

Kapitola 13

Top-kvark a Higgsův boson

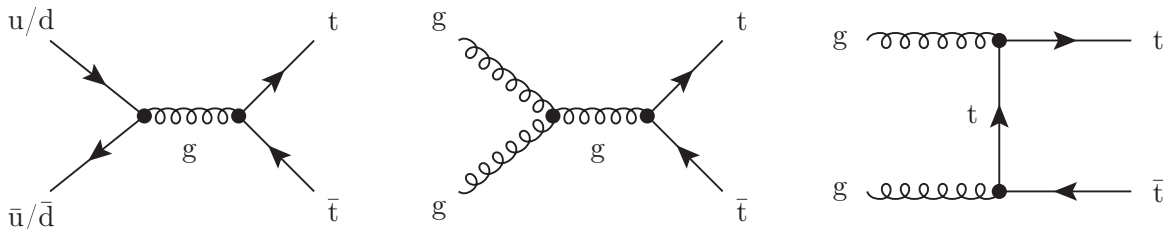
V této kapitole se seznámíme s dosud nejtěžší objevenou elementární částicí (tzv. top-kvarkem, viz kapitola 13.1). Dále pojednáme o Higgsově bosonu – částici předpovězené Standardním modelem, která však dosud nebyla pozorována (viz kapitola 13.2). Pokud skutečně existuje, je hmota této částice také větší než hmota intermediálních bosonů.

13.1 Top-kvark

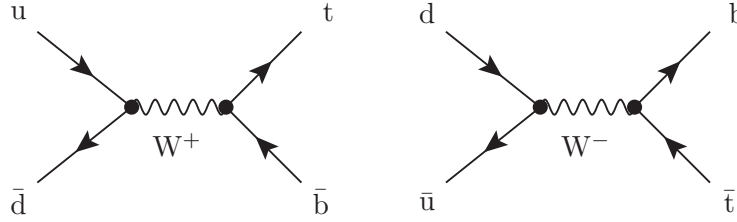
Z měření rozpadů Z^0 na pár kvarků $b\bar{b}$ plyne, že vazbové konstanty L a R odpovídají kvarku s nábojem $-1/3$ a izospinem $1/2$. Znamená to, že musí existovat jeho izospinový partner, tzv. top-kvark s nábojem $+2/3$. Protože se rozpady Z^0 na tento kvark nepozorují, musí být top-kvark těžší než $m_Z/2$. Ve skutečnosti lze velmi přesných měření charakteristik Z^0 využít k nepřímému zjištění velikosti hmoty top-kvarku. Je zajímavé, že tento odhad hmoty top-kvarku byl v rámci chyb totožný s jeho skutečnou hmotou.

Top-kvark byl objeven v experimentech CDF a D0 na urychlovači vstříčných svazků protonů a antiprotonů Tevatron ve FNAL v USA [65]. Páry kvarků $t\bar{t}$ jsou produkovány v silné interakci buď anihilací kvarku a antikvarku, případně dvojice gluonů, viz obr. 13.1. Produkce jednoho top-kvarku (tzv. single top production) společně s b-kvarkem (obr. 13.2) je sice výhodnější energeticky, ale lze ji uskutečnit jenom slabou interakcí, jejíž účinný průřez je mnohem menší. Energie svazků na Tevatronu byla $900 \text{ GeV} \times 900 \text{ GeV}$ (postupně se zvyšovala až na $980 \text{ GeV} \times 980 \text{ GeV}$). Účinný průřez produkce párů $t\bar{t}$ je při této energii pouhých 7 pb. Hmota top-kvarku je 172 GeV [1] a top-kvark je tedy nejtěžší dosud známou elementární částicí.

Kvůli velké hmotě ($m_t \gg m_W$) má top-kvark i velikou rozpadovou šířku, přibližně 1,3 GeV (dosud však nebyla změřena). Top-kvark se proto rozpadá velmi rychle na b-kvark a intermediální boson W, předpokládá se tedy, že nevytváří hadrony na rozdíl od lehčích kvarků.



Obrázek 13.1: Feynmanovy diagramy produkce párů $t\bar{t}$ ve srážkách protonů s antiprotony.



Obrázek 13.2: Feynmanovy diagramy produkce jednoho top-kvarku ve srážkách protonů s antiprotony.

Konečná topologie po rozpadu dvojice top-kvarků je určena rozpadovými schématami intermediačního bosonu W . Jak snadno odvodíme z tabulky 12.2, možné koncové stavy pro každý z top-kvarků jsou:

- $2/3$ případů: $t \rightarrow$ b-jet (vzniklý hadronizací b-kvarku) a dvojice jetů z rozpadu W (pravděpodobnost b-jetů je zanedbatelně malá).
- $1/3$ případů: $t \rightarrow$ b-jet, nabitý lepton a (anti)neutrino (pocházejí z rozpadu W -bosonu).

Celkem tak pro pár $t\bar{t}$ existují tři následující koncové stavy:

- Ve $4/9$ případech jsou v koncovém stavu dva b-jety + 4 jety. Nevýhodou tohoto kanálu je velké pozadí způsobené produkcí jetů v interakcích antiprotonů s protony.
- V dalších $4/9$ případech jsou v koncovém stavu dva b-jety + 2 jety + nabitý lepton + (anti)neutrino. Tento kanál je pro analýzu nejvýhodnější, protože je stejně častý jako předešlý, pozadí je silně redukováno a hybnost chybějícího neutrina lze snadno rekonstruovat s využitím zákona zachování příčné hybnosti (dvě rovnice) a invariantní hmoty W -bosonu (jedna rovnice).

Při rekonstrukci plně hadronového rozpadu top-kvarku (produktem rozpadu jsou 3 jety) lze navíc provést opravu energií lehkých jetů z rozpadu W -bosonu na známou hmotu m_W a opravit tak měřenou hmotu m_t . Používá se k tomu metoda Lagrangeových multiplikátorů, viz příklad 13.2.

- Zbývající $1/9$ případů představují dva b-jety + 2 nabitě leptony + 2 (anti)neutrino. Tento kanál má velmi malé pozadí, nevýhodou je malá četnost a nemožnost úplné kinematické rekonstrukce šesti proměnných (hybnosti dvou neutrín). Lze využít dvě rovnice pro zachování příčné složky hybnosti a další dvě podmínky na invariantní hmotu obou W -bosonů, pátou rovnici lze sestavit z požadavku na rovnost invariantních hmot trojice b-jet+lepton+(anti)neutrino:

$$m(b\ell^+\nu_\ell) = m(\bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell) \quad (13.1)$$

Tato rovnice znamená $m_t = m_{\bar{t}}$. Známe-li však hodnotu hmoty top-kvarku, dostaneme z požadavku (13.1) dvě nezávislé rovnice. Máme tak celkem šest rovnic o šesti neznámých, případy lze kinematicky rekonstruovat (i když nejednoznačně) a využít například ke zkoumání spinových charakteristik top-kvarku.

13.2 Higgsův boson

Zavedení Higgsova bosonu do Standardního modelu elementárních částic řeší otázku nenulové klidové hmoty intermediálních bosonů W a Z . Tento tzv. Higgsův mechanismus je popsán v řadě učebnic (viz např. [32]), zde shrňme jen hlavní důsledky jeho nejjednodušší varianty:

- Existuje jeden neutrální skalární Higgsův boson, jeho hmota je volný parametr a není předpovězena teorií.
- Díky nenulové vakuové střední hodnotě Higgsova pole získají původně nehmotné intermediální bosony hmoty m_W , m_Z , jak již bylo zmíněno v kapitole 12.
- Podobným způsobem se generují i hmoty elementárních fermionů (kvarků a leptonů). Vazbová konstanta interakce Higgsova a fermionového pole musí být proto úměrná hmotě fermionu. To znamená, že rozpadové šířky Higgsova bosonu jsou úměrné kvadrátům hmot, a je tedy mnohem pravděpodobnější rozpad Higgsova bosonu na těžké fermiony než na lehké, jak vidíme na obr. 13.3.

V nejnižším řádu poruchové teorie lze odvodit následující vztahy pro vybrané parciální rozpadové šířky Higgsova bosonu:

$$\Gamma_{H^0 \rightarrow f\bar{f}} = N_c \frac{G_F m_f^2 m_H}{4\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4m_f^2}{m_H^2}\right)^{3/2} \quad (13.2a)$$

$$\Gamma_{H^0 \rightarrow W^+W^-} = \frac{G_F m_H^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4m_W^2}{m_H^2} + \frac{12m_W^4}{m_H^4}\right) \sqrt{1 - \frac{4m_W^2}{m_H^2}} \quad (13.2b)$$

$$\Gamma_{H^0 \rightarrow Z^0Z^0} = \frac{G_F m_H^3}{16\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4m_Z^2}{m_H^2} + \frac{12m_Z^4}{m_H^4}\right) \sqrt{1 - \frac{4m_Z^2}{m_H^2}}, \quad (13.2c)$$

kde f značí elementární fermion – kvark či lepton – a N_c je odpovídající počet barevných stavů. Zmíněné rozpady jsou možné na stromové úrovni. Z relací (13.2a)–(13.2c) vidíme, že pro malé hmoty ($m_H < m_W$) je rozpadová šířka Higgsova bosonu přímo úměrná jeho hmotě, zatímco pro velké hmoty m_H roste tato šířka velmi rychle, $\Gamma_H \propto m_H^3$.

Ostatní rozpady Higgsova bosonu jsou možné jen ve vyšších řádech poruchové teorie, proto jsou jejich větvičí poměry malé v porovnání s výše zmíněnými rozpady (viz obr. 13.3). Jako příklad uveďme rozpad na dva fotony:

$$\Gamma_{H^0 \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{\alpha^2 G_F m_H^3}{128\pi^3 \sqrt{2}} \left| \sum_i N_{c,i} Q_i^2 F_i(x) \right|^2 \quad (13.3)$$

V tomto rozpadu přispívají Feynmanovy diagramy se smyčkou bosonů se spinem 1 (F_1), fermionů ($F_{1/2}$) a případných hypotetických (SUSY) bosonů se spinem 0 (F_0). Pro jednotlivé pří-