

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ПЕРЕНОРМИРОВКА КАОННОГО ПОЛЯ С УЧЕТОМ ПЕРЕХОДОВ $K-K_1$ В РАМКАХ МОДЕЛИ НИЛ

*М. К. Волков*¹, *А. А. Пивоваров*²

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В работе определяется дополнительная перенормировка каонного поля с учетом переходов между псевдоскалярными и аксиально-векторными полями в рамках модели Намбу–Иона-Лазинио. Учтена возможность смешивания аксиально-векторных полей K_{1A} с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{++}$ и K_{1B} с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{+-}$. Показано, что в киральной модели $SU(2) \times SU(2)$ аксиально-векторные поля $a_1(1260)$ и $b_1(1235)$ не смешиваются. При появлении же странных кварков с массой, заметно отличающейся от масс u - и d -кварков, происходит заметное нарушение киральной симметрии и странные аксиально-векторные мезоны K_{1A} и K_{1B} уже смешиваются друг с другом. В результате появляются физические состояния $K_1(1270)$ и $K_1(1400)$. С учетом этих физических состояний и находится дополнительная перенормировка каонного поля.

In the work, the additional renormalization of the kaon field is obtained taking into account transitions between pseudoscalar and axial vector fields in the framework of the Nambu–Jona-Lasinio model. The possibility of the mixing of axial vector field K_{1A} with the quantum numbers $J^{PC} = 1^{++}$ and K_{1B} with the quantum numbers $J^{PC} = 1^{+-}$ is taken into account. It is shown that in the $SU(2) \times SU(2)$ chiral model the axial vector fields $a_1(1260)$ and $b_1(1235)$ do not mix. With the appearance of the strange quarks with mass significantly different from the masses of the u and d quarks the chiral symmetry is essentially broken and the strange axial vector mesons K_{1A} and K_{1B} mix with each other. As a result, the physical states $K_1(1270)$ and $K_1(1400)$ appear. The additional renormalization of the kaon field is obtained taking into account these physical states.

PACS: 12.39.-x; 12.40.-y

ВВЕДЕНИЕ

В стандартной модели Намбу–Иона-Лазинио (НИЛ) [1–14] учет возможных переходов между псевдоскалярными и аксиально-векторными мезонами играет важную роль. Это приводит к дополнительной перенормировке констант связи псевдоскалярных полей по сравнению со скалярными полями и заметно влияет на значения таких важных параметров модели, как массы кварков и параметр обрезания [7], а также на ряд других важных результатов. В то же время между $SU(2) \times SU(2)$ и $U(3) \times U(3)$ киральными теориями существует важное различие в поведении аксиально-векторных мезонов. Действительно, в случае модели $SU(2) \times SU(2)$ аксиально-векторные мезоны $a_1(1260)$ из нонета 3P_1 ,

¹E-mail: volkov@theor.jinr.ru

²E-mail: tex_k@mail.ru

описываемого моделью НИЛ, и $b_1(1235)$ из нонета 1P_1 , не входящего в модель НИЛ, не смешиваются друг с другом. Это является следствием хорошего выполнения киральной симметрии и близости масс составляющих u - и d -кварков. В то же время, в случае $U(3) \times U(3)$ теории при появлении более тяжелого s -кварка с массой, заметно отличающейся от массы u - и d -кварков, происходит существенное нарушение киральной симметрии. В результате этого аксиально-векторные мезоны K_{1A} из нонета 3P_1 и K_{1B} из нонета 1P_1 начинают смешиваться друг с другом пропорционально разности масс u - и s -кварков, что ведет к появлению наблюдаемых аксиально-векторных мезонов $K_1(1270)$ и $K_1(1400)$. Они связаны между собой следующим соотношением [7, 15, 16]:

$$\begin{aligned} K_{1A} &= K_1(1270) \sin \alpha + K_1(1400) \cos \alpha, \\ K_{1B} &= K_1(1270) \cos \alpha - K_1(1400) \sin \alpha. \end{aligned} \quad (1)$$

Это приводит к более сложной ситуации при определении дополнительной перенормировки каонного поля при учете переходов $K-K_1$. Действительно, если в случае $SU(2) \times SU(2)$ симметрии у пиона был единственный аксиально-векторный партнер $a_1(1260)$ при учете дополнительной перенормировки пионного поля, то в случае каонов необходимо учитывать смешивание поля K_{1A} с полем K_{1B} из нонета, не входящего в модель НИЛ. На эту ситуацию было обращено внимание в работах [7, 15, 16]. В настоящей работе мы проведем соответствующие вычисления в рамках модели НИЛ.

1. π - a_1 -ПЕРЕХОДЫ В $SU(2) \times SU(2)$ МОДЕЛИ НИЛ

Фрагмент кварк-мезонного лагранжиана взаимодействия, содержащий нужные нам вершины, имеет вид [7]

$$\Delta L_{\text{int}} = \bar{q} \left[ig_\pi \gamma^5 \sum_{j=\pm} \tau_j \pi^j + \frac{g_{a_1}}{2} \gamma^\mu \gamma^5 \sum_{j=\pm} \tau_j a_{1\mu}^j \right] q + \frac{g_b}{2} \sum_{j=\pm} b_1^j \left(\bar{q} \tau_j^a \gamma^5 \overleftrightarrow{\partial}_\mu q \right), \quad (2)$$

где q и \bar{q} — u - и d -кварковые поля с составляющими массами $m_u \approx m_d = 280$ МэВ. Матрицы τ — линейные комбинации матриц Паули. Здесь первые два слагаемых относятся к модели НИЛ, а третье слагаемое описывает взаимодействие с кварками мезона из нонета 1P_1 , не входящего в состав стандартной модели НИЛ.

Константы связи принимают вид

$$g_{a_1} = \left(\frac{2}{3} I_{20} \right)^{-1/2}, \quad g_\pi = (4I_{20})^{-1/2}. \quad (3)$$

Константа g_b , не описываемая моделью НИЛ, характеризует взаимодействие мезона b_1 с кварками [7].

Интегралы, появляющиеся в кварковых петлях в результате перенормировки лагранжиана:

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

где $\Lambda = 1250$ МэВ — параметр обрезания.

Переходы между мезонами a_1 и b_1 приводят к появлению интеграла

$$\begin{aligned}
 & -i \frac{N_c}{(2\pi)^4} \int (2k+p)^\mu \frac{\text{Tr} \left\{ \gamma^5 [\hat{k} + \hat{p} + m_d] \gamma^\mu \gamma^5 [\hat{k} + m_u] \right\}}{[(k+p)^2 - m_d^2][k^2 - m_u^2]} d^4k = 4i \frac{N_c}{(2\pi)^4} (m_d - m_u) \times \\
 & \times \int \left\{ \frac{k^\mu (2k+p)^\nu}{[(k+p)^2 - m_d^2][k^2 - m_u^2]} + \frac{m_u p^\mu k^\nu (m_d + m_u) [2(k,p) + p^2]}{[(k+p)^2 - m_d^2][k^2 - m_u^2][(k+p)^2 - m_u^2][k^2 - m_d^2]} \right\} d^4k, \quad (5)
 \end{aligned}$$

где p — импульс мезона.

Этот интеграл пропорционален разности $m_d - m_u$. В предположении равенства составляющих масс u - и d -кварков он равен нулю и смешивания не происходит. Поэтому поле a_1 из НИЛ отвечает физическому состоянию $a_1(1260)$, а поле b_1 из нонета, не входящего в НИЛ, отвечает физическому состоянию $b_1(1235)$.

Переходы между пионами и мезонами $a_1(1260)$ (рис. 1) приводят к дополнительной перенормировке пионного поля [7]:

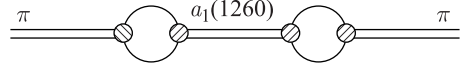


Рис. 1. π - a_1 -переход

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

где M_{a_1} — масса аксиально-векторного мезона $a_1(1260)$. В Particle Data Group (PDG) приводится значение $M_{a_1} = (1230 \pm 40)$ МэВ [17], что соответствует $Z_\pi = 1,45$. Но, согласно недавней работе [18], $M_{a_1} = 1299_{-28}^{+12}$ МэВ, что приводит к $Z_\pi = 1,39$.

Переходы между пионами и мезонами $b_1(1235)$ приводят к интегралу

$$\begin{aligned}
 & -i \frac{N_c}{(2\pi)^4} \int (2k+p)^\mu \frac{\text{Tr} \left\{ \gamma^5 [\hat{k} + \hat{p} + m_d] \gamma^5 [\hat{k} + m_u] \right\}}{[(k+p)^2 - m_d^2][k^2 - m_u^2]} d^4k = \\
 & = 2(m_d^2 - m_u^2) \left\{ I_{20} p^\mu - i \frac{N_c}{(2\pi)^4} [(m_d - m_u)^2 - p^2] \times \right. \\
 & \left. \times \int \frac{k^\mu [2(k,p) + p^2]}{[(k+p)^2 - m_d^2][k^2 - m_u^2][(k+p)^2 - m_u^2][k^2 - m_d^2]} d^4k \right\}. \quad (7)
 \end{aligned}$$

В предположении равенства составляющих масс u - и d -кварков этот интеграл зануляется и π - b_1 -переходы отсутствуют.

Тогда константа взаимодействия пионного поля с кварками принимает вид

$$g_\pi = \left(\frac{Z_\pi}{4I_{20}} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Именно такой вид константы g_π удовлетворяет соотношению Голдбергера–Треймана [7].

2. $K-K_1$ -ПЕРЕХОДЫ В $U(3) \times U(3)$ МОДЕЛИ НИЛ

Фрагмент кварк-мезонного лагранжиана взаимодействия, содержащий нужные нам вершины с участием странных частиц, имеет вид [7]

$$\Delta L_{\text{int}} = \bar{q} \left[ig_K \gamma^5 \sum_{j=\pm} \lambda_j K^j + \frac{g_{K_1}}{2} \gamma^\mu \gamma^5 \sum_{j=\pm} \lambda_j K_{1A\mu}^j \right] q + \frac{g_B}{2} \sum_{j=\pm} K_{1B}^{\mu j} \left(\bar{q} \lambda_j \gamma^5 \overleftrightarrow{\partial}_\mu q \right), \quad (9)$$

где q и \bar{q} — u -, d - и s -кварковые поля, $m_s = 420$ МэВ. Матрицы λ — линейные комбинации матриц Гелл-Манна.

Константы связи [7]:

$$g_{K_{1A}} = \left(\frac{2}{3} I_{11} \right)^{-1/2}, \quad g_K = (4I_{11})^{-1/2}, \quad g_B = (I_{10} + I_{01})^{-1/2}. \quad (10)$$

Переходы между состояниями K_{1A} и K_{1B} приводят к интегралу, имеющему такую же структуру, как (5), но с заменой масс d -кварков на массы s -кварков. Из-за различия масс u - и s -кварков этот интеграл существенно отличен от нуля, и состояния K_{1A} и K_{1B} смешиваются. Диагонализация лагранжиана приводит к появлению физическх состояний $K_1(1270)$ и $K_1(1400)$ [15, 16], см. (1).

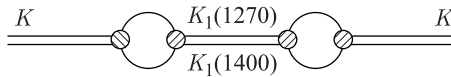


Рис. 2. $K-K_1$ -переходы

Переходы между каонами и мезонами K_{1A} (рис. 2) с учетом (1) приводят к дополнительной перенормировке каонного поля [19]:

$$Z_K = \left[1 - \frac{3}{2} (m_u + m_s)^2 \left(\frac{\sin^2 \alpha}{M_{K_1(1270)}^2} + \frac{\cos^2 \alpha}{M_{K_1(1400)}^2} \right) \right]^{-1}. \quad (11)$$

Переходы между каонами и мезонами K_{1B} также отличны от нуля из-за разницы масс u - и s -кварков. Однако в данной работе мы учитываем $K-K_1$ -переходы только между нонетами, принадлежащими стандартной модели НИЛ, поскольку нас интересует изменение параметров внутри стандартной модели НИЛ.

Тогда константа взаимодействия каонного поля с кварками:

$$g_K = \left(\frac{Z_K}{4I_{11}} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

При полученном выражении для Z_K обобщение формулы Гелл-Манна–Оакеса–Реннера на случай каонов [7] дает хорошее согласие с экспериментальным значением массы

каона [19]:

$$M_K = \left\{ g_K^2 \left[\frac{1}{G_K} - 4(I_{10} + I_{01}) \right] + Z_K (m_s - m_u)^2 \right\}^{1/2} \approx 495 \text{ МэВ}, \quad (13)$$

где $G_K = 4,9 \text{ ГэВ}^{-2}$ — константа четырехкварковых взаимодействий со скалярными и псевдоскалярными связями [7].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что при нахождении дополнительной перенормировки каонного поля важно принимать во внимание возможность смешивания каона с аксиально-векторным полем K_{1A} , принадлежащим нонету модели НИЛ, получающемуся из начального четырехкваркового взаимодействия без производных. Полученные значения для Z_K хорошо согласуются с массовой формулой Гелл-Манна–Оакеса–Реннера, описывающей массу каона. Параметры смешивания аксиально-векторных полей K_{1A} и K_{1B} выбраны в согласии с нашими ранними работами [7, 15] и с работой [16].

Для величины угла α смешивания мезонов K_{1A} и K_{1B} в работах [7, 15] было найдено значение 57° . В то же время в работе [16] с помощью массовых формул, а также на основе изучения распадов $\tau \rightarrow K_1(1270)\nu_\tau$ и $\tau \rightarrow K_1(1400)\nu_\tau$ получены два возможных значения: 57 и 33° . Ширины этих распадов можно вычислить и в рамках модели НИЛ. При угле 57° отношение ширин распадов $\frac{\Gamma(\tau \rightarrow K_1(1270)\nu_\tau)}{\Gamma(\tau \rightarrow K_1(1400)\nu_\tau)}$ оказывается равным $2,23$, в то время как отношение экспериментальных значений равно $2,76$ [17]. Имея в виду большие ошибки экспериментальных данных ($\Gamma(\tau \rightarrow K_1(1270)\nu_\tau)_{\text{exp}} = (4,7 \pm 1,1) \cdot 10^{-3}$, $\Gamma(\tau \rightarrow K_1(1400)\nu_\tau)_{\text{exp}} = (1,7 \pm 2,6) \cdot 10^{-3}$), такой теоретический результат можно считать вполне удовлетворительным. В то же время если использовать угол 33° или угол 45° , приводящийся в PDG, то данное соотношение оказывается равным $0,4$ и $0,94$ соответственно, и согласие с экспериментом резко ухудшается. Поэтому в дальнейшем мы будем предпочитать использование угла 57° в согласии с нашими результатами и результатами, полученными в работе [16].

Благодарности. Авторы благодарят А. Б. Арбузова за полезные обсуждения; работа поддержана грантом молодых ученых и специалистов Объединенного института ядерных исследований (№ 19-302-06).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nambu Y., Jona-Lasinio G. // Phys. Rev. 1961. V. 122. P. 345.
2. Eguchi T. // Phys. Rev. D. 1976. V. 14. P. 2755.
3. Kikkawa K. // Prog. Theor. Phys. 1976. V. 56. P. 947.
4. Volkov M. K., Ebert D. // Yad. Fiz. 1982. V. 36. P. 1265.
5. Ebert D., Volkov M. K. // Z. Phys. C. 1983. V. 16. P. 205.
6. Volkov M. K. // Ann. Phys. 1984. V. 157. P. 282.
7. Volkov M. K. // Sov. J. Part. Nucl. 1986. V. 17. P. 186.

8. Ebert D., Reinhardt H. // Nucl. Phys. B. 1986. V. 271. P. 188.
9. Vogl U., Weise W. // Prog. Part. Nucl. Phys. 1991. V. 27. P. 195.
10. Klevansky S. P. // Rev. Mod. Phys. 1992. V. 64. P. 649.
11. Volkov M. K. // Phys. Part. Nucl. 1993. V. 24. P. 35.
12. Ebert D., Reinhardt H., Volkov M. K. // Prog. Part. Nucl. Phys. 1994. V. 33. P. 1.
13. Buballa M. // Phys. Rep. 2005. V. 407. P. 205.
14. Volkov M. K., Radzhabov A. E. // Phys. Usp. 2006. V. 49. P. 551.
15. Volkov M. K., Osipov A. A. // Sov. J. Nucl. Phys. 1985. V. 41. P. 500.
16. Suzuki M. // Phys. Rev. D. 1993. V. 47. P. 1252.
17. Tanabashi M. et al. (Particle Data Group) // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 030001.
18. Aghasyan M. et al. (COMPASS Collab.) // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 092003.
19. Volkov M. K., Nurlan K., Pivovarov A. A. // Int. J. Mod. Phys. A. 2019. V. 34. P. 1950137.

Получено 3 июня 2019 г.