

## ПРОБЛЕМА РАСПАДА $K_L \rightarrow 2\mu$ И $\mu$ - МЕЗОАТОМЫ

В. И. Захаров, Л. Б. Окунь

В последнее время в качестве одного из объяснений отсутствия на опыте распада  $K_L \rightarrow 2\mu$  вновь обсуждается возможность существования неэлектромагнитного взаимодействия мюонов с адронами [1 - 4] (список более ранних работ см. в обзорах [5 - 7] и статье [8]). Ниже мы обсудим, какие ограничения могут быть получены из данных о  $\mu$ -мезоатомах для констант  $g_i$  четырехфермионного мюон-нуклонного взаимодействия:

$$g_i \bar{N} O_i N \bar{\mu} O_i \mu, \quad (1)$$

где  $i = S, V, T, A, P$ ;  $O_S = 1$ ,  $O_V = \gamma_\mu$ ,  $O_T = \sigma_{\mu\nu}$ ,  $O_A = \gamma_\mu \gamma_5$ ,  
 $O_P = \gamma_5$ .

Для простоты предположим, что нуклонный ток в (1) является изоскалярным.

Рассмотрим три эффекта: сдвиг, тонкое и сверхтонкое расщепление уровней. Первый эффект чувствителен к  $S$ - и  $V$ -взаимодействиям, второй к  $S$ -взаимодействию, последний к  $A$ ,  $T$ ,  $P$ -взаимодействиям.

Если  $g_{S,V} \neq 0$ , то радиус ядра  $R_e$ , определенный из данных по рассеянию электронов, и радиус ядра  $R_\mu$ , определенный из положения уровней мезоатомов, должны отличаться на величину:

$$R_\mu^2 - R_e^2 = 6A(g_V + g_S)/4\pi\alpha Z, \quad (2)$$

где  $A$ ,  $Z$  – атомный номер и заряд ядра,  $\alpha = 1/137$ . Сводку экспериментальных данных о  $R_\mu$  и  $R_e$  можно найти в таблице 3 обзора [6]. В пределах ошибок для всех ядер, для которых проводились измерения,  $R_e = R_\mu$ .

Для легких ядер  $R_e$  известно с лучшей точностью чем  $R_\mu$ , а для тяжелых – с худшей. Поэтому наилучшее ограничение дают данные о средних ядрах. Например, для алюминия  $R_e \approx R_\mu = 3 \text{ фм}$ ,  $(R_\mu - R_e)/R_e < 1,3\%$ . Отсюда можно заключить, что

$$g_V + g_S < 4 \cdot 10^{-2} \text{ Гэв}^{-2}. \quad (3)$$

Это ограничение можно, видимо, улучшить, если провести статистическую обработку измеренных величин  $R_e$  и  $R_\mu$  для всех ядер.

Заметим, что без сравнения  $R_\mu$  с  $R_e$  константу  $g_V$  ограничить нельзя. В этом мы расходимся с авторами работы [9]. В этой работе предлагается ограничить константу  $g_V$  векторного взаимодействия путем вычисления сдвигов уровней, вызванных этим взаимодействием и сравнения расчетов с экспериментальными данными. Но практически к таким же сдвигам, только значительно более сильным, приводит неточность ядра. Поэтому, если радиус ядра неизвестен из независимых опытов, то сдвиги, вызванные аномальным взаимодействием, нельзя отделить от сдвигов, вызванных неточностью ядра. Более подробно этот вопрос будет рассмотрен в отдельной публикации.

Из-за различной спиновой структуры скалярного ( $S$ ) и электромагнитного взаимодействий, эффект  $S$ -взаимодействия не может быть полностью скомпенсирован выбором радиуса ядра: если, например, скомпенсировать сдвиг  $S$ -уровней, то тонкое расщепление  $2P$ -уровней не скомпенсируется. Аномальный член в гамильтониане взаимодействия мюона с ядром, дающий вклад в тонкое расщепление, может быть приведен к виду:

$$- \frac{g_S A}{2m^2} (\vec{\sigma} \cdot \mathbf{p}) \delta(r) (\vec{\sigma} \cdot \mathbf{p}) \quad (4)$$

где  $m$  – масса мюона,  $\mathbf{p}$  – его импульс. Усредняя этот потенциал с помощью волновых функций нерелятивистского мюона в кулоновом поле точечного ядра, легко получить:

$$\Delta E = \frac{g_S m^3 A (Z\alpha)^5}{64\pi} \begin{cases} 4 \text{ для } 2S_{1/2} \\ 3 \text{ для } 2P_{1/2} \\ 0 \text{ для } 2P_{3/2} \end{cases}. \quad (5)$$

Экспериментально тонкое расщепление измерено для тяжелых элементов. В частности, в свинце расщепление  $2P$ -уровней  $\sim 100$  кэв, экспериментальная точность с которой оно измерено  $\sim 0,1$  кэв, а точность теоретических расчетов  $\sim 0,5$  кэв [10, 9]. Используя (5), можно получить отсюда, что

$$g_S < 3 \cdot 10^{-3} \text{ Гэв}^{-2} . \quad (6)$$

Однако, следует иметь в виду, что соотношение (5) применимо лишь к легким элементам. Предварительные оценки, выполненные одним из авторов (ВИЗ), показывают, что учет размеров ядра ухудшает ограничение (6) примерно на порядок и делает его сравнимым с (4).

В опыте [11] было обнаружено расхождение с теорией для далеких уровней ( $n \sim l \sim 3 + 5$ ), причем расхождение было больше или порядка эффектов, связанных с неточностью ядра. Из (2), (3), (5), (6) следует, что такое расхождение не может быть объяснено короткодействующим аномальным взаимодействием мюона с нуклонами.

Сверхтонкое расщепление наблюдалось в тяжелых элементах [12]. Теоретическая неопределенность обычных расчетов составляет 30–50% эффекта [13]. Грубо можно оценить относительный вклад аномальных  $T$  и  $A$ -взаимодействий в сверхтонкое расщепление  $S$ -уровня

$$\frac{\Delta E_{\text{аном}}}{\Delta E_{\text{ст}}} \sim \frac{g_A + g_T}{\frac{8\pi}{3} \mu_p \mu_\mu} \quad (7)$$

где  $\mu_\mu$  и  $\mu_p$  – магнитные моменты мюона и протона. Для  $P$ -взаимодействия это отношение порядка на два меньше. В результате для верхней границы  $g_A, g_T$  получаем  $\sim 1 \text{ Гэв}^{-2}$ . Для  $g_P$  эта граница примерно  $\sim 100 \text{ Гэв}^{-2}$ . К этим оценкам следует относиться лишь как к ориентировочным.

В связи с распадом  $K_L \rightarrow 2\mu$  обсуждалось скалярное  $S$  и псевдоскалярное  $P$  взаимодействие мюонов с  $\pi$ -мезонами [1–4]:

$$S: C (\vec{\pi} \vec{\pi}) (\bar{\mu} \mu), \quad C \sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ Гэв}^{-1} \quad [3] \quad (8)$$

$$P: \lambda \vec{\pi} \vec{\mu} \gamma_5 \mu, \quad \lambda \sim 8 \cdot 10^{-3} \quad [2] \quad (9)$$

Псевдоскалярную амплитуду типа (9) может дать также аномальное аксиальное взаимодействие. Прямой пересчет  $C$  и  $\lambda$  в  $g_S$  и  $g_P$  (или  $g_A$ ) невозможен. Если положить  $g_S \sim C/m_\pi$ , то  $g_S \sim 0,2 \text{ Гэв}^{-2}$ . В полюсном приближении  $g_P = g_{\pi NN} \lambda m_\pi^{-2} \approx 4 \text{ Гэв}^{-2}$ . Эти числа находятся как раз вблизи полученных нами ограничений. Однако из-за указанных выше неопределенностей исключить взаимодействия (8) и (9) мы не можем.

В заключение заметим, что сравнение  $\mu p$  и  $e p$ -рассеяния при высоких энергиях [7] позволяет получить  $g_V < 0,01 \text{ Гэв}^{-2}$ , что лучше чем (4). Ограничить  $g_S, g_P$  примерно с той же точностью можно, измеряя  $\mu p$ -рассеяние на большие углы при  $E \sim 1 \text{ Гэв}$  с точностью  $5 + 10\%$ .

Мы благодарны С.С.Герштейну, возбуждавшему наш интерес к вопросу о  $\mu$ -мезоатомах, и В.Б.Берестецкому, Е.Б.Богомольному, А.Д.Долгову, М.А.Шифману и М.Ж.Шматикову за полезные обсуждения.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
2 июня 1972 г.

### Литература

- [ 1 ] S.Barshay. Phys. Lett., 37B, 397, 1971.
  - [ 2 ] Е.Б.Богомольный, А.Д.Долгов, В.И.Захаров, Л.Б.Окунь, М.А.Шифман, М.Ж.Шматиков. ЯФ, 16, 129, 1972.
  - [ 3 ] А.Д.Долгов, В.И.Захаров, Л.Б.Окунь. Письма в ЖЭТФ, 15, 434, 1972.
  - [ 4 ] G.V.Dass, L.Wolfenstein. Preprint CERN Th-1450, 1972.
  - [ 5 ] G.Feinberg, L.M.Lederman. Ann. Rev. Nucl. Sci. p.498, 1963.
  - [ 6 ] C.S.Wu, L.Willis. Ann. Rev. Nucl. Sci. p. 572, 1969.
  - [ 7 ] H.L.Perl. SLAC-PUB-982.
  - [ 8 ] И.Ю.Кобзарев, Л.Б.Окунь. ЖЭТФ, 41, 1205, 1961.
  - [ 9 ] F.Iachello, A.Lande. Phys. Lett., 35B, 205, 1971.
  - [ 10 ] H.L.Anderson, C.K.Hargrove, E.P.Hinks, J.D.McAndrew, R.J.McKee, R.D.Barton, D.Kessler. Phys. Rev. 187, 1565, 1966.
  - [ 11 ] W.R.Dixit, H.L.Anderson, C.K.Hargrove, R.J.McKee, D.Kessler, H.Mes, A.C.Thompson. Phys. Rev. Lett., 27, 878, 1971.
  - [ 12 ] S.C.Cheng, M.Y.Chen, J.W.Kast et al. Phys. Lett., 34B, 615, 1971.
  - [ 13 ] J.Johnson, R.A.Soresen. Phys. Lett., 26B, 700, 1968.
-