

Kapitola 12

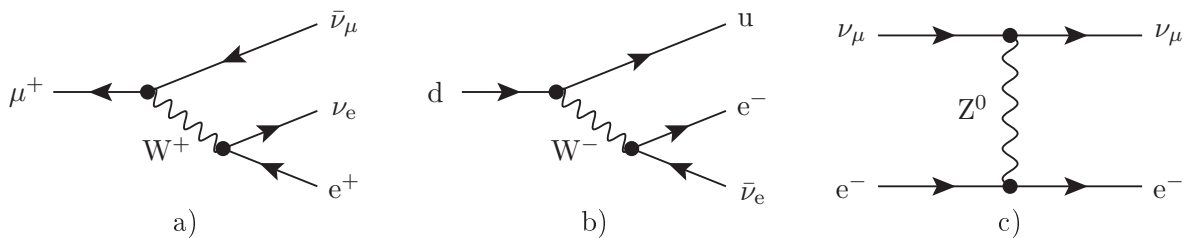
Slabé interakce a intermediální bosony W, Z

Zatímco elektromagnetické interakce lze popsat výměnou fotonu γ s nulovou hmotou, slabé interakce jsou zprostředkovány hmotnými intermediálními bosony W^+ , W^- , Z^0 . Interakce zprostředkované neutrálním bosonem Z^0 nazýváme slabými neutrálními proudy, zatímco slabými nabitými proudy označujeme interakce s výměnou nabitých bosonů W^+ , W^- . Pro názornost uveďme několik příkladů:

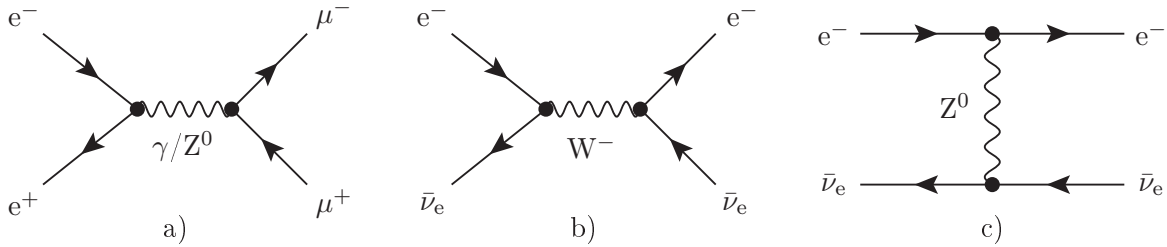
- Rozpady mionu ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$) nebo neutronu ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, tj. $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$) jsou typickými případy slabých nabitých proudů. Příslušné Feynmanovy diagramy jsou znázorněny na obr. 12.1a,b.
- Rozptyl mionového neutrina na elektronu ($\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$) je zprostředkován výměnou bosonu Z^0 , viz. obr. 12.1c.
- V anihilaci leptonů ($e^- + e^+ \rightarrow \mu^- + \mu^+$) přispívají dva neutrální proudy: výměna fotonu a intermediálního bosonu Z^0 , viz. obr. 12.2a.
- V interakci antineutrina s elektronem ($\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$) přispívají slabé nabitě i slabé neutrální proudy, viz. obr. 12.2b,c.

Ve všech typech procesů se samozřejmě zachovává leptonové číslo, a to zvláště v každé rodině.

V teorii sjednocení elektromagnetické a slabé interakce se uvažují původně nehmotné intermediální bosony W^+ , W^0 , W^- a B^0 , které získají hmoty pomocí Higgsova mechanismu (viz kapitola 13.2). Neutrální pole W^0 a B^0 se mísí a vznikají tak pole Z^0 s hmotou $m_Z^2 = m_W^2 + m_B^2$



Obrázek 12.1: Feynmanovy diagramy rozpadu mionu (a), neutronu (b) a rozptylu neutrina na elektronu (c).



Obrázek 12.2: Feynmanovy diagramy anihilace leptonů (a) a interakce antineutrína s elektronem, kde přispívají slabé nabitě (b) i neutrální (c) proudy.

a fotonové pole s přesně nulovou hmotou. Úhel mísení, tzv. slabý směšovací úhel θ_w , spojuje hmoty intermediálních bosonů vztahem

$$\cos \theta_w = \frac{m_W}{m_Z} \quad (12.1)$$

Zmíněná teorie poskytuje následující předpovědi [32]:

- V elektromagnetických interakcích vystupují se stejnou vahou fermionová pole ψ s levou i pravou chiralitou. Výsledkem je čistě vektorová interakce $\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$ s vazbovou konstantou

$$\sqrt{4\pi\alpha} Q, \quad (12.2)$$

kde $\alpha = 1/137$ je konstanta jemné struktury¹ a Q je náboj v jednotkách elementárního náboje.

- Slabých nabitých interakcí se účastní pouze levé proudy ($\bar{\psi}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\psi$) s vazbovou konstantou

$$g_W \equiv \sqrt{4\pi\alpha} \frac{1}{2\sqrt{2}\sin\theta_w}. \quad (12.3)$$

- Ve slabých neutrálních proudech vystupují levé i pravé ($\bar{\psi}\gamma^\mu(1 + \gamma_5)\psi$) proudy s vazbovými konstantami

$$g_{L,R} \equiv \sqrt{4\pi\alpha} \frac{L, R}{2\sin\theta_w \cos\theta_w}, \quad (12.4)$$

kde konstanty L, R splňují:

$$L = T_3 - Q \sin^2 \theta_w \quad (12.5a)$$

$$R = -Q \sin^2 \theta_w \quad (12.5b)$$

Veličina T_3 značí třetí složku tzv. slabého izospinu. Pro neutrína a kvarky s nábojem $Q = +2/3$ je $T_3 = +1/2$, zatímco pro nabitě leptony a kvarky s nábojem $Q = -1/3$ platí $T_3 = -1/2$.

Při energiích mnohem menších než hmoty intermediálních bosonů lze slabé interakce fermionů popsat čtyřfermionovou kontaktní interakcí s Fermiho vazbovou konstantou G_F . Tato

¹Uvedená hodnota platí pro velmi malé energie. Ukazuje se totiž, že konstanta elektromagnetické interakce logaritmičticky roste s energií, např. při energii odpovídající hmotě intermediálního bosonu Z^0 je $\alpha(s = m_Z^2) \doteq 1/128$.

vazbová konstanta má rozměr GeV^{-2} a hodnotu $1,166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$. Snadno lze nalézt, jak souvisí velikost této konstanty s velikostí hmoty W . Uvažujme rozpad mionu. Vazbová konstanta $G_F/\sqrt{2}$ nahrazuje součin vazbových konstant slabých nabitých proudů a propagátoru W -bosonu. Ten je při malých energiích roven m_W^{-2} , musí tedy platit:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = g_W \frac{1}{m_W^2} g_W = \frac{\pi\alpha}{2m_W^2 \sin^2 \theta_w} \quad (12.6)$$

Odsud snadno určíme spodní hranici pro hmotu W :

$$m_W = \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F} \frac{1}{\sin(\theta_w)}} \simeq \frac{37,3 \text{ GeV}}{\sin(\theta_w)} \geq 37,3 \text{ GeV} \quad (12.7)$$

Rovnost nastává pro $\sin \theta_w = 1$, pro malé úhly ($\sin \theta_w \rightarrow 0$) může být hodnota m_W libovolně velká.

Podobným způsobem lze určit spodní hranici pro hodnotu m_Z . Použitím vztahů (12.1) a (12.7) dostáváme:

$$m_Z \simeq \frac{37,3 \text{ GeV}}{\sin(\theta_w) \cos(\theta_w)} \geq 74,6 \text{ GeV} \quad (12.8)$$

Hmota Z^0 je minimální pro hodnotu $\sin \theta_w = 1/\sqrt{2}$, naopak může být libovolně velká pro $\sin \theta_w \rightarrow 0,1$.

12.1 Slabé neutrální proudy

Zatímco existence slabých nabitých proudů byla jasně prokázána (β -rozpad jader, rozpady podivných částic), projevy slabých neutrálních proudů se dlouho nedařilo experimentálně potvrdit, a to ze dvou hlavních důvodů:

- Při malých energiích jsou účinné průřezy slabých neutrálních proudů velmi malé v porovnání s účinnými průřezy elektromagnetických interakcí. Bylo tedy nemožné určit přítomnost slabých neutrálních proudů v interakcích, které mohly být současně zprostředkovány fotonem.
- Nadějí bylo zkoumat pouze slabé rozpady a interakce. Ukázalo se však, že slabé neutrální proudy stejně jako elektromagnetická interakce zachovávají podivnost (obecně vůči kvarkům), jak jsme již viděli v kapitole 6.3. Nepozorovaly se například rozpady

$$K^0 (d\bar{s}) \not\rightarrow (Z^{0*}) \rightarrow \mu^+ + \mu^- \quad (12.9a)$$

$$K^+ (u\bar{s}) \not\rightarrow (u\bar{d}) + (Z^{0*}) \rightarrow \pi^+ + e^- + e^+, \quad (12.9b)$$

zatímco obdobné rozpady slabými nabitými proudy

$$K^+ (u\bar{s}) \rightarrow (W^{+*}) \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu \quad (12.10a)$$

$$K^+ (u\bar{s}) \rightarrow (u\bar{u}) + (W^{+*}) \rightarrow \pi^0 + e^- + \bar{\nu}_e \quad (12.10b)$$

patří mezi hlavní způsoby rozpadu K -mezonů. Tuto důležitou vlastnost slabých neutrálních proudů nazýváme zákazem FCNC, viz oddíl 9.1.1.