0,58) \cdot 10^{-2}$	$2,17 \cdot 10^{-2}$	$< 3,00 \cdot 10^{-2}$

20,9(23,0) эВ. Наши значения близки к этим результатам, поскольку в работе [7] была использована модель, связанная с векторной доминантностью. Это объясняется тем, что модель векторной доминантности автоматически возникает в рамках стандартной модели НИЛ при учете электромагнитных взаимодействий (см. [28]).

В недавней работе [45] при исследовании процесса $\eta \rightarrow \pi\gamma\gamma$ был учтен тензорный канал, содержащий мезон $a_2(1320)$. В результате было установлено, что индивидуальный вклад a_2 пренебрежимо мал, а его отрицательная интерференция с векторными каналами уменьшает итоговую ширину распада до значения $\Gamma(\eta \rightarrow \pi\gamma\gamma) = 0,154(22)$ эВ. К сожалению, такие мезоны не описываются используемой в настоящей работе версией модели НИЛ. Однако возможность участия таких мезонов в процессах данного типа создает пространство для дальнейших исследований.

Благодарности. Авторы благодарят профессора А. Б. Арбузова за полезные обсуждения. Работа поддержана грантом Комитета науки Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан (грант № AP32318769).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Navas S. et al. (Particle Data Group Collab.). Review of Particle Physics // Phys. Rev. D. 2024. V. 110, No. 3. P. 030001.*
2. *Nefkens B. M. K. et al. (A2 at MAMI Collab.). New Measurement of the Rare Decay $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ with the Crystal Ball/TAPS Detectors at the Mainz Microtron // Phys. Rev. C. 2014. V. 90, No. 2. P. 025206; arXiv:1405.4904 [hep-ex].*
3. *Ablikim M. et al. (BESIII Collab.). Observation of the Doubly Radiative Decay $\eta' \rightarrow \gamma\gamma\pi^0$ // Phys. Rev. D. 2017. V. 96, No. 1. P. 012005; arXiv:1612.05721.*
4. *Fang S. S., Kupsc A., Wei D. H. An Overview of η and η' Decays at BESIII // Chin. Phys. C. 2018. V. 42, No. 4. P. 042002; arXiv:1710.05173.*
5. *Ablikim M. et al. (BESIII Collab.). Search for the Decay $\eta' \rightarrow \gamma\gamma\eta$ // Phys. Rev. D. 2019. V. 100, No. 5. P. 052015; arXiv:1906.10346.*
6. *Babusci D. et al. (KLOE-2 Collab.). Measurement of $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ Branching Fraction with the KLOE Detector. arXiv:2505.09285. 2025.*
7. *Escribano R., González-Solís S., Jora R., Royo E. Theoretical Analysis of the Doubly Radiative Decays $\eta^{(\prime)} \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ and $\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma$ // Phys. Rev. D. 2020. V. 102, No. 3. P. 034026; arXiv:1812.08454.*
8. *Gan L., Kubis B., Passemar E., Tulin S. Precision Tests of Fundamental Physics with η and η' Mesons // Phys. Rep. 2022. V. 945. P. 1–105; arXiv:2007.00664.*

9. *Escribano R., González-Solís S., Royo E.* Sensitivity of the $\eta(\prime) \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ and $\eta' \rightarrow \eta\gamma\gamma$ Decays to a Sub-GeV Leptophobic $U(1)$ B Boson // *Phys. Rev. D.* 2022. V. 106, No. 11. P. 114007; arXiv:2207.14263.
10. *'t Hooft G.* How Instantons Solve the $U(1)$ Problem // *Phys. Rep.* 1986. V. 142. P. 357–387.
11. *Volkov M.K., Nagy M., Yudichev V.L.* Scalar Mesons in the Nambu–Jona-Lasinio Model with 't Hooft Interaction // *Nuovo Cim. A.* 1999. V. 112. P. 225–232; arXiv:hep-ph/9804347.
12. *Oppo G., Oneda S.* Models of $\eta^0 \rightarrow \pi^0 + 2\gamma$ Decay // *Phys. Rev.* 1967. V. 160. P. 1397–1406.
13. *Baracca A., Bramon A.* General Analysis of the Vector-Meson Dominance Model Predictions for Meson Decays // *Nuovo Cim. A.* 1970. V. 69. P. 613–631.
14. *Ebert D., Volkov M.K.* On the Problem of the $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ Decay // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1979. V. 30. P. 736.
15. *Ebert D., Volkov M.K.* Meson Interactions within Nonlinear Chiral Theories // *Fortsch. Phys.* 1981. V. 29. P. 35–94.
16. *Ivanov A.N., Troitskaya N.I.* Anomalies of Quark Diagrams in the $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ Decay and the Quark Structure of the Scalar Meson Delta (980) // *Yad. Fiz.* 1982. V. 36. P. 494–497.
17. *Kreopalov D.V., Volkov M.K.* The Decay $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ in the Model of Mesons with Quark Loops // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1983. V. 37. P. 770.
18. *Bel'kov A.A., Lanyov A.V., Scherer S.* $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ and $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ at $O(p^6)$ in the NJL Model // *J. Phys. G.* 1996. V. 22. P. 1383–1394; arXiv:hep-ph/9506406.
19. *Radzhabov A.E., Volkov M.K.* Process $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ in the Nambu–Jona-Lasinio Model // *Phys. Rev. D.* 2006. V. 74. P. 113001; arXiv:hep-ph/0610159.
20. *Ng J.N., Peters D.J.* The Decay of the Eta Meson into $\pi\mu^+\mu^-$ // *Phys. Rev. D.* 1992. V. 46. P. 5034–5039.
21. *Ko P.* Contributions to the C Odd Axial Vector Resonances to $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ and $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ // *Phys. Rev. D.* 1993. V. 47. P. 3933–3937.
22. *Ametller L., Bijens J., Bramon A., Cornet F.* Chiral Perturbation Theory for $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ // *Phys. Lett. B.* 1992. V. 276. P. 185–190.
23. *Ko P.* $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ and $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ in $O(p^6)$ Chiral Perturbation Theory // *Phys. Lett. B.* 1995. V. 349. P. 555–560; arXiv:hep-ph/9503253.
24. *Oset E., Pelaez J.R., Roca L.* $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ Decay within a Chiral Unitary Approach // *Phys. Rev. D.* 2003. V. 67. P. 073013; arXiv:hep-ph/0210282.
25. *Oset E., Pelaez J.R., Roca L.* $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ Decay within a Chiral Unitary Approach Revisited // *Phys. Rev. D.* 2008. V. 77. P. 073001; arXiv:0801.2633 [hep-ph].
26. *Danilkin I., Deineka O., Vanderhaeghen M.* Theoretical Analysis of the $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ Process // *Phys. Rev. D.* 2017. V. 96, No. 11. P. 114018; arXiv:1709.08595.
27. *Volkov M.K.* Meson Lagrangians in a Superconductor Quark Model // *Ann. Phys.* 1984. V. 157. P. 282–303.
28. *Volkov M.K.* Low-Energy Meson Physics in the Quark Model of Superconductivity Type // *Sov. J. Part. Nucl.* 1986. V. 17. P. 186.
29. *Ebert D., Reinhardt H.* Effective Chiral Hadron Lagrangian with Anomalies and Skyrme Terms from Quark Flavour Dynamics // *Nucl. Phys. B.* 1986. V. 271. P. 188–226.
30. *Vogl U., Weise W.* The Nambu and Jona-Lasinio Model: Its Implications for Hadrons and Nuclei // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 1991. V. 27. P. 195–272.
31. *Klevansky S.P.* The Nambu–Jona-Lasinio Model of Quantum Chromodynamics // *Rev. Mod. Phys.* 1992. V. 64. P. 649–708.
32. *Hatsuda T., Kunihiro T.* QCD Phenomenology Based on a Chiral Effective Lagrangian // *Phys. Rep.* 1994. V. 247. P. 221–367; arXiv:hep-ph/9401310.
33. *Ebert D., Reinhardt H., Volkov M.K.* Effective Hadron Theory of QCD // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 1994. V. 33. P. 1–120.

34. *Buballa M.* NJL Model Analysis of Quark Matter at Large Density // *Phys. Rep.* 2005. V. 407. P. 205–376; arXiv:hep-ph/0402234.
35. *Volkov M. K., Radzhabov A. E.* The Nambu–Jona-Lasinio Model and Its Development // *Phys. Usp.* 2006. V. 49. P. 551–561; arXiv:hep-ph/0508263.
36. *Volkov M. K., Arbuzov A. B.* Low-Energy Processes of Meson Production in the Extended Nambu–Jona-Lasinio Model // *Phys. Part. Nucl.* 2016. V. 47, No. 4. P. 489–507.
37. *Volkov M. K., Arbuzov A. B.* Meson Production Processes in Electron–Positron Collisions and Tau–Lepton Decays within the Extended Nambu–Jona-Lasinio Model // *Phys. Usp.* 2017. V. 60, No. 7. P. 643–666.
38. *Volkov M. K., Pivovarov A. A., Nurlan K.* Description of the Decay $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$ in the NJL-Type Chiral Quark Model // *Phys. Rev. D.* 2023. V. 107, No. 11. P. 116009; arXiv:2303.02730.
39. *Volkov M. K., Pivovarov A. A., Nurlan K.* Three-Meson τ Decays Involving Kaons and η Mesons in the NJL Model // *Phys. Rev. D.* 2024. V. 109, No. 1. P. 016016; arXiv:2307.09228.
40. *Volkov M. K., Pivovarov A. A., Nurlan K.* Decays $f_1 \rightarrow a_\pi, \pi\pi\pi(\eta)$ and $f_1 \rightarrow KK\pi$ in the Chiral $U(3) \times U(3)$ Quark NJL Model // *Phys. Rev. D.* 2025. V. 112, No. 3. P. 036019.
41. *Volkov M. K.* Effective Chiral Lagrangians and the Nambu–Jona-Lasinio Model // *Phys. Part. Nucl.* 1993. V. 24. P. 35–58.
42. *Prakhov S. et al.* Measurement of the Invariant-Mass Spectrum for the Two Photons from the $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ Decay // *Phys. Rev. C.* 2008. V. 78. P. 015206.
43. *Volkov M. K., Osipov A. A., Pivovarov A. A., Nurlan K.* $1/N_c$ Approximation and Universality of Vector Mesons // *Phys. Rev. D.* 2021. V. 104, No. 3. P. 034021; arXiv:2105.02160.
44. *Volkov M. K., Pivovarov A. A., Nurlan K.* Description of the Processes $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ and $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$ in the NJL Model with Value of the Vector Coupling Constant $g_\rho = 6$ // *Nucl. Phys. A.* 2025. V. 1054. P. 122992; arXiv:2407.07986.
45. *Escribano R., González-Solís S., Royo E.* Assessment of the $a_2(1320)$ Tensor-Meson Contribution to $\eta/\eta' \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ Decays // *Phys. Rev. D.* 2025. V. 112, No. 11. P. 114009; arXiv:2510.00787.

Получено 16 ноября 2025 г.