

ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ МЮОНА И МЮОННОГО НЕЙТРИНО

Т.Н.Мамедов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дан обзор по измерению массы мюона и мюонного нейтрино. Рассмотрены поправки к энергетическому спектру мюонного атома, обусловленные конечным размером ядра, поляризацией вакуума, сдвигом Лэмба, экранированием заряда ядра электронами и т.д., необходимыми для определения массы мюона из экспериментальных данных по энергии мезорентгеновского излучения. Результаты измерения массы отрицательного мюона сравниваются с массой положительных мюонов, определенной по расстоянию между уровнями сверхтонкого расщепления в мюонии (μ^+e^-) и измерением массы π^- -мезона. Существенный вклад в погрешность определения массы μ^+ вносит неточность вычисления радиационных поправок к уровням сверхтонкого расщепления в (μ^+e^-). Наименьшее значение верхнего предела массы мюонного нейтрино в настоящее время получено из экспериментов по измерению импульса мюона при распаде покоящегося π -мезона. Обсуждается перспектива увеличения точности измерения массы мюона и мюонного нейтрино.

The papers on measurement of muon and muon neutrino masses are reviewed. Corrections to the energy spectrum of the muon atom, arising from the finite dimensions of the nucleus, polarization of the vacuum, the Lamb shift, screening of the nuclear charge by electrons, etc., which are necessary for finding the muon mass from the experimental data on the mesonic X-ray energy, are considered. The negative muon mass measured is compared with the positive muon mass determined by the hyperfine structure interval in the muonium (μ^+e^-) and by measuring the π^- -meson mass. A considerable contribution to the errors in determination of the μ^+ mass comes from the inaccurate calculation of the radiative corrections to the hyperfine structure levels in (μ^+e^-). At present, the smallest value of the upper limit for the muon neutrino mass has been obtained from the experiments on muon momentum measurement in the decay of a π -meson at rest. The prospects of increasing the precision of muon and muon neutrino mass measurement is discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Мюон был открыт Андерсоном и Неддермейером [1] и Стритом и Стивенсоном [2] в исследованиях взаимодействия космических частиц с веществом в 1936—1938 гг. В течение целого десятилетия, следовавшего за этим открытием, мюоны отождествляли с тяжелыми мезонами Юкавы, ответственными за ядерные силы. Основное противоречие, следовавшее из этой гипотезы, было, впрочем, ясно и в те годы: мюоны космиче-

ских лучей проходили всю земную атмосферу без заметного поглощения, тогда как мезоны Юкавы должны были бы сильно взаимодействовать с ядрами и быстро поглощаться в атмосфере. Это противоречие усилилось после работы Конверси, Панчини и Пиччиони [3], показавших, что мюоны космического излучения чрезвычайно слабо взаимодействуют с ядрами в мишени. После работ, выполненных Лейтсом и др. [4,5], где были открыты π -мезоны, стало ясно, что мюоны космических лучей имеют вторичное происхождение, образуясь в результате распада π -мезонов в атмосфере.

В ядерной фотоэмульсии и в пропановой камере наблюдалась последовательность π - μ - e -распада. Измерение пробегов мю-мезонов, возникающих при π - μ -распаде, показало, что они представляют собой группу монохроматических частиц. Возникновение при распаде остановившихся π -мезонов монохроматических мюонов показывает, что π -мезон распадается на две частицы (из закона сохранения импульса), одна из которых нейтральна.

Любопытен и такой известный факт, что в январе 1957 г. в течение двух дней в редакцию журнала «The Physical Review» поступили три рукописи, которые были посвящены трем независимым экспериментам, доказывающим нарушение четности в слабых взаимодействиях, предсказанное Ли и Янгом. В первой работе Ву и др. [6] был описан β -распад поляризованного ядра ^{60}Co . Во второй работе Гарвин, Ледерман и Вайнрих [7] μSR -методом показывали нарушение пространственной четности при $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ и $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ распадах.

В работе Фридмана и Телегди [8] сообщалось о наблюдении мюония и возникновении потери поляризации из-за сверхтонкого взаимодействия и прецессии полного магнитного момента мюония ($\mu^+ + e^-$) во внешнем магнитном поле.

1. ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ МЮОНА

В работах [1,2] было также определено, что масса мюона равна примерно $200m_e$. В 50-е годы была проведена серия измерений массы мюона и π -мезона по их пробегу в ядерной эмульсии и отклонению в магнитном поле. Наиболее тщательные измерения такого типа были проведены на синхроциклотроне в Беркли Баркассом и др. [9], и из этих экспериментов было найдено, что:

$$m_{\pi^+} = (273,34 \pm 0,33)m_e,$$

$$m_{\pi^-} = (272,8 \pm 0,45)m_e,$$

$$m_{\mu^+} = (206,93 \pm 0,35)m_e,$$

$$P_{\mu} = (29,80 \pm 0,04) \text{ МэВ/с},$$

$$E_{\mu} = P_{\mu}^2 / (2m_{\mu}) = (4,19 \pm 0,01) \text{ МэВ},$$

P_{μ} , E_{μ} — импульс и энергия мюона, образующегося при распаде покоящегося π -мезона.

Энергия связи мюона в атоме в предположении только электромагнитного взаимодействия мюона с ядром и без учета конечного размера ядра описывается следующей формулой:

$$E_n = -m_1 c^2 \alpha^2 Z^2 / 2n^2, \quad (1)$$

где m_1 — приведенная масса мюона $m_1 = m_{\mu} A / (m_{\mu} + A)$; n — главное квантовое число уровня; α — постоянная тонкой структуры; A , Z — масса и заряд ядра.

Энергия мезорентгеновского излучения при переходе мюона с уровня n_2 на n_1 соответственно будет равна

$$E(n_2 \rightarrow n_1) = m_1 c^2 \frac{\alpha^2 Z^2}{2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (2)$$

Таким образом, измеряя энергию мезорентгеновского излучения при переходе мюона с уровня n_2 на n_1 , по соотношению (2) можно определить массу мюона.

Однако, как уже было сказано выше, формулы (1) и (2) не учитывают конечного размера ядра и ряд других поправок. По сравнению с обычными атомами масштабы этих поправок в мюонных атомах значительно больше, так как масса мюона примерно в 200 раз больше массы электрона и примерно во столько же раз мюон в K -оболочке расположен ближе к ядру, чем K -электрон. Если сравнить радиус орбиты мюона в $1s$ -состоянии $r_{\mu} = \hbar / (\alpha c m_{\mu} Z) \approx (2,9/Z) \cdot 10^{-11}$ см с радиусом ядра $R = 1,3 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$, нетрудно увидеть, что уже в легких атомах R составляет несколько процентов от r_{μ} и при $Z \approx 30$ R становится сравнимым с r_{μ} . Далее будут рассмотрены поправки к энергетическому спектру мюонного атома. Для пионного атома поправки, связанные с взаимодействием

магнитных моментов, отсутствуют, но необходимо учитывать ядерное взаимодействие π -мезона.

Для получения массы мюона из энергии мезорентгеновского излучения необходимо учесть следующие поправки к энергетическому спектру:

- 1) поправка на конечные размеры ядра;
- 2) радиационные поправки: а) сдвиг Лэмба; б) поляризация вакуума;
- 3) поправка на экранирование заряда ядра электронами;
- 4) поправка на поляризацию ядра;
- 5) учет тонкой и сверхтонкой структуры уровней;
- 6) учет квадрупольного расщепления и сдвига уровней.

Вклады этих поправок в энергетический спектр зависят как от заряда ядра, так и от главного квантового числа уровня, для которого необходимо ввести поправки.

1. Поправка на конечные размеры ядра. Сдвиг энергетических уровней из-за конечных размеров ядра велик, и первый порядок теории возмущений не позволяет точно определить сдвиг уровней. Обычно приходится численно решать уравнение Дирака с потенциалом, отвечающим разумному конечному распределению заряда ядра. Для заданных Z , A наибольший сдвиг имеет место для $1s$ -уровня. Сдвиг $2p$ -уровня очень мал, поскольку волновая функция мюона в $2p$ -состоянии в нерелятивистском пределе при $r = 0$ обращается в нуль.

Для определения масштаба поправок из-за конечного размера ядра разными авторами были получены простые выражения [10, 11]:

$$\frac{\delta E_s}{E} = \frac{4}{5} \frac{1}{n^3} \left(\frac{ZR}{r_\mu^B} \right)^2, \quad (3)$$

$$\frac{\delta E_{2p}}{E} = 0,0018 \left(\frac{ZR}{r_\mu^B} \right)^4 - 0,0010 \left(\frac{ZR}{r_\mu^B} \right)^5 + \dots, \quad (4)$$

где r_μ^B — радиус боровской орбиты мюона. Формула (3) применима для $1s$ -уровня при $Z \leq 10$ и для ns -уровней, кроме $1s$, при $Z > 10$. Формула (4) позволяет вычислять поправки для $2p$ -уровня.

Пустоваловым [12] была получена формула для быстрой оценки сдвига $1s$ -, $2s$ -, $3s$ -, $2p$ -, $3p$ -уровней в различных мюонных атомах из-за конечного размера ядра:

$$E_n = \varepsilon E_0, \quad (5)$$

где $\varepsilon = (n + \Delta n)^{-2}$; $E_0 = -m_\mu c^2 \alpha^2 Z^2 / 2$ — энергия связи мюона в основном состоянии в точечном ядре; Δn вычисляется по следующей формуле:

Таблица 1 . Поправки к энергетическому спектру мюонного атома по Пустовалову [12]. $E_{\text{т.я}}$ — энергия связи мюона для точечного ядра, ΔE — поправка, связанная с учетом размера ядра, E — исправленное значение энергии связи мюона ($E_{\text{т.я}}$, ΔE , E — в кэВ)

Элемент	Параметр	1s	2s	3s	2p	3p
${}^9_4\text{Be}$	$-E_{\text{т.я}}$	45,04	11,26	5,0	11,26	5,0
	$-\Delta E$	0,588	0,076	0,022	0,000	0,000
	$-E$	44,48	11,180	4,978	11,260	5,0
${}^{16}_8\text{O}$	$-E_{\text{т.я}}$	180,14	45,04	20,02	45,04	20,02
	$-\Delta E$	5,362	0,728	0,216	—	—
	$-E$	174,78	44,31	19,80	45,03	20,02
${}^{31}_{15}\text{P}$	$-E_{\text{т.я}}$	633,31	158,33	70,37	158,33	70,37
	$-\Delta E$	43,117	5,879	1,758	0,013	0,004
	$-E$	590,19	152,45	68,61	158,31	70,36
${}^{91}_{40}\text{Zr}$	$-E_{\text{т.я}}$	4503,88	1125,88	500,39	1125,88	500,39
	$-\Delta E$	1038,755	146,074	44,699	4,402	1,532
	$-E$	3464,76	979,81	455,69	1121,48	498,86
${}^{208}_{82}\text{Pb}$	$-E_{\text{т.я}}$	18926,04	4731,51	2102,89	4731,51	2102,89
	$-\Delta E$	8818,581	1337,552	424,877	247,024	84,609
	$-E$	10107,46	3393,96	1678,02	4484,49	2018,28

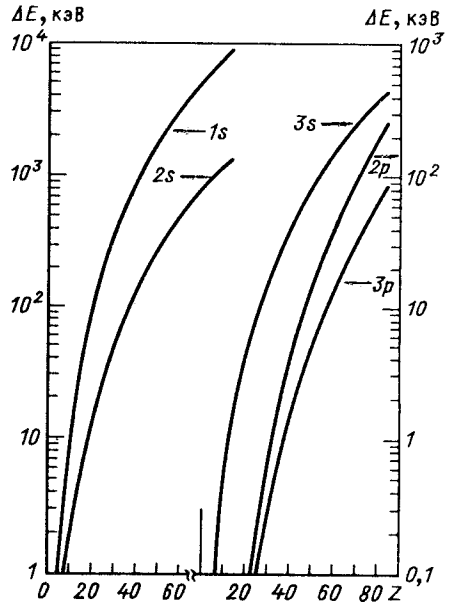


Рис.1. Сдвиги уровней мюонного атома из-за конечного размера ядра. Расчеты по формулам Пустовалова [12]

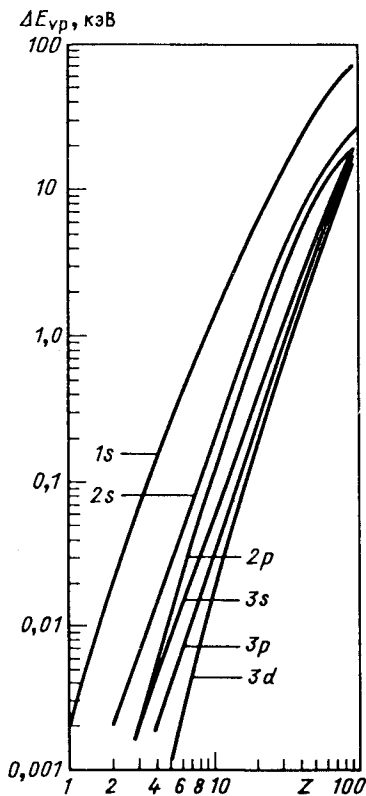


Рис.2. Сдвиги уровней мюонного атома из-за поляризации вакуума [18]

$$\begin{aligned} \Delta n = & A_0 + A_1\tau + A_2\tau^2 + A_3\tau^3 + \\ & + A_4\tau^4 + A_5\tau^5 + (C_0 + C_2\tau^2) \times \\ & \times \exp[-B_1\tau - B_2\tau^2 - B_3\tau^3 - B_4\tau^4], \\ & \tau = RZ/r_\mu^B. \end{aligned} \quad (6)$$

Значения параметров в формуле (6) вычислены по теории возмущений и приведены в работе [12].

Поправки, вычисленные по формуле (5) для разных атомов, приведены в табл.1 (см. также рис.1). Видно, что в тяжелых атомах поправка на конечные размеры ядра для 1s-уровней по порядку близка к значению энергии уровня, вычисленному для точечного ядра.

2. Радиационные поправки: а) сдвиг Лэмба (поправка на собственную энергию); б) поляризация вакуума.

а) Поправка на собственную энергию обусловлена тем, что движущийся в атоме мюон (электрон) может испускать виртуальные фотоны с последующим поглощением. Поскольку этот процесс возможен при движении заряженной частицы, то в данном случае говорят о поправке на собственную энергию. Эта поправка для каждого уровня атома вычисляется по следующей формуле [13]:

$$\Delta E_i^{LS} = \frac{2}{3\pi\hbar^3 c^3} \sum_j |d_{ij}|^2 (E_j - E_i)^3 \ln \frac{m_\mu c^2}{|E_j - E_i|}, \quad (7)$$

d_{ij} — дипольный момент для орбитального движения мюонов; $|E_j - E_i|$ — энергия виртуального фотона.

б) Поляризация вакуума. Кулоновское поле ядра слегка смещает друг относительно друга виртуальные электроны и позитроны в вакууме. Этот эффект называется поляризацией вакуума. Вследствие поляризации вакуума кулоновское поле вокруг ядра на расстояние порядка комптоновской длины волны электрона (10^{-11} см) изменяется. Поэтому в атоме

Таблица 2. Радиационные поправки к энергетическому спектру мюонного атома [20,28]: ΔE^{LS} — сдвиг Лэмба (кэВ), $\Delta E_{v.p.}$ — поляризация вакуума (кэВ)

Элемент	Параметр	$1s_{1/2}$	$2s_{1/2}$	$2p_{1/2}$	$2p_{3/2}$	$3d_{3/2}$	$3d_{5/2}$	$4f_{7/2}$
^{31}P	ΔE^{LS}	—	—	—	$0,55 \cdot 10^{-3}$	$0,04 \cdot 10^{-3}$	—	—
	$\Delta E_{v.p.}$	—	—	—	0,401	0,07	—	—
^{40}Ca	ΔE^{LS}	$0,21 \pm 0,04$	$0,05 \pm 0,01$	—	—	—	—	—
	$\Delta E_{v.p.}$	6,93	1,06	0,92	0,90	0,19	0,18	0,05
^{120}Sn	ΔE^{LS}	$1,55 \pm 0,15$	$0,39 \pm 0,06$	$0,02 \pm 0,02$	$0,10 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,01$	0,01	—
	$\Delta E_{v.p.}$	35,48	7,71	10,45	9,73	2,69	2,61	0,88
^{209}Bi	ΔE^{LS}	$2,99 \pm 0,16$	$0,72 \pm 0,15$	$0,26 \pm 0,16$	$0,62 \pm 0,12$	0,05	0,05	0,01
	$\Delta E_{v.p.}$	68,17	19,80	33,20	30,60	10,88	10,19	3,80

мюон значительную часть времени находится в области, где электростатический потенциал ядра изменен поляризацией вакуума.

Проблемы поляризации вакуума в мезонных атомах и соответствующие поправки к спектрам уровней были рассмотрены во многих работах: Купер и Хенли [10], Козлов и др. [14], Микелвайт и Корбен [15], Хилл и Форд [16], Глаубер и др. [17], Пустовалов [18], Форд и Уиллс [19] и др.

Г.Е.Пустоваловым были получены формулы [18] для приближенной оценки сдвигов первых шести уровней из-за поляризации вакуума. Эти формулы довольно громоздкие и приводить их здесь не будем. Приведем лишь результаты вычислений, выполненных Пустоваловым, которые дают полное представление о значении величины сдвига из-за поляризации вакуума для первых шести уровней разных ядер.

Для более точных расчетов пользуются формулами, полученными Фордом и Уиллсом [19], и для каждого случая сдвиги определяются по формуле

$$\Delta E_{v.p.} = \int (f^2 + g^2) V_p(r) dr, \quad (8)$$

где $V_p(r)$ — потенциал поляризации вакуума для сферически-симметричного распределения заряда:

$$V_p(r) = \frac{2\alpha}{3\pi} \left[V_L(r) - \frac{5}{6} V(r) \right];$$

$$V_L(r) = e^2 \int \ln \left(\frac{C}{\lambda} |r - r'| \right) \frac{\rho(r') dr'}{|r - r'|},$$

λ — комптоновская длина волны электрона; $C = 1,781$; f, g — нормированные волновые функции мюона из уравнения Дирака.

На рис. 2 представлены результаты расчетов $\Delta E_{v.p.} E^{LS}$ Г.Е.Пустовалова [18], а в табл.2 — результаты более точных расчетов [20] для нескольких ядер.

3. Поправка на экранирование заряда ядра электронами. Электроны в мюонном атоме экранируют заряд ядра, и эффективный заряд ядра для мюона становится несколько меньше истинного, что приводит к сдвигу энергетических уровней мюона. Примерно до уровня $n = 14$ эти сдвиги должны быть небольшими, поскольку орбиты мюонов на уровнях $n < 14$ находятся внутри K -оболочки электронов. Оценки этого эффекта были сделаны во многих работах. Недавно Фрикки [21] вычислил влияние электронного экранирования на энергетические уровни мюона, используя полностью самосогласованную процедуру Хартри — Фока — Слеттера. Было учтено также кулоновское взаимодействие между мюоном и электронами и обменный потенциал электронов. При переходах между высоколежащими уровнями атом испускает оже-электроны, и к началу радиационных переходов точно не известно, сколько же электронов в атоме. Поэтому в работе [21] была вычислена энергия связи мюона для состояний от $1s$ до $8k$ в ^{208}Pb с 2, 10, 28, 46, 80 электронами. Результаты

Таблица 3. Энергия связи и сдвиг уровней мюона в свинце для различного числа электронов [21] (в кэВ)

Уровень	Энергия уровня без учета сдвига, кэВ	Сдвиг уровней при числе электронов				
		2	10	28	46	80
$1s_{1/2}$	-10525,456	5,383	10,275	14,132	15,804	17,190
$2p_{1/2}$	-4782,313	5,381	10,272	14,128	15,800	17,185
$3d_{3/2}$	-2162,653	5,361	10,249	14,105	15,776	17,162
$4d_{3/2}$	-1213,989	5,300	10,177	14,031	15,702	17,086
$4f_{5/2}$	-1197,504	5,320	10,201	14,055	15,726	17,112
$4f_{7/2}$	-1188,483	5,319	10,200	14,053	15,725	17,107
$5f_{5/2}$	-766,442	5,220	10,083	13,933	15,604	16,985
$5g_{7/2}$	-761,806	5,255	10,124	13,976	15,646	17,032
$6g_{7/2}$	-529,156	5,110	9,954	13,801	15,471	16,848
$6h_{9/2}$	-527,603	5,160	10,013	13,861	15,531	16,918
$7i_{11/2}$	-387,085	5,036	9,866	13,710	15,379	16,765
$8k_{13/2}$	-296,137	4,881	9,684	13,523	15,190	16,576

Таблица 4. Изменение энергии мезорентгеновских переходов из-за электронного экранирования в свинце для различного числа электронов [21] (в кэВ)

Переход	Энергия пере- хода, кэВ	Сдвиг энергии для числа электронов				
		2	10	28	46	80
$2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$	5784,143	-0,002	-0,003	-0,004	-0,004	-0,005
$3d_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$	2619,660	-0,020	-0,023	-0,023	-0,024	-0,023
$4f_{5/2} \rightarrow 3d_{3/2}$	956,144	-0,041	-0,048	-0,050	-0,050	-0,050
$5g_{7/2} \rightarrow 4f_{5/2}$	435,698	-0,065	-0,077	-0,079	-0,080	-0,080
$6h_{9/2} \rightarrow 5g_{7/2}$	234,203	-0,095	-0,111	-0,115	-0,115	-0,114
$7i_{11/2} \rightarrow 6h_{9/2}$	140,518	-0,124	-0,147	-0,151	-0,152	-0,153
$8k_{13/2} \rightarrow 7i_{11/2}$	90,948	-0,155	-0,182	-0,187	-0,189	-0,189

вычислений представлены в табл.3. Значения сдвигов для разных уровней мюона близки при равном числе экранирующих электронов. Как видно из таблицы, основной вклад в сдвиги уровней дают К-электроны. Из табл.4 видно, как изменяются энергии различных мезорентгеновских переходов из-за электронного экранирования.

4. Поправка на поляризацию ядра (дисперсионный эффект). Этот эффект наиболее плохо изучен, и точность расчетов сдвига уровней, связанных с поляризацией ядра, не высока. Под термином поляризация ядра в данном случае понимается возможное изменение распределения заряда ядра из-за присутствия в К-оболочке атома мюона (мезона), что, в свою очередь, может влиять на уровни мюона в атоме. При вычислении соответствующих сдвигов уровней проводится суммирование по всем возбужденным состояниям ядра, для чего необходимо принять конкретную модель ядра. Поэтому расчеты, выполненные разными авторами, отличаются друг от друга в широких пределах. Не останавливаясь на подробностях этих расчетов, приведем результаты, полученные Ченом [22] для разных уровней в ^{208}Pb :

$$\begin{aligned}
 1s &- (6,0 \pm 0,6) \text{ кэВ}, \\
 2s &- (1,2 \pm 0,2) \text{ кэВ}, \\
 2p &- (1,9 \pm 0,2) \text{ кэВ}.
 \end{aligned}$$

В качестве экспериментального доказательства наличия эффекта поляризации ядра рассматриваются результаты экспериментальных иссле-

дований мезорентгеновского излучения в тяжелых мезоатомах. Например, в работе Андерсона и др. [23], где измерялись мезорентгеновские спектры ^{206}Pb , было обнаружено, что энергия $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ перехода на 7 кэВ больше, чем расчетная (со всеми необходимыми поправками, кроме поляризации ядра). Предпринимались попытки объяснить этот сдвиг и другими причинами [24].

Расщепление и сдвиг уровней из-за сверхтонкого взаимодействия вычисляются достаточно точно. Эти эффекты хорошо изучены и в обычных атомах. Квадрупольное расщепление (и сдвиг уровней) имеет место лишь в деформированных ядрах и представляет интерес в экспериментах по изучению свойств ядер. В настоящей работе нет необходимости обсуждать эти поправки.

В 50-е годы и позже были выполнены эксперименты по определению массы π^- и μ^- из измерений энергии характеристического рентгеновского излучения π - и μ -мезонов. Поскольку детекторы γ -излучений, применяемые в 50-е годы, не имели достаточно высокого разрешения, для определения энергии мезорентгеновского излучения в первых экспериментах применялся так называемый метод поглощения. Метод поглощения основан на том, что коэффициент поглощения мезорентгеновского излучения в веществе резко уменьшается, когда энергия мезорентгеновского излучения оказывается меньше энергии, необходимой для вырывания электрона из K -оболочки поглотителя.

В этих экспериментах, помещая между мишенью и спектрометром различные поглотители с монотонно меняющимся значением Z , наблюдали резкое изменение интенсивности линии мезорентгеновского излучения. Оказалось, что, таким образом подбирая определенные переходы и поглотители, с относительной погрешностью примерно 10^{-4} можно определить энергии мезорентгеновского излучения. После введения необходимых поправок из этих данных были определены массы мюона и π -мезона (табл.5). В табл.6 представлены результаты измерений энергии некоторых переходов мезорентгеновского излучения, выполненные в последние годы с рекордной точностью. Отметим, что относительная точность определения массы мюона близка к относительной точности измерения энергии мезорентгеновского излучения. Как видно из табл.5 и 6, точность измерения энергии мезорентгеновского излучения в последние годы по сравнению с 60-ми намного улучшилась. Однако с начала 60-х годов измерение энергии мезорентгеновского излучения используется для проверки точности расчетов по квантовой электродинамике, для исследования свойств ядер (для определения радиуса ядра, квадрупольного

Таблица 5. Масса отрицательных мюонов и пионов, определенная по энергии мезорентгеновского излучения

Атом	m_{μ^-}/m_e	m_{π^-}/m_e	Литература
C, P, Si	$206,93 \pm 0,13$	—	[14]
P	$206,76 \pm 0,02$	—	[26,27]
C, P, Si	—	$273,34 \pm 0,13$	[25]

Таблица 6. Прецизионное измерение энергии мезорентгеновского излучения

Ядро	Переход	E , эВ	$\Delta E/E$, ppm	Метод	Литература, год
$^{31}\text{P}_{\mu}$	$3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$	$88013,3 \pm 2,8$	32	КДГС	[28], 1979
$^{13}\text{C}_{\mu}$	$2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$	$75322,6 \pm 1,0$	13	КДГС	[29], 1985
Mg_{π}	$4f \rightarrow 3d$	$25436,133 \pm 0,058$	2,3	КДГС	[30], 1986

момента ядра и т.д.). При этом масса μ^- принимается равной массе μ^+ , которая измерена примерно на порядок точнее.

Массы μ^+ определяются из экспериментов по измерению отношения магнитных моментов μ^+ и протона. Наиболее точные данные были получены в измерениях частоты переходов между состояниями сверхтонкой структуры в мюоний (см. рис.3). Поскольку μ^+ и e^- обладают спином, равным 1/2, мюоний $\text{Mu} = (\mu^+ e^-)$ может образоваться в двух разных состояниях с полным моментом $F = 0$ и $F = 1$. Расщепление между этими состояниями можно оценить как

$$\Delta W = - \frac{32\mu_e \mu_{\mu}}{3r_{\mu e}^3} \approx 1,84 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}$$

или же

$$\Delta\nu = \Delta W/h \approx 4463 \text{ МГц,}$$

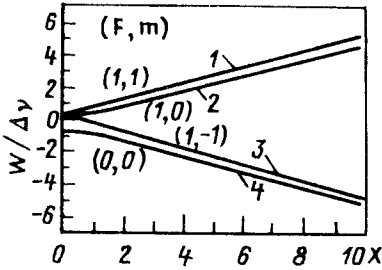


Рис.3. Диаграмма Брейта — Рабби для уровней основного состояния мюония во внешнем магнитном поле. По оси абсцисс — напряженность магнитного поля $x = H/H_0$ (H_0 — характеристическое поле, создаваемое мюоном на электроном в $1s$ -состоянии)

где $r_{\mu e}$ — радиус боровской орбиты мюония; μ_e, μ_μ — магнитные моменты электрона и мюона.

Расчеты с учетом радиационных и релятивистских поправок приводят к следующему теоретическому значению для $\Delta\nu$ (подробно см., например, [31]):

$$\Delta\nu_{\text{теор}} = (\mu_\mu/\mu_p) (1,40207991 \pm 0,6ppm) \cdot 10^6 \text{ кГц.}$$

В эксперименте непосредственно проводится измерение ν_{12} — расстояния между уровнями 1 и 2 и ν_{34} — расстояния между уровнями 3 и 4 при определенном значении внешнего магнитного поля (см. рис.3). Например, в эксперименте [32] внешнее магнитное поле было близко к 13,6 кГс. Переходы ν_{12} и ν_{34} индуцируются микроволновым излучением с известной длиной волны. По значениям ν_{12} и ν_{34} определяют $\Delta\nu$. Наиболее точное значение $\Delta\nu$ к настоящему времени получено в [32]:

$$\Delta\nu_{\text{эксп}} = 4463302,88 (16) \text{ кГц,}$$

т.е. с относительной погрешностью $(0,036 ppm)$.

Если известно отношение магнитных моментов мюона и протона, то из следующего выражения можно определить m_μ/m_e :

$$(m_\mu/m_e) = (g_\mu/2) (\mu_p/\mu_\mu) (\mu_e^B/\mu_p).$$

Значение g_μ определяют из независимых экспериментов.

В табл.7 представлены данные по измерению массы μ^+ . Там же для сравнения приведены m_x . Как видно, точность измерения массы μ^+ примерно в 8 раз выше, чем m_x . Ожидается, что точность измерения μ^+ в ближайшее время будет улучшена примерно в 1,5 раза. Существенное улуч-

Таблица 7. Масса μ^+ и π^-

Величина	Данные	Относительная погрешность, $\rho_{рт}$	Литература
m_{μ^+}/m_e	$206,766 \pm 0,005$	24	[33], 1961
	$206,765 \pm 0,002$	10	[34], 1963
	$206,7682 \pm 0,0005$	2,4	[35], 1972
	$206,76859 \pm 0,00029$	1,4	[36], 1977
	$206,76835 \pm 0,00011$	0,53	[37], 1982
	$206,768259 \pm 0,000062$	0,3	[32], 1982
m_{μ^+} , МэВ/ c^2	$105,658386 \pm 0,000044$	0,42	[32], 1982
	$105,658389 \pm 0,000034$	0,32	[38], 1988*
m_{π^-} , МэВ/ c^2	$139,657550 \pm 0,000330$	2,4	[38], 1988*
m_{π^-}/m_e	$273,126770 \pm 0,000710$	2,6	[30], 1986

*Рекомендованные значения.

шение точности измерения массы π -мезона в ближайшее время не ожидается.

По сути, измерение расстояния между уровнями сверхтонкой структуры в системе $(\text{He}^{++}\mu^-e^-)$ аналогично измерению $\Delta\nu$ в мюонии, поскольку $(\text{He}^{++}\mu^-)$ обладает зарядом, равным +1, и спином 1/2, равным спину μ^- . Однако теоретические расчеты $\Delta\nu$ для $(\text{He}^{++}\mu^-e^-)$ осложнены из-за протяженности псевдоядра $(\text{He}^{++}\mu^-)$. В настоящее время точность этих расчетов составляет примерно 10^{-3} (см., например, [31]). Точность измерений $\Delta\nu$ также находится на этом уровне. Поэтому с точки зрения определения массы μ^- измерение $\Delta\nu$ для $(\text{He}^{++}\mu^-e^-)$ не представляет интереса.

Следует отметить, что значение $\Delta\nu$ для мюонии в настоящее время измерено примерно на порядок точнее, чем вычислено теоретически.

2. ИЗМЕРЕНИЕ $m_{\nu_{\mu}}$

После известной работы группы ИТЭФ [39] интерес к измерению массы $\bar{\nu}_e$ существенно возрос. Как пишет Л.Б.Окунь [40]: «С теоретической точки зрения, в настоящее время не видно никаких оснований для

того, чтобы считать массы нейтрино равными нулю. В этом отношении взгляды, господствующие в теоретическом обществе, радикально изменились за истекшее десятилетие. Раньше считалось более естественным ожидать, что масса нейтрино равна скорее нулю, чем какому-то малому числу. Теперь же широко распространено убеждение, что для существования безмассовой частицы нужна строгая локальная симметрия, а поскольку в случае нейтрино такой симметрии нет, то и нулевой массы быть не должно».

С другой стороны, наличие массы у нейтрино могло бы решить: а) трудности в теории образования галактик; б) проблемы массивных невидимых корон галактик и скоплений галактик.

Существует космологическое ограничение на массы всех сортов нейтрино, согласно которому $m_{\nu_e} + m_{\nu_\mu} + m_{\nu_\tau}$ наверняка не превышает 100 эВ. Однако это ограничение на массы ν_μ и ν_τ перестает работать, если эти частицы достаточно быстро распадаются на $\nu_e + \gamma$. Опыт [41], который был поставлен по предложению Б.Понтескорво на Брукхейвенском ускорителе, показал, что ν_e и ν_μ — не тождественные частицы.

Вышеизложенные факты показывают, насколько важно измерение массы ν_μ . В принципе, для определения массы ν_μ могут быть использованы следующие процессы:

а) Распад покоящегося π -мезона ($\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$). При распаде покоящегося π -мезона образуются монохроматические мюоны с импульсом около 30 МэВ/с. Поскольку массы π и μ измеряются в независимых экспериментах, для определения массы нейтрино достаточно измерить импульс мюона из этой реакции. Из закона сохранения энергии и импульса

($m_\pi = \sqrt{m_\mu^2 + P_\mu^2} + \sqrt{m_\nu^2 + P_\nu^2}$, $P_\nu = P_\mu$ и $c = 1$) для m_{ν_μ} получаем:

$$m_{\nu_\mu} = \left(m_\pi^2 + m_\mu^2 - 2m_\pi \sqrt{m_\mu^2 + P_\mu^2} \right)^{1/2}.$$

В табл.8 представлены результаты измерений импульса мюона из распада π -мезона и данные по m_π , m_μ и P_μ , использованные для определения верхнего предела массы нейтрино. Примерно за 25 лет верхний предел для m_{ν_μ} снижен более чем в 18 раз. Как видно из данных по m_π , m_μ и P_μ , в настоящее время из этих величин с наибольшей погрешностью измерен P_μ . По абсолютному значению погрешностей измерения P_μ примерно в 2,5 раз больше, чем m_π , т.е. в дальнейшем для существенного

Таблица 8. Результаты измерений импульса μ^+ из распада π^+ и данные по m_μ и m_π , использованные для определения верхнего предела массы ν_μ

Данные	Относительная погрешность, $\rho_{рт}$	Литература, год
$P_\mu = (29,80 \pm 0,04) \text{ МэВ/с}$ $m_\pi = (273,27 \pm 0,11) m_e$ $m_\mu = (206,76 \pm 0,02) m_e$ $m_{\nu_\mu} < 4,6 \text{ МэВ/с}^2$	1342 402 97	[42], 1964
$P_\mu = (29,7873 \pm 0,0014) \text{ МэВ/с}$ $m_\pi = (139,5667 \pm 0,0017) \text{ МэВ/с}^2$ $m_\mu = (105,65948 \pm 0,00035) \text{ МэВ/с}^2$ $m_{\nu_\mu} < 0,56 \text{ МэВ/с}^2$	470 12 3,3	[45], 1978
$P_\mu = (29,79139 \pm 0,00083) \text{ МэВ/с}$ $m_\pi = (139,56761 \pm 0,00077) \text{ МэВ/с}^2$ $m_\mu = (105,65932 \pm 0,00029) \text{ МэВ/с}^2$ $m_{\nu_\mu} < 0,25 \text{ МэВ/с}^2$	28 5,5 2,6	[46], 1984
$P_\mu = (29,79139 \pm 0,00083) \text{ МэВ/с}$ $m_\pi = (139,56752 \pm 0,00033) \text{ МэВ/с}^2$ $m_\mu = (105,658386 \pm 0,000044) \text{ МэВ/с}^2$ $m_{\nu_\mu} < 0,26 \text{ МэВ/с}^2$	28 2,6 0,4	[46], 1984 [30], 1986

улучшения точности определения m_{ν_μ} (снижения верхнего предела m_{ν_μ}) из этой реакции необходимо увеличить точность измерения P_μ и m_π .

б) Реакция распада покоящегося мюона $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e + \nu_\mu$ также может быть использована для определения m_{ν_μ} . Поскольку в конечном состоянии образуются три частицы, электроны из реакции могут обладать энергией в диапазоне от нуля до некоторой E_e^{\max} , которая реализуется в

том случае, когда оба нейтрино летят противоположно направлению вылета электрона. В этом случае в предположении, что обе нейтральные частицы идентичны, из закона сохранения энергии и импульса следует, что

$$m_{\nu_{\mu}} = \frac{1}{2} \left(m_{\mu}^2 + m_e^2 - 2m_{\mu} E_e^{\max} \right)^{1/2}.$$

Используя результаты измерения $E_e^{\max} = (53,00 \pm 0,32)$ МэВ, в начале 60-х годов было получено, что $m_{\nu_{\mu}} < 5m_e$ (см. [42]). Значительное улучшение точности измерения $m_{\nu_{\mu}}$ из этой реакции вряд ли можно ожидать.

в) В принципе, реакция ядерного захвата мюона с ${}^3\text{He}$ может быть использована для определения массы нейтрино. Гелий не образует молекулы и с точки зрения мезомолекулярных явлений не возникает затруднений. В результате реакции образуется заряженная частица, что удобно для регистрации и точного измерения ее энергии. Ядра трития, возникающие в этой реакции, должны быть монохроматическими и обладать энергией, близкой к 1,90 МэВ, что было подтверждено в экспериментах О.А.Займидороги и др. [43]. Однако результаты более точных измерений энергии трития из этой реакции автору неизвестны.

3. ПЕРСПЕКТИВЫ В УЛУЧШЕНИИ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ МАССЫ π^{-} , μ^{-} И ν_{μ}

В настоящее время не проводятся эксперименты по измерению m_{π} , в которых предполагалось бы существенное улучшение точности m_{π} . Идея, как улучшить точности m_{μ} и $m_{\nu_{\mu}}$, в принципе, существует. В связи с тем, что в настоящее время в PSI (Швейцария) строится новый канал для получения пучков мюонов низких энергий [44] с уникальными параметрами, идея улучшения точности измерения массы μ^{-} на порядок и более не кажется уже такой несбыточной, как несколько лет назад.

Как видно из приведенных ниже данных, ожидаемый пучок будет обладать малой расходимостью и поперечным размером, регулируемой энергией с интенсивностью 10^4 част./с:

Интенсивность	$10^4 \mu^- / \text{с}$ и $2 \cdot 10^4 \mu^+ / \text{с}$;
Энергия (переменная)	$10 \text{ эВ} \div 100 \text{ кэВ}$;
$\Delta P/P$	10^{-3} ;
Размер пучка на выходе	Несколько микрометров при 100 кэВ; несколько сантиметров при 10 эВ;
Эмиттанс при 50 кэВ	$\pi \cdot 10^{-2} \text{ см} \cdot \text{мрад}$.

Хотя пока отсутствуют конкретные проекты по измерениям m_μ и m_{ν_μ} в пучках мюонов низких энергий, этот вопрос уже обсуждается в литературе и рассматриваются возможные варианты постановки экспериментов. Предполагается получить $(p\mu^-)$ -атомы [44], используя пучки мюонов с энергией 15 эВ и потоки атомарного водорода с температурой 80 К и давлением в области пересечения с пучком мюонов 0,01 мм рт.ст. Коллинеарным к направлению пучка мюонов лазерным излучением часть мюонов, захватившихся на уровне $(n, j) = (14, 12\frac{1}{2})$, переводится на уровень $(n, j) = (16, 14\frac{1}{2})$. Факт перехода мюонов на уровень $(16, 14\frac{1}{2})$ под воздействием лазерного излучения можно регистрировать по задержке мезорентгеновского излучения $2p \rightarrow 1s$ перехода, поскольку время жизни уровня $(16, 14\frac{1}{2})$ в условиях данного эксперимента, по оценкам, составит 1400 нс, тогда как для уровня $(14, 12\frac{1}{2})$ оно близко к 650 нс. Это измерение позволит определить m_μ с относительной погрешностью не хуже 10^{-8} . Обсуждается также определение массы ν_μ с точностью 30 кэВ с использованием реакции захвата μ^- в ${}^3\text{He}$ в тонком слое замороженной мишени с последующим точным измерением энергии трития.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Anderson C.D., Neddermeyer S.N. — Phys. Rev., 1936, vol.50, p.263—271; 1937, vol.51, p.884—886; 1938, vol.54, p.88—89.
2. Street J.S., Stevenson E.C. — Phys. Rev., 1937, vol.52, p.1003—1004.
3. Conversi M., Pancini E., Piccioni O. — Phys. Rev., 1945, vol.68, p.232.
4. Lattes C.M.G., Muirhead H., Occhialini G.P.S., Powell C.F. — Nature, 1947, vol.159, p.694—697.
5. Lattes C.M.G., Occhialini G.P.S., Powell C.F. — Nature, 1947, vol.160, p.453—457; 486—489.
6. Wu C.S., Ambler E., Hayward R.W. et al. — Phys. Rev., 1957, vol.105, p.1413—1415.
7. Garwin R.L., Lederman L.M., Weinrich M. — Phys. Rev., 1957, vol.105, p.1415—1417.
8. Friedman J.I., Telegdi V.L. — Phys. Rev., 1957, vol.105, p.1681—1682.
9. Barkas W.H., Brinbaum W., Smith F.M. — Phys. Rev., 1956, vol.101, p.778—795.
10. Cooper L.N., Henley E.M. — Phys. Rev., 1953, vol.92, p.801—811.
11. Flugge S.W., Adler F.T. — Naturwiss, 1953, vol.40, p.601—602.

12. Пустовалов Г.Е. — ЖЭТФ, 1959, т.36, с.1806—1817.
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Квантовая механика. М.: Наука, 1972, т.2.
14. Kozlov S., Fitch V., Rainwater J. — Phys. Rev., 1954, vol.95, p.291—292.
15. Mickelwait A.B., Corben C.H. — Phys. Rev., 1954, vol.96, p.1145—1147.
16. Hill L.D., Ford K.W. — Phys. Rev., 1954, vol.94, p.1617—1629.
17. Glauber R., Rarita W., Schwed P. — Phys. Rev., 1960, vol.120, p.609—613.
18. Пустовалов Г.Е. — ЖЭТФ, 1957, т.32, с.1519—1527.
19. Ford K.W., Wills J.G. — Nucl. Phys., 1962, vol.35, p.295—302.
20. Barrett R.C. — Phys. Lett. B, 1968, vol.28, p.93—95.
21. Fricke B. — Lett. Nuovo Cimento, 1969, vol.2, p.859—862.
22. Chen M. — Phys. Rev. C, 1970, vol.1, p.1167—1175; 1176—1183.
23. Anderson H.L., Hargrove C.K., Hinks E.P. et al. — Phys. Rev., 1969, vol.187, p.1565—1596.
24. Ford K.W., Wills J.G. — Phys. Rev., 1969, vol.185, p.1429—1438.
25. Stearns M., Stearns M.B., DeBenedetti S., Leipuner L. — Phys. Rev., 1955, vol.97, p.240—242.
26. Lathrop J., Lundy R.A., Telegdi V.L. et al. — Nuovo Cimento, 1960, vol.17, p.113—118.
27. Devons S., Gidal G., Lederman L.M., Shapiro G. — Phys. Rev. Lett., 1960, vol.5, p.330—332.
28. Aas B., Beer W., Beltrami I. et al. — Nucl. Phys. A, 1979, vol.329, p.450—462.
29. DeBoer F.W.N., Aas B., Baertschi P. et al. — Nucl. Phys. A, 1985, vol.444, p.589—596.
30. Jeckelmann B., Beer W., DeChambrier G. et al. — Nucl. Phys. A, 1986, vol.457, p.709—730.
31. Hughes V.W. — Exotic Atom's 79: Fundamental Interactions and Structure of Matter (Eds. K.Crowe, J.Duclos, G.Fiorentini, G.Torelli.) N.Y. and London: Plenum Press, 1980, p.3—22.
32. Mariam F.G., Beer W., Bolton P.R. et al. — Phys. Rev. Lett., 1982, vol.49, p.993—996.
33. Hutchinson D.P., Menes J., Shapiro G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1961, vol.7, p.129—133.
34. Bingham G.McD. — Nuovo Cimento, 1963, vol.27, p.1352—1358.
35. Crowe K.M., Hague J.F., Schenck A. et al. — Phys. Rev. D, 1972, vol.5, p.2145—2161.
36. Caspersen D.E., Crane T.W., Denison A.B. et al. — Phys. Rev. Lett., 1977, vol.38, p.956—959.
37. Klempf E., Schulze R., Wolf H. et al. — Phys. Rev. D, 1982, vol.25, p.652—676.
38. Review of Particle Properties. — Phys. Lett. B, 1990, vol.239, p.VI.10—VII.1.
39. Lubimov V.A., Novikov E.G., Nozik V.Z. et al. — Phys. Lett. B, 1980, vol.94, p.266—268.
40. Окунь Л.Б. — Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1988.
41. Danby G., Gaillard J.-M., Goulianos K. et al. — Phys. Rev. Lett., 1962, vol.9, p.36—44.
42. Вайсенберг А.О. — Мю-мезоны. М.: Наука, 1964.
43. Займидорога О.А., Кулюкин М.М., Понтекорво Б.М. и др. — ЖЭТФ, 1961, т.41, с.1804—1808.
44. Taqqu D. — Nucl. Instrum. and Meth., 1986, vol.A247, p.288—300.
45. Daum M., Eaton G.H., Frosch R. et al. — Phys. Lett. B, 1978, vol.74, p.126—129.
46. Abela R., Daum M., Eaton G.H. et al. — Phys. Lett. B, 1984, vol.146, p.431—436.