

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-85-895

А.А.Бельков,<sup>1</sup> В.Н.Первушин, Ф.Г.Ткебучава<sup>2</sup>

СВОЙСТВА  $\pi\pi$ - И  $K\pi$ -ДИМЕЗОАТОМОВ  
И ПАРАМЕТРЫ КИРАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
МЕЗОНОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

---

<sup>1</sup> Институт физики высоких энергий, Серпухов

<sup>2</sup> Институт физики высоких энергий Тбилисского  
государственного университета

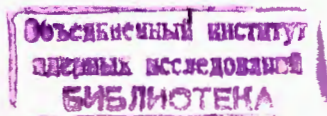
1985

## I. Введение

В последнее время появились аргументы, свидетельствующие, что киральные феноменологические лагранжианы <sup>/1/</sup> являются низкоэнергетическим пределом КХД <sup>/2-5/</sup>. Первые теоретические вычисления киральных лагранжианов <sup>/2-5/</sup> позволили не только дать обоснование исходному лагранжиану <sup>/1/</sup>, но и получить более высокие по степеням импульсов члены кирального разложения, которые выходят за рамки унитаризации исходного лагранжиана <sup>/6/</sup>. Однако способы вычисления низкоэнергетического предела КХД в настоящее время еще довольно сложны, неоднозначны и приводят, вообще говоря, к различным результатам <sup>/2-5/</sup>. В такой ситуации тот или иной способ вычисления может быть обоснован сравнением теоретических предсказаний параметров низкоэнергетического взаимодействия мезонов (длины рассеяния) с их экспериментальными значениями.

Обычные методы экспериментального изучения низкоэнергетического мезон-мезонного взаимодействия так или иначе связаны с процедурой выделения этого взаимодействия из различных реакций с помощью аппроксимации по энергетическим и угловым переменным. Такая процедура экстраполяции и фазового анализа, как правило, содержит значительные неконтролируемые модельные неопределенности, влияющие на точность получаемых результатов <sup>/7-9/</sup>.

В настоящей работе мы хотели бы обратить внимание, что исследование  $\pi\pi$ - и  $\pi K$ -мезоатомов является уникальным средством безмодельного определения параметров кирального взаимодействия, важность которых для современной теории была подчеркнута выше. Образование и распад различных димезоатомов рассматривались в работах <sup>/10-14/</sup>. В работе <sup>/15/</sup> предложен метод наблюдения димезоатомов и описаны способы измерения их времени жизни, разности уровней энергий и непосредственно волновой функции димезоатома  $\Psi(\sigma)$ . В разделе 2 мы обсудим связь времен жизни димезоатомов с длинами рассеяния мезонов. В разделе 3 приведены киральные лагранжианы и обсуждается, какая информация о параметрах киральных взаимодействий содержится в длинах рассеяния, определяющих времена жизни димезоатомов. Раздел 4 посвящен стационарным свойствам димезоатомов.



## 2. $\pi^+ \pi^-$ - $\pi K$ -димераотомы

Стационарные характеристики  $\pi\pi$ - и  $\pi K$ -атомов определяются в основном кулоновскими взаимодействиями, в то время как времена их жизни определяются каналами распадов

$$\pi^+ \pi^- \rightarrow 2\pi^0,$$

$$K^+ \pi^- \rightarrow K^0 \pi^0 \quad (K^- \pi^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0) \quad (I)$$

и выражаются через разности длин  $\pi\pi$ - и  $\pi K$ -рассеяния<sup>/II/</sup>,  
 $I_2$ :

$$\left(\frac{1}{\tau_0}\right)_{\pi\pi} = \frac{8\pi}{9} \left(\frac{2\Delta m}{\mu_\pi}\right)^{1/2} \frac{(a_0 - a_2)^2 |\Psi_{n0}(0)|^2}{1 + \frac{2}{9} \mu_\pi \Delta m (a_0 + 2a_2)^2} \quad (2)$$

$$\left(\Delta m = 2(m_{\pi^+} - m_{\pi^0}) ; \mu_\pi = \frac{m_{\pi^+} \cdot m_{\pi^0}}{m_{\pi^+} + m_{\pi^0}}\right),$$

$$\left(\frac{1}{\tau_0}\right)_{K\pi} = \frac{8\pi}{9} \left(\frac{2\Delta m}{\mu_K}\right)^{1/2} \frac{(a_{1/2} - a_{3/2})^2 |\Psi_{n0}(0)|^2}{1 + \frac{2}{9} \mu_K \Delta m (a_{1/2} + 2a_{3/2})^2} \quad (3)$$

$$\left(\Delta m = m_{K^+} + m_{\pi^-} - m_{K^0} - m_{\pi^0} ; \mu_K = \frac{m_{\pi^-} \cdot m_{K^+}}{m_{\pi^-} + m_{K^+}}\right).$$

Здесь  $\mu_{\pi,K}$  - приведенные массы атомов;  $a_x$  - длины рассеяния в  $S$ -состоянии с изотопическим спином  $I$ ;  $\Psi_{n0}(0)$  - значения волновой функции атома при  $z = 0$ .

Добавками к единице в знаменателях формул (2), (3) можно пренебречь, поскольку они порядка  $10^{-5}$ . Точно так же можно пренебречь поправками к  $\Psi(0)$ , обусловленными сильными взаимодействиями. Ниже будет показано, что последние порядка  $10^{-3}$  и фактически не дают вклада в (2), (3).

Таким образом, времена жизни димераотомов полностью определяются разностями длин рассеяния  $(a_0 - a_2)$  и  $a_{1/2} - a_{3/2}$  соответственно:

$$\left(\tau_0\right)_{\pi\pi} = \frac{0,212}{m_\pi^2 (a_0 - a_2)^2} \times 10^{-15} \text{ с}, \quad (4)$$

$$\left(\tau_0\right)_{K\pi} = \frac{0,277}{m_\pi^2 (a_{1/2} - a_{3/2})^2} \times 10^{-15} \text{ с}. \quad (5)$$

## 3. Длины $\pi\pi$ - и $\pi K$ -рассеяний

Рассмотрим вначале изотопическую киральную симметрию  $SU(2) \times SU(2)$ , нелинейная реализация которой дает феноменологический киральный лагранжиан<sup>/I/</sup>. Как известно, метод феноменологических лагранжианов воспроизводит все следствия динамической симметрии взаимодействующих мезонов, не рассматривая детали спонтанного нарушения симметрии и возникновения голдстоуновских частиц. Нелинейная реализация симметрии выполняет эту процедуру в наиболее чистом виде, используя только алгебру динамической группы, и определяет вид кирального лагранжиана сильных взаимодействий<sup>/I/</sup>:

$$\mathcal{L}_{\pi\pi} = -\frac{1}{F_\pi^2} \left( \dot{\pi}^+ \dot{\pi}^- \partial_\mu \pi^+ \partial^\mu \pi^- - \beta m_\pi^2 (\pi^+ \pi^-)^2 \right), \quad (6)$$

$$\mathcal{L}_{K\pi} = \frac{i}{4F_\pi^2} \epsilon_{k\ell j} \left( 2\bar{K} \epsilon_k \partial_\mu \pi^\ell \pi^j K - \bar{K} \epsilon_k \partial_\mu \pi^\ell \pi^j \partial_\nu K \right) + \frac{\lambda}{4F_\pi^2} \bar{K} (\partial_\mu \pi^+ \pi^-) (\partial_\nu \pi^+ \pi^-) K + \frac{1}{2F_\pi^2} (m_K^2 + m_\pi^2) K^+ K^- \pi^+ \pi^-. \quad (7)$$

Здесь  $\beta$  - параметр нарушения киральной симметрии, который принимает значения  $1/2, 1/3, 1/4$  в зависимости от схемы нарушения симметрии<sup>/I,6/</sup>;  $F_\pi$  - константа слабого распада пиона  $\pi \rightarrow \mu \nu$  ( $\sqrt{2} F_\pi = (0,9448 \pm 0,0009) m_\pi$ <sup>/16/</sup>);  $\bar{K} = \begin{pmatrix} K^+ \\ K^0 \end{pmatrix}$ ;  $\lambda$  - произвольная константа, которую можно определить расширением группы  $SU(2) \times SU(2)$  до  $SU(3) \times SU(3)$ .

Лагранжианы взаимодействия (6), (7) определяют эффективные потенциалы  $\pi\pi$ - и  $\pi K$ -взаимодействий (пример вычисления  $\pi\pi$ -потенциала подробно разобран в работе<sup>/14/</sup>):

$$V_{\pi\pi} = -\frac{\alpha}{z} - \frac{\beta}{F_\pi^2} \delta^3(z), \quad (8)$$

$$V_{K\pi} = -\frac{\alpha}{z} - \frac{1}{4F_\pi^2} \left( 1 + \frac{m_K^2 + m_\pi^2}{2m_K m_\pi} \right) \delta^3(z). \quad (9)$$

Первые члены в (8), (9) отвечают вкладом кулоновского, а вторые - сильного взаимодействий.

Длины  $\pi\pi$ -рассеяния, полученные из (6), зависят также от неопределенных параметров, связанных с вкладом пионной петли<sup>/6/</sup>, однако разность длин  $(a_0 - a_2)$  зависит только от параметра нарушения киральной симметрии  $\beta$ :

$$(a_0 - a_2) = (3\pi/4) (m_\pi / 2\pi F_\pi)^2 (1 + \beta) / m_\pi. \quad (10)$$

Однопетлевые поправки, содержащие другие параметры, взаимно сокращаются. Поэтому измерения времени жизни  $\pi^+\pi^-$ -атома фактически представляет собой прямое измерение одной из фундаментальных характеристик киральной динамики адронов: параметра нарушения симметрии  $\beta$ . Для  $\beta = 1/2, 1/6, 1/8$  (что соответствует хорошо известной схеме нарушения Гелл-Манна-Оакса-Реннера) из (10), (4) получаем

$$(\tau_0)_{\pi\pi} = \frac{8,01 \times 10^{-15}}{(1+\beta)^2} \text{ с} = 3,56 \times 10^{-15} \text{ с}. \quad (11)$$

Еще более уникальная ситуация возникает при вычислении в киральной теории разности длин  $\pi k$ -рассеяния  $(a_{1/2} - a_{3/2})$ , которая соответствует антисимметричной части амплитуды  $\pi k$ -рассеяния в  $S$ -состоянии  $T^{(-)}(s,t)$ :

$$(a_{1/2} - a_{3/2}) = \frac{3}{16\pi(m_\pi + m_K)} \int_{-1}^1 dx T^{(-)}(s,t) \Big|_{s=(m_\pi + m_K)^2}^{t=0}.$$

Напомним, что изотопическая структура амплитуды  $\pi k$ -рассеяния имеет вид

$$T_{d_1 d_2 i_1 i_2} = \delta_{d_1 d_2} \delta_{i_1 i_2} T^{(+)} + i \varepsilon_{i_1 i_2}^l \varepsilon_{d_1 d_2}^l T^{(-)}.$$

Изотопически антисимметричная амплитуда  $T^{(-)}(s,t)$  на пороге  $\pi k$ -рассеяния имеет простой вид  $T^{(-)} = m_\pi m_K / F_\pi^2$  и полностью определяется первыми двумя членами лагранжиана (7). В выражение для  $T^{(-)}$  не входят ни параметр нарушения киральной симметрии, ни параметр  $\lambda$ , дающий вклад в симметричную амплитуду  $T^{(+)}$ . Для разности длин  $\pi k$ -рассеяния получим величину

$$(a_{1/2} - a_{3/2}) = \frac{3 m_\pi m_K}{8 F_\pi^2 (m_\pi + m_K)} = 0,208 m_\pi^{-1}, \quad (12)$$

что соответствует времени жизни  $\pi k$ -атома

$$(\tau_0)_{\pi k} = 6,4 \times 10^{-15} \text{ с}. \quad (13)$$

На универсальность результатов (12), (13) указывает результаты работ /19,20/, в которых киральная симметрия мезонов учитывается неявно. В работе /19/ в модели составных мезонов, основанной на рассмотрении четырехкварковых взаимодействий и учитывающей обмены скалярными и векторными мезонами, получено значение разности длин  $(a_{1/2} - a_{3/2})$ .

совпадающее с (12). В работе /20/ в рамках нелокальной модели кварков, в которой киральная симметрия учитывается через  $\mathcal{B}$ -частицы, получено значение  $m_\pi(a_{1/2} - a_{3/2}) = 0,212$ , которое лишь на 2% отличается от (12).

Исключения составляют работы /2,4,5/, где в рамках низкоэнергетического разложения КХД получены более высокие по степеням импульсов члены кирального разложения, и, в частности, так называемый "тахинный" член

$$\mathcal{L}_T = -\frac{N_c}{96\pi^2} \int d^4p \left\{ (2_\mu L_\mu)^2 \right\}, \quad (14)$$

где  $L_\mu = (2_\mu U) U^\dagger$ ;  $U = \exp\left(\frac{2_\mu \varphi_\mu}{F_\pi}\right)$ ;  $N_c = 3$  - число цветов кварков. Тахинный член приводит к двум ветвям мезонного спектра масс, одна из которых имеет отрицательный квадрат массы, т.е. указывает на нестабильный характер низкоэнергетического разложения /2,4,5/. Тем не менее, результат по разности длин  $(a_{1/2} - a_{3/2})$ , соответствующий учету вклада тахинного члена (14), можно привести как альтернативный значению (12). Учет лагранжиана (14) приводит к увеличению разности длин (12) на величину

$$\Delta(a_{1/2} - a_{3/2}) = \frac{m_\pi m_K (m_\pi^2 + m_K^2) N_c}{32\pi^3 F_\pi^4 (m_K + m_\pi)} = 0,146, \quad (15)$$

что соответствует

$$m_\pi (a_{1/2} - a_{3/2})_T = 0,354. \quad (16)$$

(На величину разности длин  $\pi\pi$ -рассеяния  $(a_0 - a_2)$  тахинный член практически не влияет).

Экспериментальные значения, полученные в разных экспериментах с помощью модельно зависимых экстраполяционных процедур, в настоящее время пока что плохо согласуются между собой:

$$m_\pi (a_{1/2} - a_{3/2})_{\text{эксп}} = \begin{cases} 0,48 \pm 0,08 /7/; \\ 0,29 \pm 0,03 /8/; \\ 0,26 \pm 0,09 /9/; \end{cases}$$

что указывает еще раз на важность прямых измерений этой величины. Чтобы отличить (12) от (16), достаточно измерить время жизни  $\pi k$ -атома с точностью 10-20%

#### 4. Влияние сильных взаимодействий на стационарные свойства $\pi\pi$ - и $\pi k$ -атомов

Стационарные свойства  $\pi\pi$ - и  $\pi k$ -атомов, в основном, определяются кулоновским потенциалом, так как размеры атомов намного

больше области сильных взаимодействий. Последние играют роль малых возмущений, поэтому при вычислении поправок к волновой функции и уровням энергии можно пользоваться теорией возмущений. Впервые поправки к уровням энергии мезоатома, обусловленные сильными взаимодействиями, были вычислены в работе [10].

Простая форма потенциалов (8), (9) типа  $V(z) = -\frac{\alpha}{z} - g \delta^2(z)$  ( $g_{JK} = \frac{\beta}{F^2}$ ;  $g_{KK} = \frac{1}{4F^2} (1 + \frac{m_K^2 + m_n^2}{2m_n m_K})$ ) позволяет легко вычислить искомые поправки. Для сдвига уровней получаем

$$\Delta E_n = -g |\psi_n(0)|^2,$$

откуда следует, что

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = \frac{2\alpha}{\pi n} \mu^2 g,$$

где  $\mu$  - приведенная масса атомов /см.(2), (3)/.

Для поправки к волновой функции получим

$$\frac{\Delta \psi_n(0)}{\psi_n(0)} = \frac{2\alpha n^2}{\pi} \mu^2 g \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m(m^2 - n^2)}$$

и, в частности, для основного состояния имеем

$$\Delta \psi_1(0)/\psi_1(0) = \frac{\alpha}{2\pi} \mu^2 g.$$

Поправки, обусловленные сильным взаимодействием, слабо зависят от вида потенциала, но в значительной степени определяются массами мезонов, образующих димезоатом. Так, в случае  $JK$  - мезоатома поправка к волновой функции оказывается в 4 раза больше, чем в случае  $J\bar{K}$  - мезоатома. Измерение этих поправок требует точности 0,1 %.

#### Заключение

Результат работы состоит в установлении связи параметров киральных лагранжианов непосредственно с временами жизни  $J\bar{K}$  - и  $JK$  - димезоатомов. Показано, что измерение времен жизни этих атомов с точностью 10 - 10 % представляет собой прямое измерение параметра нарушения киральной симметрии, а также позволяет сделать выбор одного из вариантов вычисления низкоэнергетического предела КХД.

Авторы благодарны Н.С. Амаглобели, С.М. Биленькому, С.Б. Герасимову, Л.Л. Неменову, Б.М. Понтекорво, Р.Г. Салуквадзе, А.Н. Тавхелидзе за полезные обсуждения.

#### Литература:

- I. Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1966, 17, 616.
- Волков Д.В. ЭЧАЯ, 1973, 4, 3.
- Волков М.К., Первушин В.Н. УФН, 1976, 120, 363.
2. Andrianov A.A., Novozhilov Yu.V. Phys. Lett., 1985, B153, 422.
3. Karchev N.I., Slavnov A.A. JINR E2-85-553, dubna, 1985.
4. Simic P. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 40.
5. Lai-Him Chan. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 21.
6. Бельков А.А., Бунятов С.А., Первушин В.Н. ЯФ, 1980, 32, 212.
7. Estebrook P. et al. Nucl. Phys., 1978, B133, 494.
8. Johannesson N., Nilsson G. Nuovo Cim., 1978, A43, 376.
9. Karabarounis A., Shane G. J. Phys., 1980, G6, 583.
10. Desr S., Bauman K., Thirring W. Phys. Rev., 1954, 96, 774.
11. Uretsky J., Palfrey J. Phys. Rev., 1961, 121, 1798.
12. Биленький С.М. и др. ЯФ, 1969, 10, 812.
13. Неменов Л.Л. ЯФ, 1985, 42, 218.
14. Бельков А.А., Первушин В.Н., Ткебучава Ф.Г. ОИЯИ, P2-85-596, Дубна, 1985.
15. Неменов Л.Л. ЯФ, 1976, 24, 319.
16. Ademollo A. Rivista Nuovo Cim., 1984, 7, 10.
17. Risselet L. et al. Phys. Rev., 1977, D15, 574.
18. Бельков А.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 652.
19. Волков М.К., Осипов А.А. Сообщения ОИЯИ P2-83-490, Дубна, 1983.
20. Динейхан М., Ефимов Г.В., Иванов М.А. ОИЯИ P2-80-604, Дубна, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел  
12 декабря 1985 года.