

539.12

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО $\mu \rightarrow e$ -РАСПАДУ*И. И. Гуревич, Б. А. Никольский*

1. Масса, магнитный момент и время жизни μ -мезона равны соответственно

$$m = 105,659 \pm 0,002 \text{ Мэв,}$$

$$\mu = (1,001164 \pm 0,000003) \frac{e\hbar}{2m_\mu c},$$

$$\tau = (2,199 \pm 0,001) \cdot 10^{-6} \text{ сек.}$$

2. Спектр электронов при распаде полностью поляризованного μ -мезона имеет вид ¹⁻³

$$dN(x, \vartheta) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1+f(x)}{1+4\eta \frac{m_e}{m_\mu}} \left[12 - 12x + \rho \left(\frac{32}{3}x - 8 \right) + 12 \frac{m_e}{m_\mu} \cdot \frac{1-x}{x} \eta \right] \pm \right. \\ \left. \pm \xi \cos \vartheta \left[4 - 4x + \delta \left(\frac{32}{3} - 8 \right) + g(x) \right] \right\} x^2 dx d(\cos \vartheta). \quad (1)$$

Знаки «+» и «-» относятся к случаям соответственно μ^+ - и μ^- -мезонов; x — импульс электрона, измеряемый в единицах максимального значения этой величины; ρ , δ , ξ и η — параметры, являющиеся билинейными комбинациями констант взаимодействия (см. пункт 3); $f(x)$ и $g(x)$ описывают поправки к спектру из-за радиационных эффектов. Экспериментальные значения параметров ρ , δ , ξ , η , а также степени поляризации электронов h приведены в таблице.

Экспериментальные значения параметров электронного спектра $\mu \rightarrow e$ распада ⁷

Параметр	Значение	Литература	Параметр	Значение	Литература
ρ	$0,745 \pm 0,025$	4	h	$1,05 \pm 0,3$	11
ρ	$0,750 \pm 0,003$	5	h	$0,94 \pm 0,38$	12
ρ	$0,760 \pm 0,009$	6	h	$1,04 \pm 0,18$	13
ρ	$0,762 \pm 0,008$	7	h	$-0,89 \pm 0,28$	14
ρ *)	$0,750 \pm 0,006$	Среднее значение	h	$(-1,00 \pm 0,13)$	Среднее значение
δ	$0,78 \pm 0,05$	4	$\eta^{**})$	$-2,0 \pm 0,9$	4
δ	$0,782 \pm 0,031$	8	η	$0,05 \pm 0,5$	5
δ	$0,752 \pm 0,009$	7	η	$-0,7 \pm 0,6$	6
δ	$0,754 \pm 0,0085$	Среднее значение	η	$-0,7 \pm 0,5$	7
ангстремы	$0,97 \pm 0,05$	9	η	$-0,8 \pm 0,4$	Среднее значение
	$0,94 \pm 0,07$	4			
	$0,975 \pm 0,015$	10			
	$0,973 \pm 0,014$	Среднее значение			

*) Ошибка увеличена с учетом того, что параметр η может отличаться от нуля ⁷.

***) При получении этого значения η варьировались оба параметра изотропной части спектра ρ и η . В остальных случаях параметр η вычислялся в предположении, что $\rho \equiv \frac{3}{4}$.

3. Даже абсолютно точное знание шести экспериментально определяемых параметров τ , h , ρ , ξ , η , δ не позволяет ответить на вопрос о виде взаимодействия в $\mu \rightarrow e$ -распаде. Наиболее общий вид гамильтониана взаимодействия $\mu \rightarrow e$ -распада имеет вид

$$\mathcal{H} = \sum_{k=1}^5 (\bar{e}\Gamma_k\mu) (\bar{\nu}\Gamma_k (g_k + g'_k\gamma_5) \nu) + \text{э. с.}, \quad (2)$$

где Γ_k при $k = 1, \dots, 5$ обозначают операторы $1, \gamma_\alpha, \tau_{\alpha\rho}, i\gamma_\alpha\gamma_5, \gamma_5$.

Из гамильтониана (2) следует, что теория определяется десятью комплексными константами g_k и g'_k . Исключая несущественный общий фазовый множитель, получаем 19 подлежащих определению констант. Шесть экспериментальных параметров, определяемых при изучении

электронного спектра $\mu \rightarrow e$ -распада, позволяют получить лишь шесть соотношений между 19 константами взаимодействия.

В том случае, если $h \neq 1$, возможно экспериментальное определение параметров $\rho(h)$, $\delta(h)$ в зависимости от h . Однако и в этом случае константы g_h и g'_h не могут быть определены однозначно¹⁵.

Однозначное определение констант g_h и g'_h из опытов по $\mu \rightarrow e$ -распаду возможно лишь в том случае, если, кроме электрона, будут фиксироваться также распадные нейтрино¹⁶. Однако такие эксперименты представляются сейчас нереальными, хотя и крайне желательными.

4. Эксперименты по изучению электронного спектра $\mu \rightarrow e$ -распада могут быть использованы для однозначного определения констант теории, менее общей, чем теория, определяемая гамильтонианом (2). Рассмотрим теорию, в которой предполагается, что нейтрино двухкомпонентно. Такая теория приводит¹⁷ к значениям экспериментальных параметров $\rho = \delta \equiv \frac{3}{4}$ и $\xi = -h$. Спектр электронов (1) определяется при этом всего двумя параметрами, ξ и η . В теории остается всего две (комплексные) константы¹⁷, так как у двухкомпонентного нейтрино $g_h = g'_h = 0$ для скалярного, псевдоскалярного и тензорного взаимодействий. Для векторного и аксиального взаимодействий в гамильтониане (2) константы $g_V = -g'_V$ и $g_A = -g'_A$. Равенства $\eta = 0$ и $\xi = 1$ соответствуют $V - A$ -взаимодействию. Две комплексные константы g_V и g_A однозначно определяются тремя экспериментальными параметрами, ξ , η и τ , так как общий для обеих констант фазовый множитель несуществен. Параметры ξ и η выражаются через g_V и g_A следующим образом¹⁷:

$$\xi = \frac{2 \operatorname{Re}(g_V g_A^*)}{|g_A|^2 + |g_V|^2}, \quad \eta = \frac{|g_A|^2 - |g_V|^2}{|g_A|^2 + |g_V|^2}. \quad (3)$$

Параметр η определен в настоящее время плохо, так как этот параметр входит в выражение для электронного спектра (1) с малым множителем $\frac{m_e}{m_\mu}$ (см. таблицу). Поэтому для определения отношения $\varepsilon = \frac{g_A}{g_V} = |\varepsilon| e^{i\theta}$ в двухкомпонентной теории нейтрино можно пока использовать только первое из равенств (3):

$$\xi = \frac{2 \operatorname{Re} \varepsilon}{1 + |\varepsilon|^2} = \frac{2 |\varepsilon| \cos \theta}{1 + |\varepsilon|^2}. \quad (4)$$

Принимая экспериментальное значение $\xi_{\min} = 0,975 - 0,015 = 0,96$ ¹⁰, получаем для $|\varepsilon|$ оценку $0,75 \leq |\varepsilon| \leq 1,34$. Из (4) может быть получена также оценка $\theta \leq 16^\circ$. Формула (4), несмотря на высокую точность определения ξ , очень нечувствительна к значениям $|\varepsilon|$ и θ . Из формулы (4) следует, что максимальное отличие $|\varepsilon|$ от единицы получается при T -инвариантной теории ($\theta = 0$).

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. C. Bouchiat, L. Michel, Phys. Rev. **106**, 470 (1957).
2. T. Kinoshita, A. Sirlin, Phys. Rev. **113**, 1652 (1959).
3. M. Berman, Phys. Rev. **112**, 267 (1958).
4. R. Plano, Phys. Rev. **119**, 1400 (1960).
5. M. Bardon, P. Norton, J. Peoples, A. M. Sachs, J. Lee-Franzini, Phys. Rev. Lett. **14**, 449 (1965); J. Peoples, Nevis Report, 147 (1966).
6. B. A. Sherwood, Phys. Rev. **156**, 1475 (1967).
7. D. Fryberger, Preprint 67-51, Chicago, USA (1967).
8. H. Kruger, University of California, Report UCRL-9322 (1964).
9. M. Bardon, D. Berley, L. M. Lederman, Phys. Rev. Lett. **2**, 561 (1959).

10. В. В. А х м а н о в, И. И. Г у р е в и ч, Ю. П. Д о б р е ц о в, Л. А. М а к а р ь и - н а, А. П. М и ш а к о в а, Б. А. Н и к о л ь с к и й, Б. В. С о к о л о в, Л. В. С у р к о в а, В. Д. Ш е с т а к о в, Ядерная физика **6**, 316 (1967).
11. A. B u h l e r, N. C a b b i b o, M. F i d e s a g o, T. M a s s a m, Th. M ü l l e r, M. S c h n e e g a n s, A. Z i c h i c h i, Phys. Lett. **7**, 368 (1963).
12. S. B l o o m, L. A. D i c h, L. F e u y r a i s, G. R. H e n r y, P. C. M a c c, M. S p i g h e l, Phys. Lett. **8**, 87 (1964).
13. J. D u c l o s, J. H e i n t z e, A. d e R u j u l a, V. S o e r g e l, Phys. Lett. **9**, 62 (1964).
14. D. M. S c h w a r t z, Phys. Rev. **162**, 1306 (1967).
15. T. K i n o s h i t a, A. S i r l i n, Phys. Rev. **108**, 844 (1957).
16. C. J a r l s k o g, Nucl. Phys. **75**, 659 (1966).
17. T. K i n o s h i t a, A. S i r l i n, Phys. Rev. **107**, 593 (1957).