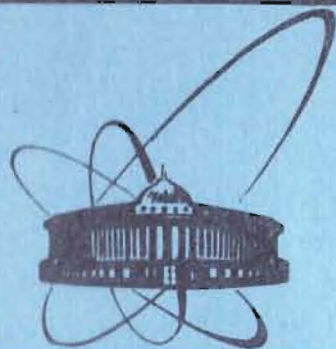


85-596



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-85-596

А.А.Бельков¹, В.Н.Первушин, Ф.Г.Ткебучава²

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
НА СВОЙСТВА $\pi^+ \pi^-$ -ДИМЕЗОАТОМА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹ ИФВЭ, Серпухов

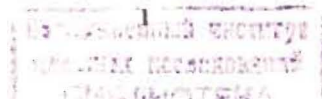
² ИФВЭ ТГУ, Тбилиси

1985

Введение

Димезоатомы являются уникальным средством исследования взаимодействия частиц модельно-независимым способом. Обычные методы изучения FF , FK , KK , $\bar{F}K$, $K\bar{K}$ взаимодействий так или иначе связаны с процедурой выделения этих взаимодействий из различных реакций аппроксимацией по энергетическим и угловым переменным. Такая процедура, как правило, содержит значительные неконтролируемые модельные неопределенности, влияющие на точность получаемых результатов. Исследования димезоатомов могут дать низкоэнергетические характеристики мезонной физики, не содержащие указанных неопределенностей. Улучшение данных по взаимодействию мезонов имеет важное значение для теории, в частности, для проблемы конфайнмента кварков и для определения параметров нарушения киральной симметрии сильных взаимодействий.

В работах^{/1-3/} рассматривались вопросы образования и распада димезоатомов. В работе^{/4/} предложен метод наблюдения димезоатомов, измерения их времени жизни и разности уровней энергий с разными значениями орбитальных моментов. Таким образом, исследование различных аспектов димезоатомов становится актуальной задачей физики сильных взаимодействий.



1. Димезоатомы

Рассмотрим атом, образованный \mathcal{F}^+ и \mathcal{F}^- -мезонами. Поскольку первый боровский радиус этого атома порядка 390 фм, его стационарные характеристики определяются кулоновским взаимодействием. С другой стороны, время жизни атома определяется каналом распада $\mathcal{F}^+\mathcal{F}^- \rightarrow 2\pi^0$ и связано с длинами $\mathcal{F}\mathcal{F}$ -рассеяния. Выражение для времени жизни S -состояния имеет вид $\frac{1}{\tau_0} = \frac{8\pi}{9} \left(\frac{2\Delta m}{\mu} \right)^{1/2} \frac{(a_0 - a_2)^2 |\psi_{n0}(0)|^2}{1 + \frac{2}{9} \mu \Delta m (a_0 + 2a_2)^2}$, (1)

где $\Delta m = 2(m_{\pi^+} - m_{\pi^-})$, μ - приведенная масса атома, a_0, a_2 - длины $\mathcal{F}\mathcal{F}$ -рассеяния в S -состоянии с изотопспинами 0 и 2, n - главное квантовое число, $\psi_{n0}(0)$ - значение волновой функции атома при $r = 0$. Добавкой к единице в знаменателе формулы (1) можно пренебречь, поскольку она порядка 10^{-5} . Заметим, что для времени жизни димезоатомов, образованных \mathcal{F}^+K^- и \mathcal{F}^-K^- -мезонами, формула аналогична формуле (1), в которой

$$\Delta m = 2m_{K^+} - m_{\pi^0} - m_{K^0}, \quad (2)$$

а длины рассеяния заменяются на длины $\mathcal{F}K$ -рассеяния в S -состоянии с изотопспинами 1/2 и 3/2.

2. Влияние сильных взаимодействий

Значение $\psi(0)$ для $(\mathcal{F}^+\mathcal{F}^-)$ -димезоатома в основном определяется кулоновским потенциалом, поскольку размеры атома намного больше размеров области сильных взаимодействий. Потенциал сильных взаимодействий в этом случае будет выполнять роль малых возмущений, поэтому для вычисления поправок к волновой функции и к уровням энергий можно воспользоваться формулами теории возмущений квантовой механики.

Запишем потенциал $\mathcal{F}^+\mathcal{F}^-$ -взаимодействия как сумму:

$$V(r) = -\frac{\alpha}{r} + V_S(r), \quad (3)$$

где $V_S(r)$ - потенциал сильного взаимодействия пионов, $\alpha = 1/137$. Как будет показано ниже, из киральной симметрии сильных взаимодействий следует, что $V_S(r)$ можно записать в виде

$$V_S(r) = -g\delta(r), \quad (4)$$

где $g > 0$ и определяется однозначно параметрами теории с нарушенной киральной симметрией сильных взаимодействий.

Рассматривая (4) как малое возмущение, вычислим поправки к S -состояниям. Ниже в формулах подразумевается, что волновые функции и уровни энергий кулоновские. Заметим, что потенциал (4) для состояний с $L \neq 0$ дает поправки, равные нулю. Для сдвига уровней получаем

$$\Delta E_n = -g |\psi_n(0)|^2, \quad (5)$$

откуда следует, что

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = \frac{\alpha}{2\pi n} m_{\pi}^2 g. \quad (6)$$

Для поправки к волновой функции получаем

$$\Delta \psi_n(0) = -g \sum_m' \frac{|\psi_m(0)|^2}{E_n - E_m} \psi_n(0), \quad (7)$$

где штрих означает $n \neq m$. Из (7) следует

$$\frac{\Delta \psi_n(0)}{\psi_n(0)} = \frac{\alpha n^2}{2\pi} \sum_m' \frac{1}{m(m^2 - n^2)} m_{\pi}^2 g. \quad (8)$$

В частности, для основного S -состояния

$$\frac{\Delta \psi_1(0)}{\psi_1(0)} = \frac{\alpha}{8\pi} m_{\pi}^2 g. \quad (9)$$

Из формул (6), (8) и (9) мы можем заключить, что соответствующие поправки слабо зависят от детального вида потенциала, поскольку для всех точечных взаимодействий $g \sim 1/m_\pi^2$, но они сильно зависят от массы мезонов, образующих димезоатом. Например, в случае K -мезонов поправки увеличиваются на порядок.

3. Киральный потенциал

Получим теперь киральный потенциал $\bar{\Psi}\Psi$ -взаимодействия. Наша задача - вычислить эффективный низкоэнергетический потенциал $\bar{\Psi}\Psi$ -взаимодействия в уравнении Шредингера, который обусловлен киральным лагранжианом

$$\mathcal{L}_S = \partial_\mu \bar{\Psi}^+ \partial_\mu \bar{\Psi}^- \left(1 - \frac{\bar{\Psi}^+ \Psi^-}{F^2}\right) - m_\pi^2 (\bar{\Psi}^+ \Psi^-) \left(1 - \beta \frac{\bar{\Psi}^+ \Psi^-}{F^2}\right), \quad (10)$$

где β - параметр нарушения киральной симметрии и равен 1/2, 1/3, 1/4 в зависимости от схемы нарушения симметрии ^{5,6/}. Вначале продемонстрируем наш способ вычисления потенциала на лагранжиане кулоновского взаимодействия

$$\mathcal{L}_C = (\partial_0 + ieA_0) \bar{\Psi}^+ (\partial_0 - ieA_0) \bar{\Psi}^- - (\partial_i \bar{\Psi}^+ \partial_i \bar{\Psi}^-) - m_\pi^2 \bar{\Psi}^+ \bar{\Psi}^- + \frac{1}{2} (\partial_i A_0)^2 \quad (11)$$

Построим гамильтониан для (11):

$$H_C = \chi^+ \partial_0 \bar{\Psi}^+ + \chi^- \partial_0 \bar{\Psi}^- - \mathcal{L}_C, \quad (12)$$

где χ - канонические импульсы:

$$\chi^\pm = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_t \bar{\Psi}^\pm)} = (\partial_0 \bar{\Psi}^\pm \mp ieA_0 \bar{\Psi}^\pm). \quad (13)$$

Выражая (11) через χ и подставляя в (12), получим

$$H_C = \chi^+ \chi^- + \partial_i \bar{\Psi}^+ \partial_i \bar{\Psi}^- + m_\pi^2 \bar{\Psi}^+ \bar{\Psi}^- + eA_0 j_0 - \frac{1}{2} (\partial_i A_0)^2, \quad (14)$$

$$j_0 = i(\bar{\Psi} \chi^- - \chi^+ \bar{\Psi}).$$

Устраним A_0 посредством уравнения движения

$$\frac{\partial H}{\partial A_0} = 0, \quad (\partial_i^2 A_0 = -j_0)$$

и перейдем к операторам рождения и уничтожения $\bar{\Psi}^+ \bar{\Psi}^-$:

$$\bar{\Psi}^{(\pm)}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\omega}} (a^\pm(x) + b(x)), \quad \chi^{(\pm)} = \sqrt{\frac{\omega}{2}} i(-a + b^\dagger),$$

$$\bar{\Psi}^{(\pm)}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\omega}} (a(x) + b^\dagger(x)), \quad \chi^{(\pm)} = \sqrt{\frac{\omega}{2}} i(a^\dagger - b), \quad (15)$$

$$\omega = \sqrt{m^2 + (i\partial)^2},$$

$$j_0 = (a^\dagger a + b^\dagger b). \quad (16)$$

Тогда гамильтониан принимает вид

$$H = \omega (a^\dagger a + b^\dagger b) - \frac{1}{2} e^2 j_0 \frac{1}{\partial_i^2} j_0, \quad (17)$$

где

$$\frac{1}{\partial_i^2} j_0(x) = -\frac{1}{4\pi} \int d^3y \frac{1}{|x-y|} j_0(y). \quad (18)$$

Легко видеть, что кулоновский потенциал

$$V_C = -\frac{\alpha}{r} \quad (r = |x-y|, \alpha = \frac{e^2}{4\pi}) \quad (19)$$

возникает как коэффициент при слагаемом $a^\dagger(x)a(x)b^\dagger(y)b(y)$ под знаком интеграла по Y .

Найдем коэффициент при таком же слагаемом в гамильтониане, соответствующем (10):

$$H_3 = \chi^+ \partial_0 \Psi^+ + \chi^- \partial_0 \Psi^- - \mathcal{L}_3,$$

$$\chi^\pm = \partial_0 \Psi^\mp \left(1 - \frac{\Psi^+ \Psi^-}{F_\Psi^2}\right). \quad (20)$$

В низшем порядке по $1/F_\Psi^2$ получаем

$$H_3 = \chi^+ \chi^- + m_\Psi^2 \Psi^+ \Psi^- + \partial_i \Psi^+ \partial_i \Psi^- + \chi^+ \chi^- \frac{\Psi^+ \Psi^-}{F_\Psi^2} - (m_\Psi^2 \Psi^+ \Psi^- \beta + \partial_i \Psi^+ \partial_i \Psi^-) \frac{\Psi^+ \Psi^-}{F_\Psi^2}. \quad (21)$$

Выразим (21) через операторы рождения и уничтожения (15). Нетрудно увидеть, что в пределе $\partial_i \Psi \rightarrow 0$

$$\chi^{(\pm)} \chi^{(\pm)} = \frac{m}{2} [(a^+ a + b^+ b) - (a^+ b^+ + a b)],$$

$$\Psi^{(\pm)} \Psi^{(\pm)} = \frac{1}{2m} [(a^+ a + b^+ b) + (a^+ b^+ + a b)].$$

В формуле (21) слагаемое $a^+ a b^+ b$ выживает только в члене, пропорциональном β :

$$H_3 = -\frac{\beta}{F_\Psi^2} a^+(\alpha) a(\alpha) b^+(\alpha) b(\alpha) = \int d^3x V_S(x-y) a^+(\alpha) a(\alpha) b^+(\alpha) b(\alpha). \quad (22)$$

Отсюда находим потенциал сильного взаимодействия

$$V_S(r) = -\frac{\beta}{F_\Psi^2} \delta(\vec{r}). \quad (23)$$

В результате полный потенциал имеет вид

$$V_e + V_S = -\frac{\alpha}{r} - \frac{\beta}{F_\Psi^2} \delta(\vec{r}), \quad (24)$$

а g в формуле (4) равен

$$g = \frac{\beta}{F_\Psi^2}, \quad (25)$$

где $F_\Psi = 92 \text{ МэВ}$.

Из (25) следует, что измеряемые на опыте сдвиги уровней димезоатома пропорциональны параметру нарушения киральной симметрии β , что представляет редкую возможность его прямого измерения.

4. Длины $\Psi\Psi$ - рассеяния

В S -волновые длины $\Psi\Psi$ - рассеяния вклад дают борновский член и пионная петля.

С точностью до 2% ^{15/} длины рассеяния выражаются формулами в ед. m_Ψ^{-1} :

$$a_0 = \frac{\Psi}{2} \alpha_0 (9 - 5\chi) + \Psi \alpha_0^2 d, \quad (26)$$

$$a_2 = -\frac{\Psi}{2} \alpha_0 2\chi + \Psi \alpha_0^2 d, \quad (27)$$

где $\chi = \frac{3}{2}(1-\beta)$, $\alpha_0 = \frac{1}{3}(m_\Psi / 2\sqrt{F_\Psi^2})$, d - параметр, связанный с вкладом пионной петли. Мы видим, что разность длин рассеяния практически определяется борновскими членами и зависит только от параметра нарушения киральной симметрии β :

$$a_0 - a_2 = \frac{9\Psi}{4} \alpha_0 (1+\beta) m_\Psi^{-1}. \quad (28)$$

Из (8) и (9) следует, что вклад сильных взаимодействий в $\psi(0)$ порядка 10^{-4} , поэтому время жизни пионного димезоатома определяет единственный параметр β . Таким образом, измерение времени жизни димезоатома является прямым способом измерения важнейшего параметра теории сильных взаимодействий, определяющего меру нарушения киральной симметрии. Для $\beta = 1/2^{16/}$ (см. ^{7,8/}) из (1) получаем для времени жизни основного состояния ($\Psi^+ \Psi^-$) - димезоатома

$$\tau = \frac{8,04 \times 10^{-15}}{(1+\beta)^2} \text{ с} = 3,56 \times 10^{-15} \text{ с}.$$

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

После завершения работы авторам стало известно, что влияние сильных взаимодействий на димезоатомах рассматривалось в рамках другой модели в недавней работе ^{19/}.

Л и т е р а т у р а

1. Uretsky J., Palfrey J. Phys.Rev., 1961, 121, p.1798.
2. Биленький С.М., Неменов Л.Л., Нгуен Ван Хьеу, Ткебучава Ф.Г. ЯФ, 1969, 10, с.812.
3. Неменов Л.Л. ЯФ, 1976, 24, с.318.
4. Неменов Л.Л. ЯФ, 1985, 42, с. 218.
5. Бельков А.А., Бунятов С.А., Первушин В.Н. ЯФ, 1980, 32, с.212.
6. Weinberg S. Phys.Lett., 18, 188, 1967.
7. Rosselet L. et al. Phys.Rev., D15, 574, 1977.
8. Бельков А.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 652.
9. Ефимов Г.В., Иванов М.А., Любовицкий В.Е. Препринт ОИЯИ, P2-85-546, Дубна, 1985 г.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 августа 1985 года

Бельков А.А., Первушин В.Н., Ткебучава Ф.Г. P2-85-596
Влияние сильных взаимодействий
на свойства $\pi^+\pi^-$ -димезоатома

Изучается влияние кирального взаимодействия пионов на свойства $\pi^+\pi^-$ -димезоатома. Вычисляется эффективный потенциал кирального взаимодействия пионов. Показано, что измерение времен жизни $\pi^+\pi^-$ -атома определяет параметр нарушения киральной симметрии.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Belkov A.A., Pervushin V.N., Tkebuchava F.G. P2-85-596
The Influence of Strong Interaction
on the Properties of $\pi^+\pi^-$ -Dimesoatom

The influence of the chiral strong pion interaction on the properties of $\pi^+\pi^-$ -dimesoatom is investigated. The effective pion interaction potential is calculated. It is shown that the measurements of $\pi^+\pi^-$ -atom lifetime define the parameter of the chiral symmetry breaking.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985