

ПАРАМЕТРЫ СМЕШИВАНИЯ η - И η' -МЕЗОНОВ

*Е. З. Авакян, С. Л. Авакян*¹

Гомельский государственный технический университет им. П. О. Сухого, Гомель, Белоруссия

Получены углы смешивания η - и η' -мезонов как в схеме октет-синглетного смешивания $\theta_\eta = -15,4^\circ$, $\theta'_\eta = -17,9^\circ$, так и в схеме, связанной с разложением по кварковому базису $\bar{q}q - \bar{s}s$ $\varphi = 39,3^\circ$. Вычислены константы $g_{V\eta\gamma}$, $g_{\eta'V\gamma}$ радиационных распадов $\eta' \rightarrow V\gamma$ и $V \rightarrow \eta\gamma$ ($V \equiv \rho, \omega, \varphi$), отношения констант слабых распадов η - и η' -мезонов. Полученные численные значения находятся в согласии с экспериментальными данными.

The mixing angles of $\eta - \eta'$ have been obtained both in the octet-singlet basis $\theta_\eta = -15.4^\circ$, $\theta'_\eta = -17.9^\circ$ and in the quark basis $\bar{q}q - \bar{s}s$ $\varphi = 39.3^\circ$. The decay constants $g_{V\eta\gamma}$, $g_{\eta'V\gamma}$ of $V \rightarrow \eta\gamma$, $\eta' \rightarrow V\gamma$ transitions ($V \equiv \rho, \omega, \varphi$) and the relations of weak decays constants were calculated. The numerical results are in the agreement with experimental data.

PACS: 12.39.-x; 13.20.-v; 13.40.-f; 14.40.Be

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день никто не сомневается в том, что адроны состоят из кварков. На данный момент прилагаются значительные усилия для того, чтобы получить адекватное описание низкоэнергетической адронной физики, исходя из фундаментальных представлений КХД. Однако основная трудность при этом заключается в том, что теория возмущений КХД, основанная на асимптотической свободе, оказывается неприменимой при низких энергиях. Наряду с этим неясным остается вопрос адронизации, т. е. возникновения бесцветных адронов в результате кварк-глюонного взаимодействия, а также и проблема конфайнмента, т. е. отсутствия кварков и глюонов в наблюдаемом спектре. В литературе существует целый ряд феноменологических и полуфеноменологических подходов к описанию взаимодействия адронов в области конфайнмента (на расстояниях 0,3–1,0 фм), значительное развитие получили кварковые модели. Особо интересным при выяснении механизма адронизации и конфайнмента является изучение псевдоскалярных η - и η' -мезонов. Физические состояния η и η' представляют собой смесь η_8 и η_0 , и природа такого смешивания до конца не изучена. В настоящее время рядом коллабораций ведутся интенсивные экспериментальные исследования η, η' -системы [1–7].

Хорошо известно, что $SU(3)$ кварковая модель предсказывает существование октета безмассовых псевдоскаляров $\eta_8 = 1/\sqrt{6}(u\bar{u} + d\bar{d} - s\bar{s})$ и массивного синглета $\eta_1 = 1/\sqrt{3}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$. Физические состояния η и η' представляют собой смесь η_8 и η_0 :

$$\begin{pmatrix} \eta \\ \eta' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_8 \\ \eta_0 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

¹E-mail: avakyan@tut.by

Изучение η - η' -смешивания является крайне важным для понимания кварковых моделей и КХД. Этому вопросу посвящен целый ряд обзоров, например [8]. Теоретический анализ обычно модельно-зависим, и предсказания для угла смешивания θ колеблются в пределах от -12° [9] до -20° [10]. Помимо угла смешивания, как правило, вводятся еще два параметра f_8 и f_0 , представляющие собой константы распадов η_8 и η_0 . Оценки этих параметров также модельно-зависимы и достаточно сильно разнятся: f_8 оценивается от $0,71f_\pi$ в [11] до $1,28f_\pi$ в [12]; f_0 оценивается в пределах от $0,94f_\pi$ в [11] до $1,25f_\pi$ в [12]. В работе [12] была предложена схема смешивания с двумя углами, в которой константы связаны соотношением

$$\begin{pmatrix} f_\eta \\ f_{\eta'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_8 & -\sin \theta_0 \\ \sin \theta_8 & \cos \theta_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_{\eta_8} \\ f_{\eta_0} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Помимо упомянутой выше, в [8] рассматривается схема смешивания, основанная на кварковом базисе $q\bar{q} = \frac{u\bar{u} + d\bar{d}}{\sqrt{2}}$ и $s\bar{s}$. В этом случае предполагается, что смешивание для констант такое же, как и для самих мезонных состояний:

$$\begin{pmatrix} \eta(f_\eta) \\ \eta'(f_{\eta'}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_8(f_{\eta_8}) \\ \eta_0(f_{\eta_0}) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Анализ рассмотренных схем может быть проведен при вычислении констант двух фотонных распадов пиона, η - и η' -мезонов. Вычисление адронных матричных элементов, необходимых для получения указанных констант, будем проводить в рамках модели конфайнмированных кварков (МКК) [13]. В данной работе параметры смешивания η - и η' -мезонов получены с использованием экспериментальных значений ширины двух-фотонных распадов η - и η' -мезонов. Далее нами вычислены константы $f_\eta, f_{\eta'}$ распадов $\eta, \eta' \rightarrow \mu\nu$, что является дополнительной проверкой для полученных значений углов смешивания. Полученные значения углов смешивания использованы для вычисления констант радиационных распадов $V \rightarrow P\gamma$ и $P \rightarrow V\gamma$ ($P \equiv \eta, \eta'$; $V \equiv \rho, \omega, \varphi$).

1. КВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ

Кварковые системы, содержащие только u -, d -, s -кварки, успешно описываются в рамках МКК [13]. Модель базируется на следующих предположениях.

- Предполагается, что адронные поля возникают в результате интегрирования по глюонным и кварковым переменным в производящем функционале КХД. В результате получается лагранжиан взаимодействия адронов с кварками:

$$\mathcal{L}_M = \frac{g_M}{\sqrt{2}} M_i \bar{q}_m^a \Gamma_\mu \lambda^{mn} q_n^a.$$

Здесь $q_j^a = (u^a, d^a, s^a)$ — кварковые поля; M_i — евклидовы поля, связанные с полями физических частиц; λ^i — матрицы Гелл-Манна; Γ_μ — дираковские матрицы; a — цветовой индекс; g_M — константы взаимодействия мезонов с кварками. Все взаимодействия адронов с кварками описываются кварковыми диаграммами, полученными из S -матрицы, усредненной по глюонному вакууму:

$$S = \int d\sigma_{\text{vac}} T \exp \left\{ i \int dx \mathcal{L}_{\text{int}} \right\}.$$

Пропагатор кварка имеет следующий вид:

$$S(x_1, x_2|B_{\text{vac}}) = \langle 0|T(q(x_1)\bar{q}(x_2))|0\rangle = i(\hat{p} + \hat{B}_{\text{vac}})^{-1}\delta(x_1 - x_2).$$

• Второе основное предположение МКК состоит в том, что конфайнмент кварков обеспечивается наличием нетривиального глюонного вакуума. Предполагается, что усреднение по вакуумным глюонным полям \hat{B}_{vac} кварковых диаграмм, генерируемых S -матрицей, должно обеспечивать конфайнмент кварков и делать теорию конечной.

Анац конфайнмента в МКК состоит в случае однопетлевых кварковых диаграмм в замене

$$\begin{aligned} \int d\sigma_{\text{vac}} \text{Tr} |M(x_1)S(x_1, x_2|B_{\text{vac}}) \cdots M(x_n)S(x_n, x_1|B_{\text{vac}})| &\longrightarrow \\ \longrightarrow \int d\sigma_v \text{Tr} |M(x_1)S_v(x_1 - x_2) \cdots M(x_n)S_v(x_n - x_1)|, &\quad (4) \end{aligned}$$

где

$$S_v(x_1 - x_2) = \int \frac{d^4p}{i(2\pi)^4} e^{-ip(x_1 - x_2)} \frac{1}{v\Lambda_q - \hat{p}}. \quad (5)$$

Параметр Λ_q характеризует размер области конфайнмента кварка с ароматом $q = u, d, s$. Мера интегрирования $d\sigma_v$ определена так, что

$$\int \frac{d\sigma_v}{v - \hat{z}} = G(z) = a(-z^2) + \hat{z}b(-z^2). \quad (6)$$

Функция $G(z)$ называется функцией конфайнмента. $G(z)$ не зависит ни от цвета, ни от аромата кварков и представляет собой целую функцию, убывающую в евклидовой области быстрее любой степени z при $z^2 \rightarrow \infty$. Выбор функции $G(z)$, или, что то же самое, $a(-z^2)$ и $b(-z^2)$, является одним из модельных предположений. Мы будем использовать $a(-z^2)$ и $b(-z^2)$ в виде

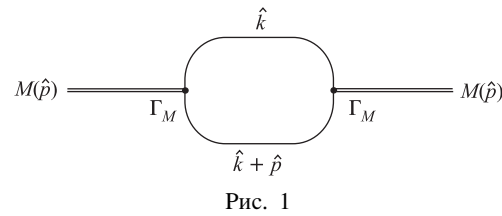
$$a(u) = a_0 e^{-u^2 - a_1 u}, \quad b(u) = b_0 e^{-u^2 - b_1 u}. \quad (7)$$

Константы взаимодействия g_M мезонов с кварками определяются из так называемого условия связности [14]:

$$Z_M = 1 + \frac{3g_M^2}{4\pi^2} \tilde{\Pi}'_M(m_M) = 0, \quad (8)$$

где $\tilde{\Pi}'_M(P)$ — производная от массового оператора соответствующего мезона. Для дальнейших расчетов удобно вместо g_M использовать величину

$$h_M = \frac{3g_M^2}{4\pi^2} = \frac{1}{\tilde{\Pi}'_M(m_M^2)}. \quad (9)$$



Массовый оператор $\tilde{\Pi}_M(P)$, входящий в (8), определяется диаграммой, приведенной на рис. 1.

Петлевой интеграл для $\tilde{\Pi}_M(P)$ в МКК в силу (4) и (5) имеет вид

$$\tilde{\Pi}_M = \int d\sigma_v \int \frac{d^4k}{i(2\pi)^4} \text{Tr} \left| \Gamma_M \frac{1}{v\Lambda_{q_1} - \hat{k}} \Gamma_M \frac{1}{v\Lambda_{q_2} - (\hat{k} + \hat{p})} \right|. \quad (10)$$

Требование выполнения в МКК аномальных тождеств Уорда дает дополнительные соотношения между $a(0)$ и $b(0)$: $b(0) = -a'(0)$, $a(0) = 2$. Используя $a(u)$ и $b(u)$ в форме (7), можно получить соотношения $a_0 = 2$, $a_1 = b_0/4$. Таким образом, свободными параметрами модели являются Λ_q, b_0, b_1 . Параметры модели были зафиксированы фитированием по хорошо известным константам низкоэнергетической физики ($f_\pi, f_K, g_{\rho\gamma}, g_{\rho\gamma}, g_{\pi\gamma\gamma}, g_{\omega\pi\gamma}, g_{\rho\pi\pi}, g_{K^*\pi\pi}$):

$$\Lambda_n = 460 \text{ МэВ}, \quad n \equiv u, d, \quad \Lambda_s = 506 \text{ МэВ}, \quad b_0 = 2, \quad b_1 = 0, 2.$$

2. ПАРАМЕТРЫ СМЕШИВАНИЯ η - И η' -МЕЗОНОВ

Для определения значений углов смешивания воспользуемся экспериментальными данными о константах радиационных распадов η - и η' -мезонов. Экспериментальные значения ширины данных распадов [15]:

$$W_{\text{exp}}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) = (0,46 \pm 0,04) \text{ кэВ},$$

$$W_{\text{exp}}(\eta' \rightarrow \gamma\gamma) = (4,27 \pm 0,19) \text{ кэВ}.$$

И, соответственно, константы данных распадов имеют следующие значения:

$$g_{\eta\gamma\gamma}^{\text{exp}} = 0,259 \text{ ГэВ}^{-1}, \quad g_{\eta'\gamma\gamma}^{\text{exp}} = 0,341 \text{ ГэВ}^{-1}.$$

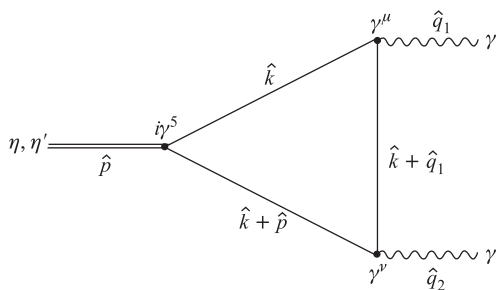


Рис. 2

Амплитуда данного распада определяется диаграммой, приведенной на рис. 2.

В общем виде соответствующая амплитуда может быть записана в виде

$$A(P \rightarrow \gamma\gamma) = e^2 g_{P\gamma\gamma} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon^\mu \epsilon^\nu q_1^\alpha q_2^\beta,$$

где $g_{P\gamma\gamma}$ — константа распада, которая в МКК связана с вычислением петлевого интеграла $I_{\text{PVV}}^{\mu\nu}$, соответствующего диаграмме, приведенной на рис. 2:

$$I_{\text{PVV}}^{\mu\nu} = \int d\sigma_v \int \frac{d^4k}{i(2\pi)^4} \text{Tr} \left| i\gamma^5 \frac{1}{v\Lambda_q - \hat{k}} \gamma^\mu \frac{1}{v\Lambda_q - (\hat{k} + \hat{q}_1)} \gamma^\nu \frac{1}{v\Lambda_q - (\hat{k} + \hat{p})} \right| =$$

$$= F_{\text{PVV}}(p^2, q_1^2, q_2^2, \Lambda_q) \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q_1^\alpha q_2^\beta. \quad (11)$$

Аналитические выражения для константы радиационных распадов η - и η' -мезонов получены в обеих вышеуказанных схемах. В схеме, связанной с октет-синглетным смешиванием, соответствующие константы получены в следующем виде:

$$\begin{aligned} g_{\eta\gamma\gamma}(\theta_\eta) &= \frac{\sqrt{3}}{\pi} (g_{\eta 8\gamma\gamma}(m_\eta^2) \cos \theta_\eta - g_{\eta 0\gamma\gamma}(m_\eta^2) \sin \theta_\eta), \\ g_{\eta'\gamma\gamma}(\theta_{\eta'}) &= \frac{\sqrt{3}}{\pi} (g_{\eta 8\gamma\gamma}(m_{\eta'}^2) \sin \theta_{\eta'} + g_{\eta 0\gamma\gamma}(m_{\eta'}^2) \cos \theta_{\eta'}), \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} g_{\eta 0\gamma\gamma}(x) &= \sqrt{h_{\eta 0}(x)} \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{5}{9} F_{\text{PVV}}(x, 0, 0, \Lambda_n) + \frac{1}{9} F_{\text{PVV}}(x, 0, 0, \Lambda_s) \right), \\ g_{\eta 8\gamma\gamma}(x) &= \sqrt{h_{\eta 8}(x)} \frac{1}{\sqrt{6}} \left(\frac{5}{9} F_{\text{PVV}}(x, 0, 0, \Lambda_n) - \frac{2}{9} F_{\text{PVV}}(x, 0, 0, \Lambda_s) \right). \end{aligned} \quad (13)$$

$h_M(x)$ — константы взаимодействия мезонов, имеющих массу x , с кварками, определенные формулами (8)–(10). Функции F_{PVV} , входящие в (13), определяются петлевым интегралом (11) и получены в виде

$$F_{\text{PVV}}(p^2, q_1^2, q_2^2, \Lambda) = \frac{1}{\Lambda} \int_0^1 \{d^3\alpha\} a \left(-\frac{p^2\alpha_2\alpha_3 + q_1^2\alpha_1\alpha_3 + q_2^2\alpha_1\alpha_2}{\Lambda^2} \right). \quad (14)$$

Значения углов θ_η , $\theta_{\eta'}$ находим, решая тригонометрические уравнения (12). Получены следующие решения:

$$\theta_\eta = -15,4^\circ, \quad \theta_{\eta'} = 58^\circ \text{ или } \theta_{\eta'} = -17,9^\circ.$$

В схеме, связанной с разложением по кварковому базису (3),

$$\begin{aligned} g_{\eta\gamma\gamma}(\varphi) &= \frac{\sqrt{3h_\eta(\varphi)}}{9\pi} \left(\frac{5F_{\text{PVV}}(m_\eta^2, 0, 0, \Lambda_n)}{\sqrt{2}} \cos \varphi - F_{\text{PVV}}(m_\eta^2, 0, 0, \Lambda_s) \sin \varphi \right), \\ g_{\eta'\gamma\gamma}(\varphi) &= \frac{\sqrt{3h_{\eta'}(\varphi)}}{9\pi} \left(\frac{5F_{\text{PVV}}(m_{\eta'}^2, 0, 0, \Lambda_n)}{\sqrt{2}} \sin \varphi + F_{\text{PVV}}(m_{\eta'}^2, 0, 0, \Lambda_s) \cos \varphi \right). \end{aligned}$$

Оказалось, что наилучшее согласие с экспериментальными данными достигается при $\varphi = 39,3^\circ$.

3. КОНСТАНТЫ СЛАБЫХ РАСПАДОВ η -, η' -МЕЗОНОВ

Вычисление слабых констант, аналогичных константе f_π , представляет интерес как с теоретической точки зрения, так и как дополнительная проверка полученных значений для углов смешивания. В схеме с октет-синглетным смешиванием в предположении, что

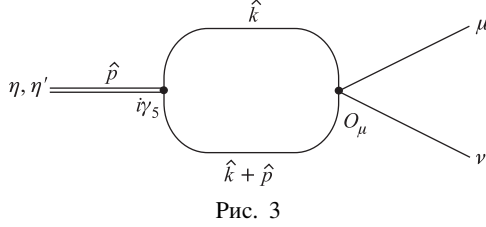


Рис. 3

имеются два угла смешивания, соотношение слабых констант имеет вид (2). В схеме смешивания, основанной на кварковом базисе $q\hat{q} = \frac{u\hat{u} + d\hat{d}}{\sqrt{2}}$ и $s\hat{s}$, предполагается, что смешивание для констант такое же, как и для самих мезонных состояний, и определяется формулой (3). Константы $f_\eta, f_{\eta'}$, входящие

в (2), (3), определяются соответствующей комбинацией кварковых диаграмм типа приведенной на рис. 3.

Слабые константы определяются следующим образом:

$$\langle 0 | J_{\mu 5} | M(P) \rangle = i f_M p_\mu.$$

В схеме, связанной с разложением по кварковому базису, имеем

$$J_{\mu 5}^q = \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{u}\gamma_\mu\gamma_5 u + \bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 d), \quad J_{\mu 5}^s = \bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 s.$$

Таким образом,

$$f_\eta = f_\eta^q \cos \varphi - f_\eta^s \sin \varphi, \quad f_{\eta'} = f_{\eta'}^q \sin \varphi + f_{\eta'}^s \cos \varphi,$$

где

$$f_P^{q,s} = \frac{\sqrt{3h_P(\varphi)}}{2\pi} \Lambda_{n,s} F_{\text{PW}}(m_P^2, \Lambda_{n,s}), \quad P = \eta, \eta',$$

F_{PW} — структурный интеграл, соответствующий диаграмме, приведенной на рис. 3,

$$I_{\text{PW}}^\mu = \int d\sigma_v \int \frac{d^4 k}{i2\pi^2} \text{Tr} \left| i\gamma^5 \frac{1}{v\Lambda_q - \hat{k}} O^\mu \frac{1}{v\Lambda_q - (\hat{k} + \hat{p})} \right| = p^\mu \Lambda_q F_{\text{PW}}(p^2, \Lambda_q).$$

$F_{\text{PW}}(p^2, \Lambda_q)$, полученный согласно (6), (7), имеет следующий вид:

$$F_{\text{PW}}(p^2, \Lambda_q) = \int_0^\infty du a(u) + \frac{p^2}{4\Lambda_q^2} \int_0^1 du \sqrt{1-ua} \left(-u \frac{p^2}{4\Lambda_q^2} \right).$$

Получены следующие численные соотношения:

$$\frac{f_\eta^q}{f_\pi} = 1,263; \quad \frac{f_\eta^s}{f_\pi} = 1,304; \quad \frac{f_{\eta'}^q}{f_\pi} = 1,97; \quad \frac{f_{\eta'}^s}{f_\pi} = 1,95. \quad (15)$$

В схеме, связанной с октет-синглетным смешиванием, имеем

$$\begin{aligned} \langle 0 | J_{\mu 5}^a | \eta \rangle &= \langle 0 | J_{\mu 5}^a | \eta_8 \rangle \cos \theta_\eta - \langle 0 | J_{\mu 5}^a | \eta_0 \rangle \sin \theta_\eta, \\ \langle 0 | J_{\mu 5}^a | \eta' \rangle &= \langle 0 | J_{\mu 5}^a | \eta_8 \rangle \sin \theta_{\eta'} - \langle 0 | J_{\mu 5}^a | \eta_0 \rangle \cos \theta_{\eta'}. \end{aligned}$$

Соответствующие константы получены нами в виде

$$f_\eta^a = f_8^a \cos \theta_\eta - f_0^a \sin \theta_\eta, \quad (16)$$

$$f_{\eta'}^a = f_8^a \sin \theta_{\eta'} + f_0^a \cos \theta_{\eta'}. \quad (17)$$

Здесь

$$f_8^8(m_p) = \frac{\sqrt{3h_8(m_p^2)}}{6\pi\sqrt{2}} (\Lambda_n F_{\text{PW}}(m_p^2, \Lambda_n) + 2\Lambda_s F_{\text{PW}}(m_p^2, \Lambda_s)),$$

$$f_0^8(m_p) = \frac{\sqrt{3h_0(m_p^2)}}{6\pi} (\Lambda_n F_{\text{PW}}(m_p^2, \Lambda_n) + \Lambda_s F_{\text{PW}}(m_p^2, \Lambda_s)),$$

$$f_8^0(m_p) = \frac{\sqrt{3h_8(m_p^2)}}{6\pi} (\Lambda_n F_{\text{PW}}(m_p^2, \Lambda_n) - \Lambda_s F_{\text{PW}}(m_p^2, \Lambda_s)),$$

$$f_0^0(m_p) = \frac{\sqrt{3h_0(m_p^2)}}{3\pi\sqrt{2}} (\Lambda_n F_{\text{PW}}(m_p^2, \Lambda_n) + 2\Lambda_s F_{\text{PW}}(m_p^2, \Lambda_s)).$$

Оказалось, что

$$\frac{f_0^8(m_\eta^2)}{f_8^8(m_\eta^2)} = -0,015; \quad \frac{f_0^0(m_\eta^2)}{f_8^0(m_\eta^2)} = -0,011,$$

поэтому соответствующими слагаемыми в (16) и (17) можно пренебречь. Таким образом, получаем следующие выражения для слабых констант:

$$\begin{aligned} f_\eta^8 &= f_8^8(m_\eta^2) \cos \theta_\eta, & f_\eta^0 &= f_0^0(m_\eta^2) \sin \theta_\eta, \\ f_{\eta'}^8 &= f_8^8(m_{\eta'}^2) \sin \theta_{\eta'}, & f_{\eta'}^0 &= f_0^0(m_{\eta'}^2) \cos \theta_{\eta'}. \end{aligned}$$

Следует отметить, что кроме схемы октет-синглетного смешивания с зависящим от массы углом существует несколько иная схема, содержащая углы θ_8 и θ_0 , в которой константы связаны следующим образом:

$$\begin{pmatrix} f_\eta^8 & f_\eta^0 \\ f_{\eta'}^8 & f_{\eta'}^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_8 \cos \theta_8 & -f_0 \sin \theta_0 \\ f_8 \sin \theta_8 & f_0 \cos \theta_0 \end{pmatrix}.$$

Углы θ_8 и θ_0 связаны с углами θ_η , $\theta_{\eta'}$ соотношениями:

$$\text{tg } \theta_8 = \frac{\sin \theta_{\eta'}}{\cos \theta_\eta}, \quad \text{tg } \theta_0 = \frac{\sin \theta_\eta}{\cos \theta_{\eta'}}. \quad (18)$$

В табл. 1 приведены значения θ_0 и θ_8 , полученные по формулам (18).

Таблица 1

$\theta_\eta, ^\circ$	$\theta_{\eta'}, ^\circ$	$\theta_8, ^\circ$	$\theta_0, ^\circ$
-15,4	58	41,3	-26,6
-15,4	-17,9	-17,7	-15,6

Таблица 2

$f^{q,s}$	$\theta_8, ^\circ$	$\theta_0, ^\circ$
$f_{\eta}^{q,s}$	-16,3	-14,5
$f_{\eta'}^{q,s}$	-12,3	-18,5

С углом φ θ_0 и θ_8 связаны следующим образом:

$$\theta_8 = \varphi - \arctg \frac{\sqrt{2}f_s}{f_q}, \quad \theta_0 = \varphi - \arctg \frac{\sqrt{2}f_q}{f_s}. \quad (19)$$

Значения θ_0 и θ_8 , полученные из (19), приведены в табл. 2.

Сравнение численных значений, приведенных в табл. 1 и 2, позволяет сделать вывод о том, что выбор значения угла $\theta_{\eta'} = -17,9^\circ$ предпочтительней.

4. РАДИАЦИОННЫЕ РАСПАДЫ η -МЕЗОНОВ

Воспользуемся полученными значениями углов смешивания для вычисления констант распадов $V \rightarrow P\gamma$ и $P \rightarrow V\gamma$ ($P \equiv \eta, \eta'$; $V \equiv \rho, \omega, \varphi$). Амплитуды данных распадов определяются как

$$A(V \rightarrow P\gamma) = eg_{VP\gamma} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon^\mu(q_\gamma) \epsilon^\nu(p_V) q_\gamma^\alpha p_V^\beta, \quad (20)$$

$$A(P \rightarrow V\gamma) = eg_{PV\gamma} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon^\mu(q_\gamma) \epsilon^\nu(p_V) q_\gamma^\alpha p_V^\beta. \quad (21)$$

И, соответственно, ширины могут быть записаны в виде

$$W(V \rightarrow P\gamma) = \frac{\alpha}{24} m_V^3 \left(1 - \frac{m_P^2}{m_V^2}\right) g_{VP\gamma}^2,$$

$$W(P \rightarrow V\gamma) = \frac{\alpha}{8} m_P^3 \left(1 - \frac{m_V^2}{m_P^2}\right) g_{PV\gamma}^2.$$

В схеме, связанной с разложением по кварковому базису, константы распадов, входящие в (20), (21), имеют вид

$$g_{\eta\rho\gamma} = \sqrt{h_\rho h_\eta(\varphi)} \cos \varphi F_{PVV}(m_\eta^2, m_\rho^2, 0, \Lambda_n),$$

$$g_{\eta'\rho\gamma} = \sqrt{h_\rho h_{\eta'}(\varphi)} \sin \varphi F_{PVV}(m_{\eta'}^2, m_\rho^2, 0, \Lambda_n),$$

$$g_{\eta\omega\gamma} = \sqrt{h_\omega h_\eta(\varphi)} \frac{1}{3} \cos \varphi F_{PVV}(m_\eta^2, m_\omega^2, 0, \Lambda_n),$$

$$g_{\eta'\omega\gamma} = \sqrt{h_\omega h_{\eta'}(\varphi)} \frac{1}{3} \sin \varphi F_{PVV}(m_{\eta'}^2, m_\omega^2, 0, \Lambda_n),$$

$$g_{\eta\varphi\gamma} = \sqrt{h_\varphi h_\eta(\varphi)} \frac{2}{3} \sin \varphi F_{PVV}(m_\eta^2, m_\varphi^2, 0, \Lambda_s),$$

$$g_{\eta'\varphi\gamma} = \sqrt{h_\varphi h_{\eta'}(\varphi)} \frac{2}{3} \cos \varphi F_{PVV}(m_{\eta'}^2, m_\varphi^2, 0, \Lambda_s).$$

В схеме, связанной с октет-синглетным смешиванием, константы распадов синглетного η_0 и октетного η_8 состояний получены в следующем виде:

$$g_{\eta, \eta' 8 \rho \gamma} = \sqrt{h_\rho h_{\eta_8}(m_{\eta, \eta'}^2)} \frac{1}{\sqrt{3}} F_{PVV}(m_{\eta, \eta'}^2, m_\rho^2, 0, \Lambda_n),$$

$$g_{\eta, \eta' 0 \rho \gamma} = \sqrt{h_\rho h_{\eta_0}(m_{\eta, \eta'}^2)} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} F_{PVV}(m_{\eta, \eta'}^2, m_\rho^2, 0, \Lambda_n),$$

$$\begin{aligned}
 g_{\eta, \eta' 8\omega\gamma} &= \sqrt{h_\omega h_{\eta 8}} \left(m_{\eta, \eta'}^2 \right) \frac{2}{3\sqrt{6}} F_{\text{PVV}} \left(m_{\eta, \eta'}^2, m_\omega^2, 0, \Lambda_n \right), \\
 g_{\eta, \eta' 0\omega\gamma} &= \sqrt{h_\omega h_{\eta 0}} \left(m_{\eta, \eta'}^2 \right) \frac{2}{3\sqrt{3}} F_{\text{PVV}} \left(m_{\eta, \eta'}^2, m_\omega^2, 0, \Lambda_n \right), \\
 g_{\eta, \eta' 8\varphi\gamma} &= \sqrt{h_\varphi h_{\eta 8}} \left(m_{\eta, \eta'}^2 \right) \frac{4}{3\sqrt{6}} F_{\text{PVV}} \left(m_{\eta, \eta'}^2, m_\varphi^2, 0, \Lambda_s \right), \\
 g_{\eta, \eta' 0\varphi\gamma} &= \sqrt{h_\varphi h_{\eta 0}} \left(m_{\eta, \eta'}^2 \right) \frac{2}{3\sqrt{6}} F_{\text{PVV}} \left(m_{\eta, \eta'}^2, m_\varphi^2, 0, \Lambda_s \right).
 \end{aligned}$$

Соответствующие константы распадов физических η - и η' -мезонов в векторные частицы ($V \equiv \rho, \omega, \varphi$) и γ -квант определяются формулами

$$\begin{aligned}
 g_{\eta V\gamma} &= g_{\eta 8V\gamma} \cos \theta_\eta - g_{\eta 0V\gamma} \sin \theta_\eta, \\
 g_{\eta' V\gamma} &= g_{\eta' 8V\gamma} \cos \theta_{\eta'} - g_{\eta' 0V\gamma} \sin \theta_{\eta'}.
 \end{aligned}$$

В табл. 3 и 4 приведены численные значения констант, полученные для распадов $V \rightarrow \eta\gamma$ и $\eta' \rightarrow V\gamma$ соответственно.

Таблица 3

$g_{V\eta\gamma}$, ГэВ ⁻¹	Эксперимент [15]	Схема $q\bar{q} - s\bar{s}$ ($\varphi = 39,3^\circ$)	ОС-смешивание ($\theta_\eta = -15,4^\circ$)
$g_{\rho\eta\gamma}$	$1,47_{-0,28}^{+0,25}$	1,490	1,495
$g_{\omega\eta\gamma}$	$0,53 \pm 0,04$	0,496	0,497
$g_{\varphi\eta\gamma}$	$0,69 \pm 0,02$	0,715	0,720

Таблица 4

$g_{\eta' V\gamma}$, ГэВ ⁻¹	Эксперимент [15]	Схема $q\bar{q} - s\bar{s}$ ($\varphi = 39,3^\circ$)	ОС-смешивание ($\theta_{\eta'} = 58^\circ$)	ОС-смешивание ($\theta_{\eta'} = -17,9^\circ$)
$g_{\eta' \rho\gamma}$	$1,31 \pm 0,06$	1,065	1,55	1,05
$g_{\eta' \omega\gamma}$	$0,45 \pm 0,03$	0,353	0,514	0,330
$g_{\eta' \varphi\gamma}$	$1,00_{-0,21}^{+0,28}$	0,761	0,381	0,786

Из табл. 4 видно, что значение $\theta_{\eta'} = -17,9^\circ$ предпочтительней.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе изучены слабые электромагнитные и радиационные распады η -, η' -мезонов. Получены параметры для различных схем смешивания. В случае синглет-октетного смешивания $\theta_\eta = -15,4^\circ$; $\theta_{\eta'} = -17,9^\circ$. В схеме, основанной на разложении по кварковому базису $q\bar{q} - s\bar{s}$, $\varphi = 39,3^\circ$.

Вычислены константы слабого взаимодействия η - и η' -мезонов:

$$\frac{f_\eta^q}{f_\pi} = 1,263, \quad \frac{f_\eta^s}{f_\pi} = 1,304; \quad \frac{f_{\eta'}^q}{f_\pi} = 1,97, \quad \frac{f_{\eta'}^s}{f_\pi} = 1,95.$$

Получены константы распадов $V \rightarrow P\gamma$ и $P \rightarrow V\gamma$ ($P \equiv \eta, \eta'$; $V \equiv \rho, \omega, \varphi$) как в случае синглет-октетного смешивания, так и при разложении по кварковому базису. Полученные численные значения находятся в согласии с экспериментальными данными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ambrosino F. et al. (KLOE Collab.)*. Measurement of the Pseudoscalar Mixing Angle and η' Gluonium Content with KLOE Detector // *Phys. Lett. B*. 2007. V. 648. P. 267–273; hep-ex/0612029.
2. *Bargholtz Chr. et al. (CELSIUS/WASA Collab.)*. Measurement of the $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ -Decay Branching Ratio // *Phys. Lett. B*. 2007. V. 644. P. 299–303; hep-ex/0609007.
3. *Acciarri M. et al. (L3 Collab.)*. Measurement of $\eta'(958)$ Formation in Two Photon Collisions at LEP-1 // *Phys. Lett. B*. 1998. V. 418. P. 399–410.
4. *Knetch N. et al. (AGS/CB)*. Relative Branching Ratio of the $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ Decay Channel // *Phys. Lett. B*. 2004. V. 589. P. 14–21.
5. *Prakhov S. et al. (Crystal Ball)*. Measurement of $\pi^-p \rightarrow \eta n$ from Threshold to $p(\pi^-) = 747$ MeV/c // *Phys. Rev. C*. 2005. V. 72. P. 015203.
6. *Nikolaev A. (A2 and Crystal Ball Collab.)*. Status of the η Mass Measurement with the Crystal Ball at MAMI // *Acta Phys. Slov.* 2006. V. 56. P. 397–402.
7. *Dorofeev V. et al. (VES)*. Study of $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ Dalitz Plot // *Phys. Lett. B*. 2007. V. 651. P. 22–26; hep-ph/0607044.
8. *Feldmann T.* Quark Structure of Pseudoscalar Mesons // *Intern. J. Mod. Phys. A*. 2000. V. 15. P. 159–207.
9. *Feldmann T., Kroll P., Stech B.* Mixing and Decay Constants of Pseudoscalar Mesons // *Phys. Rev. D*. 1998. V. 58. P. 114006;
Feldmann T., Kroll P., Stech B. Mixing and Decay Constants of Pseudoscalar Mesons: The Sequel // *Phys. Lett. B*. 1999. V. 449. P. 339–346.
10. *Burakovsky L., Goldman T.* The Schwinger Nonet Mass and Sakurai Mass — Mixing Angle Formulae Reexamined // *Phys. Lett. B*. 1998. V. 427. P. 361–378.
11. *Kisselev A. V., Petrov V. A.* Two Schemes of $\eta - \eta'$ Mixing // *Z. Phys. C*. 1993. V. 58. P. 595–600.
12. *Feldmann T., Kroll P.* Flavor Symmetry Breaking and Mixing Effects in the $\eta\gamma$ and $\eta'\gamma$ Transition Form-Factors // *J. Eur. Phys. C*. 1998. V. 5. P. 327–335.
13. *Efimov G. V., Ivanov M. A.* The Quark Confinement Model of Hadrons. London: IOP Publ. Ltd, 1993.
14. *Eguchi T.* A New Approach to Collective Phenomena in Superconductivity Models // *Phys. Rev. D*. 1976. V. 14. P. 2755–2780.
15. *Yao W. -M. et al. (Particle Data Group)* // *J. Phys. G*. 2006. V. 33. P. 1.

Получено 18 марта 2010 г.