

Определение параметров электрослабых взаимодействий из распада мюона

А.Б. Арбузов

Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, ОИЯИ, Дубна

*Всероссийское совещание по прецизионной
физике и фундаментальным физическим
константам, Дубна 2 декабря 2009*

- ▶ Мюон как источник информации о фундаментальных законах Природы
- ▶ Определение константы электрослабых взаимодействий из времени жизни мюона
- ▶ Параметры Мишеля как модельно-независимая параметризация слабых взаимодействий
- ▶ Поиск новой физики в распадах мюона
- ▶ Выводы и перспективы

μ - объект фундаментальных исследований

Исследования свойств μ -мезона с момента его открытия в 1936г. (Carl D. Anderson) являются одним из краеугольных камней физики элементарных частиц

"Who ordered that?" (I.I.Rabi),
Юкавы?

мезон

Мюон дает уникальные по чистоте данные о слабых взаимодействиях

Мюон также служит носителем информации о других видах взаимодействий (e.g. космические лучи, бозон Хиггса, CMS, множественное рождение мюонов на Tevatron, $(g - 2)_\mu$ и т.д.)

N.B. Рождение мюонов в распадах π -мезонов в почти 100% поляризованном состоянии позволяет их использовать в тонких экспериментах по исследованию спинных свойств материи

Мюон в СМ

Спинор, заряженный лептон второго поколения

масса $m_\mu = 105.658367 \pm 0.000004$ Мэв

среднее время жизни $\tau_\mu = (2.197034 \pm 0.000021) \times 10^{-6}$ с

$\tau_{\mu^+}/\tau_{\mu^-} = 1.00002 \pm 0.00008$

электрослабые параметры СМ:

$\alpha^{-1}(0) = 137.035999679(\text{94})$ [$7 \cdot 10^{-4}$ ppm] (low energy)

$\alpha^{-1}(M_Z) = 128.957 \pm 0.020$ [155 ppm] (high energy)

$M_Z = 91.1876 \pm 0.0021$ GeV [23 ppm] (high energy)

$G_{\text{Fermi}} = 1.16637(\text{1}) \times 10^{-5}$ GeV⁻² [9 ppm]

Масса m_μ – масштаб высоких или низких энергий?

Распад мюона – “чисто” слабый процесс с примесями
КЭД, КХД и, возможно, новой физики

Время жизни мюона

Основная мода распада ($Br \approx 100\%$):

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$$

$$\mathcal{L}_{SM} \rightarrow \mathcal{L}_{\text{Fermi}} = \mathcal{L}_{\text{QED}}^0 + \mathcal{L}_{\text{QCD}}^0 + \mathcal{L}_W$$

$$\mathcal{L}_W = -2\sqrt{2}G_F[\bar{\Psi}_{\nu_\mu}^0 \gamma_\lambda \gamma_L \Psi_\mu^0] \cdot [\bar{\Psi}_e^0 \gamma_\lambda \gamma_L \Psi_{\nu_e}^0]$$

$$\frac{1}{\tau_\mu} \equiv \Gamma_\mu = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3}(1 + \Delta q)$$

Н.В. Δq содержит кинематические и петлевые поправки.
Несмотря на неперенормируемость 4-х фермионного взаимодействия, Δq конечна!

$$\Delta q^{(0)} = -8x - 12x^2 \ln x + 8x^3 - x^4 - 8y + \mathcal{O}(xy)$$

$$x = \frac{m_e^2}{m_\mu^2}, \quad y = \frac{m_{\nu_\mu}^2}{m_\mu^2}$$

Поправки к Γ_μ в модели Ферми

Complete QED corrections in $\mathcal{O}(\alpha^{1,2})$ are known including small m_e^2/m_μ^2 terms

$$\Delta q^{(1)} = \left(\frac{\alpha_r}{\pi}\right) \left(\frac{25}{8} - 3\zeta(2) - (34 + 12 \ln x)x + 96\zeta(2)x^{3/2} + \mathcal{O}(x \ln^2 x) \right)$$

T. Kinoshita & A. Sirlin 1959; Y. Nir 1989; A.A. 2001
N.B. Большие логарифмы $\ln x \approx -11$ остаются в α_r и в $x \ln x$ (теорема КЛН).

$$\begin{aligned} \Delta q^{(2)} = & \left(\frac{\alpha_r}{\pi}\right)^2 \left(\frac{156815}{5184} - \frac{1036}{27}\zeta(2) - \frac{895}{36}\zeta(3) + \frac{67}{8}\zeta(4) \right. \\ & \left. + 53\zeta(2) \ln 2 - (0.042 \pm 0.002)_{\text{QCD}} \right) \end{aligned}$$

T. van Ritbergen & R.G. Stuart 1998;
 $+(\mathcal{O})(\sqrt{x} \ln^2 x) \rightarrow -0.43 \text{ ppm}$ A. Pak & A. Czarnecki 2008
Неопределенность теоретических расчетов $\sim 0.3 \text{ ppm}$

Определение G_{Fermi}

$$\begin{aligned} \text{I.} \quad & \frac{G_F}{\sqrt{2}} \equiv \frac{g^2}{8M_W^2}(1 + \Delta r) \\ \text{II.} \quad & \tau_\mu^{-1} \equiv \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3}(1 + \Delta q) \\ \text{III.} \quad & \tau_\mu^{-1} \equiv \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} F\left(\frac{m_e^2}{m_\mu^2}\right) \left(1 + \frac{3}{5} \frac{m_\mu^2}{M_W^2}\right) \\ & \times \left[1 + \frac{\alpha(m_\mu)}{2\pi} \left(\frac{25}{4} - \pi^2\right) + C_2 \frac{\alpha^2(m_\mu)}{\pi^2}\right] \\ & F(x) = 1 - 8x - 12x^2 \ln x + 8x^3 - x^4 \\ & \alpha^{-1}(m_\mu) = \alpha^{-1} - \frac{2}{3\pi} \ln \frac{m_e}{m_\mu} + \frac{1}{6\pi} \approx 136 \end{aligned}$$

Δr известна в двух петлях, но через I определяют не G_F ,
а другие параметры СМ

Т. van Ritbergen и R.G. Stuart предложили II

PDG использует III

Электрослабые схемы: $\alpha(0)$, $\alpha(M_Z)$, G_F , etc. ($G_F \equiv G_\mu$)

$$\alpha^{-1}(G_F)_{\text{tree level}} = \frac{\pi}{\sqrt{2}G_F \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W M_Z^2} \approx 132.6$$

Сравним с $\alpha^{-1}(0) \approx 137$, $\alpha^{-1}(m_\mu) \approx 136$, $\alpha^{-1}(M_Z) \approx 129$

G_F схема однозначно предпочтительна для вычислений процессов в заряженном токе, например, $pp \rightarrow \mu^+ \nu_\mu X$ (процесс Дрелла-Яна). Одновременно уменьшаются и неопределенности из-за непертурбативных КХД вкладов и из-за неизвестных электрослабых поправок высших порядков.

Прецизионная физика высоких энергий сталкивается со схемной зависимостью результатов, т.е. зависимостью от способа определения фундаментальных констант

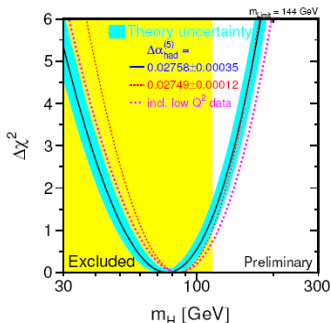


Fig. 24: $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{\min}$ versus M_H , from the global fit to the electroweak data. The vertical band indicates the 95% exclusion limit from direct searches [29,30].

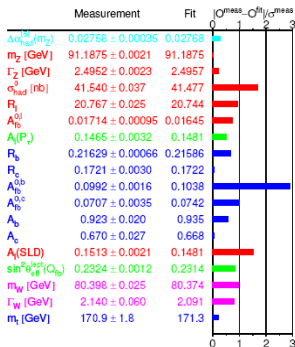


Fig. 25: Comparison between the measurements included in the combined analysis of the SM and the results from the global electroweak fit [29, 30]

Измерение τ_μ

$$\tau_\mu = 2.197034 \pm 0.000021 \text{ (PDG world average)}$$

$$\tau_\mu = 2.197083 \pm 0.000032 \pm 0.000015 \text{ (FAST 2008)}$$

$$\tau_\mu = 2.197013 \pm 0.000021 \pm 0.000011 \text{ (MuLan 2007)}$$

...

Важно, что эксперименты FAST и MuLan (оба проводятся в PSI) используют **разные методы**: распады остановленных пионов внутри мишени и мюонов на поверхности, соответственно.

В ближайшее время эти эксперименты планируют значительно увеличить точность и достичь

FAST: 2ppm в τ_μ $\iff$ (4ppm в G_F)

MuLan: 1ppm в τ_μ $\iff$ (2ppm в G_F)

Параметры Мишеля (I)

Матричный элемент в “общем” случае можно задать как

$$\mathcal{M} \sim \frac{4G_F}{\sqrt{2}} \sum_{\gamma = S, V, T} \sum_{\varepsilon, \mu = R, L} g_{\varepsilon, \mu}^{\gamma} \langle \bar{e}_{\varepsilon} | \Gamma^{\gamma} | (\nu_e)_n \rangle \langle (\bar{\nu}_{\mu})_m | \Gamma_{\gamma} | \mu_{\mu} \rangle,$$

киральности n и m определяются выбором γ, ε, μ

Время жизни мюона $\Rightarrow$ один параметр

Дифференциальное распределение по доле энергии электрона $x \equiv E_e/E_e^{\max}$ описывается четырьмя параметрами Мишеля: ρ, η, ξ и δ :

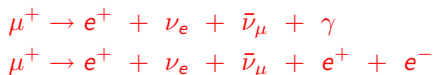
$$\begin{aligned} \frac{d^2\Gamma}{x^2 dx d\cos\theta} \sim & 3(1-x) + \frac{2}{3}\rho(4x-3) + 3\eta \frac{2m_e m_{\mu}}{m_e^2 + m_{\mu}^2} \cdot \frac{1-x}{x} \\ & + P_{\mu}\xi \cos\theta \left[(1-x) + \frac{2}{3}\delta(4x-3) \right] \end{aligned}$$

Параметры Мишеля (II)

Параметры Мишеля, в свою очередь, выражаются через константы связи “общего” лагранжиана, например

$$\begin{aligned}\rho &= \frac{3}{4} + \frac{3}{4} \cdot \frac{(-a + 2c)}{a + 4b + 6c} \\ a &= 16(|g_{RL}^V|^2 + |g_{LR}^V|^2) + |g_{RL}^S + 6g_{RL}^T|^2 + |g_{LR}^S + 6g_{LR}^T|^2 \\ b &= 4(|g_{RR}^V|^2 + |g_{LL}^V|^2) + |g_{RR}^S|^2 + |g_{LL}^S|^2 \\ c &= \frac{1}{2} \left\{ |g_{RL}^S - 2g_{RL}^T|^2 + |g_{LR}^S - 2g_{LR}^T|^2 \right\}\end{aligned}$$

Для определения всех параметров “общего” лагранжиана необходимо исследовать и другие распределения в процессах



и измерять дополнительно поляризацию электронов

Экспериментальное определение параметров Мишеля (I)

Последние результаты эксперимента **TWIST** (The TRIUMF Weak Interaction Symmetry Test) 2008г. позволили существенно повысить точность определения параметров Мишеля:

$$\rho = 0.7503 \pm 0.0004$$

$$\eta = 0.001 \pm 0.024$$

$$\delta = 0.7504 \pm 0.0006$$

$$\xi P_\mu = 1.0007 \pm 0.0035$$

в согласии с предсказаниями **СМ** $\rho = \delta = 3/4$, $\eta = 0$, $\xi = 1$

Экспериментальное определение параметров Мишеля (II)

Particle Data Group:

Table 1. Coupling constants $g_{\varepsilon\mu}^\gamma$. Ninety-percent confidence level experimental limits. The limits on $|g_{LL}^S|$ and $|g_{LL}^V|$ are from Ref. 15, and the others from a general analysis of muon decay measurements [16]. The experimental uncertainty on the muon polarization in pion decay is included. Note that, by definition, $|g_{\varepsilon\mu}^S| \leq 2$, $|g_{\varepsilon\mu}^V| \leq 1$ and $|g_{\varepsilon\mu}^T| \leq 1/\sqrt{3}$.

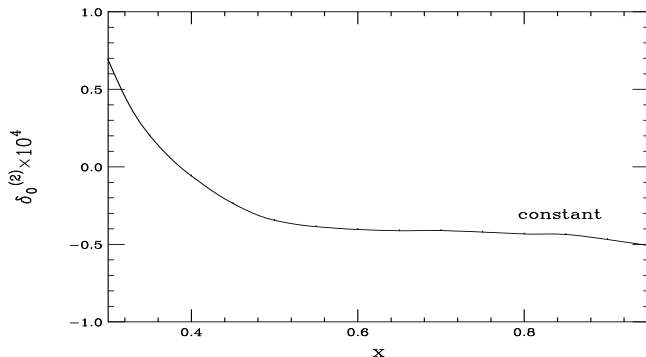
$ g_{RR}^S < 0.067$	$ g_{RR}^V < 0.034$	$ g_{RR}^T \equiv 0$
$ g_{LR}^S < 0.088$	$ g_{LR}^V < 0.036$	$ g_{LR}^T < 0.025$
$ g_{RL}^S < 0.417$	$ g_{RL}^V < 0.104$	$ g_{RL}^T < 0.104$
$ g_{LL}^S < 0.550$	$ g_{LL}^V > 0.960$	$ g_{LL}^T \equiv 0$
$ g_{LR}^S + 6g_{LR}^T < 0.143$	$ g_{RL}^S + 6g_{RL}^T < 0.418$	
$ g_{LR}^S + 2g_{LR}^T < 0.108$	$ g_{RL}^S + 2g_{RL}^T < 0.417$	
$ g_{LR}^S - 2g_{LR}^T < 0.070$	$ g_{RL}^S - 2g_{RL}^T < 0.418$	

Радиационные поправки к спектру Мишеля

1. $\mathcal{O}(\alpha)$: Kinoshita & Sirlin 1959
2. $\mathcal{O}(\alpha)$ с точным учетом членов $\sim m_e/m_\mu$: A.A. 2001
3. $\mathcal{O}(\alpha^2 L^2)$: A.A., A.Czarnecki, A.Gaponenko 2002
4. $\mathcal{O}(\alpha^2 L^1)$: A.A., K.Melnikov 2002; A.A. 2003
5. $\mathcal{O}(\alpha^2)$: C.Anastasiou, K.Melnikov, F.Petriello 2007
 $|\mathcal{O}(\alpha^2 L^0)| < 0.5 \times 10^{-4}$. Проверка крайне желательна, т.к.
результат получен численно и только в области
 $0.3 < x < 0.9$
6. $\mathcal{O}(\alpha)$ к радиационному распаду $\mu \rightarrow e \nu_\mu \bar{\nu}_e \gamma$:
A.A., E.Scherbakova 2004

Радиационные поправки к спектру Мишеля II

C. Anastasiou, K. Melnikov and F. Petriello, "The electron energy spectrum in muon decay through $O(\alpha^2)$ ", JHEP 0709 (2007) 014 [arXiv:hep-ph/0505069]: **поправка к неполяризованному спектру**



Поиск запрещенных мод распада

$\mu \rightarrow e + \gamma$ может произойти при смешивании нейтрино, но $Br \sim 10^{-55}$

Эксперимент **MEG** в PSI планирует достичь 10^{-13} , останавливая 10^8 мюонов в секунду. Сейчас $Br(\mu \rightarrow e\gamma) < 1.2 \cdot 10^{-11}$ (эксперимент MEGA/LAMPF 1998)

Радиационные поправки к фону $\mu \rightarrow e\gamma\nu_\mu\bar{\nu}_e(\gamma)$ при малой энергии нейтрино: А.А., Е.Кураев и др. 1998

$\mu \rightarrow e + e + \bar{e}$

$\mu^- \rightarrow e^-$ конверсия (в мюонных атомах)

$\mu^- + e^+ \leftrightarrow \mu^+ + e^-$ конверсия (мюоний-антимюоний)

дают ограничения на модели новой физики

Выводы и перспективы

- ▶ Экспериментальная точность определения G_F скоро достигнет $2ppm$
- ▶ Прецизионная физика СМ на LHC?
- ▶ Теоретическое описание времени жизни мюона существенно уточнено за счет $\mathcal{O}(\alpha^2)$ вкладов
- ▶ Параметры Мишеля определены в спектре распада мюона с высокой точностью
- ▶ Радиационные распады и измерение поляризации электрона позволяют извлекать больше информации
- ▶ Продолжается поиск безнейтринных распадов, мюон-электронной конверсии и других запрещенных превращений мюона
- ▶ Исследования свойств мюона давали и будут давать существенную информацию о фундаментальных законах Природы

Выводы и перспективы

- ▶ Экспериментальная точность определения G_F скоро достигнет $2ppm$
- ▶ Прецизионная физика СМ на LHC?
- ▶ Теоретическое описание времени жизни мюона существенно уточнено за счет $\mathcal{O}(\alpha^2)$ вкладов
- ▶ Параметры Мишеля определены в спектре распада мюона с высокой точностью
- ▶ Радиационные распады и измерение поляризации электрона позволяют извлекать больше информации
- ▶ Продолжается поиск безнейтринных распадов, мюон-электронной конверсии и других запрещенных превращений мюона
- ▶ Исследования свойств мюона давали и будут давать существенную информацию о фундаментальных законах Природы
- ▶ Мюон неисчерпаем ...