

## ЛИТЕРАТУРА

1. Абен Х. К., Интегральная фотоупругость, Таллин, «Валгус», 1975.
2. Бросман Э., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., 26, № 3, 457—461 (1977).
3. Томашевский Д. И., Масютин Г. Г., Явич А. А., Преснухин В. В., Графические средства автоматизации проектирования РЭА, М., «Советское радио», 1980.
4. Бросман Э. И., Абен Х. К., Каплан М. С., В кн.: Физика и химия кристаллов, Харьков, ВНИИ монокристаллов, 1977, с. 93—98.
5. Баяковский Ю. М. и др., Препринт ИПМ, вып. 1—4, М., 1972—1975.

Специальное научно-производственное  
объединение «Алгоритм»

Поступила в редакцию  
25/VI 1981

EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED, 31. KOIDE  
FOOSIKA \* MATEMAATIKA. 1982, NR. 1

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ТОМ 31  
ФИЗИКА \* МАТЕМАТИКА. 1982, № 1

УДК 539.12

**Л. ПАЛЬГИ**

<https://doi.org/10.3176/phys.math.1982.1.15>

### ВЛИЯНИЕ МАССЫ И СМЕШИВАНИЯ НЕЙТРИНО НА РАСПАД МЮОНА

L. PALGI. NEUTRINO MASSI JA SEGUNEMISE MOJU MÜÜONI LAGUNEMISELE

L. PALGI. INFLUENCE OF NEUTRINO MASS AND MIXING ON MUON DECAY

(Представил К. К. Ребане)

В последнее время появились новые экспериментальные данные в пользу того, что массы нейтрино отличны от нуля и что имеют место переходы между различными типами нейтрино. То же самое следует ожидать и во многих схемах теорий большого объединения.

Измерение  $\beta$ -спектра трития в валине [1] указывает на конечную массу электронного нейтрино  $14 < m_{\nu_e} < 46$  эВ. Существуют следующие экспериментальные пределы для масс  $\mu$ - и  $\tau$ -нейтрино:  $m_{\nu_\mu} < 0,52$  МэВ, определенный из лептонного распада пиона [2, 3], и  $m_{\nu_\tau} < 250$  МэВ, определенный из лептонного распада  $\tau$  [4]. При получении этих пределов не учитывалось, что  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  могут представлять собой не массовые состояния, а суперпозиции массовых состояний  $\nu_1$ ,  $\nu_2$ ,  $\nu_3$ :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{e1} & A_{e2} & A_{e3} \\ A_{\mu 1} & A_{\mu 2} & A_{\mu 3} \\ A_{\tau 1} & A_{\tau 2} & A_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Нейтринные массовые состояния  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  и  $\nu_3$  имеют массы  $m_1$ ,  $m_2$  и  $m_3$  соответственно.

Влияние массы и смешивания нейтрино на  $\beta$ -распад трития подробно рассмотрено в [5, 6], это же сделано для лептонного распада пиона [7].

Здесь мы более подробно выясним влияние массы и смешивания нейтрино на распад мюона:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e. \quad (2)$$

Рассматривая вариант взаимодействия  $V-A$  и пренебрегая возможным нарушением  $CP$ -инвариантности, считаем элементы матрицы  $A$  реальными и для вероятности мю-распада (2) получаем

$$\Gamma_{\mu e} = (G^2 M^5 / 12\pi^3) \sum_{i,k=1}^3 \int_{\varepsilon_{\min}}^{\varepsilon_{\max}} d\varepsilon A_{\mu i}^2 A_{e k}^2 R_{ik}(\varepsilon). \quad (3)$$

Здесь  $M$  — масса мюона,  $i$  — индекс массового нейтрино  $\nu_i$  в суперпозиции  $\nu_\mu$  и  $k$  — индекс массового нейтрино  $\nu_k$  в суперпозиции  $\nu_e$ , а  $\varepsilon = E/M$ , где  $E$  — энергия электрона. Энергетический спектр электрона  $R_{ik}$  при  $m_i \neq 0$ ,  $m_k = 0$  вычислен в [8-10], а при  $m_i = 0$ ,  $m_k \neq 0$  и  $m_i \neq 0$ ,  $m_k \neq 0$  — в [11].

Пренебрегая массами  $m_1$  и  $m_2$ , рассмотрим, какую информацию о массе и смешивании  $\tau$ -нейтрино может дать исследование мю-распада.

Из формулы (3) получаем (массой электрона пренебрегаем):

$$\Gamma_{\mu e} = (G^2 M^5 / 12\pi^3) \int_0^{\varepsilon_{\max}} [\varepsilon^2(3-4\varepsilon) - A_{\mu 2}^2 A_{e 3}^2 \Delta R_{23} - A_{e 1}^2 A_{\mu 3}^2 \Delta R_{31} - A_{\mu 3}^2 A_{e 3}^2 \Delta R_{33} - A_{\mu 1}^2 A_{e 3}^2 \Delta R_{13} - A_{\mu 3}^2 A_{e 2}^2 \Delta R_{32}] d\varepsilon, \quad (4)$$

где  $\Delta R_{ik} = \varepsilon^2(3-4\varepsilon) - R_{ik}$ . В связи с экспериментальным пределом  $m_{\nu_\tau} < 250$  МэВ нас интересуют сравнительно большие массы  $m_{\nu_\tau}$ . Исходя из астрофизических соображений, в [7] показано, что если масса  $\tau$ -нейтрино больше 50 эВ, то она должна быть больше и 10 МэВ. Используя результаты [7], можно в выражении (4) диагональные элементы  $A_{e1}$  и  $A_{\mu 2}$  считать единичными и пренебрегать последними тремя членами в формуле (4).

Из [8-11] получаем для  $\Delta R_{31}$  и  $\Delta R_{23}$  следующие выражения:

$$\Delta R_{31} = \Delta R_{32}, \quad (5)$$

$$\Delta R_{23} = \varepsilon^2[-3\beta - 3(\beta/X)^2(1-\beta) + 4(\beta/X)^3\varepsilon], \quad (6)$$

где  $\beta = (m_{\nu_\tau}/M)^2$  и  $X = 1 - 2\varepsilon$ .

Для вероятности мю-распада получаем

$$\Gamma_{\mu e} = (G^2 M^5 / 192\pi^3) [1 - (A_{\mu 3}^2 + A_{e 3}^2)B], \quad (7)$$

$$B = 8\beta - 8\beta^3 + \beta^4 + 12\beta^2 \ln \beta. \quad (8)$$

Время жизни мюона измерено с хорошей точностью. По данным [12],  $\tau_\mu = (2,197120 \pm 0,000077) \cdot 10^{-6}$  с. В рамках единой теории электрослабого взаимодействия Вайнберга—Салама  $\tau_\mu$  может быть вычислено с учетом электромагнитных и слабых поправок [13, 14]. Эту величину можно использовать для исследования массы  $\tau$ -нейтрино или параметров смешивания.

При  $m_{\nu_\tau} \geq M$  получается ограничение для  $(A_{\mu 3}^2 + A_{e 3}^2)$ . Смешивание  $(A_{\mu 3}^2 + A_{e 3}^2) \geq 10^{-4} - 10^{-5}$  дало бы поправки на время жизни мюона больше экспериментальной неопределенности. Эта поправка остается практически такой же при массах, значительно меньших  $M$  (см.

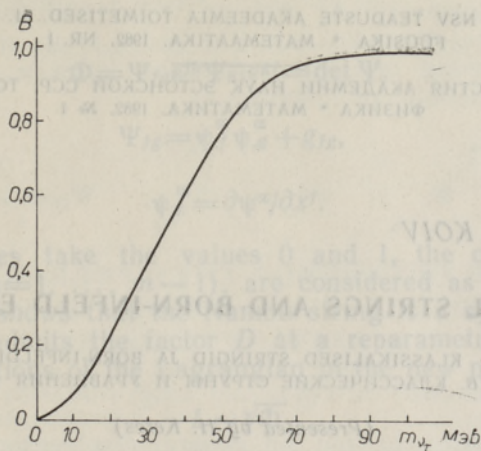


рисунок). С другой стороны, если масса  $m_{\nu_{\tau}} < 60 - 70$  МэВ и из других данных известно ( $A_{e3^2} + A_{\mu3^2}$ ), то рассмотренные поправки к вероятности распада мюона могут дать возможность дальнейшего улучшения предела для массы  $\tau$ -нейтрино.

Автор признателен М. Кыйву и И. Отсу за полезные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Козик В. С., Любимов В. А., Новиков Е. Г., Нозик В. З., Третьяков Е. Ф., Ядер. физика, **32**, вып. 1, 301—303 (1980).
2. Daum, M., Eaton, G. H., Frosch, R., Hirschmann, H., McCulloch, J., Steiner, E., Phys. Rev., **D20**, № 11, 2692—2707 (1979).
3. Lu, D. C., Delker, L., Dugan, G., Wu, C. S., Caffrey, A. J., Cheng, Y. T., Lee, Y. K., Phys. Rev. Lett., **45**, № 13, 1066—1069 (1980).
4. Vasino, W. et al., Phys. Rev. Lett., **42**, № 12, 749—752 (1979).
5. Кобзарев И. Ю., Мартемьянов Б. В., Окунь Л. Б., Щепкин М. Г., Ядер. физика, **32**, вып. 6, 1590—1599 (1980).
6. McKellar, B. H. J., Phys. Lett., **B97**, № 1, 93—94 (1980).
7. Kolb, E. W., Goldman, T. J., Phys. Rev. Lett., **43**, № 13, 897—900 (1979).
8. Bahcall, J., Curtis, R. B., Nuovo Cim., **21**, № 3, 422—429 (1961).
9. Thacker, H. B., Sakurai, J. J., Phys. Lett., **B36**, № 2, 103—105 (1971).
10. Tsai, Y. S., Phys. Rev., **D19**, № 9, 2809—2811 (1979).
11. Отс И., Пальги Л., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., (в печати).
12. Particle Data Group, Rev. Mod. Phys., **52**, № 2, Part II (1980).
13. Sirlin, A., Nucl. Phys., **B71**, № 1, 29—51 (1974).
14. Green, M., Veltman, M., Nucl. Phys., **B169**, № 1—2, 137—164 (1980).

Институт физики  
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию  
2/VII 1981