

МАССА НЕЙТРИНО ПО  $\beta$ -СПЕКТРУ (ИТЭФ-86)

С.Д.Борис, А.И.Голутвин, Л.П.Лаптин, В.А.Любимов, Н.Ф.Мясоедов<sup>1)</sup>,  
В.В.Наговицын, В.З.Нозик, Е.Г.Новиков, В.А.Солощенко,  
И.Н.Тихомиров, Е.Ф.Третьяков

Статья посвящена дальнейшему развитию исследований массы нейтрино на спектрометре ИТЭФ. Представлены результаты нового цикла измерений 1985 – 1986 гг. и совместного анализа с данными предыдущих циклов.

Исследование ИТЭФ-86 продолжило цикл работ<sup>1-3</sup> и имело целью тщательный анализ полной функции разрешения (ПФР), включая ее оптическую составляющую (ОФР) и составляющую, определяемую спектром ионизационных потерь (СИП) в веществе источника. Все эти функции были определены экспериментальным путем. Метод определения изложен в<sup>4</sup>. Кроме того адекватность ПФР экспериментальным данным проверялась на самом экспериментальном материале по  $\beta$ -спектрам. Для этого  $\beta$ -спектры исследовались в широком интервале энергий, а фитирование производилось по интервалам различной ширины. Чем короче интервал фитируемых данных, тем меньше влияние ПФР на получаемые параметры модели, включая физически важные:  $M_\nu$  и  $E_0$ . Наоборот, чем шире интервал, тем сильнее зависимость параметров от формы ПФР. Только в том случае, когда ПФР полностью адекватна реальным условиям, извлекаемые параметры не зависят от ширины интервала. Выбирая самый малый (допустимый по статистике) интервал, мы получаем физические параметры  $M_\nu$  и  $E_0$  с наименьшей систематической ошибкой, обусловленной неопределенностью ПФР. В то же время широкий интервал служит для тестирования адекватности ПФР. Возможность сравнения параметров, полученных при фитировании в различных по ширине интервалах, оказалась очень чувствительным инструментом при выборе правильной формы ПФР.

В последнем цикле измерений (ИТЭФ-86) интервал измерения  $\beta$ -спектра расширен до 5,5 кэВ. Кроме того в основном интервале фитирования (1,7 кэВ) статистика увеличена в десять раз. Все это позволило существенно (1,5 раза уменьшить систематические ошибки, обусловленные неопределенностью формы ПФР (ионизационные потери, обратное рассеяние, хвосты ОФР).

Для оценки массы нейтрино и граничной энергии применялась процедура фитирования экспериментальных данных с модельным спектром (см. формулы в<sup>4</sup>). Результаты фитирования по различным интервалам для всех циклов измерения 1983 – 1986 гг. приведены в табл. 1. Они относятся к теоретическому спектру конечных состояний (СКС) молекулы валина (рабочее вещество источника) при распаде трития<sup>5</sup>. В работе<sup>5</sup> с высокой точностью

<sup>1)</sup> Институт молекулярной генетики АН СССР.

вычислены вероятность перехода в основное состояние  $W_0 = 0,612$  и интегральные характеристики СКС:  $\Delta\bar{E}^* = \bar{\epsilon} = 18,8$  эВ и  $\sigma_T^2 = \bar{\epsilon}^2 - \epsilon^2 = 1281,6$  эВ<sup>2</sup>. Последние величины включают в себя как все возможные дискретные состояния, так и континуум. Дискретные состояния  $\epsilon_k$  и их вероятности  $W_k$  вычислены с учетом электронных корреляций. Вероятность перехода во все вычисленные состояния  $\Sigma W_k = 0,893$ . Не вычисленная авторами остаточная часть (ОЧ) спектра включает в себя как дискретные уровни, опущенные из-за пренебрежения некоторыми электронными конфигурациями, так и не поддающийся расчету континуум. Усредненные по данным табл. 1 значения  $M_\nu = 29 \pm 3$  эВ и  $E_0 = 18580,9 \pm 4$  эВ и близкие к ним значения в <sup>4</sup> (последние не содержат экспериментальных данных 1986 г.) получены в предположении, что ОЧ представима одним уровнем с  $W_r = 0,10 \pm 0,02$  и  $\epsilon_r = (\Delta\bar{E}^* - \bar{\epsilon}_k) / W_r = 61,6$  эВ. Ошибки в  $M_\nu$  и  $E_0$  получены как сумма статистической погрешности на 95%-ном уровне достоверности и систематической ошибки. Последняя включает в себя все вариации составляющих ПФР и калибровки в пределах точности их экспериментального определения, кроме вариаций теоретического СКС. Ниже мы рассмотрим такие вариации и их влияние на физические параметры

При фиксированных значениях  $W_0$  и  $\Delta\bar{E}^*$  вариации  $W_r$  от 0,05 до 0,15 (что в 2,5 раза превышает авторскую ошибку <sup>5</sup>) с пропорциональным изменением  $W_k \neq 0$  и однозначным определением  $\epsilon_r$  значимо не меняют физических параметров. Но обратим внимание на дисперсию такого СКС. Оказывается, что при одноуровневом представлении ОЧ она существенно *меньше* ( $\sigma_1^2 = 696,7$  эВ<sup>2</sup>), чем  $\sigma_T^2$ . Информация, содержащаяся в  $\sigma_T^2$  и фиксация дисперсии СКС на этом уровне позволяет представить ОЧ уже двумя уровнями  $\epsilon_{r_1}$  и  $\epsilon_{r_2}$  или непрерывной степенной функцией с одним варьируемым параметром (например,  $\epsilon_{r_1}^3$ ). На первый взгляд кажется, что использование СКС с *большой* дисперсией приведет только к увеличению  $M_\nu$  <sup>6</sup>. Однако при фиксации  $W_0$ ,  $\Delta\bar{E}^*$  и  $\sigma_T^2$  из-за наличия в модели  $\beta$ -спектра корректирующих параметров  $\alpha_L$  и  $\alpha_S$  (см. <sup>4</sup>) находятся такие области вариаций, при которых параметр массы значительно понижается. Данные по вариации ОЧ приведены в табл. 2. Результат этих вариаций с усреднением по различным гипотезам ОЧ можно представить как  $M_\nu = 29 \pm \frac{3}{8}$  эВ, где увеличенная статистическая ошибка соответствует предельному варианту СКС, понижающему массу, либо, что более естественно, как  $M_\nu = 26_{-5}^{+6}$  эВ и  $E_0 = 18579,4 \pm 4$  эВ, что соответствует наиболее вероятному по  $\chi^2$  представлению ОЧ. Таким образом, последний результат соответствует СКС валина с достаточно полным учетом неопределенности его расчета.

Из значения  $E_0$  и энергий электронных оболочек <sup>5</sup> можно вычислить разность масс нейтральных атомов трития и гелия. Полученная таким образом величина  $\Delta M_{T - He} = 18598,9 \pm 4$  эВ прекрасно согласуется с измерением разности масс дублета T - He, выполненным группой Липмаа <sup>7</sup> на ИЦР-спектрометре:  $\Delta M_{T - He} = 18599 \pm 2$  эВ и средней величиной <sup>8</sup>. Эти данные позволяют оценить интервал масс независимо от конкретного вида СКС и ПФР. Действительно, при любых вариациях этих функций параметры  $M_\nu^2$  и  $E_0$  сильно скоррелированы (уменьшение  $E_0$  - понижение массы и наоборот), причем эта корреляция носит почти универсальный характер. Вместе с тем ясно, что данные по  $\Delta M_{T - He}$  ограничивают возможные значения  $E_0$ . Например, использование модели СКС с одним уровнем ("ядро") вместо СКС валина уменьшает  $E_0$  на 18 эВ, что несовместимо с данными <sup>7</sup>.

Имея траекторию корреляционной зависимости на плоскости  $M_\nu^2$  и  $E_0$  и зная  $E_0$  из разности масс <sup>7</sup>, мы получили наименее чувствительный к моделям интервал  $17 < M_\nu < 40$  эВ.

Этот результат уже был представлен на мориондской конференции <sup>4</sup>. Естественно он не изменился, поскольку по сути этого метода, вариации не только СКС, но и ПФР не отражаются на результате. В данном случае существенная лишь абсолютная калибровка прибора.

Там же были доложены результаты аналогичных исследований трех групп, где получены верхние ограничения на массу нейтрино  $M_\nu < 36$  эВ <sup>9</sup>,  $M_\nu < 31$  эВ <sup>10</sup> и  $M_\nu < 18$  эВ <sup>11</sup>, формально не противоречащие нашей интервальной оценке. Отметим, что работа швейцарской группы <sup>11</sup>, где получено наиболее сильное ограничение, не свободна от критики по двум аспектам.

Ширина интервала $\Delta E$ (кэВ)		3,4				1,7				0,3			
		$T/T_0$	$M_v^2$	$E_0 - 18500$	$\chi^2$	$M_v^2$	$E_0 - 18500$	$\chi^2$	$M_v^2$	$E_0 - 18500$	$\chi^2$	$M_v^2$	$E_0 - 18500$
—	1	2,82	—	—	—	$809 \pm 58$	$80,3 \pm 0,3$	$\frac{316}{299}$	$893 \pm 133$	$80,8 \pm 0,9$	$\frac{188}{165}$		
83	2	2,27	—	—	—	$805 \pm 61$	$80,1 \pm 0,3$	$\frac{484}{505}$	$954 \pm 109$	$81,1 \pm 0,7$	$\frac{264}{318}$		
—	3	2,10	—	—	—	$810 \pm 120$	$80,8 \pm 0,5$	$\frac{463}{504}$	$990 \pm 198$	$82,1 \pm 1,2$	$\frac{301}{316}$		
85	1,98	$942 \pm 371$	$80,2 \pm 0,8$	$\frac{444}{366}$		$887 \pm 88$	$82,4 \pm 0,3$	$\frac{337}{302}$	$682 \pm 148$	$81,2 \pm 0,9$	$\frac{185}{193}$		
86	2,57	$837 \pm 99$	$80,1 \pm 0,3$	$\frac{831}{683}$		$794 \pm 106$	$79,9 \pm 0,3$	$\frac{469}{410}$	$709 \pm 244$	$79,4 \pm 1,2$	$\frac{72}{67}$		
—	—	—	$80,1 \pm 0,3$	—		$818 \pm 34$	$80,7 \pm 0,16$	—	$860 \pm 66$	$81,0 \pm 0,4$	—		
—	—	—	$81,0 \pm 0,16$	$\frac{633}{601}$		$855 \pm 33$	$81,0 \pm 0,15$	$\frac{580,7}{541}$	$822 \pm 75$	$80,9 \pm 0,4$	$\frac{289}{272}$		
			(1,5)			(103)	(1,4)		(126)	(1,4)			

T — толщина источника

 $T_0$  — длина свободного пробега электронов.

		Модель ОЧ СКС				
		1 уровень		2 уровня		
$E_r / E_{r_2}, \text{эВ}$	61,6/-	79,0/-	51,6/585	41,6/242	31,6/195	$E^{-2}$
$W_r / W_{r_2}, \%$	10,0/0,0	5,0/0,0	9,8/0,2	9,3/0,7	8,6/1,4	10,0
$M_b^2$	855 ± 33	868 ± 35	733 ± 38	646 ± 39	641 ± 38	662 ± 38
$E_0 - 18500$	81,0 ± 0,2	80,9 ± 0,2	80,1 ± 0,2	79,2 ± 0,2	78,7 ± 0,2	78,7 ± 0,2
$\chi^2$	581/541	583/541	572/541	575/541	596/541	586/541
						579/541

$\Delta E = 1, 7 \text{ кэВ}$

Параметры двухуровневой ОЧ:

$$W_{r_1} = \frac{W_r \Delta \sigma^2}{\Delta \sigma^2 + W_r (\epsilon_r - E_{r_1})^2}, \quad W_r = W_{r_1} - W_{r_2}; \quad E_{r_2} = \epsilon_r + \frac{\Delta \sigma^2}{W_r (\epsilon_r - E_{r_1})}; \quad \Delta \sigma^2 = \sigma_T^2 - \sigma_1^2$$

Параметры степенной модели находятся из уравнений:

$$\int E_{r_2} NE^{-\alpha} dE = W_r; \quad \int E_{r_2} NE^{-\alpha+1} dE = \epsilon_r; \quad \int E_{r_2} NE^{-\alpha+2} dE = \epsilon_r^2 + \frac{\Delta \sigma^2}{W_r}$$

1. Декларированная точность определения массы нам кажется переоцененной. В работе приведены результаты четырех серий (см. табл. 1<sup>11</sup>). Доверительный интервал для массы основан на сумме статистической ошибки совместного фита (на 95%-ном уровне достоверности) и систематической ошибки (табл. 2<sup>11</sup>). Вместе с тем авторы не приводят достаточного объяснения того, что параметр  $E_0$  имеет разброс  $\approx 7$  эВ при статистической точности 0,2 эВ. Учитывая наличие корреляций между параметрами ( $\Delta M_\nu^2 / \Delta E_0 = 80 - 100 \text{ эВ}^2 / \text{эВ}$ ), следует ожидать, что разброс  $M_\nu^2$  должен быть в несколько раз больше указанной авторами статистической ошибки  $M_\nu^2$  ( $63 \text{ эВ}^2$ ). В таком случае доверительный интервал оказывается заниженным на 300 – 400  $\text{эВ}^2$ .

2. Спектр потерь энергии в источнике получен модельным расчетом на основе экспериментальных данных<sup>12</sup>. При этом авторы (в явном противоречии с экспериментальными данными) игнорировали хвост с потерями  $> 180$  эВ, что неизбежно ведет к систематическому занижению  $M_\nu$ . Аналогичный эффект должен быть из-за пренебрежения абсорбций вещества на поверхности источника, в наличии которого очень трудно сомневаться.

#### Литература

1. Любимов В.А. и др. ЖЭТФ, 1981, 81, 1158.
2. Boris S. et al. Proc. of XXII Int. Conf. on HEP, Leipzig, 1984, 1, 259.
3. Борис С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 107; Phys. Lett., 1985, 159B, 217.
4. Lubimov V. "86 Massive Neutrinos in Astrophysics and in Particle Physics", France, 1986, p. 441.
5. Kaplan I., Smelov G., Smutny V. Phys. Lett., 1985, 161B, 389; A talk presented at Intern. Symp. on Nucl. Beta Decay and Neutrino, Osaka, Japan, June 11–13, 1986.
6. Bergkvist K.E. Phys. Lett., 1985, 154B, 224; Phys. Lett., 1985, 159B, 408.
7. Липмаа Э.Т. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 529; Lipmaa E. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 285.
8. Audi G. et al. Z. Phys., 1985, 321A, 533; Shelton D. et al. Phys. Lett., 1986, 176B, 289.
9. Wilkerson J.F. et al. "86 Massive Neutrinos in Astrophysics and in Particle Physics", p. 483.
10. Kawakami H. et al. ibid., p. 503.
11. Fritshi M. et al. ibid., p. 469.
12. Burge R.E., Missel D.L. Phil. Mag., 1986, 18, 251.

Поступила в редакцию

13 августа 1986 г.

16 февраля 1987 г.