

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

**Role Higgsova bosonu ve fyzice
částic a jeho hledání**

Praha, 2008

Vlasák Michal

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v příloženém seznamu.

V Praze dne _____

_____ podpis

Poděkování

Děkuji především vedoucímu své bakalářské práce Prof. RNDr. Vladislavu Šimákovi DrSc. za odborné vedení při psaní této práce a věcné připomínky a poznámky k jejímu obsahu.

Název práce: **Role Higgsova bosonu ve fyzice částic a jeho hledání**

Autor: Vlasák Michal

Obor: Jaderné inženýrství

Vedoucí práce: Prof. RNDr. Šimák Vladislav, DrSc.

Konzultant: _____

Abstrakt: Standardní model fyziky částic je do dnešního dne nejpropracovanějším modelem popisující elementární částice a jejich vzájemné interakce. Bohužel tento model ve své podstatě neuděluje částicím jejich nenulové klidové hmotnosti. Aby byl tento model konzistentní je potřeba existence skalárního pole. Částice interagující s tímto polem - Higgsovým polem - poté získávají svou nenulovou hmotnost. Cílem současné fyziky je nalézt kalibrační boson tohoto skalárního Higgsova pole - Higgsův boson.

Klíčová slova: leptony, kvarky, spontánní narušení symetrie, Higgsův mechanismus, Higgsův boson

Topic: **The Role of the Higgs Boson in the Particle Physics and Its Search**

Author: Vlasák Michal

Abstract: Today's Standard model of particle physics is the best model describing elementary particles and their interactions. Unfortunately, this model, in principle, does not generate a non-zero values of the particles masses. To keep this model consistent one needs an existence of a scalar field. The particles interacting with this scalar field - the Higgs field - obtain their masses. The goal of today's particle physics is to find the scalar Higgs-field gauge boson - the Higgs boson.

Key words: Leptons, Quarks, Spontaneous Symmetry Breaking, Higgs Mechanism, Higgs Boson

Obsah

Seznam obrázků	xii
Seznam tabulek	xiii
Předmluva	1
1 Částice ve fyzice	3
1.1 Třídění elementárních částic	3
1.1.1 Klidová hmotnost	3
1.1.2 Doba života	4
1.1.3 Spin	5
2 Standardní model	7
2.1 Fermiony	7
2.1.1 Leptony	7
2.1.2 Kvarky	9
2.2 Bosony	15
2.3 Hypotetické částice	15
2.4 Interakce ve fyzice	16
2.4.1 Elektromagnetická interakce	17
2.4.2 Slabá interakce	17
2.4.3 Silná interakce	19
2.5 Lagrangián Standardního modelu	19
2.6 Za hranicí Standardního modelu	21
2.6.1 Teorie velkého sjednocení	21
2.6.2 Supersymetrie	22
2.6.3 Strunová teorie	23
3 Elektroslabá interakce	26
3.1 Historie elektroslabého sjednocení	26
3.2 Higgsův mechanismus	28
3.2.1 Úvod	28
3.2.2 Nejjednodušší příklad	30
3.2.3 Higgsův mechanismus s komplexním skalárním polem	32
3.2.4 Higgsův mechanismus v Abelovské teorii	33
3.2.5 Higgsův mechanismus ve Standardním modelu	35

4 Higgsův boson	41
4.1 Limity pro hmotnost Higgsova bosonu	41
4.2 Hledání Higgsova bosonu na LEP a Tevatronu	42
4.3 Hledání Higgsova bosonu na LHC	43
4.4 Higgsův boson ve Standardním modelu	44
4.4.1 $H \rightarrow \gamma\gamma$	44
4.4.2 $H \rightarrow Z\gamma$	45
4.4.3 $H \rightarrow b\bar{b}$	45
4.4.4 $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$	47
4.4.5 $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$	48
4.4.6 WH with $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ and $W \rightarrow l\nu$	49
4.5 Higgsův boson v MSSM	49
4.5.1 Neutralní Higgsův boson	49
4.5.2 Nabitý Higgsův boson	51
4.5.3 Dvojitě nabitý Higgsův boson	52
4.6 Shrnutí	53
Závěr	55
A Grupy	I
B Grafy a obrázky	III
C ATLAS a CMS detektor	VI
Literatura	VII

Seznam obrázků

2.1	Dekuplet baryonů se spinem $3/2$	10
2.2	Objev hyperonu Ω^-	10
2.3	Princip hadronizace	11
2.4	Váhový diagram pro kvarkový a antikvarkový triplet	12
2.5	Váhový diagram pro $\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}} = \mathbf{8} \oplus \mathbf{1}$	12
2.6	Váhový diagram pro $\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{6} \oplus \bar{\mathbf{3}}$	13
2.7	Váhový diagram pro $\mathbf{6} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{10} \oplus \mathbf{8}$	13
2.8	Váhový diagram pro $J^P = O^-$ pseudoskalární mezon (oktet $\mathbf{8}$ a singlet $\mathbf{1}$)	13
2.9	Váhový diagram se dvěma mezonovými 16-plety	14
2.10	Váhový diagram pro baryonový oktet a baryonový dekuplet	14
2.11	$SU(4)$ multiplety baryonů tvořených kvarky u, d, s a c	15
2.12	Diagram elektromagnetické interakce	17
2.13	Základní diagramy elektromagnetické interakce	17
2.14	Základní diagramy slabé interakce	18
2.15	Diagramy prvního řádu pro slabou interakci	18
2.16	Rozpad pionu a mionu z bublinkové komory	18
2.17	Základní diagramy silné interakce	19
2.18	Higgsův potenciál	21
2.19	Spojení dvou strun v třetí strunu	24
2.20	M-teorie	24
2.21	Energetické spektrum	25
2.22	Dvě dodatečné dimenze svinuté do tvaru sféry	25
2.23	Dvě dodatečné dimenze svinuté do tvaru věnečku	25
3.1	Feynmannův diagram pro neutrální a nabitý proud	28
3.2	Interakce neutrálních proudů v Gargamelle	28
3.3	Higgsův potenciál $V(\phi)$	31
4.1	Závislost mezi hmotnostmi W bosonu a top kvarku ve Standardím modelu jako funkci neznámé hmotnosti Higgsova bosonu	41
4.2	Limity pro hmotnost Higgsova bosonu	41
4.3	Higgsův boson na LEP	42
4.4	Produkce Higgsova bosonu	43
4.5	Higgsův boson v Tevatronu	43
4.6	Produkce a rozpady Higgsova bosonu	44
4.7	Rekonstruovaná invariantní hmotnost pro rozpad $H \rightarrow \gamma\gamma$	45

4.8	Rozdělení hmotnosti Higgsova bosonu o hmotnosti 130 GeV pro kanál $4e$ a 4μ	47
4.9	Rozdělení hmotnosti Higgsova bosonu o hmotnosti 130 GeV pro kanál $2e2\mu$	47
4.10	Transverzální hmotnostní rozdělení pro signál $H \rightarrow WW^* \rightarrow \nu\nu\nu$ a celkové pozadí pro $M_H = 150$ GeV a $M_H = 170$ GeV	48
4.11	Transverzální hmotnostní rozdělení signálu i pozadí pro $M_H = 160$ GeV	49
4.12	BR pro Higgsův boson MSSM jako funkce m_A a m_H	49
4.13	Oblasti hmotnosti Higgsova bosonu v MSSM vymezené CDF, D0 a LEP	49
4.14	Feynmanovy diagramy příspěvků pro asociovanou b produkci Higgsova bosonu	50
4.15	Rozdělení dimionové hmotnosti pro $b\bar{b}A$ a $gg \rightarrow A$ s hmotností bosonu A 200 GeV a $\tan\beta = 30$	50
4.16	BR $t \rightarrow bH^+$ jako funkce $\tan\beta$ pro různé hmotnosti Higgsova bosonu	51
4.17	Účinný průřez $gb \rightarrow tH^+$ jako funkce $\tan\beta$ pro různé hmotnosti Higgsova bosonu	51
4.18	Výsledky LEP a Tevatronu pro dvojitě nabitý Higgsův boson	52
4.19	Higgsův boson ve Standardním modelu	53
4.20	Higgsův boson v MSSM	54
B.1	Některé jednoduché Feynmanovy diagramy elektromagnetické interakce	III
B.2	Typické slabé procesy	III
B.3	Příklady diagramů pro silnou interakci	III
B.4	Lagrangian Standardního modelu	IV
B.5	Invariantní hmotnostní $b\bar{b}$ rozdělení pro signál WH a pozadí	V
B.6	Předpokládaný signál WZ s $Z \rightarrow b\bar{b}$	V
B.7	Předpokládaný signál WH s $H \rightarrow b\bar{b}$ pro $M_H = 100$ GeV	V
B.8	Rekonstruovaná hmotnost top kvarku z rozpadu $t \rightarrow \nu b$ a $t \rightarrow jjb$ v $t\bar{t}H$	V
B.9	Selection efficiency pro každý ze tří kanálů jako funkce hmotnosti Higgsova bosonu	V
B.10	Předpokládaná signifikance signálu pro každý ze tří kanálů a jejich kombinaci	V
B.11	Rekonstruovaná 4-leptonová hmotnost pro signál a pozadí pro hmotnost Higgsova bosonu 130 GeV a 150 GeV	V
B.12	Rekonstruovaná 4-leptonová hmotnost pro signál a pozadí pro hmotnost Higgsova bosonu 180 GeV a 300 GeV	V
B.13	Invariantní dimionové hmotnostní rozdělení pro pozadí a signál bosonu A pro $M_A = 150, 200$ a 300 GeV a $\tan\beta = 30$ s b taggingem	V
B.14	Invariantní dimionové hmotnostní rozdělení pro pozadí a signál bosonu A pro $M_A = 150, 200$ a 300 GeV a $\tan\beta = 30$ bez b taggingu	V
B.15	Invariantní $M_{\tau\tau}$ rozdělení pro různé hmotnosti Higgsova bosonu	V
C.1	ATLAS detektor	VI
C.2	CMS detektor	VI

Seznam tabulek

1.1	Klidové hmotnosti leptonů	4
1.2	Klidové hmotnosti mezonů	4
1.3	Klidové hmotnosti baryonů	5
2.1	Základní vlastnosti kvarků	12
2.2	Pole Standardního modelu a jeho kalibrační kvantová čísla	20
4.1	Produkce, rozpadové kanály a odpovídající hmotnosti Higgsova bosonu	44

Předmluva

Jednou z velkých výzev dnešní fyziky vysokých energií je porozumění narušení elektroslabé symetrie a původu hmotnosti. Získávání hmotností může být popsáno Higgsovým mechanismem. V nejjednodušší formě tohoto mechanismu vyplňuje vakuum skalární Higgsovo pole, získává nenulové předpokládané hodnoty vakua a elektroslabá symetrie je spontánně narušena. Kalibrační bosony a fermiony získávají své nenulové klidové hmotnosti interakcí s Higgsovým polem. Spolu s tímto popisem je předpokládaná nová hmotná skalární částice - *Higgsův boson*.

Higgsův boson byl předpovězen již 27. července 1964 P. Higgsem, ale do dnešního dne jeho existenci nepotvrdily ani experimenty na LEP (Large Electron-Positron collider) v CERN (Švýcarsko) ani v Tevatronu ve FNAL (USA). V současné době se připravuje spuštění nového urychlovače LHC (Large Hadron Collider) v CERN. LHC je proton-protonový urychlovač, který bude urychlovat protony na energii 7 TeV. Experimenty ATLAS (A Toroidal Lhc ApparatuS) a CMS (Compact Muon Solenoid)¹, které představují dva ze čtyř hlavních detektorů na LHC, se mimo jiné budou soustředit právě na hledání Higgsova bosonu.

V úvodní kapitole jsou nastíněna odlišná třídění částic podle různých parametrů jako je např. klidová hmotnost či spin. Druhá kapitola seznamuje se Standardním modelem částic, popisuje základní stavební kameny hmoty, jejich vzájemné interakce i modely jdoucí za hranice Standardního modelu. Ve třetí kapitole je naznačen Higgsův mechanismus. V poslední kapitole jsou shrnuty dosavadní poznatky o Higgsově bosonu i jeho různé rozpadové kanály ve Standardním modelu a v MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model).

Rozsah jednotlivých kapitol jsem omezil především s ohledem na délku této práce. Ke všem kapitolám lze najít velké množství publikací, které mohou posloužit k bližšímu a detailnějšímu seznámení s daným tématem.

¹Schéma obou detektorů je uvedeno v Dodatku C na Obrázku C.1 a C.2.

Kapitola 1

Částice ve fyzice

Základními vlastnostmi částic jsou hmotnost, elektrický náboj, doba života, spin a magnetický moment, další důležité vlastnosti charakterizujeme např. leptonovým a baryonovým kvantovým číslem, podivností, izospinem a paritou.

Fyzika elementárních částic se snaží uspořádat částice, objevené převážně při složitých experimentech s urychlovači, do systému, v němž jsou tyto částice klasifikovány podle určitých hledisek a vzájemných vztahů mezi sebou. Mezi částicemi platí určité symetrie, z nichž nejvíce patrná je symetrie mezi částicemi a antičásticemi. Jde o částice stejného druhu, které se liší znaménkem nábojem (elektron-pozitron, proton-antiproton, neutrino-antineutrino aj.). Existují také antičástice elektricky neutrálních částic, ty se navzájem liší spinem.

1.1 Třídění elementárních částic

Elementární částice se třídí a rozdělují do skupin podle svých význačných vlastností, vyjádřených fyzikálními parametry a kvantovými čísly. Můžeme je tedy rozdělit do skupin např. podle jejich klidové hmotnosti, doby života či podle spinu.

1.1.1 Klidová hmotnost

Nejzákladnější charakteristikou každého předmětu, a tedy i elementárních částic, je klidová hmotnost m_0 . Podle klidové hmotnosti můžeme elementární částice dělit na:

- Částice s nulovou klidovou hmotností

V atomové a jaderné fyzice jsou to především kvanta elektromagnetického záření – *fotony*, v obecné teorii relativity a kvantové gravitaci pak ještě kvanta gravitačního vlnění – *gravitony*.

- Leptony

Leptony jsou lehké¹ částice s „malou“ klidovou hmotností (řec. *leptos* – tenký, jemný, slabý, hubený). Do skupiny leptonů patří především *elektrony* e^- a jejich antičástice *pozitrony* e^+ s klidovou hmotností $m_e c^2 = 511$ keV. Dalším zástupcem leptonů je *mion* μ^- (označovaný jako „těžký elektron“) a jeho antičástice *antimion* μ^+ .

¹Význam leptonů jakožto lehkých částic již postrádá svůj význam, neboť např. tauon (lepton) je téměř 2x těžší než proton (baryon)

Posledním zástupcem leptonů je *tauon* τ^- (označovaný jako „supertěžký elektron“) se svou antičásticí *antitauon* τ^+ . Pro přehlednost jsou klidové hmotnosti těchto částic uvedeny v Tab. 1.1. Každá z těchto šesti částic má své *neutrino* ν (příp. *antineutrino* $\bar{\nu}$), tedy: neutrino *elektronové* ν_e , *mionové* ν_μ , *tauonové* ν_τ a antineutrino *elektronové* $\bar{\nu}_e$, *mionové* $\bar{\nu}_\mu$ a *tauonové* $\bar{\nu}_\tau$.

Částice	m_0 [MeV]	m_0/m_e
e	0,511	1
μ	105,66	206
τ	1776,99	3477

Tabulka 1.1: Klidové hmotnosti leptonů a jejich poměr ke klidové hmotnosti elektronu

- Mezony

Mezony jsou středně těžké částice (řec. *mesos* – střední). Mezi mezony patří např. kladný, záporný a neutrální *pion* π^+ , π^- , π^0 a *K-mezony* K^+ , K^- , K^0 . Jejich klidové hmotnosti jsou uvedeny v Tab. 1.2.

Částice	m_0 [MeV]	m_0/m_e
π^\pm	139,57	273
π^0	134,97	270
K^\pm	493,677	966
K^0	497,65	974

Tabulka 1.2: Klidové hmotnosti mezonů a jejich poměr ke klidové hmotnosti elektronu

- Baryony

Baryony jsou těžké částice (řec. *baryos* – těžký). Mezi baryony se řadí především *proton* p a *neutron* n a samozřejmě jejich antičástice *antiproton* \bar{p} a *antineutron* \bar{n} . Mezi baryony pak patří ještě těžší částice – *hyperony*. Mezi hyperony patří např. hyperon Λ^0 , hyperony Σ^+ , Σ^- , Σ^0 dále pak hyperony Ξ^- , Ξ^0 a hyperon Ω^- . Klidové hmotnosti těchto baryonů jsou uvedeny v Tab. 1.3.

1.1.2 Doba života

- Stabilní částice

Mezi stabilní částice neboli částice s nekonečně dlouhou dobou života řadíme *elektron* e^- , *pozitron* e^+ , *foton* γ , *proton*² p a *neutrino* ν .

- Částice s dlouhou dobou života

Do této skupiny patří *neutron* n , který, pokud je volný (mimo jádro), se rozpadá β -rozpadem jako $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ s poločasem $\tau = 885,7$ s. Dále zde můžeme zahrnout i *mion* μ s dobou života $\tau = 2,197 \cdot 10^{-6}$ s.

²Podle některých „grandunifikačních“ teorií (viz odstavec 2.6.1) by proton neměl být zcela stabilní částice, ale měl by se rozpadat na miony či pozitrony a na jeden neutrální či dva nabitě piony s dobou života řádově 10^{30} - 10^{33} roků.

Částice	m_0 [MeV]	m_0/m_e
p	938,27	1836
n	939,56	1838
Λ^0	1115,68	2183
Σ^+	1189,37	2327
Σ^-	1197,45	2313
Σ^0	1192,64	2313
Ξ^-	1321,31	2586
Ξ^0	1314,83	2573
Ω^-	1672,45	3273

Tabulka 1.3: Klidové hmotnosti baryonů a jejich poměr ke klidové hmotnosti elektronu

- Částice s krátkou dobou života

Zde patří všechny ostatní částice, které na krátký okamžik vznikají při interakcích částic o vysokých energiích a vzápětí se rozpadají. Jsou to např. *mezony* π^\pm ($\tau = 2,6 \cdot 10^{-8}$ s), π^0 ($\tau = 8,4 \cdot 10^{-17}$ s), K^\pm ($\tau = 1,24 \cdot 10^{-8}$ s) a *hyperony* Λ^0 ($\tau = 2,63 \cdot 10^{-10}$ s), Σ^+ ($\tau = 0,8 \cdot 10^{-10}$ s), Σ^- ($\tau = 1,48 \cdot 10^{-10}$ s), Σ^0 ($\tau = 7,4 \cdot 10^{-20}$ s), Ξ^0 ($\tau = 2,9 \cdot 10^{-10}$ s), Ξ^- ($\tau = 1,64 \cdot 10^{-20}$ s), Ω^0 ($\tau = 0,82 \cdot 10^{-10}$ s).

- Částice s ultrakrátkou dobou života - tzv. *rezonance*

Doba života těchto „částic“ je $10^{-23} - 10^{-22}$ s. Rezonance se mnohdy ani za částice nepovažují a označují se jako *kvazičástice*. Představují dočasně excitované stavy dvou nebo více baryonů či mezonů. Rozeznáváme *baryonové* a *mezonové rezonance*.

1.1.3 Spin

Podle spinu, a v důsledku toho i podle kvantově-mechanického statistického chování v soustavě částic, se elementární částice dělí na dvě velké skupiny:

- Fermiony³

Fermiony jsou částice s *poločíselným* spinem. Jsou to především všechny stavební částice hmoty jako je *proton*, *neutron*, *elektron*. Z leptonů jsou to dále *miony* a všechny druhy *neutrin*. Z baryonů pak dále *hyperony*. Fermiony se řídí tzv. *Fermi-Diracovou statistikou*, pro niž je charakteristické, že dvě částice nemohou být ve stejném kvantovém stavu (Pauliho vylučovací princip). Vlnová funkce více částic je *antisymetrická* a kreační operátory fermionů splňují *antikomutační* relace.

- Bosony

Bosony jsou částice s *celočíselným* spinem. Jsou to především kvanta polí přenášející síly, jimiž na sebe částice působí. Označují se též jako *intermediální částice* zprostředkovávající jednotlivé interakce. Bosony se spinem $s = 0$ se označují jako skalární, se

³Za určitých okolností se i soubor fermionů, např. elektronů, může efektivně chovat jako bosony. Snižujeme-li teplotu vodivé látky obsahující volné elektrony ve formě "elektronového plynu", dochází při teplotách pod cca 4 K ke spojování elektronů do dvojic - tzv. *Cooperových párů*, v nichž se poločíselné spiny elektronů opačného směru sčítají na spiny nulové (singletní spárování), tj. celočíselné. Vzniká tzv. *bosonový kondenzát*.

spinem $s = 1$ jako vektorové. Nejdůležitějším bosonem je *foton* ($s = 1$), dále *piony* ($s = 0$), bosony W^\pm , Z^0 ($s = 1$), hypotetické *gravitony* ($s = 2$), *Higgsov boson* ($s = 0$) atd.. Soubory částic s celočíselným spinem se z kvantově-mechanického hlediska řídí *Bose-Einsteinovou statistikou*, v níž (na rozdíl od fermionů) se v každém kvantovém stavu může nacházet neomezený počet částic. Vlnová funkce více částic je *symetrická* a kreační operátory bosonů splňují *komutační* relace.

Dále můžeme elementární částice dělit např. podle *způsobu interakce* nebo podle *podivnosti*. Dle způsobu interakce vyčleňujeme skupinu částic – *hadrony*, které jako jediné ze všech elementárních částic vykazují silnou jadernou interakci. Mezi hadrony řadíme *protony*, *neutrony*, mezony π a K a *hyperony*. V souvislosti s „podivnými“ nesymetriemi při produkci a rozpadu některých částic se rozlišuje zvláštní skupina *podivných částic*, do které patří mezony K a *hyperony*. Nositelem podivnosti je kvark s .

Kapitola 2

Standardní model

Standardní model je teorií popisující elektroslabou a silnou interakci. Standardní model je kvantovou teorií pole s lokálními kalibračními symetriemi $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, ve které jsou částice hmoty seskupeny do tří leptonových rodin (e a ν_e , μ a ν_μ , τ a ν_τ) a tří kvarkových rodin (u a d , c a s , b a t). Interakce mezi těmito částicemi je zprostředkována bosony: fotonem pro elektromagnetickou interakci, W^+ , W^- a Z^0 pro slabou interakci a 8 gluony pro silnou interakci.

2.1 Fermiony

Kvarky a leptony tvoří tři rodiny, vždy po dvou kvarcích a dvou leptonech. Leptony mají menší hmotnost než odpovídající kvarky. Obyčejná hmota je složená jen z kvarků u a d a elektronů, tedy členů první rodiny. *Fermiony* tedy představují stavební kameny hmoty.

2.1.1 Leptony

Leptony jsou podle dnešních názorů pravé elementární částice bez vnitřní struktury, interagují slabou interakcí a neinteragují silně. Nabité leptony pak navíc interagují elektromagneticky. Do skupiny leptonů, jak již bylo výše uvedeno, řadíme elektron, mion, tauon, jejich antičástice a neutrina (resp. antineutrina). Tedy celkem 6 částic a 6 antičástic.

Neutrina (resp. antineutrina) jsou nejlehčí a nejslaběji¹ interagující částice ze všech známých elementárních částic. Rozeznáváme tři druhy neutrin (elektronové, mionové, tauonové), které se mohou mezi sebou spontánně přeměňovat při tzv. *oscilaci neutrin*. Elektronová neutrina vznikají při vzájemných přeměnách protonů a neutronů β -rozpadem, mionová a tauonová neutrina pak při rozpadu mionů a tauonů. Velké množství neutrin vzniká také při termojaderných reakcích v nitru hvězd a při výbuchu supernov.

Každá generace leptonů zachovává při reakcích tzv. *leptonové číslo*. První leptonové číslo je *elektronové* definované vztahem

$$L_e = N(e^-) - N(e^+) + N(\nu_e) - N(\bar{\nu}_e), \quad (2.1)$$

kde $N(e^-)$ je počet elektronů v dané reakci a podobně jsou definovány i ostatní členy. Obdobně jako pro první generaci leptonů existuje elektronové číslo, existuje i pro další dvě generace

¹Např. střední volná dráha neutrina v železe je řádově 127 světelných roků.

tzv. *mionové* a *tauonové* číslo. Ty jsou definovány vztahy

$$L_\mu = N(\mu^-) - N(\mu^+) + N(\nu_\mu) - N(\bar{\nu}_\mu), \quad (2.2)$$

$$L_\tau = N(\tau^-) - N(\tau^+) + N(\nu_\tau) - N(\bar{\nu}_\tau). \quad (2.3)$$

Elektron

Elektron je první objevenou² elementární částicí. Je *stabilní*. Počet elektronů v atomu určuje jeho chemické vlastnosti. Makroskopický pohyb elektronů vnímáme jako elektrický proud.

Elektron je nositelem záporného elementárního náboje $e = 1,60219 \cdot 10^{-19}$ C a jeho klidová hmotnost je 511 keV. Vzniká např. při β^- -rozpadu.

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.4)$$

Elektronové antineutrino $\bar{\nu}_e$ je částice, která vždy doprovází elektron a vzniká při rozpadech, ve kterých vznikl elektron. Existenci neutrina předpověděl W. Pauli v roce 1930 a byla potvrzena v roce 1956.

Antičástici elektronu - *pozitron* - teoreticky předpověděl P.A.M. Dirac v roce 1928 před jeho objevením. Ve vakuu je pozitron také stabilní částicí. Nachází-li se ale v nějakém látkovém prostředí, ve kterém se nachází i elektrony, anihiluje s elektronem, přičemž vznikají dvě kvanta záření gama o energiích 511 keV.

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \quad (2.5)$$

Před samotnou anihilací elektronu a pozitronu může nastat tzv. *pozitronium*, což je zvláštní vázaný stav (podobný atomu vodíku), kdy kolem sebe vzájemně obíhají elektron s pozitronem. Rozměr pozitronia je dvojnásobkem atomu vodíku a vazbová energie je 6,8 eV. Pozitronium je ale *nestabilní*, neboť se obě částice vyzařováním elektromagnetických vln k sobě přibližují.

Obdobně jako elektron, vzniká pozitron (a spolu s ním i elektronové neutrino) např. při β^+ -rozpadu

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad (2.6)$$

Mion

Mion (resp. antimion) má klidovou hmotnost 105,66 MeV a podobně jako elektron (resp. pozitron) nese záporný (resp. kladný) elektrický náboj stejné velikosti jako je elementární náboj. Mion je na rozdíl od elektronu *nestabilní* částice a jeho doba života je přibližně $2 \cdot 10^{-6}$ s. Poté se tento „těžký elektron“ rozpadá na elektron (resp. pozitron) a dvě neutrina:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e, \quad (2.7)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e. \quad (2.8)$$

Mion evidentně nehraje ve stavbě okolního světa žádnou velkou roli a zde, nad touto částicí, mnozí fyzikové upadli do rozpaků. V této souvislosti je často citovaná řečnická otázka Isidora Rabiho: "Kdo si to objednal?" ("Who ordered that?").

Mion se vyskytuje v kosmickém záření a do zemské atmosféry vstupuje s relativistickými rychlostmi.

²v roce 1897 - J. J. Thomson

Mionové neutrino ν_μ , doprovázející při slabých rozpadech mion, má podobné vlastnosti jako neutrino elektronové. Objevili ho T. D. Lee a C. N. Yang v roce 1962 na urychlovači v Brookhavenu (Long Island, USA). V roce 1998 byla zjištěna jeho nenulová hmotnost.

Nejčastější způsob vzniku mionů je při rozpadu pionů

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (2.9)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \quad (2.10)$$

Podobně jako vznikne pozitronium v případě elektronu a pozitronu, tak zde může vzniknout tzv. *mionium*, což je nestabilní vázaná soustava mionu a obíhajícího elektronu. Mionium vzniká při průchodu kladného mionu μ^+ látkovým prostředím, kde na sebe může zachytit elektron. Může nastat i „opačný“ jev, tzv. *mionový atom* nebo *mezoatom*. Tato vázaná soustava podobná atomu vzniká zachycením záporného mionu μ^- coulombovým polem jádra.

Tauon

Tauon má klidovou hmotnost 1776,99 MeV a stejně jako mion či elektron nese elektrický náboj stejné velikosti jako je elementární náboj. Je to *vysoce nestabilní* částice s dobou života $3 \cdot 10^{-13}$ s. Rozpadá se na své lehčí dvojníky (elektron nebo mion) a dvě neutrina:

$$\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau, \quad (2.11)$$

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau. \quad (2.12)$$

Byl objeven v roce 1977 týmem pod vedením M. Perla při experimentech s vysokoenergetickými srážkami pozitronů a elektronů ve vstřícných svazcích urychlovače ve Stanfordu.

Tauonové neutrino ν_τ doprovází tauon při slabých procesech a bylo objeveno v laboratoři Fermilab v roce 1999.

2.1.2 Kvarky

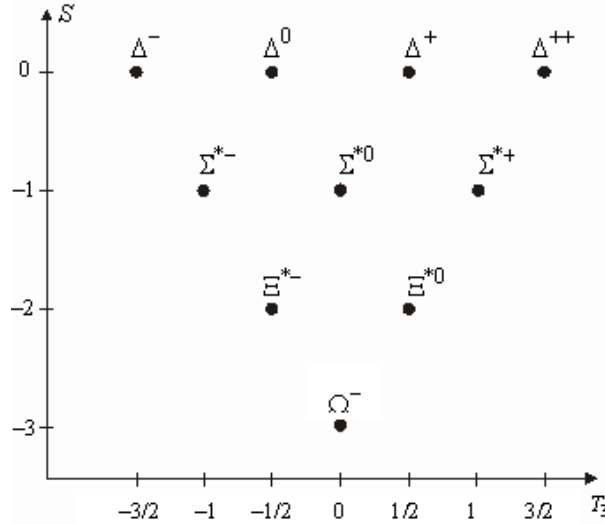
Na základě obsáhlého experimentálního materiálu, získaného převážně v 50. a 60. letech při hledání nových elementárních částic, byly vypořádány výrazné symetrie ve vlastnostech elementárních částic, které v r. 1964 vyústily zformulováním kvarkového modelu hadronů, podle něhož jsou všechny hadrony složeny z ještě „elementárnějších“ částic - *kvarků*. Kvarky jsou fermiony se spinem 1/2 a třetinovým elektrickým nábojem. Pro vysvětlení systematiky hadronů v rámci aditivního kvarkového modelu bylo postupně zavedeno 6 druhů kvarků označovaných „u“ (up), „d“ (down), „s“ (strange), „c“ (charm), „b“ (bottom), „t“ (top). Z téhož důvodu bylo nutné přiřadit kvarkům nové vnitřní kvantové číslo - *barvu* (color), která nabývá tří diskrétních hodnot označovaných jako „červená“, „modrá“, „žlutá“; přitom baryony jsou „bezbarvé“ („bílé“) kombinace tří barevných kvarků, mezony pak kombinace kvarků a antikvarků.

Kvarkový model

50. a 60. léta 20. století byla velmi bohatá na experimentální objevy nových částic. V roce 1963 byl objeven hyperon Ω^- , který byl předpovězen M. Gell-Mannem a Y. Ne'emanem

v roce 1962. M. Gell-Mann i Y. Ne'eman se snažili najít systém ve stále se zvětšujícím počtu elementárních částic. Přišli na to, že velkou část tehdy známých částic lze uspořádat do osmic, které byly v jistém smyslu příbuzné a nalezené pravidelnosti nazvali tzv. *Eightfold way*.

Na konferenci v CERN v roce 1962 M. Gell-Mann vyslovil domněnku, že pozorované baryonové rezonance patří do dekupletu (viz Obrázek 2.1) a okamžitě předpověděl základní vlastnosti jeho desátého člena, včetně klidové hmotnosti. Teorie přibližné symetrie $SU(3)$ dává pro hmotnosti v dekupletu obzvláště jednoduchou predikci, totiž že jejich spektrum je "ekvidistantní" v závislosti na podivnosti: rozdíl hmotností Σ^* a Δ je přibližně stejný jako rozdíl mezi Ξ^* a Σ^* a ten by měl být stejný jako rozdíl hmotností desáté částice a Ξ^* . Na základě známých rozdílů těchto hmotností bylo možné předpovědět pro klidovou energii posledního člena dekupletu hodnotu zhruba 1 680 MeV. Předpověděná částice, označená jako Ω^- , měla mít podivnost -3 , izospin 0, elektrický náboj -1 a spin $3/2$. Součástí Gell-Mannovy předpovědi byl také rozpad této částice a to slabou interakcí. Znamenalo to tedy, že ve skutečnosti měla být částicí a nikoli rezonancí. Ke stejným závěrům dospěl nezávisle také Y. Ne'eman.



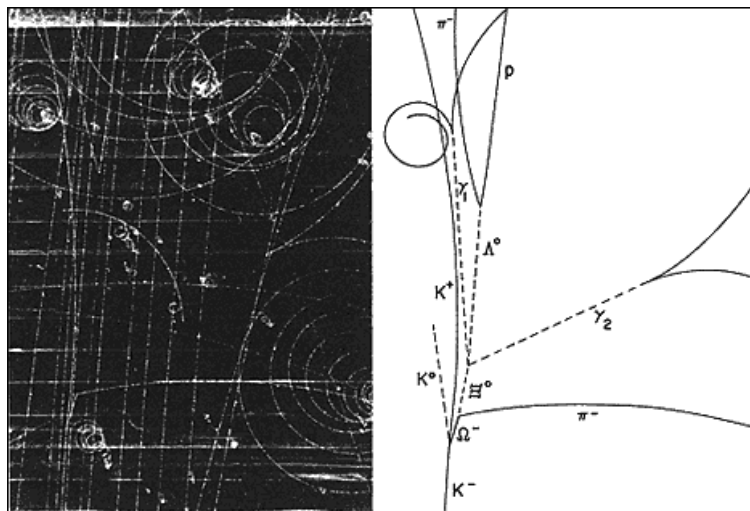
Obrázek 2.1: Dekuplet baryonů se spinem $3/2$ [13]

Pátrání po novém baryonu, který by se slabě rozpadal na systém s podivností -2 probíhal jak v Evropě, tak i v USA. Objeven byl na začátku roku 1964 ve vodíkové bublinkové komoře v Brookhavenu (Obrázek 2.2). Produkoval se ve srážkách svazku negativních kaonů s protony v procesu



a koncový stav se rozpadal v sekvenci $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$, $\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0$, $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$. Neutrální pion byl přitom detekován pomocí rozpadu na dva fotony. Tento výsledek byl skutečným triumfem pro teorii i pro experiment. Podle současných tabulek [1] je hmotnost Ω^- rovna $m_{\Omega^-} = (1672, 45 \pm 0, 29) \text{ MeV}$ a doba života $\tau_{\Omega^-} = (0, 821 \pm 0, 011) \cdot 10^{-10} \text{ s}$.

V roce 1964 přišli G. Zweig a M. Gell-Mann s myšlenkou, že symetrie baryonů a mezonů je projevem faktu, že jsou složeny z ještě elementárnějších objektů a to ze tří kvarků a ze tří

Obrázek 2.2: Objev hyperonu Ω^- [5]

antikvarků³. G. Zweig měl ovšem jiný pohled na kvarky než M. Gell-Mann. G. Zweig je bral jako fyzikální objekty a podle toho s nimi i pracoval, kdežto M. Gell-Mann je chápal jako matematické objekty, se kterými se dobře pracuje, ale které nemají hlubší fyzikální význam.

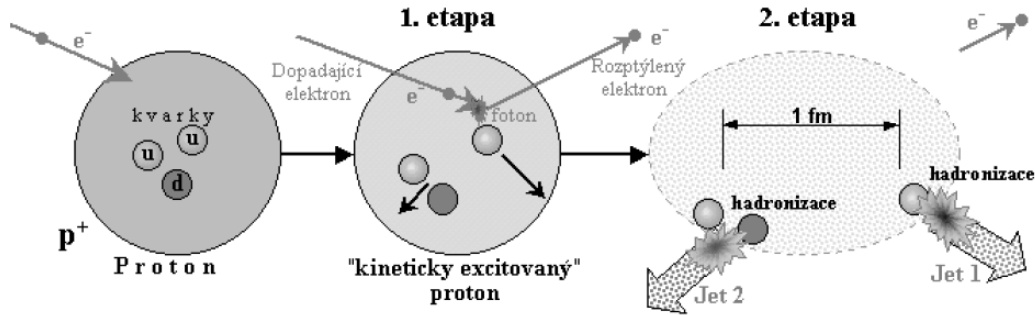
Tento navržený kvarkový model měl ovšem i své stinné stránky. Za prvé kvarky neměly celočíselný náboj, dále se je nedařilo najít jako volné částice a již zmíněný hyperon Ω^- by musel být tvořen ze tří stejných kvarků ve stejném stavu. Tyto a jiné problémy vyústily k zavedení nového kvantového čísla - *barvy*. Zavedení barvy mělo daleko hlubší význam než jen vyřešení problému s hyperonem Ω^- . Díky tomuto novému kvantovému číslu byla předpovězena existence 8 gluonů.

Koncem 60. let byl kvarkový model do určité míry podpořen výsledky experimentů s rozptylem vysokoenergetických elektronů na nukleonech (hluboce nepružný rozptyl) ukazujících na to, že při takovém "tvrdém ostřelování" se nukleon nechová jako kompaktní částice, ale jako shluk několika (tří) víceméně volných rozptylových center - tzv. *partonů*. Přitom kvantová čísla partonů (náboj, spin, izospin) odpovídala hodnotám očekávaným u kvarků. Přímému ztotožnění kvarků a partonů však bránil rozpor: na jedné straně se při experimentech partony v nukleonech chovaly jako volné, na druhé straně kvarky jsou tak silně vázány, že je nelze z nukleonů uvolnit.

S řešením posledně uvedeného problému přišel R. Feynman, který formuloval základní představu o tom, jak tvrdé srážky elektronů a protonů probíhají. Za velmi vysokých energií při tvrdých a hluboce nepružných srážkách elektronů s protony vzniká řada sekundárních částic, které vylétají neizotropně v jakýchsi směrovaných "výtryscích" - *jetech*. Detailní analýza úhlového rozdělení a energie částic v jetech ukázala následující mechanismus interakce, který lze rozdělit do dvou etap (viz Obrázek 2.3): Během 1. etapy vysokoenergetický elektron při interakci s protonem předá část své kinetické energie jednomu z kvarků, který se po tomto rozptylu po určité velmi krátkou dobu pohybuje prakticky volně (*asymptotická volnost*) uvnitř protonu; podobně i zbytek protonu tvořený dvěma zbývajících kvarky. Nedojde však k uvolnění kvarků z protonu. Jakmile vzdálenost mezi urychleným kvarkem a zbytkem protonu přesáhne zhruba

³Tehdy byly známy jen kvarky u , d a s

1 fm, nastává 2. etapa: síly mezi nimi začnou prudce narůstat a v kvark-gluonovém poli dojde k produkci kvarků a antikvarků, které se zformují do mezonů a baryonů - dojde k tzv. *hadronizaci* kvark-gluonového plasmatu. Výsledkem je vyzáření dvou úhlově kolimovaných spršek částic - jetů, které vylétají přibližně ve směrech letu incidenčního kvarku a zbytku protonu v první etapě. Tyto jety jsou vlastně stopami po kvarcích.



Obrázek 2.3: Princip hadronizace [4]

Kvantová čísla kvarků

Jak již bylo uvedeno, kvarky jsou silně interagující fermiony se spinem rovným $1/2$ a kladnou paritou. Antikvarky mají paritu zápornou. Kvarky mají aditivní baryonové číslo $1/3$, antikvarky $-1/3$. V Tabulce 2.1 jsou uvedeny základní vlastnosti kvarků.

Vztah mezi kvantovými čísly a nábojem je dán Gell-Mann-Nishijimovou formulí

$$Q = I_Z + \frac{\mathcal{B} + S + C + B + T}{2}, \quad (2.14)$$

kde \mathcal{B} je baryonové číslo, I_Z je z -tová komponenta izospinu a S, C, B a T jsou *strangeness*, *charm*, *bottomness* a *topness*.

Pro hypernáboj platí

$$Y = \mathcal{B} + S. \quad (2.15)$$

Q a \mathcal{B} se zachovávají při všech interakcích, S, C, B a T se zachovávají při silné a elektromagnetické interakci a nezachovávají se při slabé interakci.

Kvark	m [GeV]	Q	I	I_Z	S	C	B	T
u	0,0015 - 0,0030	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0
d	0,003 - 0,007	$+\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	0	0	0
s	$0,095 \pm 0,025$	$-\frac{1}{3}$	0	0	-1	0	0	0
c	$1,25 \pm 0,09$	$+\frac{2}{3}$	0	0	0	+1	0	0
b	$4,20 \pm 0,07$	$-\frac{1}{3}$	0	0	0	0	-1	0
t	$174,2 \pm 3,3$	$+\frac{2}{3}$	0	0	0	0	0	+1

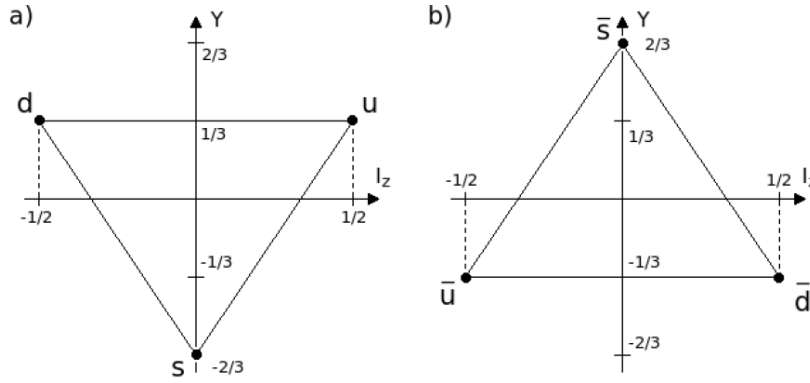
Tabulka 2.1: Základní vlastnosti kvarků

Váhový diagram a rozklad direktních součinů

Při použití $SU(3)$ symetrií se kvarky reprezentují tzv. *triplety* (ozn. $\mathbf{3}$)

$$q = \begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

Členy tohoto tripletu se mohou vykreslit do grafu (tzv. *váhový diagram*), kde na svislé ose je hypernáboj Y a na vodorovné ose třetí složka izospinu I_Z . Příklad váhového diagramu je ukázán na Obrázku 2.4, pro a) kvarkový triplet $\mathbf{3}$, b) antikvarkový triplet $\bar{\mathbf{3}}$.



Obrázek 2.4: Váhový diagram pro kvarkový a antikvarkový triplet [5]

Direktní součiny \otimes je potřeba rozložit na součet \oplus ireducibilních reprezentací. Lze použít Yangovy tabulky nebo vztahy

$$\mathbf{N} \otimes \bar{\mathbf{N}} = (\mathbf{N}^2 - 1) \oplus \mathbf{1}, \quad (2.17)$$

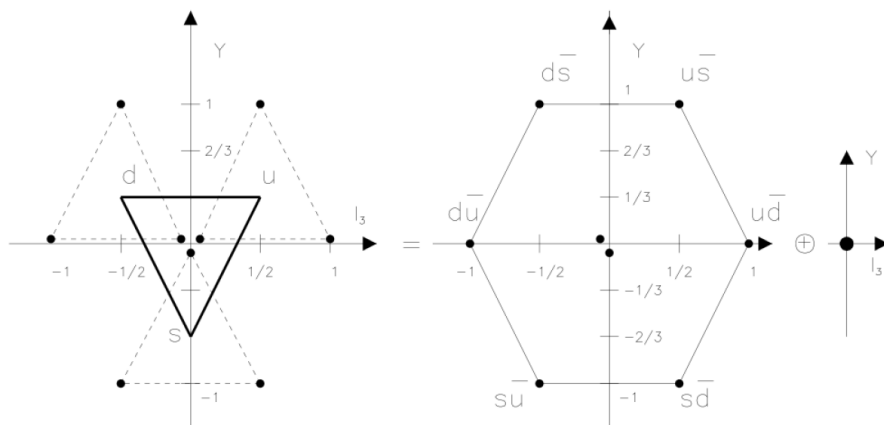
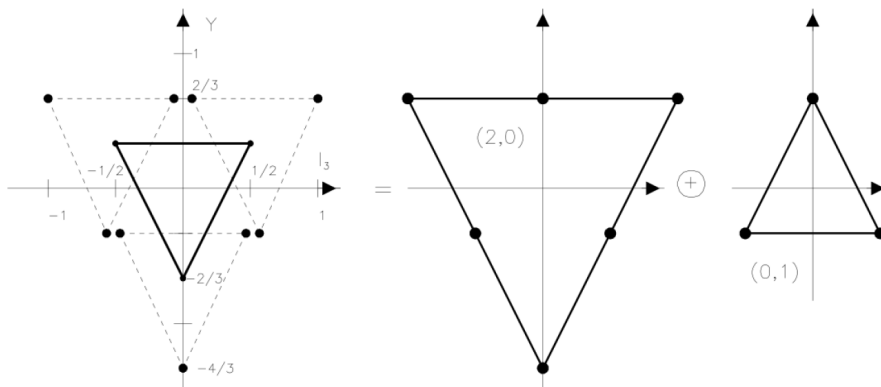
$$\mathbf{N} \otimes \mathbf{N} = \frac{N(N-1)}{2} \oplus \frac{N(N+1)}{2}. \quad (2.18)$$

Na Obrázku 2.5 je znázorněn rozklad $\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}} = \mathbf{8} \oplus \mathbf{1}$, na Obrázku 2.6 rozklad $\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{6} \oplus \bar{\mathbf{3}}$ a na Obrázku 2.7 pak rozklad $\mathbf{6} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{10} \oplus \mathbf{8}$.

Mezony

Každý mezon se skládá z kvarku a antikvarku ($\mathcal{B} = 0$); vazbu mezi nimi obstarávají gluony. Je-li orbitální úhlový moment hybnosti $q\bar{q}$ l , potom je parita P rovna $P = (-1)^{l+1}$. Mezonový spin J je dán vztahem $|l-s| < J < |l+s|$. Podle vzájemné orientace spinů kvarku a antikvarku, z nichž je daný mezon složen, se rozlišují mezony *skalární* (spin kvarku je orientován opačně než spin antikvarku, takže výsledný spin mezonu je $s = 0$) a *vektorové* mezony (spiny kvarku a antikvarku mají stejný směr, takže výsledný spin mezonu je $s = 1$)⁴. C parita je definovaná jako $C = (-1)^{l+s}$ a platí pouze pro $q\bar{q}$ stavy, které jsou sestaveny z kvarků a jejich vlastních

⁴Například π a mezon ρ jsou tvořeny stejnými kvarky, ale mají různý spin a také různou hmotnost: $\pi^+ = (u\bar{d})$: spin = 0, $m_{\pi^+} = 0,14$ GeV a $\rho^+ = (u\bar{d})$: spin = 1, $m_{\rho^+} = 0,77$ GeV.

Obrázek 2.5: Váhový diagram pro $\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}} = \mathbf{8} \oplus \mathbf{1}$ [5]Obrázek 2.6: Váhový diagram pro $\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{6} \oplus \bar{\mathbf{3}}$ [5]

antikvarků. C parita může být zobecněna na G paritu, která je definována jako $G = (-1)^{I+l+s}$ pro mezony složené z kvarků a jejich vlastních antikvarků ($I_Z = 0$) a pro nabitě stavy $u\bar{d}$ a $d\bar{u}$ ($I = 1$).

Mezony se dělí do tzv. J^{CP} (resp. J^P) multipletů:

- stavy s $l = 0$ jsou pseudoskaláry (0^{-+}) a vektory (1^{--})
- stavy s $l = 1$ jsou skaláry (0^{++}), pseudovektory (1^{++}) a (1^{+-}) a tenzory (2^{++})

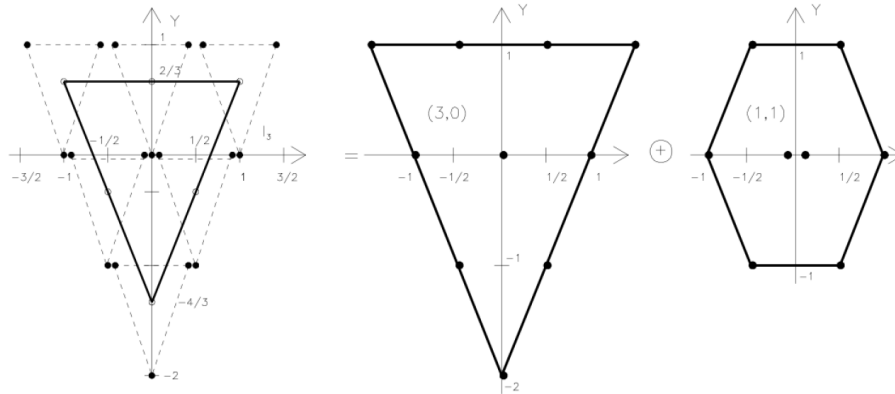
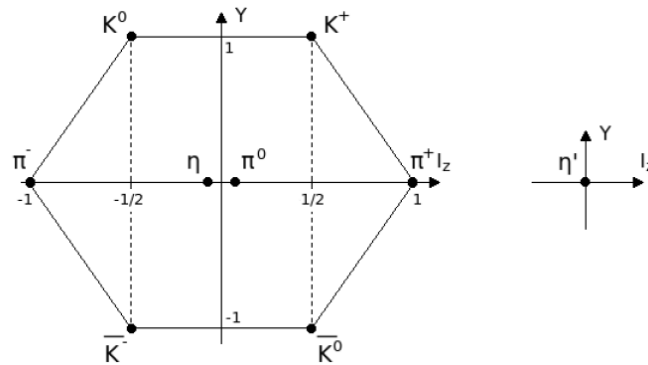
Některé stavy jako např. (0^{--} , 0^{+-} , 1^{+-} , 2^{+-} , 3^{+-} , atd.) jsou v $q\bar{q}$ modelu zakázány⁵.

Následujících $SU(3)$ 9 možných kombinací $q\bar{q}$ se rozloží na oktet a singlet jako

$$\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}} = \mathbf{8} \oplus \mathbf{1} \quad (2.19)$$

Váhový diagram je na Obrázku 2.8.

⁵Mezony s takovými *exotickými* kvantovými čísly mohou existovat, ale mimo tento model.

Obrázek 2.7: Váhový diagram pro $6 \otimes 3 = 10 \oplus 8$ [5]Obrázek 2.8: Váhový diagram pro $J^P = O^-$ pseudoskalární mezon (oktet 8 a singlet 1) [5]

Přidáním čtvrtého kvarku (např. c) lze $SU(3)$ rozšířit na $SU(4)$, která však bude značně narušena velkou hmotností c .

Baryony

Baryony jsou složeny ze tří kvarků⁶ ($B = 1$). Stejně jako mezony se i baryony dělí do J^P multipletů.

Celkových 27 kombinací qqq se rozkládá jako

$$\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{10}_S \oplus \mathbf{8}_M \oplus \mathbf{8}_M \oplus \mathbf{1}_A, \quad (2.20)$$

kde indexy znamenají symetrické, smíšeně-symetrické a antisymetrické stavy vůči záměně dvou libovolných kvarků.

Opět, podobně jako u mezonů, lze přidáním čtvrtého kvarku (např. c) rozšířit $SU(3)$ na $SU(4)$, která bude opět dosti narušena díky relativně velké hmotnosti c .

⁶Mohou být složeny nejen ze tří kvarků ale ještě navíc z několika párů kvark - antikvark, jako je např. tzv. *pentakvark* ($qqqq\bar{q}$).

2.2 Bosony

Všechny síly jsou projevem interakcí částic. Existují čtyři základní typy interakcí: gravitační, elektromagnetická, silná a slabá. Síly jsou důsledkem výměny dalších fundamentálních částic nazývaných *bosony*. Pro každý typ síly existuje jeden nebo více „nosičů“, které zprostředkovávají interakci.

Foton - částice zprostředkující elektromagnetickou interakci - je nehmotný, pohybuje se rychlostí světla a spin má roven nule ($s = 0$).

Bosony W^+ , W^- a Z^0 jsou výměnnými částicemi slabé interakce. Mají nenulové klidové hmotnosti ($M_{W^\pm} = 80,4 \text{ GeV}$, $M_Z = 91,2 \text{ GeV}$) a spin roven jedné ($s = 1$).

Gluony (celkem 8) jsou částice zprostředkovávající silnou interakci. Teoretická hodnota jejich hmotnosti je podle [1] rovna nule, ale nejsou vyloučeny ani hmotnosti několika MeV.

Graviton je částice, která zprostředkovává gravitační sílu. Jde o stabilní částici s nulovou klidovou hmotností, pohybující se rychlostí světla, s nulovým elektrickým nábojem a spinem rovným dvěma ($s = 2$). Graviton je zatím pouze hypotetickou částicí.

Mezi bosony řadíme i Higgsův boson (také ještě dosud neobjevenou částici). Higgsův boson není zprostředkovatelem žádné ze čtyř interakcí, ale je částicí Higgsova pole. Částice pak při průletu Higgsovým polem získává svou nenulovou klidovou hmotnost (kvarky, leptony, atd.). Higgsův boson má nenulovou klidovou hmotnost a spin rovný nule ($s = 0$). O Higgsově bosonu bude blíže pojednáno v dalších kapitolách.

2.3 Hypotetické částice

V této části letmo zmíníme některé „exotické“ částice, které by podle některých teorií měly existovat, ale jejich existence ještě nebyla experimentálně potvrzena.

Jednu větší skupinu tvoří tzv. *supersymetrické částice*. Tyto částice mají původ v supersymetrických unitárních teoriích⁸ elementárních částic, ve kterých je ke každé částici přiřazen její tzv. *superpartner* – každý fermion má svého bosonového superpartnera a naopak zase každý boson svůj fermionový protějšek.

Mezi tyto supersymetrické částice patří např. *gravitina* a *photina*. Gravitina představují kvanta kalibračního pole v supergravitační unitární teorii pole (gravitino představuje superpartnera gravitonu), mají spin $3/2$ nebo $5/2$. Photina (superpartneři fotonů) jsou slabě interagující hmotné částice se spinem $1/2$. Další supersymetrické částice jsou např. *s-leptony* jako superpartneři k leptonům (např. *s-elektron*, *s-neutrino* neboli *neutralino*), superpartneři ke kvarkům (*s-kvarky*) nebo *dilatino*, *gluino*, *axino* či *higgsino*.

Výše uvedené částice – gravitina, photina, axina – se souhrnně označují jako „slabě interagující hmotné částice“ (WIMP – Weak Interacting Mass Particles). Tyto částice by mohly tvořit podstatnou část temné hmoty ve vesmíru.

Dalšími hypotetickými částicemi jsou např. *axiony* (zavádějí se v rámci kvantové chromodynamiky při řešení CP-problému narušení kombinace nábojové symetrie a parity v teorii kvarků), *leptokvarky* X , Y , (vektorové bosony, které způsobují přechody mezi leptony a kvarky, zavádějí se v tzv. grandunifikačních teoriích⁹), *dilaton*, *Higgsův boson*, *graviton* či *tachyon*.

⁸Více o supersymetrických unitárních teoriích elementárních částic v odstavci 2.6.2.

⁹Více o grandunifikačních teoriích v odstavci 2.6.1.

Tachyony¹⁰ jsou natolik „exotické“ částice, že svými „divokými“ vlastnostmi naráží na principy jak ve speciální teorii relativity, tak i v kvantové fyzice. Tachyony by se měly pohybovat nadsvětelnou rychlostí (ve vakuu). Z relativistické dynamiky plyne „exotická“ vlastnost těchto částic – imaginární klidová hmotnost - a podobně „exotická“ je i vlastnost jejich energie, která by klesala při jejich urychlování. Tachyon s nulovou energií by se pohyboval nekonečně rychle.

Z hlediska kvantové fyziky by se naráželo na problém, že při vzniku virtuálních párů tachyonů by se tyto páry od sebe vzdálily velmi rychle na větší vzdálenost než je Comptonova délka a nemohly by zpětně anihilovat - vakuum by se tím stalo zcela nestabilní.

Tyto „divoké“ vlastnosti tachyonů jsou z fyzikálního hlediska jen těžko přijatelné. Proto je reálná existence tachyonů ve fyzice obecně odmítána. Žádné jevy svědčící pro účast tachyonů nebyly pozorovány, tyto částice nemají ani žádnou úlohu v logické stavbě teoretické fyziky. Tachyony se občas objevují jako některá řešení ve formalismu unitárních teorií pole.

2.4 Interakce ve fyzice

Pod interakcemi elementárních částic rozumíme procesy probíhající při vzájemných srážkách dvou částic nebo srážkách částice s atomovým jádrem. Při interakcích elementárních částic působí mezi nimi tři základní druhy sil¹¹:

Elektromagnetické interakce u nabitých částic způsobují Coulombovský rozptyl, radiální procesy jako je brzdné záření, tvorbu elektron-pozitronových párů a jejich anihilaci, fotojaderné reakce. Pro všechny tyto typy procesů je charakteristické, že interakcí elektrických nábojů s elektromagnetickým polem, v němž se náboje nacházejí, vznikají kvanta záření - fotony, většinou fotony gama-záření. Elektromagnetické interakce jsou nejčastějšími procesy projevující se při srážkách většiny částic.

Slabé interakce se projevují u leptonů, mezonů i baryonů. Při srážkách většiny druhů částic se uplatňují jen poměrně okrajově. Výrazně se projevují u neutronů (vzhledem k jejich rozpadu beta), neutrin (interakce neutrin s nukleony) a vysokoenergetických procesů, kde vznikají mezony π a K, hyperony a další částice rozpadající se v důsledku slabé interakce.

Silné interakce mezi hadrony (mezony, baryony) mohou vyvolávat jednak rozptyl, jednak jaderné reakce, při vysokých energiích pak i procesy vzniku nových částic a antičástic jako jsou π -mezony, nukleony, hyperony a jejich kombinace.

2.4.1 Elektromagnetická interakce

Elektromagnetická interakce působí jen na částice s nenulovým elektrickým nábojem.

¹⁰Zastánci hypotézy tachyonů rozdělují částice na tři druhy: částice s nenulovou klidovou hmotností, pohybující se podsvětelnou rychlostí, nazývají *bradyony* či *tardyony*, částice s nulovou klidovou hmotností, pohybující se rychlostí světla, označují jako *luxony* a částice, které by se pohybovaly nadsvětelnou rychlostí, se nazývají *tachyony*.

¹¹**Gravitační interakce** u elementárních částic je zcela zanedbatelná a dosud nebyla nikdy zaznamenána. Mohla by se snad projevovat až při extrémně vysokých energiích ($\approx 10^{19}$ GeV), o mnoho řádů vyšších než lze nyní dosáhnout.

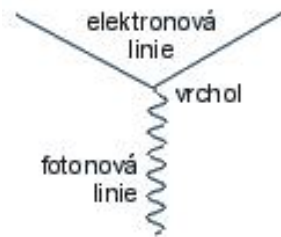
Dosah interakce je nekonečný, existují radiační členy s intenzitou pole $1/r$, tj. s intenzitou energie $1/r^2$, které neubývají ani v nekonečnu. Tyto členy odpovídají elektromagnetickým vlnám.

Symetrie elektromagnetické interakce je nejhůře představitelná. Rovnice kvantové teorie pole se nezmění, nahradíme-li vlnovou funkci jinou vlnovou funkcí, vynásobenou komplexní jednotkou.

Symetrie je popsána jedním volným parametrem, kterému odpovídá jediná intermediální částice - foton. Foton má nulovou klidovou hmotnost. Plyne to z relací neurčitosti mezi energií vyslané intermediální částice mc^2 a dobou, po kterou může být mimo objekt. Má-li mít interakce nekonečný dosah, musí mít intermediální částice nulovou hmotnost.

Feynmanovy diagramy

Základním diagramem elektromagnetické interakce je diagram s jednou elektronovou linií (libovolné generace), jednou fotonovou linií a jedním vrcholem (Obrázek 2.12). Veškeré částice se ve Feynmanových diagramech pohybují doprava. Šipky na liniích neznamenaají pohyb, ale rozlišují mezi částicemi a antičásticemi. Částice (např. elektrony) jsou znázorněny šipkou směrem doprava, antičástice (např. pozitrony) pak šipkou doleva. Částice zprostředkující interakci, tedy fotony, jsou znázorněny vlnovkou. Fotony vznikají a zanikají na rozdíl od elektronů (pozitronů), které se zachovávají, přesněji zachovává se leptonové číslo. V interakčních vrcholech se zachovává i energie a hybnost.



Obrázek 2.12: Diagram elektromagnetické interakce [3]

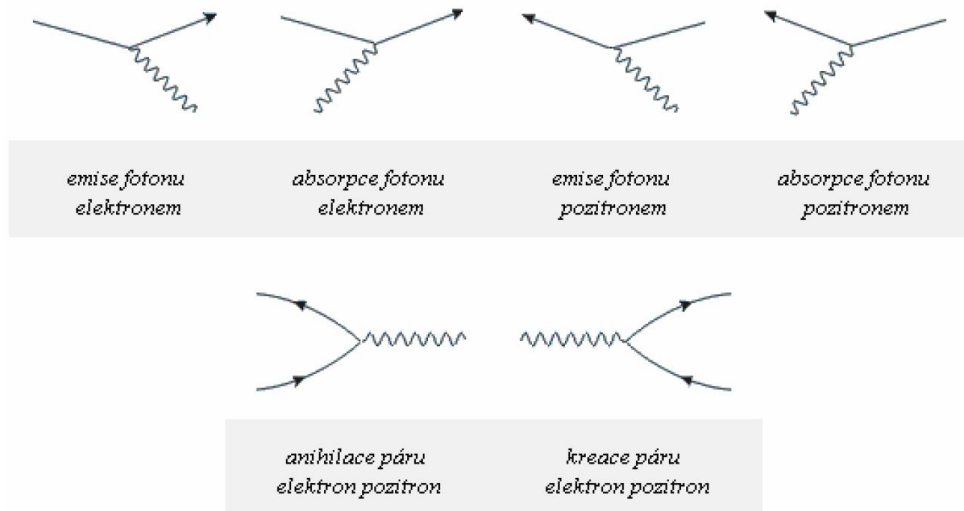
Základní diagram elektromagnetické interakce lze interpretovat šesti způsoby (viz Obrázek 2.13). Příklady některých jednoduchých Feynmanových diagramů lze vidět v Dodatku B na Obrázku B.1.

2.4.2 Slabá interakce

Slabá interakce působí jen na částice s nenulovým nábojem slabé interakce Q_f , tzv. *vůni* (flavour). Vůni mají leptony a kvarky. Vždy jedna generace částic (například elektron se svým neutrinem) má stejnou vůni. Rozeznáváme tedy vůni elektronovou, mionovou, tauonovou, vůni kvarků d a u , vůni kvarků s a c a vůni kvarků t a b (celkem tedy 6 vůní).

Dosah slabé interakce je konečný, cca 10^{-17} m. S tím je spojená nenulová hmotnost intermediálních částic interakce (W^\pm mají hmotnost 80 GeV a Z^0 má hmotnost 91 GeV).

Slabá interakce nerozpozná od sebe částice stejné vůně. Například elektron a elektronové neutrino se při slabé interakci jeví jako jediná částice. Stejně tak kvark d a kvark u i ostatní dvojice. Samozřejmě při jiných interakcích (například elektromagnetických) lze tyto dvojice



Obrázek 2.13: Základní diagramy elektromagnetické interakce [3]

snadno odlišit. Symetrii nazýváme $SU(2)$. Tyto matice jsou unitární (Unitary) s determinan-tem rovným jedné (Special). V matematice reprezentují unitární matice dvě třídy operací: rotace ($\det = +1$) a zrcadlení ($\det = -1$).

Symetrie je popsána komplexními maticemi 2×2 , ty jsou složeny z 8 reálných a ima-ginárních částí prvků matice. Podmínka na unitaritu představuje 4 rovnice a podmínka na determinant 1 rovnici. Máme tedy $8 - 4 - 1 = 3$ volné parametry. Těm odpovídají 3 inter-mediální částice W^+ , W^- a Z^0 , které mají nenulové, výše uvedené, klidové hmotnosti.

Feynmanovy diagramy

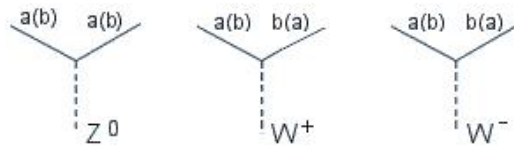
Základní diagramy se skládají z leptonové či kvarkové linie, vrcholu a linie intermediální částice W^+ , W^- nebo Z^0 . Na rozdíl od elektromagnetické interakce máme nyní diagramy dvou typů (Obrázek 2.14):

- Částice Z^0 neodnáší žádný elektrický náboj (hovoříme o tzv. *neutrálních proudech*). Částice kvarkové či leptonové linie pokračuje za vrcholem.
- Intermediální částicí je W^+ nebo W^- . Tyto částice přináší do či odnáší z vrcholu elek-trický náboj. Z hlediska slabé interakce jde sice pořád o jednu částici ($SU(2)$ symetrie), ale z hlediska elektromagnetické interakce se horní částice dubletu (dvojice částic se stejnou vůní) stává dolní či naopak.

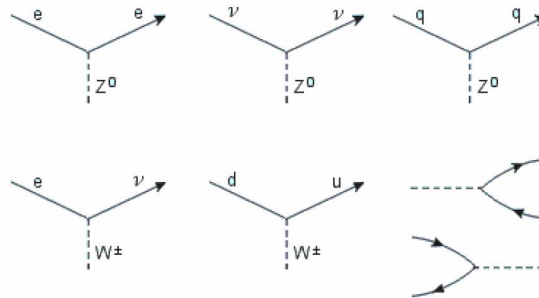
Některé možnosti diagramů prvního řádu jsou uvedeny na Obrázku 2.15, typické slabé procesy pak v Dodatku B na Obrázku B.2. Na Obrázku 2.16 je zobrazen rozpad pionu a mionu z bublikové komory.

2.4.3 Silná interakce

Silná interakce působí jen na částice s nenulovým nábojem silné interakce Q_c , tzv. *barevným nábojem* (chromos). Barvu mají kvarky a gluony. Rozeznáváme tři barvy. Výsledný svět je bezbarvý.



Obrázek 2.14: Základní diagramy slabé interakce [3]



Obrázek 2.15: Diagramy prvního řádu pro slabou interakci [3]

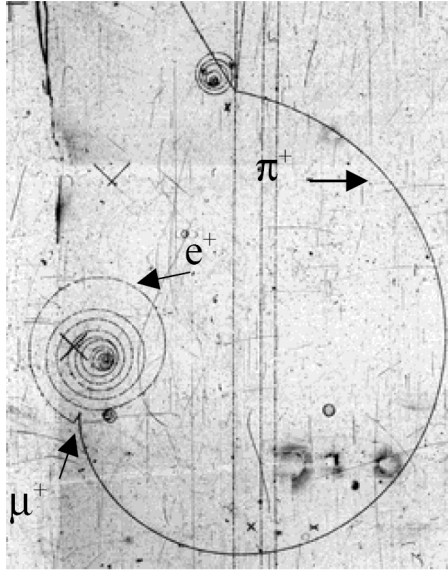
Dosah silné interakce je konečný, cca 10^{-15} m. S tím je spojená nenulová hmotnost intermediálních částic interakce.

Kvarky jsou fermiony, proto by se neměly nacházet podle Pauliho vylučovacího principu ve stejném kvantovém stavu. Tomu zdánlivě odporuje již existence neutronu (ddu), kde jsou dva kvarky d v témže stavu. V částici Ω^- (sss) jsou dokonce tři kvarky s ve stejném stavu. Tento problém se řeší zavedením další kvantové vlastnosti, která odlišuje jednotlivé kvarky v částici - *barvy*. Název této vlastnosti nijak nesouvisí se skutečnou barvou kvarků a nová vlastnost kvarků by mohla být nazvána i jinak. Jde jen o to, že každý kvark se v přírodě musí vyskytovat ve třech navzájem různých provedeních (barvách), které nerozlišuje silná interakce. V matematice tuto symetrii označujeme $SU(3)$ symetrie (barevná symetrie) a je na ní postavena teorie silné interakce. $SU(3)$ symetrie je popsána komplexními maticemi, které mezi sebou převádí tři barvy nerozlišitelné při silné interakci. Tyto matice jsou opět unitární s determinanem rovným jedné.

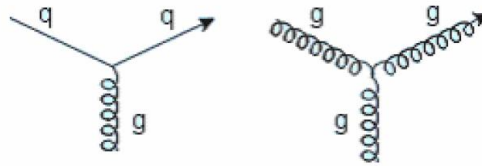
Symetrie je popsána komplexními maticemi 3×3 , ty jsou složeny z 18 reálných a imaginárních částí prvků matice. Podmínka na unitaritu představuje 9 rovnic a podmínka na determinant 1 rovnici. Máme tedy $18 - 9 - 1 = 8$ volných parametrů. Těm odpovídá 8 intermediálních částic, které nazýváme *gluony*.

Feynmanovy diagramy

Podobně jako u elektromagnetické interakce je základním diagramem silné interakce linie interagující částice (kvarku) s intermediální částicí (gluonem) vycházející z vrcholu. U silné interakce je ale možná i silná interakce gluonů samotných (mají barevný náboj), je tedy možná gluon - gluonová interakce z druhého diagramu na Obrázku 2.17. V Dodatku B jsou na Obrázku B.3 uvedeny některé příklady diagramů silné interakce.



Obrázek 2.16: Rozpad pionu a mionu z bublinkové komory [6]



Obrázek 2.17: Základní diagramy silné interakce [3]

2.5 Lagrangián Standardního modelu

Kvantová teorie pole spojuje dva velké pilíře fyziky 20. století, kvantovou mechaniku a relativitu. Standardní model je konkrétní kvantová teorie pole založená na sadě polí, které jsou uvedeny v Tabulce 2.2, a kalibračních symetriích $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. V Tabulce 2.2 jsou indexem $i = 1, 2, 3$ označeny tři generace kvarků a leptonů a ϕ značí Higgsovo pole.

Jakmile jsou specifikovány kalibrační symetrie a pole s jejichmi (kalibračními) kvantovými čísly, je Lagrangián Standardního modelu fixován požadavkem na to, aby byl kalibračně invariantní, lokální a renormalizovatelný. Lagrangián Standardního modelu může být rozdělen na tyto části¹²:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{Gauge} + \mathcal{L}_{Matter} + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{Higgs}. \quad (2.21)$$

První část je „čistý“ kalibrační Lagrangián daný

$$\mathcal{L}_{Gauge} = \frac{1}{2g_s^2} \text{Tr} G^{\mu\nu} G_{\mu\nu} + \frac{1}{2g^2} \text{Tr} W^{\mu\nu} W_{\mu\nu} - \frac{1}{4g'^2} \text{Tr} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu}, \quad (2.22)$$

¹²Celý rozepsaný Lagrangián Standardního modelu je pro zajímavost uveden v Dodatku B na Obrázku B.4

	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	T	T_3	Q			
$Q_L^i = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$	3	2	1/6	1/2	+1/2 -1/2	+2/3 -1/3	
$u_R^i =$	u_R	c_R	t_R	3	1	2/3	0	0	+2/3
$d_R^i =$	d_R	s_R	b_R	3	1	-1/3	0	0	-1/3
$L_L^i = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	1	2	-1/2	1/2	+1/2 -1/2	0 -1	
$e_R^i =$	e_R	μ_R	τ_R	1	1	-1	0	0	-1
$\nu_R^i =$	ν_R^e	ν_R^μ	ν_R^τ	0	0	0	0	0	0
$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$			1	2	1/2	1/2	+1/2 -1/2	+1 0	

Tabulka 2.2: Pole Standardního modelu a jeho kalibrační kvantová čísla. T a T_3 jsou celkový slabý izospin a jeho třetí složka a Q je elektrický náboj [7]

kde $G^{\mu\nu}$, $W^{\mu\nu}$ a $B^{\mu\nu}$ jsou gluonové, slabé a hypernábojové tenzory silového pole. Tyto členy obsahují kinetickou energii kalibračních polí a jejich vzájemnou interakci. Další částí je Lagrangián hmoty, který je dán vztahem

$$\mathcal{L}_{Matter} = i\bar{Q}_L^i \not{\partial} Q_L^i + i\bar{u}_R^i \not{\partial} u_R^i + i\bar{d}_R^i \not{\partial} d_R^i + i\bar{L}_R^i \not{\partial} L_R^i + i\bar{e}_R^i \not{\partial} e_R^i. \quad (2.23)$$

Tato část zahrnuje kinetickou energii fermionů a jejich interakci s kalibračními poli, které jsou obsaženy v kovariantních derivacích. Např.

$$\not{\partial} Q_L = \gamma^\mu (\partial_\mu + ig_S G_\mu + ig W_\mu + i\frac{1}{6} g' B_\mu) Q_L, \quad (2.24)$$

jelikož pole Q_L se účastní ve všech třech kalibračních interakcích. Suma přes index i , který představuje generace, je zahrnutá v Lagrangiánu.

Tyto dvě části Lagrangiánu závisí pouze na kalibračních konstantách g_S , g , g' . Jejich přibližné hodnoty, vzhledem k M_Z , jsou

$$g_S \approx 1, \quad (2.25)$$

$$g \approx 2/3, \quad (2.26)$$

$$g' \approx 2/(3\sqrt{3}). \quad (2.27)$$

Hmotnostní členy kalibračních bosonů a fermionů jsou zakázány kalibračními symetriemi.

Další část Lagrangiánu je Yukavova interakce Higgsova pole s fermiony, která je dána

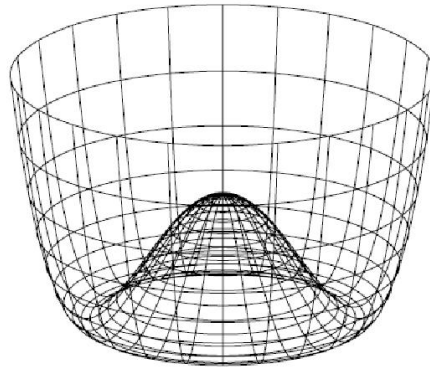
$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -\Gamma_u^{ij} \bar{Q}_L^i \epsilon \phi^* u_R^j - \Gamma_d^{ij} \bar{Q}_L^i \phi d_R^j - \Gamma_e^{ij} \bar{L}_L^i \phi u_R^j + h.c., \quad (2.28)$$

kde $\epsilon = i\sigma_2$ je totálně antisymetrický tenzor ve dvou dimenzích, související s druhou Pauliho maticí σ_2 a požadující, aby každý člen byl elektricky neutrální. Koeficienty Γ_u , Γ_d a Γ_e jsou komplexní matice 3×3 . Tyto matice obsahují většinu parametrů Standardního modelu.

Poslední část je Higgsův Lagrangián daný

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D^\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi + \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (2.29)$$

s Higgsovým dubletem ϕ jak je naznačen v Tabulce 2.2. Tato část Lagrangiánu zahrnuje kinetickou energii Higgsova pole, jeho kalibrační interakce a Higgsův potenciál, který je ukázán na Obrázku 2.18.



Obrázek 2.18: Higgsův potenciál [7]

2.6 Za hranicí Standardního modelu

V dnešní době existuje obrovské množství experimentálních dat o interakcích mnoha druhů elementárních částic při nejrůznějších energiích. Z těchto experimentálních údajů byly odvozeny důležité obecné principy, které je třeba vzít v úvahu při sestavování každé unitární teorie. Jak již bylo výše uvedeno, vedle gravitačních a elektromagnetických interakcí jsou ještě dva typy interakcí hrající fundamentální úlohu v mikrosvětě: silná interakce a slabá interakce.

Současné fyzice se již podařilo sjednotit elektromagnetickou a slabou interakci v elektroslabou interakci (S. Weinberg, A. Salam, S. Glashow). V současné době probíhají pokusy připojit k teorii elektroslabé interakce ještě interakci silnou (teorie velkého sjednocení) a gravitační (supersjednocení, supergravitace).

2.6.1 Teorie velkého sjednocení

Máme-li k dispozici teorii silných interakcí (QCD) a teorii elektroslabých interakcí (Weinbergův-Salamův model), což jsou všechno kalibrační teorie, vzniká přirozeně snaha spojit tyto teorie do jedné ještě obecnější teorie interakcí. Tato další etapa unitarizace se označuje jako Teorie velkého sjednocení (GUT – Grand Unified Theory), která tedy spojuje slabou, silnou a elektromagnetickou interakci.

Symetrie této Teorie velkého sjednocení musí obsahovat dílčí symetrie $U(1)$, $SU(2)$ a $SU(3)$ interakcí elektromagnetické, slabé a silné. Nejpravděpodobnější varianty GUT předpokládají existenci dalších intermediálních částic X a Y , které by měly způsobovat přechody mezi kvarky a leptony.

Jednou z hlavních předpovědí grandunifikačních teorií je nestabilita protonu, který by se měl rozpadat na miony či pozitrony a na jeden neutrální či dva nabitě piony

$$p \rightarrow (\mu^+ \text{ nebo } e^+) + (\pi^0 \text{ nebo } \pi^+ + \pi^-) \quad (2.30)$$

s dobou života řádově $t_p \gg 10^{30} - 10^{33}$ roků. Tento rozpad by byl způsoben přeměnou kvarku na lepton prostřednictvím bosonu X a vzhledem k obrovské hmotnosti bosonu X je jeho pravděpodobnost nesmírně malá. Pozorování rozpadu protonu by však bylo velice důležité,

protože by rozhodujícím způsobem ukázalo, že grandunifikační teorie jde správnou cestou. Experimenty¹³ zatím dávají odhady $t_p > 10^{30}$ let.

Tyto procesy by spolu s narušením CP symetrie mohly vést k dnešní baryonové asymetrii vesmíru, tj. nadvládě hmoty nad antihmotou.

Silná a elektroslabá interakce by měly mít shodné chování pro energie částic vyšší než 10^{14} GeV¹⁴. Takové poměry byly ve vesmíru v čase 10^{-35} s po jeho vzniku a odpovídající teplota byla 10^{27} K.

2.6.2 Supersymetrie

Sjednotit gravitaci s ostatními druhy interakcí znamená sloučit vnitřní symetrie s geometrickými, tj. najít společnou grupu zahrnující jak grupu transformací prostoročasu (např. Poincaréovu grupu) charakterizující gravitaci v obecné teorii relativity, tak i grupy vnitřních (nikoliv prostoročasných) symetrií slabých, silných a elektromagnetických interakcí. Ukázalo se, že provést takové sjednocení nelze v rámci Lieových grup, ale bylo nutné použít nové algebraické struktury – zobecněné grupy nazývané často Lieovy superalgebry nebo gradované Lieovy algebry. Lieovy superalgebry, které obsahují jako svou podalgebru grupu prostoročasných transformací, se označují jako supersymetrické.

V supersymetrických unitárních teoriích elementárních částic je ke každé částici přiřazen její tzv. *superpartner* - každý boson má svého fermionového superpartnera a fermion má naopak svůj bosonový protějšek. Nejčastěji diskutované supersymetrické částice jsou *gravitina* a dále též *photino* - slabě interagující hmotné částice se spinem 1/2, zaváděné jako supersymetrický partner fotonu. Někdy se diskutují i supersymetrické částice k fermionům: $s - leptony$ jako superpartneri k leptonům, např. $s - elektron$, $s - mion$, $s - neutrino$ (zvané též *neutralino* - mělo by mít vysokou hmotnost desítky GeV), či kvarkům - *skvark*.

Nejjednodušší supergravitační teorie¹⁵ - tzv. *prostá supergravitace* vytvořená v r. 1976, je spíše modelovým experimentem, protože obsahuje minimální množství polí; nezahrnuje ani kvarky ani leptony.

Ukázalo se, že supergravitace může být formulována jako geometrická teorie v superprostoru (superprostor vzniklý rozšířením Minkowského prostoročasu je obecně zakřivený a má navíc další rozměry spinorového charakteru) s použitím aparátu diferenciální geometrie zobecněného na situaci, kdy některé ze souřadnic antikomutují. Jedná se tedy o prostor s torzí, přičemž se ukázalo, že všechny komponenty křivosti mohou být vyjádřeny pomocí torze a jejich kovariantních derivací. Torze se tak stává důležitým geometrickým objektem v supergravitaci.

¹³Tyto pokusy o pozorování rozpadu protonu se provádějí hluboko pod zemí (z důvodu odstínění kosmického záření), kde jsou umístěny velké nádrže s vodou, opatřené mnoha fotonásobiči, které by mohly zaregistrovat slabé záblesky způsobené průchodem rychlých částic vzniklých jako produkty rozpadu protonu. Nejdokonalejším zařízením tohoto druhu je Superkamioka-NDE v Japonsku, které sice nezaznamenalo žádný rozpad protonu, ale bylo velice úspěšné při detekci a spektrometrii neutrin.

¹⁴Energie 10^{14} GeV odpovídá přibližně energii 100 wattové žárovky svítící po dobu jedné minuty. Tuto energii však musí mít při sjednocení GUT jediná elementární částice.

¹⁵Zajímavou variantou vícedimenzionální unitární teorie je teorie tzv. *superstrun*. V této teorii se částice a kvanta polí interpretují jako vzbuzevané stavy kmitů (jednorozměrné) relativistické struny ve vícerozměrném prostoru (nejčastěji $D = 10$). Tyto superstruny s charakteristickou délkou řádu Planckovy délky $\gg 10^{-33}$ cm mohou být jak otevřené (s volnými konci), tak uzavřené, přičemž interakce superstrun spočívá buď ve spojení konců dvou strun (vznikne struna třetí), nebo v roztržení jedné struny na dvě části. O teorii superstrun je stručně pojednáno v následující části.

Pokusy o geometrickou formulaci supergravitace vedou k určité "renesanci" Kaluzovy-Kleinovy teorie, která se zabývá problémem sjednocení gravitačního a elektromagnetického pole, vypracovanou T. Kaluzou a O. Kleinem v letech 1921-25. Ti navrhli používat 5-ti rozměrnou varietu v níž je prostoročas obecné teorie relativity 4-rozměrným podprostorem a pátý rozměr by vyjadřoval elektromagnetické pole. Ze zobecněné teorie gravitace (zakřiveného prostoročasu) v pěti dimenzích bychom pak mohli dostat teorii elektromagnetismu i gravitace ve čtyřech dimenzích.

Kaluzova-Kleinova teorie ovšem nevedla ke kýženým výsledkům a na dlouhou dobu upadla prakticky v zapomnění. „Renesance“ této teorie nastává při zavedení dalších rozměrů spinorového charakteru vyjadřující vnitřní vlastnosti interakcí. Ukazuje se, že např. 11-ti rozměrná Kaluzova-Kleinova teorie by mohla sjednocovat všechny známé interakce částic.

2.6.3 Strunová teorie

V klasické mechanice je pojem hmotný bod idealizací skutečných těles. Speciální teorie relativity však posílila důležitost pojmu hmotného bodu a to tím, že žádný elementární (fundamentální) objekt nemůže mít konečné prostorové rozměry. Kdyby totiž měl, signál nebo interakce by se musela šířit nadsvětelnou rychlostí, aby mohly všechny části objektu reagovat ihned. V teoriích pole vede tento bodový charakter elementárních objektů k závažným problémům: při limitních přechodech k nulovým rozměrům vznikají matematicky divergující výrazy vedoucí k nekonečným hodnotám. Aby se vyhnulo těmto matematickým nepříjemnostem, byly tyto body nahrazeny jednorozměrnými čarami či smyčkami nenulových délek – tzv. *struny*.

Představa strun se zrodila na konci 60. let při jednom z pokusů o popis silných interakcí¹⁶. Feynmanovy diagramy, popisující interakce dvou částic, lze sjednotit do jednoho diagramu, v němž jsou 4 interagující částice (2 vstupující a 2 vystupující) znázorněny jako otevřené struny; stejně tak lze znázornit i výměnné částice zprostředkující interakci. Každá struna přitom může "vibrovat" různým způsobem a podle toho se jevit jako částice určitého druhu - částice jsou tedy vzbuzenými stavy "vibrace" struny.

Tato teorie měla i své stinné stránky. Ukázalo se např., že kvantová teorie bosonové struny je konzistentní jen tehdy, je-li dimenze prostoročasu rovna $D = 26$. Dalším nedostatkem této původní teorie strun bylo, že ve spektru volné bosonové struny odpovídá základní stav částici se záporným kvadrátem hmotnosti, tedy částici s imaginární hmotností, tzv. *tachyonu*. Druhý excitovaný stav pak odpovídal kvantu s nulovou klidovou hmotností a se spinem 2, které lze ztotožnit s gravitonem – kvantem gravitačních vln¹⁷.

Jak již bylo výše zmíněno, pokusy o sjednocení gravitační interakce s ostatními typy interakcí v rámci kalibračních kvantových teorií pole vedly k pojmu supersymetrie. Aplikace těchto nových symetrií mezi fermiony a bosony, vyjádřených geometricky (komutačními i antikomutačními relacemi v prostoročase) na teorii strun vedla ke snížení potřebného počtu rozměrů prostoročasu z původních $D = 26$ na $D = 10$ (a neobsahovala již žádný tachyon). Vznikla tak supersymetrická teorie strun, neboli *teorie superstrun*. Vedle bosonové struny zde

¹⁶Velikost superstrun se zde uvažovala v řádu 10^{-13} cm, odpovídající charakteristickému dosahu silné interakce.

¹⁷To přivedlo J. Sherka a J. Schwarze v r. 1974 k myšlence, že i když teorie strun není vhodná pro popis silných interakcí, mohla by se stát vhodným nástrojem k budování kvantové teorie gravitace. Přitom však velikost těchto hypotetických strun je nutno z původně uvažovaných 10^{-13} cm radikálně zmenšit na rozměry 10^{-33} cm Planckovy-Wheelerovy délky, charakteristické pro kvantovou gravitaci.

jako její partner vystupuje fermionová struna, neboli superstruna, která má další, spinorovou proměnnou.

Další vývoj teorie superstrun pokračoval výzkumy M. Greena, J. Schwarz a E. Wittena, kteří našli takové kalibrační grupy, aby teorie superstrun byla plně kovariantní v prostoročase. Bylo nalezeno pět takových modelů teorie superstrun, z nichž nejzajímavější se jeví dvě tzv. heterotonické teorie s kalibračními grupami $SO(32)$ a $S^8 \times S^8$.

Významnou úlohu v teorii superstrun v posledních letech sehrála analýza matematické ekvivalence neboli duality mezi různými modely superstrun. Tyto duality představují nové typy symetrií, sjednocující různé modely, které mohou mít na první pohled odlišnou formu, avšak vedou k rovnocenným fyzikálním výsledkům. Mezi stávajícími modely superstrun byly nalezeny dva typy dualit a to S-dualita a T-dualita.

Studium strunových dualit ukázalo, že všechny stávající teorie superstrun lze sloučit do jedné obecnější teorie, zvané *M-teorie* (Obrázek 2.20). Takovou sjednocenou M-teorii lze přitom realizovat pomocí zvýšení dimenze variety na $D = 11$.

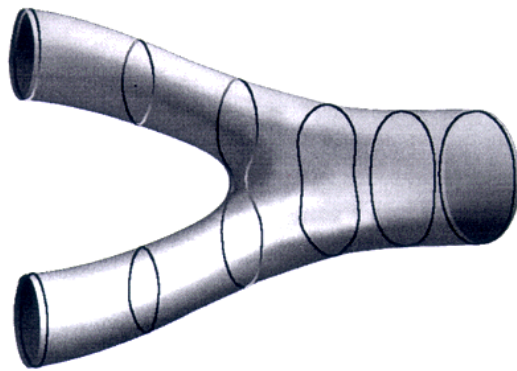
Dalším důsledkem dualit a sjednocení superstrunových modelů je rozšíření vlastní dimenze strun z původní $D = 1$ na objekty s jiným (vyšším) počtem p prostorových rozměrů, např. 2-rozměrné objekty - *membrány*. Takovéto vícerozměrné objekty se již nenazývají superstruny, ale p -brány (pro $p = 0$ se jedná o bod, pro $p = 1$ je to struna, pro $p = 2$ membrána, atd.)

Důsledky teorie superstrun nabízí některé zajímavé hypotézy i v oblasti kosmologie¹⁸, např. *Pre-big bangová fáze vesmíru* či *Model ekpyrotického*¹⁹ *vzniku vesmíru*. První zmíněná hypotéza má základ v tom, že se superstruny nemohou zhroutit do nekonečně malého bodu, což umožňuje vyhnout se paradoxu singularity standardního velkého třesku. Následně pak kombinací T-duality se symetrií vůči obrácení směru času dospějeme k modelu, podle něhož by velký třesk nemusel být počátkem vesmíru a času, ale pouze bouřlivým přechodem od smršťování v „před-bangové“ éře k rozpínání po velkém třesku. Podle tohoto scénáře by vesmír před třeskem mohl být v jistém smyslu zrcadlovým obrazem vesmíru po třesku. V nekonečné minulosti byl téměř prázdný, zaplněný jen řídko rozptýleným zářením. Postupně se smršťoval, ale nemohl zkolabovat do singularity. Když zakřivení, hustota a teplota dosáhnou maximálních hodnot dovolených teorií superstrun, dochází k jakémusi „odrazu“ (může být dáno do souvislosti i s efektem, že uvnitř horizontu černé díry si prostor a čas prohodí role) a hodnoty těchto veličin začnou opět klesat - dojde k expanzi nynějšího vesmíru. Tento okamžik obrácení se nám jeví jako velký třesk.

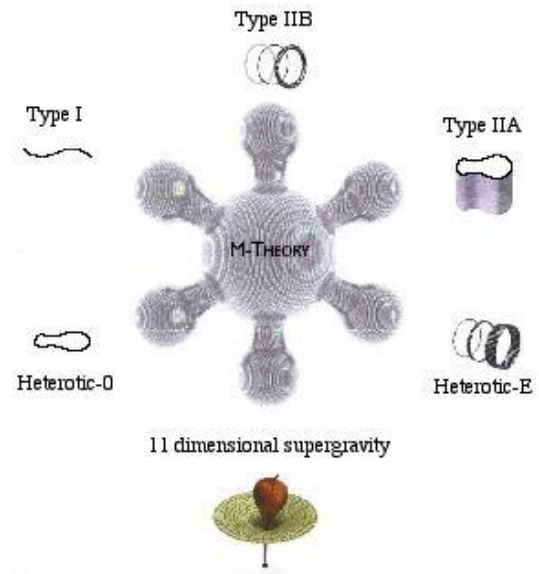
Model ekpyrotického vzniku vesmíru je založen na duálních p -branách. V pojetí duálních p -bran by vesmír mohl být 3-dimenzionální branou, vyvíjející se na pozadí 11-ti-rozměrné variety s vhodnými kompaktifikacemi. Vznik vesmíru velkým třeskem by mohl být „způsoben“ (kauzalita tehdy nebyla!) srážkou dvou (rovnoběžných) p -bran. Vesmír (brána před srážkou) byl původně chladný a teprve při srážce membrán vznikla energie, hmota a velkorozměrová struktura vesmíru. Událost této srážky se nám jeví jako velký třesk.

¹⁸Podářilo se např. také odvodit vzorec pro entropii černé díry, a to nezávisle na Hawkingově a Bekensteinově přístupu.

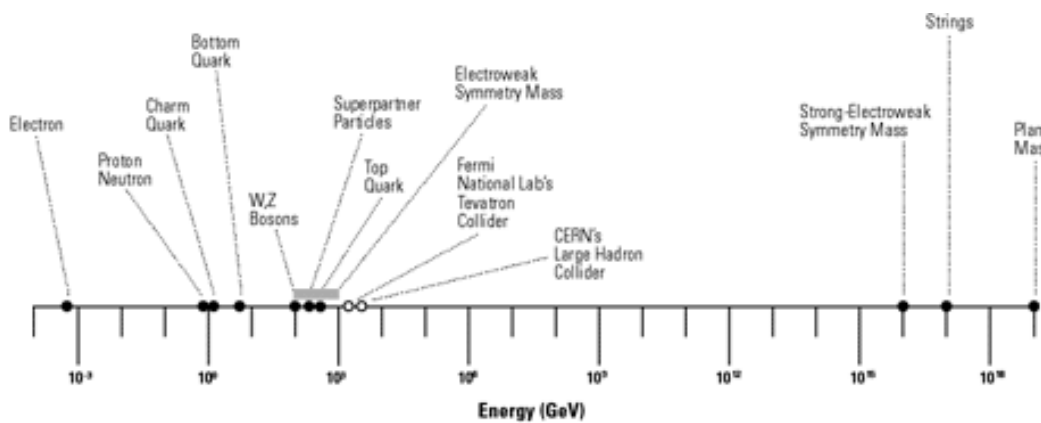
¹⁹Název „ekpyrotický“, tj. „požárový“, je odvozen z antické představy, že vesmír cyklicky zaniká a znovu vzniká ohněm.



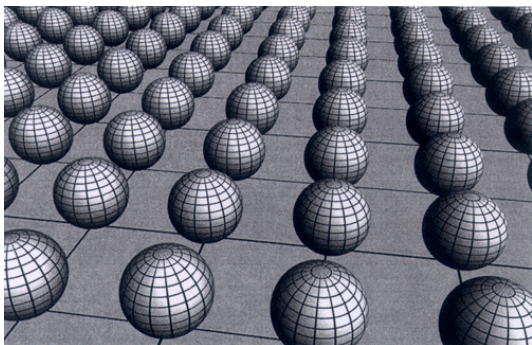
Obrázek 2.19: Spojení dvou strun v třetí strunu [9]



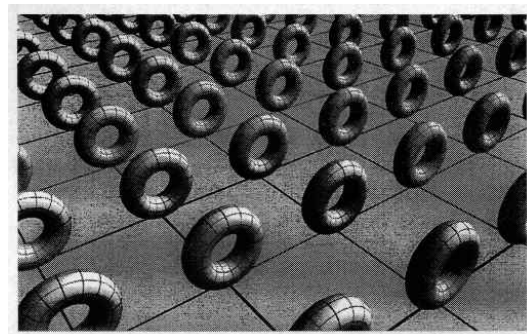
Obrázek 2.20: M-teorie [11]



Obrázek 2.21: Energetické spektrum [12]



Obrázek 2.22: Dvě dodatečné dimenze svinuté do tvaru sféry [9]



Obrázek 2.23: Dvě dodatečné dimenze svinuté do tvaru věnečku [9]

Kapitola 3

Elektroslabá interakce

3.1 Historie elektroslabého sjednocení

První úvahy a snahy o sjednocení elektromagnetické a slabé interakce přišly na přelomu padesátých a šedesátých let a to díky podobnosti kvantové elektrodynamiky a modelu slabé interakce s intermediálním vektorovým bosonem. Tehdy již také existovala teorie neabelovských kalibračních polí, založená na obecném principu lokální symetrie, kterou v roce 1954 formuloval Chen Ning Yang a Robert Mills.

Příklad lokální symetrie dává elektrodynamika, jejíž rovnice jsou invariantní při současných změnách elektromagnetického potenciálu a fáze pole odpovídajícího nabitým částicím. Parametr transformace (tj. příslušná změna fáze) závisí na prostoročasových souřadnicích a v tomto smyslu jde tedy o lokální symetrii. Z matematického hlediska odpovídají změny fáze abelovským (tj. komutativním) unitárním transformacím a příslušná (jednoparametrická) grupa se označuje jako $U(1)$. Ch. N. Yang a R. Mills ve své práci zobecnili koncept kalibrační symetrie na případ, kdy příslušné transformace polí jsou matematicky vyjádřeny nekomutujícími maticemi, tj. tvoří neabelovskou grupu (nejjednodušším příkladem je izospinová symetrie reprezentovaná grupou $SU(2)$). Ukázali, že vyjde-li se ze systému neinteragujících částic s určitou globální symetrií (tj. takovou, jejíž parametry jsou konstantní v prostoročase) a požadují-li se její rozšíření na lokální kalibrační symetrii, pak se musí zavést interakce s multipletem vektorových polí (jimž odpovídají částice se spinem 1). Velikost multipletu je dána počtem parametrů uvažované symetrie; např. v případě lokální izospinové $SU(2)$ je zapotřebí trojice vektorových polí¹.

Yang-Millova vektorová pole se obecně nazývají *neabelovská kalibrační pole*. Jejich důležitou vlastností (na rozdíl od elektromagnetického pole) je, že kromě interakce s poli matérie mají také specifickou "samointerakci", tj. působí sama na sebe, tzn. příslušné pohybové rovnice jsou *nelineární* (na rozdíl od Maxwellových rovnic). Lokální symetrie - ať už abelovská nebo neabelovská - obecně vyžaduje, aby příslušná kalibrační pole byla *nehmotná*. Matematická forma interakce kalibračních bosonů (tj. částic odpovídajícím Yang-Millovým polím) je striktně určena algebraickými vlastnostmi dané symetrie, což značně omezuje libovůli při konstrukci fyzikálních modelů. Musí tak např. platit celá řada vztahů mezi různými vazbovými konstantami a to samozřejmě zvyšuje prediktivní sílu takových teorií.

Jako základ jednotného popisu elektromagnetické a slabé interakce se nabízela představa Yang-Millova tripletu γ , W^- , W^+ tvořeného neutrálním fotonem a nabitými intermediálními

¹Obecněji, pro lokální $SU(n)$ jich je $n^2 - 1$ (viz Dodatek A).

bosony slabých interakcí. Záhy však bylo zřejmé, že tento popis sjednocení elektromagnetické a slabé interakce naráží na odlišnosti v charakterech těchto interakcí. Podstatné rozdíly mezi oběma silami jsou v zásadě dva. Především, elektromagnetická interakce má nekonečný dosah, zatímco slabá interakce má dosah velmi krátký ($\sim 10^{-15}m$). Tento rozdíl je dán hmotnostmi nositelů obou sil - zatímco foton je nehmotný, boson W je poměrně těžký; kalibrační symetrie však vyžaduje multiplet nehmotných vektorových polí. Za druhé, elektromagnetická interakce zachovává paritu, ale slabá interakce ji narušuje maximálně.

Na první pohled by se mohlo zdát, že první problém lze vyřešit přidáním potřebného hmotnostního členu pro W do rovnic uvažovaného Yang-Millsova modelu. To by ovšem vedlo k drastickým důsledkům pro chování Feynmanových diagramů. Z uzavřených smyček by vznikaly ultrafialové divergence, které nelze odstranit obvyklou procedurou renormalizace a pokud bychom se chtěli omezit jen na jednoduché stromové grafy, jejich příspěvky zase nepřijatelným způsobem rostou nade všechny meze v limitě vysokých energií.

S řešením problému se zachováním parity přišel v r. 1961 S. Glashow, který si uvědomil, že je třeba vyjít ze symetrie $SU(2) \times U(1)$, které odpovídají intermediální bosony γ , W^\pm a Z^0 . Elektricky neutrální intermediální boson Z^0 tedy představuje jakési spojení mezi elektromagnetickou a slabou interakcí a je vázán na (slabý) *neutrální proud*. Z^0 má nenulovou klidovou hmotnost.

Existence slabých neutrálních proudů vázaných na Z^0 , kterou předpovídala Glashowova teorie, nebyla původně vůbec předpokládána a ani v 60. letech pro ně nebyl žádný experimentální důkaz. Spolu s problémem hmotnosti intermediálních bosonů W^\pm a Z^0 to vedlo k tomu, že tato Glashowova teorie upadla v zapomnění.

Řešení problému s hmotností intermediálních bosonů W^\pm a Z^0 přinesl v roce 1964 Peter Higgs. Tzv. *Higgsův mechanismus* spočívá v tom, že hmotnostní členy vektorových bosonů lze v kalibračních teoriích získat prostřednictvím důmyslně volených interakcí *skalárních* polí (tj. částic s nulovým spinem).

V roce 1967 použil S. Weinberg Higgsův mechanismus ke generování hmot intermediálních vektorových bosonů W^\pm a Z^0 v rámci Glashowova modelu s lokální symetrií $SU(2) \times U(1)$. Pozoruhodný výsledek Weinbergova modelu představují formule pro hmoty W a Z

$$M_W = \left(\frac{\pi\alpha}{G_F\sqrt{2}} \right)^{1/2} \frac{1}{\sin\theta_W}, \quad M_Z = \left(\frac{\pi\alpha}{G_F\sqrt{2}} \right)^{1/2} \frac{1}{\sin\theta_W \cos\theta_W}, \quad (3.1)$$

kde $\alpha = e^2/(4\pi)$ je elektromagnetická konstanta jemné struktury, G_F je Fermiho konstanta a $\sin\theta_W = e/g$, kde g značí slabou vazbovou konstantu ($e < g$) a θ_W se nazývá *Weinbergův úhel* a lze ho měřit experimentálně. Veličina $\left(\frac{\pi\alpha}{G_F\sqrt{2}} \right)^{1/2}$ má numerickou hodnotu zhruba 37 GeV a pro libovolnou hodnotu θ_W je $\sin\theta_W < 1$, což dává dolní mez $M_W > 37$ GeV. Dále $\sin\theta_W \cos\theta_W \leq 1/2$, takže dolní mez pro M_Z je $M_Z \geq 74$ GeV. Je zřejmé, že obecně $M_Z > M_W$, neboť podle (3.1) platí

$$M_W = M_Z \cos\theta_W. \quad (3.2)$$

Dalším podstatným faktem, který přináší aplikace Higgsova mechanismu na Glashowův model je rozšíření tohoto modelu o další částici, a to o jeden elektricky neutrální boson se spinem 0, tzv. *Higgsův boson* s označením H . Na rozdíl od intermediálních bosonů W a Z nepředpovídá Weinbergova teorie hmotnost tohoto Higgsova bosonu.

Přestože Glashow-Weinberg-Salamova² (GWS) teorie vedla k řadě zajímavým předpovědím, byla v době svého vzniku přijata chladně. Kromě jiného i kvůli tomu, že pro svou konzistenci potřebovala celkem čtyři nové částice W^\pm , Z^0 a H , které v té době nebyly (ani s náznakem) objeveny.

Nezájem o GWS teorii byl prolomen až v roce 1971, kdy G. Hoft a M. Veltman dokázali renormalizovatelnost obecné třídy Yang-Millových teorií s Higgsovým mechanismem. Rozhodujícím argumentem pro přijetí GWS teorie bylo pozorování efektů slabých neutrálních proudů.

Neutrální proudy jsou zprostředkovány intermediálním bosonem Z^0 a nejjednodušším procesem je pružný rozptyl mionového neutrina na elektronu

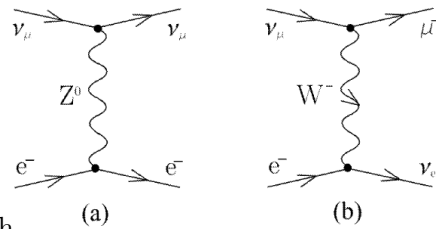
$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^- \quad (3.3)$$

Tento proces je v GWS modelu (v nejnižším přiblížení) popsán Feynmannovým diagramem znázorněným na Obrázku (3.1a). Na Obrázku (3.1b) je pak znázorněn proces

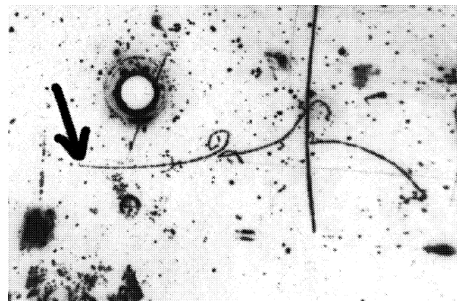
$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e \quad (3.4)$$

který by, v nejnižším řádu, mohl probíhat podle staré teorie, která zahrnovala pouze nabitý proud. Slabé neutrální proudy byly objeveny v roce 1973 na základě procesu (3.3) v bublinkové komoře Gargamelle v CERN.

Objevem neutrálních proudů byla podpořena myšlenka elektroslabého sjednocení a se zpřesněním experimentálních dat o interakcích neutrálních proudů bylo možné určit hodnotu Weinbergova úhlu θ_W na $\sin^2 \theta_W \doteq 0,23$. Z rovnic (3.1) pak lze dostat přepovědi pro hmotnosti intermediálních bosonů $M_W = 77,7$ GeV a $M_Z = 88,8$ GeV. Po přidání kvantových radiačních korekcí odpovídající renormalizaci základních parametrů se změní hmotnosti W a Z na $M_W \doteq 80$ GeV a $M_Z \doteq 91$ GeV.



Obrázek 3.1: Feynmannův diagram pro a) neutrální a b) nabitý proud [13]



Obrázek 3.2: Interakce neutrálních proudů v Gargamelle. Dráha rozptýleného elektronu začíná u hrotu šipky a jde zleva doprava. [13]

²Nezávisle na S. Weinbergovi a prakticky současně formuloval stejný model elektroslabého sjednocení i A. Salam

3.2 Higgsův mechanismus

3.2.1 Úvod

Standardní model částicové fyziky je sjednoceným systémem, který slouží k popsaní elektromagnetických a slabých interakcí mezi kvarky a leptony společně se silnou interakcí mezi kvarky. Jedná se o Yang-Millovou teorii založenou na elektroslabé symetrické grupě $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Glashowa, Weinberga a Salama a silné $SU(3)_C$ grupě QCD. Tento model (před elektroslabým narušením symetrie) má pouze hmotná a kalibrační pole. Hmotná pole jsou složena ze tří generací fermionů levotočivých a pravotočivých kvarků a leptonů, $f_{L,R} = \frac{1 \mp \gamma_5}{2} f$. Je nezbytné, abychom si uvědomili, že levotočivé fermiony jsou ve slabých $SU(2)_L$ isodublety, zatímco pravotočivé fermiony jsou slabé isosinglety. Navíc, jak levotočivé tak pravotočivé kvarky jsou tripletty vůči $SU(3)_C$ grupě, zatímco všechny leptony jsou barevné singlety. Kalibrační pole zprostředkovávají výše uvedené interakce a korespondují s bosony se spinem rovným jedné. Pole B_μ koresponduje s grupou $U(1)_Y$ a tři pole $W_\mu^{1,2,3}$ korespondují s $SU(2)_L$ grupou. Je zde také oktet gluonových polí G_μ^a , která korespondují s barevnou $SU(3)_C$ grupou. Kvůli neabelovské vlastnosti $SU(2)$ a $SU(3)$ grup jsou zde tripletní a kvadratické samointerakce mezi jejich kalibračními poli $V_\mu = W_\mu$ nebo G_μ . Hmotná pole ψ jsou spojená s kalibračními poli skrz kovariantní derivaci D_μ , která vede k jedinečné formě interakce mezi fermionovými a kalibračními poli, $(-g_i \bar{\psi} V_\mu \gamma^\mu \psi)$, kde g_s , g_2 a g_1 jsou kalibračními konstantami $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ a $U(1)_Y$.

Lagrangián Standardního modelu je bez hmotnostních členů fermionů a kalibračních bosonů dán vztahem

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SM} = & -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ & + \bar{L}_i i D_\mu \gamma^\mu L_i + \bar{e}_{Ri} i D_\mu \gamma^\mu e_{Ri} + \bar{Q}_i i D_\mu \gamma^\mu Q_i + \bar{u}_{Ri} i D_\mu \gamma^\mu u_{Ri} + \bar{d}_{Ri} i D_\mu \gamma^\mu d_{Ri}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Tento Lagrangián je invariantní vůči lokální kalibrační transformaci $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ pro fermionové a kalibrační pole. Zde L_i a Q_i označují levotočivé leptonové a kvarkové dublety, zatímco f_R označuje příslušné pravotočivé singlety. Pro případ elektroslabého sektoru máme tyto kalibrační transformace:

$$\begin{aligned} L(x) \rightarrow L'(x) &= e^{\alpha_a(x) T^a + i\beta(x) Y} L(x) \quad , \quad R(x) \rightarrow R'(x) = e^{i\beta(x) Y} R(x) \\ \vec{W}_\mu(x) \rightarrow \vec{W}'_\mu(x) &= \vec{W}_\mu(x) - \frac{1}{g_2} \partial_\mu \vec{\alpha}(x) - \vec{\alpha}(x) \times \vec{W}_\mu(x) \quad , \quad B_\mu(x) \rightarrow B'_\mu(x) = B_\mu(x) - \frac{1}{g_1} \partial_\mu \beta(x). \end{aligned} \quad (3.6)$$

Kalibrační a fermionová pole jsou zde nehmotná.

Experimentálně je známo, že slabé kalibrační bosony jsou hmotné a slabá interakce je krátkodosahová. Jakmile ale přidáme standardní člen hmotnosti pro kalibrační bosony, $\frac{1}{2} M_W^2 W_\mu W^\mu$, okamžitě narušíme lokální kalibrační $SU(2) \times U(1)$ invarianci. To je vidět z QED, kde je foton nehmotný kvůli lokální kalibrační $U(1)$ symetrii. Hmotnostní člen transformovaného "fotonu" je

$$\frac{1}{2} M_\gamma^2 A_\mu A^\mu \rightarrow \frac{1}{2} M_\gamma^2 (A_\mu - \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha) (A^\mu - \frac{1}{e} \partial^\mu \alpha) \neq \frac{1}{2} M_\gamma^2 A_\mu A^\mu \quad (3.7)$$

a může udržet tuto formu jen když $M_\gamma^2 \equiv 0$. Pokud dále zahrneme v Lagrangiánu hmotnostní člen $-m_f \bar{\psi}_f \psi_f$ fermionu Standardního modelu f , potom bychom např. pro elektrom mohli

dostat výraz

$$-m_e \bar{e} e \equiv -m_e \bar{e} \left(\frac{1 - \gamma_5}{2} - \frac{1 + \gamma_5}{2} \right) e = -m_e (\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R), \quad (3.8)$$

který je zřejmě neinvariantní vůči transformacím slabé isospinové symetrie, jelikož e_L je členem $SU(2)_L$ dubletu, zatímco e_R je $SU(2)_L$ singlet a tudíž se oba mění vůči transformaci jiným způsobem.

Tudíž hmotnostní členy kalibračních bosonů a fermionů vedou k narušení lokální kalibrační $SU(2)_L \times U(1)_Y$ invariance. Nenarušená symetrie znamená, že všechny fundamentální částice musí být *nehmotné*. A to proto, že hmotnostní členy fermionu $f_L \times f_R$ a hmotnostní členy kalibračních bosonů nejsou $SU(2)_L$ invariantní. Je zřejmé, že generace hmotnosti pro elementární částice ve Standardním modelu je silně spjata s narušením symetrie. Je třeba mechanismu tohoto narušení, který zároveň umožní elementárním částicím získat jejich hmotnosti.

V principu je myšlenka generování hmotnosti způsobené interakcí celkem prostá a jednoduchá. Uvažujme renormalizovatelný Lagrangián $\mathcal{L} = g A_\mu A_\mu \phi$ popisující interakci skalárního pole ϕ s nehmotným vektorovým polem A_μ . Předpokládané hodnoty vakua jsou v běžné teorii rovny nule. Předpokládejme nyní, že má skalární pole nenulovou předpokládanou hodnotu vakua $v \neq 0$, takže $\phi = v + \sigma$ s $\langle 0 | \sigma | 0 \rangle = 0$. Lagrangián je $\mathcal{L} = gv A_\mu A_\mu + g A_\mu A_\mu \sigma$. První člen je pravý hmotnostní člen a vektorová částice dostane hmotnost $m^2 = 2vg$. *Jedinou otázkou je, odkud pochází $v \neq 0$.* Jinými slovy jestli je nějaká cesta jak generovat hmotnosti kalibračního bosonu a fermionu bez narušení kalibrační invariance $SU(2) \times U(1)$. Kladnou odpověď přinesl P. Higgs, T. W. B. Kibble a jiní. Jde o Higgsov mechanismus spontánního narušení symetrie.

3.2.2 Nejjednodušší příklad

Nejprve předpokládejme jednoduchý Lagrangián skalárního reálného pole ϕ

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi), \quad \text{kde} \quad V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4. \quad (3.9)$$

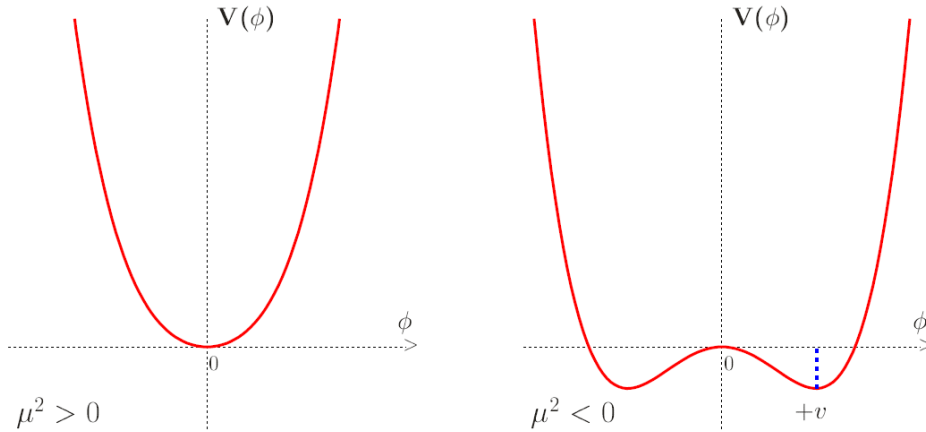
Jelikož by měl být potenciál omezen ze spoda, je $\lambda > 0$. S hmotnostním členem $\mu^2 > 0$ je potenciál $V(\phi)$ stále pozitivní. Člen ϕ^4 popisuje samointerakci s intenzitou λ .

Abychom našli spektrum systému popsaného Lagrangiánem (3.9), musíme nejprve najít minimum (resp. minima) potenciálu $V(\phi)$. Systém má minimální energii, je-li jeho kinetická i potenciální energie minimální. Kinetická energie je minimální, je-li ϕ konstanta. Minimum dává klasický (vakuový) stav systému. Dále musíme rozložit pole ϕ v okolí tohoto stavu a najít excitované stavy. V teorii pole je hlavním stavem vakuum a excitacemi jsou částice. Hmotnosti částic jsou definovány formou Lagrangiánu v okolí klasického minima. Je-li $\mu^2 > 0$ (levá část Obrázku 3.3), je minimum potenciálu (3.9) dosaženo v $\phi = 0$. Tudíž jsou předpokladané hodnoty vakua pro pole $\langle 0 | \phi | 0 \rangle \equiv \phi_0 = 0$. Lagrangián (3.9) poté jednoduše popisuje částici se spinem rovným nule o hmotnosti μ . Jelikož zde nejsou kubické členy, je invariantní vůči symetrii $\phi \rightarrow -\phi$.

Je-li $\mu^2 < 0$ (pravá část Obrázku 3.3), nemá potenciál $V(\phi)$ minimum v $\phi_0 = 0$, ale v ϕ_1 a ϕ_2 , jež jsou řešením podmínky na minimum $\partial V / \partial \phi = \phi(\mu^2 + \lambda \phi^2) = 0$. Nyní má systém dva stavy s nejmenší energií $V_{min} = -\frac{v^4 \lambda}{4} < 0$ v

$$\phi_1 = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \equiv v > 0 \quad \phi_2 = -\sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \equiv -v. \quad (3.10)$$

Hodnoty $\phi_1 \equiv +v$ a $\phi_2 \equiv -v$ jsou průměrnými hodnotami vakua pole ϕ a jsou také nazývány



Obrázek 3.3: Higgsův potenciál $V(\phi)$ pro $\mu^2 > 0$ a $\mu^2 < 0$ [8]

předpokládanou hodnotou vakua skalárního pole ϕ . Lagrangián (3.9) již dále nepopisuje částici s hmotností μ .

Abychom nyní našli energie částic, je třeba vybrat jedno z minim, např. s $\phi = v$, a prostudovat situaci v okolí tohoto minima potenciálu $V(\phi)$. Za tímto účelem předpokládáme nové skalární pole σ a to tak, že $\phi = v + \sigma$ a $\langle 0|\sigma|0\rangle = 0$. Dále musíme rozšířit všechny členy v Lagrangiánu (3.9) rozvojem v malém parametru σ v okolí minima potenciálu v $\sigma = 0$. Ve členech nového pole σ je Lagrangián

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \left\{ \frac{\mu^2}{2} [v^2 + 2v\sigma + \sigma^2] + \frac{\lambda}{4} [v^4 + 4v^3\sigma + 6v^2\sigma^2 + 4v\sigma^3 + \sigma^4] \right\} \quad (3.11) \\ &= \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \left\{ \frac{v^2}{2} (\mu^2 + \frac{\lambda v^2}{2}) + v\sigma (\mu^2 + \lambda\sigma^2) + \frac{\sigma^2}{2} (\mu^2 + 3v^2\lambda) + \lambda v\sigma^3 + \frac{\lambda}{4} \sigma^4 \right\}. \end{aligned}$$

Se vztahem pro minimum $\mu^2 = -\lambda v^2$ vymizí lineární člen a nakonec dostáváme

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \frac{2\lambda v^2}{2} \sigma^2 - \lambda v \sigma^3 - \frac{\lambda}{4} \sigma^4 + \frac{\lambda v^4}{4}. \quad (3.12)$$

Kvůli znaménku členu σ^2 jej můžeme interpretovat jako hmotnostní člen a tudíž Lagrangián (3.12) popisuje skalární pole o hmotnosti $m_\sigma^2 = 2\lambda v^2 = -2\mu^2$, se samointerakčními σ^3 a σ^4 . Nová hmotnost m_σ byla generována díky samointerakci pole σ a $m_\sigma^2 > |\mu^2|$ znamená, že zpětná síla pro nové pole σ by byla silnější než pro původní pole ϕ . Jelikož zde nyní jsou kubické členy, je symetrie porušena. Toto je nejjednodušší příklad spontánního narušení symetrie. Symetrie je narušena prostřednictvím nevyhnutelné volby, při které si musíme zvolit jen jedno konkrétní vakuum (v $\phi_1 = v$ nebo v $\phi_2 = -v$). Potom toto vakuum nemá symetrii původního Lagrangiánu (3.9). Transformace symetrie ve skutečnosti mění stav vakua (s $\phi_1 = v$) do jiného stavu (s $\phi_2 = -v$).

Lagrangián (3.12) má nyní potenciál s *nevulovým kubickým členem*

$$V(\sigma) = \lambda v^2 \sigma^2 + \lambda v \sigma^3 + \frac{\lambda}{4} \sigma^4 - \frac{\lambda v^4}{4}. \quad (3.13)$$

Díky tomuto členu by mohl mít potenciál minimum v $\sigma \neq 0$, což se neshoduje s hlavní podmínkou $\langle 0|\sigma|0\rangle = 0$. Aplikací této extrémní podmínky dostáváme vztah

$$\frac{\partial V}{\partial \sigma} = \lambda\sigma(\sigma^2 + 3v\sigma + 2v^2) = \lambda\sigma(\sigma + v)(\sigma + 2v) = 0. \quad (3.14)$$

Existují zde tři extrémy $V(\sigma = 0) = -\lambda v^4/4 < 0$, $V(\sigma = -v) = \lambda v^4(1 - 1 + 1/4 - 1/4) = 0$ a $V(\sigma = -2v) = \lambda v^4(4 - 8 + 16/4 - 1/4) = V(\sigma = 0) = -\lambda v^4/4$. Proto mají dvě minima stejnou hloubku a můžeme s jistotou jako pravé vakuum vybrat minimum v $\sigma = 0$, které má $\langle 0|\sigma|0\rangle = 0$. Ve skutečnosti není překvapující, že kubický člen nenarušuje vakuum. Není zde důvod měnit tvar potenciálu a ten tak zůstává nezměněn. I přesto, abychom reprodukovali nezměněný tvar potenciálu v novém tvaru (kde $\langle 0|\sigma|0\rangle = 0$), potřebujeme právě tento kubický člen.

3.2.3 Higgsův mechanismus s komplexním skalárním polem

Higgsův Lagrangián komplexního skalárního pole $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$ je

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^* (\partial^\mu \phi) - \mu^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2, \quad (3.15)$$

kde $\lambda < 0$. Tento Lagrangián je invariantní vůči globální kalibrační transformaci $\phi \rightarrow \phi' = e^{i\chi} \phi$ a tudíž má globální $U(1)$ symetrii. Je-li $\mu^2 < 0$ má skalární potenciál

$$\begin{aligned} V(\phi) &= \mu^2 \phi^* \phi + \lambda (\phi^* \phi)^2 = \frac{\mu^2}{2} (\phi_1 - i\phi_2)(\phi_1 + i\phi_2) + \frac{\lambda}{4} ((\phi_1 - i\phi_2)(\phi_1 + i\phi_2))^2 \\ &= \frac{\mu^2}{2} (\phi_1^2 + \phi_2^2) + \frac{\lambda}{4} (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2 \end{aligned} \quad (3.16)$$

minimální hodnotu $V(\phi)_{min} = \frac{\mu^2}{2} v^2 + \frac{\lambda}{4} v^4 = -\frac{\lambda}{4} v^4 < 0$ v $\phi_0^2 = \frac{v^2}{2}$ podél kruhu o poloměru v v (ϕ_1, ϕ_2) , v rovině, kde v je dáno

$$v^2 = \phi_1^2 + \phi_2^2, \quad v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} > 0. \quad (3.17)$$

Abychom zkonstruovali tuto teorii musíme vyšetřit situaci v blízkém okolí jednoho z minim kruhu (vybrat jen jedno z minim, aby byla vyrušena symetrie všech možných řešení). Můžeme vzít reálné skalární pole ϕ_1 s nenulovou předpokládanou hodnotou vakuu $\phi_1 = v$, zatímco imaginární pole má v minimu $\phi_2 = 0$. Navíc, komplexní skalární pole ϕ může být parametrizováno také ve formě ($\eta(x)$ a $\xi(x)$ jsou reálná)

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x) + i\xi(x)), \quad (3.18)$$

kde $\eta(x) = \xi(x) = 0$ v $V(\phi)_{min}$. Tudíž, po uvedení hmotnosti Higgsova bosonu

$$M_h = \sqrt{2\lambda v^2} \equiv \sqrt{2}|\mu| \quad (3.19)$$

má Lagrangián (3.15) tvar [8]

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \eta \partial^\mu \eta + \frac{1}{2} \partial_\mu \xi \partial^\mu \xi - \frac{M_h^2}{2} \eta^2 - \frac{\lambda}{4} (\eta^2 + \xi^2)^2 - v\lambda \eta^3 - v\lambda \eta \xi^2 + \frac{v^4 \lambda}{4}. \quad (3.20)$$

Nyní tento Lagrangián popisuje interakci mezi dvěma reálnými skalárními poli $\eta(x)$ a $\xi(x)$ (oba s nulovou předpokládanou hodnotou vakua). Pole $\eta(x)$ (Higgsovo) je hmotné s hmotností danou vztahem (3.19) a $\xi(x)$ je nehmotné. Důvodem je to, že radialní excitace (popsané η) jsou proti zvyšování potenciálu. Potenciál nutí relevantní částice, aby se vrátily zpět do minima a tyto excitace jsou tak masivní. Excitace ve směru již zmíněného kruhu nemají vůbec žádnou zpětnou sílu a tudíž jsou nehmotné. Toto je první případ Goldstoneova teorému, o kterém ještě bude zmínka (když je globální symetrie spontánně narušena, objeví se nehmotný boson).

Zvažme čtyři reálná skalární pole ϕ_i , $i = 0, 1, 2, 3$ s Lagrangiánem

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi_i \partial^\mu \phi_i - \frac{\mu^2}{2} (\phi_i \phi_i)^2, \quad (3.21)$$

který je invariantní vůči rotační grupě ve čtyřech dimenzích $O(4)$, $\phi_i(x) = R_{ij} \phi_j(x)$ pro jakoukoliv ortogonální matici R . Pro $\mu^2 < 0$, má potenciál minimum v $\phi_i^2 = -\mu^2/\lambda \equiv v^2$, kde v je předpokládaná hodnota vakua. Rozvineme v okolí jednoho z minim, $\phi_0 = v + \sigma$, a přepíšeme pole $\phi_i = \pi_i$, kde $i = 1, 2, 3$. Lagrangián se ve členech nových polí σ a π_i stává

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \frac{1}{2} (-2\mu^2) \sigma^2 - \lambda v \sigma^3 - \frac{\lambda}{4} \sigma^4 \\ &+ \frac{1}{2} \partial_\mu \pi_i \partial^\mu \pi_i - \frac{\lambda}{4} (\pi_i \pi_i)^2 - \lambda v \pi_i \pi_i \sigma - \frac{\lambda}{2} \pi_i \pi_i \sigma^2. \end{aligned} \quad (3.22)$$

I tak máme stále hmotný σ boson s $m^2 = -\mu^2$, ale také máme tři nehmotné "piony", zatímco nyní všechny bilineární $\pi_i \pi_i$ členy Lagrangiánu zmizely. I nadále je $O(3)$ symetrie podél π_i polí.

To nás přivádí ke znění *Goldstoneova teorému*: Pro každou spontánně narušenou symetrii, obsahuje teorie nehmotné skalární (spin 0) částice nazývané Goldstoneovy bosony. Počet Goldstoneových bosonů je roven počtu narušených generátorů. Pro $O(N)$ symetrii existuje $\frac{1}{2}N(N-1)$ generátorů; residuální nenarušená symetrie $O(N-1)$ má $\frac{1}{2}(N-1)(N-2)$ generátorů a tudíž existuje $N-1$ nehmotných Goldstoneových bosonů, tj. 3 pro $O(4)$ grupu.

3.2.4 Higgsův mechanismus v Abelovské teorii

Jeden z jednodušších případů lokální Abelovské $U(1)$ symetrie obsahuje komplexní skalární pole a pole elektromagnetické A_μ

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + (D_\mu \phi)^* (D^\mu \phi) - V(\phi) \quad (3.23)$$

s kovariantní derivací $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$ a se skalárním potenciálem

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^* \phi + \lambda (\phi^* \phi)^2 = \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4. \quad (3.24)$$

Lagrangián (3.23) je renormalizovatelný a invariantní vůči lokální kalibrační $U(1)$ transformaci

$$\phi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \phi(x), \quad \phi(x)^\dagger \rightarrow e^{-i\alpha(x)} \phi(x)^\dagger, \quad A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x). \quad (3.25)$$

Lokální kalibrační invariance vyžaduje uvedení nehmotného vektorového pole A_μ . Pro $\mu^2 > 0$, Lagrangián (3.23) je QED Lagrangiánem pro nabitou skalární částici o hmotnosti μ a s ϕ^4

samointerakcemi. Pro $\mu^2 < 0$ bude pole $\phi(x)$ nabývat předpokládanou hodnotu vakua a minimum potenciálu $V(\phi)$ bude v

$$\langle \phi \rangle_0 \equiv \langle 0 | \phi | 0 \rangle = \left(-\frac{\mu^2}{2\lambda} \right)^{1/2} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (3.26)$$

Rozšíříme Lagrangián v okolí stavu vakua $\langle \phi \rangle_0$

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x) + i\xi(x)) \quad (3.27)$$

a s předpokladem, že $\langle |\eta| \rangle = \langle |\xi| \rangle$. S (3.26) se Lagrangián (3.23) stane [8]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{v^4\lambda}{4} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{e^2v^2}{2}A_\mu A^\mu + \frac{1}{2}\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta - \frac{2v^2\lambda}{2}\eta^2 + \frac{1}{2}\partial_\mu\xi\partial^\mu\xi \\ &- evA^\mu\partial_\mu\xi + \frac{e^2}{2}A_\mu A^\mu(2v\eta + \eta^2 + \xi^2) + eA^\mu\xi\partial_\mu\eta - eA^\mu\eta\partial_\mu\xi \\ &- \frac{\lambda}{4}(\eta^2 + \xi^2)^2 - v\lambda\eta(\eta^2 + \xi^2). \end{aligned} \quad (3.28)$$

Je zřejmé, že tento Lagrangián obsahuje hmotnostní člen fotonu $\frac{1}{2}M_A^2 A_\mu A^\mu$ s $M_A = ev = -e\mu^2/\lambda$. Je zde skalární také částice η s hmotností $M_\eta^2 = 2v^2\lambda = -2\mu^2$ a nehmotá částice ξ , která může být eliminována kalibrační transformací. Ovšem problém může nastat, když budeme chtít spočítat stupně volnosti této teorie. Na začátku jsme měli 4 stupně volnosti, dva pro komplexní skalární pole ϕ a dva pro nehmotné elektromagnetické pole A_μ , a nyní máme 5 stupňů volnosti, jeden pro η , jeden pro ξ a tři pro hmotný foton A_μ . Tudíž se nefyzikální pole objevilo v teorii až po spontánním narušení lokální $U(1)$ symetrie. Abychom našli a eliminovali toto pole, musíme si uvědomit následující: za prvé je zde (v Lagrangiánu (3.28)) "podezřelý" bilineární člen $evA^\mu\partial_\mu\xi$, který dovoluje vektorovému poli A^μ , aby se transformovalo přímo na skalární pole ξ během přenosu. To znamená, že ξ hraje roli longitudinální komponenty hmotného vektorového pole A^μ a proto musíme provést diagonalizaci, abychom dostali vlastní fyzikální stav a abychom eliminovali tento bilineární člen. Za druhé, proces diagonalizace v tomto konkrétním případě je přesnou kalibrační transformací (3.25), která díky kalibrační $U(1)$ invarianci zcela eliminovala pole ξ z Lagrangiánu. Pro ilustraci můžeme uvést původní komplexní skalární pole ϕ v ekvivalentní exponenciální formě s reálnými $\eta'(x)$ a $\zeta(x)$

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta + i\xi) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}[v + \eta'(x)]e^{i\zeta(x)/v} \quad (3.29)$$

(v prvním řádu $\zeta = \xi$, $\eta = \eta'$ díky $(v + \eta')(1 + i\zeta/v) = v + \eta' + i\zeta$) a použít volnost kalibrační transformace výběrem $\alpha(x) = -\zeta(x)/v$ v (3.25). Tudíž, (unitární) kalibrační transformace

$$\phi(x) \rightarrow e^{-i\zeta(x)/v}\phi(x), \quad A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{ev}\partial_\mu\zeta(x) \quad (3.30)$$

kompletně vyruší fázový faktor $e^{i\zeta(x)/v}$ z (3.29) a skalární pole tak dostane jednoduchou podobu

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}[v + \eta(x)]. \quad (3.31)$$

V unitární kalibraci (3.30) Lagrangián (3.23) nebo (3.28) dostane formu [8]:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= (\partial_\mu + ieA_\mu)\phi^*(\partial^\mu - ieA^\mu)\phi - \mu^2\phi^*\phi - \lambda(\phi^*\phi)^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\ &= \frac{1}{2}\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta - \frac{2v^2\lambda}{2}\eta^2 - \frac{F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}{4} + \frac{e^2v^2}{2}A_\mu A^\mu + \frac{e^2}{2}A_\mu A^\mu(2v\eta + \eta^2) \\ &+ \frac{v^4\lambda}{4} - \lambda v\eta^3 - \frac{\lambda}{4}\eta^4.\end{aligned}\quad (3.32)$$

V tomto Lagrangiánu nejsou vůbec žádné nefyzikální stavy. I když Lagrangián (3.33) obsahuje hmotný vektorový boson A_μ , je i nadále kalibračně invariantní, protože prvotní Lagrangián (3.23) byl také kalibračně invariantní a provedli jsme jen čistě matematickou operaci.

Výběr této kalibrace se nazývá unitární kalibrace. Foton (se dvěma stupni volnosti) absorboval budoucí Goldstoneův boson (s jedním stupněm volnosti) a stal se hmotným (tj. se třemi stupni volnosti) s tím, že longitudinální polarizace je Goldstoneův boson. Kalibrační $U(1)$ symetrie již není zřejmá a říkáme, že je spontánně narušena. Tohle je Higgsův mechanismus, který umožňuje zobecnění hmotnosti pro kalibrační bosony. Higgsův mechanismus je jasný z matematického pohledu, ale jeho fyzikální interpretace v moderní fyzikální teorii částic ještě není zcela dokončena. Je zřejmé, že longitudinální stav vektorového kalibračního bosonu, který by měl existovat pro hmotný boson v Lorentzově invariantní teorii, je Goldstoneův boson, který by existoval, kdyby tato teorie nebyla kalibračně invariantní.

3.2.5 Higgsův mechanismus ve Standardním modelu

Lagrangián Standardního modelu má před elektroslabým spontánním narušením tvar:

$$\mathcal{L}_{SM} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \bar{L}iD_\mu\gamma^\mu L + \bar{e}_R iD_\mu\gamma^\mu e_R \dots \quad (3.33)$$

Pro zjednodušení zde nebyla zahrnuta část týkající se silné interakce. V neAbelovském $SU(2) \times U(1)$ případě Standardního modelu je třeba generovat hmotnosti pro tři kalibrační bosony W^\pm a Z , ale foton by měl zůstat nehmotný. Tudíž je třeba alespoň 3 stupňů volnosti pro skalární pole. Předpokládali bychom, že nejjednodušší možností je užití isovektorového stavu se třemi skalárními poli, ale v tomto případě postrádáme nehmotná pole a je nemožné generovat všechny výše zmíněné hmotnosti ve Standardním modelu. Ve skutečnosti je třeba komplexní $SU(2)$ dublet skalárních polí Φ

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (3.34)$$

kde ϕ_i jsou 4 reálná skalární pole (4 stupně volnosti). Relevantní skalární Lagrangián má tvar

$$\mathcal{L} = (D^\mu\Phi)^\dagger(D_\mu\Phi) - V(\Phi), \quad \text{kde} \quad V(\Phi) = \mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2, \quad (3.35)$$

kde

$$\Phi^\dagger\Phi = (\phi^{+*}\phi^{0*}) \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \phi^{+*}\phi^+ + \phi^{0*}\phi^0 = \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = \frac{1}{2}\phi_i\phi^i \quad (3.36)$$

a následně je potenciál $V(\Phi)$ invariantní vůči lokálním kalibračním transformacím

$$\Phi(x) \rightarrow \Phi(x)' = e^{i\alpha_i(x)\tau_i/2}\Phi(x), \quad (3.37)$$

kde τ_i jsou Pauliho matice a $\alpha_i(x)$ jsou transformační parametry.

Pro $\mu^2 < 0$, má potenciál $V(\Phi)$ minimum v

$$\Phi^\dagger \Phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2} \quad (3.38)$$

a ze vztahu (3.36) můžeme odvodit, že existuje nekonečné množství možných řešení této rovnice. Pro zachování zákona zachování elektrického náboje, tato nenulová předpokládaná hodnota vakua by neměla být dosažena v nabitěm směru. Vhodný výběr neutrálního směru je $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$. Tudíž neutrální komponenta (ϕ_3) dubletního pole Φ vytváří nenulovou předpokládanou hodnotu vakua

$$\langle \Phi \rangle_0 \equiv \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad \text{kde} \quad v = \left(-\frac{\mu^2}{\lambda} \right)^{1/2}. \quad (3.39)$$

Nyní při použití vzorce kalibrační symetrie (3.37) můžeme přepsat pole Φ v exponenciálním tvaru prostřednictvím čtyř polí $\theta_{1,2,3}(x)$ a $h(x)$:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\theta_a(x)\tau^a(x)/v} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}. \quad (3.40)$$

Přesuneme-li se k unitární kalibraci pomocí vhodné kalibrační transformace pole ve tvaru

$$\Phi(x) \rightarrow \Phi(x)' = e^{-i\theta_a(x)\tau^a(x)/v} \Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (3.41)$$

můžeme "vykalibrovat" tři θ_a pole, vybrat jen jeden směr, narušit tři globální inerciální symetrie Lagrangiánu a ponechat jen jednu invariantní (3.36). Pro zjednodušení toho, co následuje po poli $\Phi(x)'$ v unitární kalibraci (3.41) bude použito stejné značení $\Phi(x)$.

S $\Phi(x)$ z (3.41) můžeme rozšířit kinetický člen $(D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) \equiv |D_\mu \Phi|^2$ Lagrangiánu (3.35)

$$\begin{aligned} |D_\mu \Phi|^2 &= \left| \left(\partial_\mu - ig_2 \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a - ig_1 \frac{Y_H}{2} B_\mu \right) \Phi \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} (\partial^\mu h)^2 + \frac{g_2^2}{8} (v+h)^2 (W_1^\mu + iW_2^\mu)(W_\mu^1 - iW_\mu^2) + \frac{1}{8} (v+h)^2 (g_2 W_3^\mu - g_1 Y_H B^\mu)^2 \\ &= \frac{g_2^2 v^2}{8} (W_1^\mu + iW_2^\mu)(W_\mu^1 - iW_\mu^2) + \frac{v^2}{8} (g_2 W_3^\mu - g_1 Y_H B^\mu)^2 + \frac{1}{2} (\partial^\mu h)^2 + \dots \end{aligned} \quad (3.42)$$

První člen v (3.43) je hmotnostní člen $M_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu}$ pro nabitě kalibrační bosonové pole

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad \text{s} \quad M_W = \frac{1}{2} v g_2. \quad (3.44)$$

Konkrétně poslední vztah nám dovoluje fixovat předpokládanou hodnotu vakua v ve členech hmotnosti W bosonu M_W a Fermiho konstantě G_F

$$M_W = \frac{g_2 v}{2} = \left(\frac{\sqrt{2} g_2^2}{8 G_F} \right)^{1/2} \quad \text{a} \quad v = \frac{1}{(\sqrt{2} G_F)^{1/2}} \simeq 246 \text{ GeV}. \quad (3.45)$$

Druhý člen v (3.43) dává dohromady dvě neutrální komponenty kalibračních polí W_3^μ a B^μ , ale po diagonalizaci ve tvaru

$$Z_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}, \quad A_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}, \quad (3.46)$$

který lze interpretovat jako hmotnostní člen $\frac{1}{2}M_Z^2 Z_\mu Z^\mu$ s

$$M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_2^2 + g_1^2}. \quad (3.47)$$

Zde bylo použito $Y_H = 1$. Je velmi důležité, že neutrální pole A_μ , ortogonální na Z_μ , nemá žádný hmotnostní člen. Člen jako $\frac{1}{2}M_A^2 A_\mu A^\mu$ se neobjevuje.

Tudíž spontánním narušením symetrie $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$ (ze 4 generátorů na 1), byly tři Goldstoneovy bosony absorbovány W^\pm a Z bosony, aby vytvořily jejich longitudinální komponenty a získaly jejich hmotnosti. Zatímco symetrie $U(1)_Q$ je stále nenarušena, foton, který je jejím generátorem, zůstává nehmotným.

Ve skutečnosti zůstává foton nehmotným a symetrie je stále nenarušena kvůli faktu, že Lagrangian a pole vakua $\Phi_0 = \langle \Phi \rangle_0$ systému zůstávají současně invariantní vůči $U(1)$ transformaci, která je přímým důsledkem zachování elektrického náboje (který musí být dodržen v jakémkoliv systému po jakýchkoliv korektních transformacích). Elektrický náboj Higgsova pole Q je spojen s vlastním stavem slabého $SU(2)$ isospinového operátoru $T_3 \equiv \tau_3$ a $U(1)$ hypernáboje pro Higgsovo pole Y_H prostřednictvím jednoduchého vztahu

$$Q = T_3 + \frac{Y_H}{2}. \quad (3.48)$$

Jelikož jsme již fixovali náboj nižší $SU(2)$ komponent Φ (vakuum je neutrální) a pro tento komponent $T_3 = -\frac{1}{2}$ tak můžeme vyvodit, že $Y_H = 1$. Aplikací vztahu (3.48) na vyšší ($T_3 = \frac{1}{2}$) komponentu dubletu Φ můžeme usoudit, že je pozitivně nabitý (to vysvětluje značení v (3.34)).

Je zajímavé, že vakuum je nabitě vůči iniciální $SU(2)$ a $U(1)$ a narušuje tyto symetrie. "Naštěstí" má vakuum nulový vlastní stav operátoru elektrického náboje $Q\Phi_0 = (T_3 + \frac{Y_H}{2})\Phi_0 = 0$ a je tudíž invariantní vůči $U(1)_Q$ symetrickým transformacím

$$\Phi_0 \rightarrow \Phi'_0 = e^{i\beta(x)Q}\Phi_0 = \Phi_0. \quad (3.49)$$

Generace hmotnosti fermionu

Uspořádání skalárního Higgsova pole ϕ v komplexním $SU(2)$ dubletu (3.34) nám dovoluje zkonstruovat $SU(2)_L \times U(1)_Y$ invariantní interakce Higgsova pole s fermiony, jež jsou pouze $SU(2)$ dublety nebo singlety. Pro leptony a down-typy kvarků všech generací má tento $SU(2)_L \times U(1)_Y$ invariantní Yukawův Lagrangian tvar

$$\mathcal{L}_d = -\lambda_e (\bar{L}\Phi e_R + \Phi^\dagger \bar{e}_R L) - \lambda_d (\bar{Q}\Phi d_R + \Phi^\dagger \bar{d}_R Q). \quad (3.50)$$

Druhé členy v každé závorce jsou Hermitovsky sdružené. Je důležité si uvědomit, že s polem Φ , které má $Y_H = 1$, se totální hypernáboj každého členu v (3.50) rovná nule díky $Y_{L_i} = -1$, $Y_{e_{R_i}} = -2$, $Y_{Q_i} = \frac{1}{3}$ a $Y_{d_{R_i}} = -\frac{2}{3}$. Na druhou stranu, použijeme-li Yukawův člen ve tvaru $\bar{Q}\Phi u_R$ se stejným polem Φ ($Y_H = 1$) pro up-typy kvarků, dojdeme k hypernáboji, který

narušuje Lagrangián kvůli skutečnosti, že $Y_{u_{R_i}} = \frac{4}{3}$ a $-\frac{1}{3} + 1 + \frac{4}{3} \neq 0$. Abychom obešli tento problém měli bychom použít isodoublet $\tilde{\Phi} = i\tau_2\Phi^* = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v+h(x) \\ 0 \end{pmatrix}$, který má hypernáboj $Y = -1$ díky komplexnímu sdružení. Pro up-typy kvarků je Yukawova interakce ve Standardním modelu

$$\mathcal{L}_u = -\lambda \left(\bar{Q}\tilde{\Phi}u_R + \tilde{\Phi}^\dagger\bar{u}_RQ \right). \quad (3.51)$$

Tudíž po elektroslabém spontánním narušení symetrie, kdy Higgsovo pole (3.34) obdrželo nenulovou předpokládanou hodnotu vakua, můžeme generovat hmotnosti pro všechny fermiony Standardního modelu prostřednictvím interakce Lagrangiánu (3.50) a (3.51).

Zvažme například případ elektronu (první člen v (3.50)). S Higgsovým polem v unitární kalibraci (3.41) dostáváme

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_e &= -\lambda_e(\bar{L}\Phi e_R + \Phi^\dagger\bar{e}_RL) = -\frac{\lambda_e}{\sqrt{2}}(\bar{\nu}_e\nu_L) \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} e_R - \frac{\lambda_e}{\sqrt{2}}(0, v+h)\bar{e}_R \begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L \end{pmatrix} \\ &= -\frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}}(\bar{e}_Le_R + \bar{e}_Re_L) - \frac{\lambda_e}{\sqrt{2}}(\bar{e}_Le_R + \bar{e}_Re_L)h. \end{aligned} \quad (3.52)$$

Vezmeme-li v úvahu, že $\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L = \bar{\psi}\psi$, můžeme vyvodit, že první člen v (3.52) vypadá přesně jako hmotnostní člen pro fermiony $-m\bar{\psi}\psi$ s hmotností elektronu (a analogicky pro up- a down- kvarky)

$$m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}}, \quad m_u = \frac{\lambda_u v}{\sqrt{2}}, \quad m_d = \frac{\lambda_d v}{\sqrt{2}}. \quad (3.53)$$

Kvůli neznámé hodnotě Yukawovy konstanty $\lambda_{e,u,d}$ je nemožné spočítat hmotnosti elektronu a kvarků, ale jestliže známe tyto hmotnosti z experimentu, je možné odhadnout sílu interakce elektron-elektron-Higgs (a jakoukoliv fermion-fermion-Higgs) (viz druhý člen (3.52)) (3.53):

$$\mathcal{L}_{eeh} = -\frac{m_e}{v}\bar{e}eh - \frac{m_u}{v}\bar{u}uh - \frac{m_d}{v}\bar{d}dh + \dots \quad (3.54)$$

Velmi důležitý důsledek interakce fermion-fermion-Higgs (3.54) je její směr závislý na hmotnosti fermionu. Čím větší je hmotnost, tím silnější je tato interakce.

Higgsův boson

Kinetická část Higgsova pole $\frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2$, pochází z kovariantních derivací $|D_\mu\Phi|^2$ (poslední člen v (3.43)), zatímco části hmotnosti Higgsova bosonu a Higgsovy samointerakce pochází ze skalárního potenciálu $V(\Phi) = \mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2$ (3.35), který po elektroslabém spontánním narušení dostane tvar

$$\begin{aligned} V(h) &= \frac{\mu^2}{2}(0, v+h) \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} + \frac{\lambda}{4} \left| (0, v+h) \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{\mu^2}{2}(v+h)^2 + \frac{\lambda}{4}(v+h)^4, \end{aligned} \quad (3.55)$$

Konečně, se vztahem $\mu^2 = -v^2\lambda$ je čistý Higgsův Lagrangián Standardního modelu dán vztahem

$$\mathcal{L}_h = \frac{1}{2}(\partial^\mu h)^2 - \frac{2\lambda v^2}{2}h^2 - \lambda v h^3 - \frac{\lambda}{4}h^4 + \frac{\lambda v^4}{4}. \quad (3.56)$$

Tento Lagrangián se shoduje s jednoduchým skalárním Lagrangiánem (3.12) a i přes přítomnost kubického členu $\lambda v h^3$ má stav vakua v $h(x) = 0$. Z Lagrangiánu (3.56) můžeme vyvodit, že hmotnost Higgsova bosonu je

$$M_h^2 = 2\lambda v^2. \quad (3.57)$$

Síla Higgsovy samointerakce je úměrná čtverci hmotnosti Higgsova bosonu

$$g_{h^3} = \lambda v = \frac{M_h^2}{2v}, \quad g_{h^4} = \frac{\lambda}{4} = \frac{M_h^2}{8v^2}. \quad (3.58)$$

V souladu se vztahem (3.54) interakce Higgsova bosonu s fermionem je úměrná hmotnosti tohoto fermionu $g_{hff} = \frac{m_f}{v}$. Navíc Higgsův boson se váže na kalibrační bosony, což přichází ze vztahu (3.42) v prakticky plné analogii s hmotnostním členem vektorového bosonu

$$\mathcal{L}_{hVV} = M_W^2 \left(1 + \frac{h}{v}\right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{M_Z^2}{2} \left(1 + \frac{h}{v}\right)^2 Z_\mu Z^\mu. \quad (3.59)$$

Byly zde použity definice hmotnosti kalibračního bosonu (3.44) a (3.47). Tudíž vazba Higgsova bosonu na kalibrační bosony je úměrná kvadrátu hmotnosti těchto bosonů

$$g_{hWW} = 2\frac{M_W^2}{v}, \quad g_{hhWW} = \frac{M_W^2}{v^2}, \quad \text{a} \quad g_{hZZ} = \frac{M_Z^2}{v}, \quad g_{hhZZ} = \frac{M_Z^2}{2v^2}. \quad (3.60)$$

Tudíž jediný isodublet ϕ skalárních polí umožňuje generování hmotnosti pro všechny hmotnostní částice Standardního modelu - slabé vektorové bosony W^\pm, Z , fermiony a Higgsův boson sám o sobě, zatímco udržuje kalibrační symetrii $SU(2) \times U(1)$ ve spontánně narušené nebo skryté formě. Elektromagnetická symetrie $U(1)_Q$ (díky požadavku na zachování elektrického náboje) a barevná symetrie $SU(3)$ (díky zachování barevného náboje) zůstávají nenarušené.

Nicméně problém Higgsova bosonu zůstává nejasný. Hmotnost Higgsova bosonu je generována Higgsovou samointerakcí a je definována parametrem λ , což je vazebná konstanta Higgsovy samointerakce. Neexistuje žádná jasná myšlenka v rámci Standardního modelu, která by brala v úvahu zdroj λ a její hodnota zůstává v zásadě nedefinovaná (společně s hmotností Higgsova bosonu). Situaci navíc zhoršuje fakt, že zatím neexistuje žádná pozorovatelná, která by závisela na λ a která by určovala způsob jak ji experimentálně změřit.

Případ $\lambda = \lambda_t = 1$

Není nezbytně nutné tvrdit, že Higgsův boson a top kvark jsou klíčovými ingrediencemi Standardního modelu. Je také dobře známo, že Standardní model není schopen předpovědět jejich hmotnosti. Tudíž jakýkoliv nový poznatek týkající se jejich hmotnosti stojí za pozornost.

Nejprve zvažme velmi jednoduchý případ založený na předpokladu, že Higgsova λ a Yukawova λ_t se rovnají 1 v elektroslabém měřítku. Tento předpoklad nám překvapivě umožňuje získat přesné předpoklady pro hmotnosti top kvarku a Higgsova bosonu m_t a M_h .

S hodnotou Fermiho konstanty $G_F = (1,16637 \pm 0,00001) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ získáváme pro předpokládanou hodnotu Higgsova vakua v

$$v = \sqrt{\frac{1}{\sqrt{2}G_F}} = 246,221 \text{ GeV}. \quad (3.61)$$

Jak vyplývá z (3.53), hmotnost fermionu f je definována fermion-Higgs-Yukawa λ_f . Jestliže tedy předpokládáme, že maximální hodnota λ_f se rovná 1, potom nejvyšší možná hmotnost fermionu se zdá být rovná hmotnosti top kvarku ($\lambda_t = 1$)

$$m_t = \frac{\lambda_t v}{\sqrt{2}} = m_f^{max} = \frac{v}{\sqrt{2}} = 174,105 \text{ GeV}. \quad (3.62)$$

Tato hodnota hmotnosti top kvarku přibližně souhlasí s $m_t = 172 \pm 2,8 \text{ GeV}$, která byla použita k fitování všech přesností dat PDG-2006 [1] včetně všech zahrnutých radiačních korekcí. Konkrétně byla výsledkem tohoto fitování 90% hodnota spolehlivosti pro hmotnost Higgsova bosonu

$$46 \text{ GeV} \leq M_h \leq 154 \text{ GeV}. \quad (3.63)$$

Nicméně existuje i další možnost pro určení hmotnosti M_h . Uvědomíme-li si, že Higgsovo skalární pole, skrz Higgsův mechanismus Standardního modelu, dává částicím Standardního modelu jejich hmotnost, potom by bylo přirozené se domnívat, že Higgsova částice by měla být natolik těžká, aby měla možnost se rozpadat na pár $t\bar{t}$. Potom by hmotnost Higgsova bosonu neměla být menší než

$$M_h = 2m_t = 2 \times 174,1 \text{ GeV} = 348,2 \text{ GeV}. \quad (3.64)$$

Je jasné, že bychom mohli tuto hodnotu získat přímo z definice hmotnosti Higgsova bosonu (3.57) $M_h = \sqrt{2\lambda}v$ vezmeme-li v úvahu, že Higgsova $\lambda = 1$.

Když následně vezmeme v úvahu, že Yukawova λ_t nejtěžší částice je také rovna 1, můžeme dostat $m_t = 174,105 \text{ GeV}$. Budeme-li dále předpokládat, že λ v Higgsově potenciálu je rovna 1, dostaneme $M_h = 348,2 \text{ GeV}$ nebo $M_t = 2m_t$. Konečně,

$$m_t = \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad M_h = 2m_t = \sqrt{2}v, \quad v^2 = m_t \times M_h = 2m_t^2 = \frac{M_h^2}{2}. \quad (3.65)$$

Kapitola 4

Higgsův boson

Experimentální pozorování jednoho či více Higgsových bosonů bude fundamentální pro lepší pochopení mechanismu elektroslabého narušení symetrie. Standardní model předpokládá jeden neutrální Higgsův boson, zatímco MSSM předpokládá celkem pět Higgsových bosonů, tři neutrální a dva nabitě.

Najít Higgsův boson se již snažily experimenty na urychlovači LEP v CERN, ale neúspěšně. Současně stále probíhá "lov" na Higgsův boson v Tevatronu ve FNAL, který je prozatím také, bohužel, bez úspěchu. Velké naděje se proto vkládají do experimentů ATLAS a CMS na novém urychlovači LHC v CERN, jehož spuštění je očekáváno již tento rok.

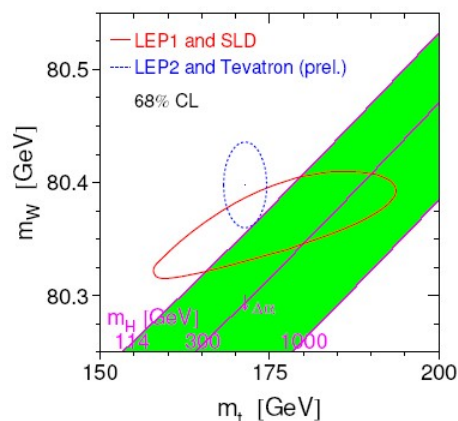
4.1 Limity pro hmotnost Higgsova bosonu

Přestože ještě dosud nebyl Higgsův boson objeven, již existuje spousta omezení pro jeho hmotnost.

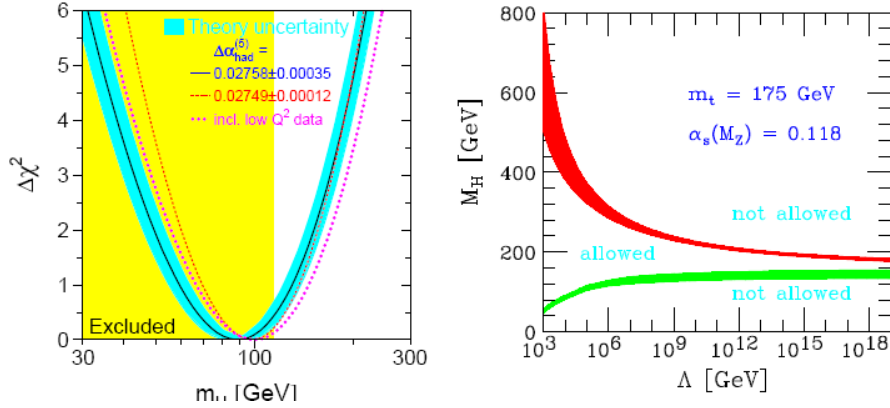
Za prvé se z některých teoretických argumentů předpokládá, že hmotnost Higgsova bosonu nebude v řádech TeV, jako například z unitarity rozpylování WW bosonů. Horní hranice hmotnosti Higgsova bosonu je pro $\Lambda \sim 10^{16(3)}$ GeV dána $M_H < 200$ (1000) GeV. Spodní hranice hmotnosti Higgsova bosonu plyne ze stability vakua, $M_H > 130$ (70) GeV pro $\Lambda \sim 10^{16(3)}$ GeV. Tyto teoretická omezení hmotnosti Higgsova bosonu jsou ukázána na Obrázku 4.2 (vpravo) jako funkce Λ .

Za druhé byla z experimentálních měření určena spodní hranice pro hmotnost Higgsova bosonu z přímých pozorování na LEP-2: $M_H > 114$ GeV (Obrázek 4.2 (vlevo)).

Obrázek 4.1 ukazuje závislost mezi hmotnostmi W bosonu a top kvarku ve Standardím modelu jako funkci neznámé hmotnosti Higgsova bosonu. Přímky patřící k zelenému pruhu představují funkční závislost mezi hmotnostmi W bosonu a top kvarku pro fixovanou hodnotu hmotnosti Higgsova bosonu. Červená elipsa vymezuje hmotnosti třech



Obrázek 4.1: Závislost mezi hmotnostmi W bosonu a top kvarku ve Standardím modelu jako funkci neznámé hmotnosti Higgsova bosonu [20]



Obrázek 4.2: Vlevo: Experimentální omezení hmotnosti Higgsova bosonu (LEP, SLD, CDF a D0). Vpravo: Teoretická omezení hmotnosti Higgsova bosonu [20]

částic s použitím elektroslabých měření na LEP a SLD, zatímco modrá elipsa zahrnuje všechna přímá měření hmotnosti top kvarku a W bosonu.

4.2 Hledání Higgsova bosonu na LEP a Tevatronu

Během fáze LEP1, experimenty ALEPH, DELPHI, L3 a OPAL analyzovaly přes 17 milionů Z^0 rozpadů a nastavily spodní hranice hmotnosti Higgsova bosonu na přibližně 65 GeV. Během fáze LEP2 byly také sesbírány podstatné vzorky dat na energiích do 209 GeV.

Následující konečné stavy poskytují nejlepší senzitivitu pro Higgsův boson:

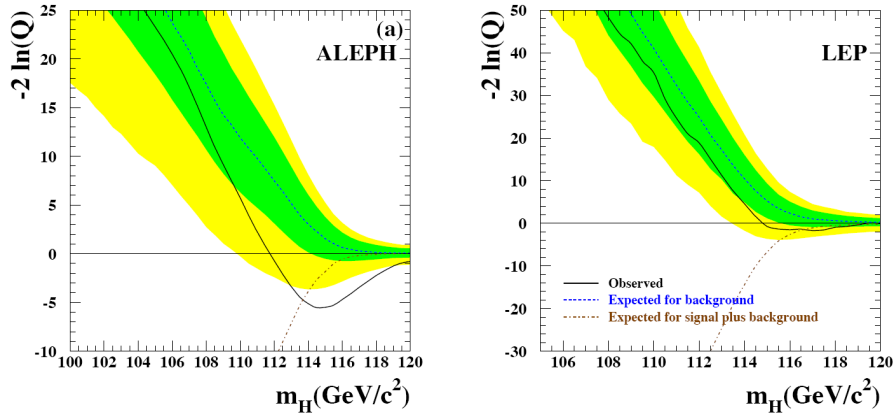
- Topologie čtyř jetů $e^+e^- \rightarrow (H \rightarrow b\bar{b})(Z^0 \rightarrow g\bar{q})$ je nejhojnějším procesem; nastává s BR^1 okolo 60% pro Higgsův boson s hmotností 115 GeV. Invariantní hmotnost dvou jetů je blízka M_Z , zatímco ostatní dva jety obsahují b vůni.
- Topologie chybějící energie je vytvářena především v procesu $e^+e^- \rightarrow (H \rightarrow b\bar{b})(Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu})$ a nastává s BR okolo 17%. Signál má dva b jety, podstatný chybějící transverzální moment hybnosti a chybějící hmotnost kompatibilní s M_Z .
- V leptonových konečných stavech, $e^+e^- \rightarrow (H \rightarrow b\bar{b})(Z^0 \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-)$, se dva leptony rekonstruují do M_Z a dva jety mají b vůni. I když je BR malý (jen okolo 6%), přispívá tento kanál významně k celkové senzitivě, protože má malé pozadí.
- Konečné stavy s tau leptony jsou vytvářeny v procesech $e^+e^- \rightarrow (H \rightarrow \tau^+\tau^-)(Z^0 \rightarrow q\bar{q})$ a $(H \rightarrow q\bar{q})(Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-)$ a celkově se vyskytují s BR okolo 10%.

Na LEP1 mohly být pro hledání Higgsova bosonu použity pouze druhá a třetí z výše uvedených topologií a to kvůli velkým pozadím v ostatních kanálech. Na LEP2 byly využívány všechny čtyři výše zmíněné topologie.

Hledání Higgsova bosonu trvalo na LEP do roku 2000, ale nepřineslo žádnou jeho evidenci. Nicméně v datech z roku 2000, převážně na energiích větších než 205 GeV, oznámil

¹Branching Ratio - pravděpodobnost, že se částice rozpadne v daném kanálu

ALEPH jistou odchylku, která by mohla být způsobena přítomností Higgsova bosonu s hmotností okolo 115 GeV. Data experimentů DELPHI, L3 a OPAL sice potvrdily tuto domněnku, nicméně nemohly existenci Higgsova bosonu potvrdit ani vyloučit. Obrázek 4.3 ukazuje statistiku $-2 \ln Q$ pro data z ALEPH a pro celková data LEP.



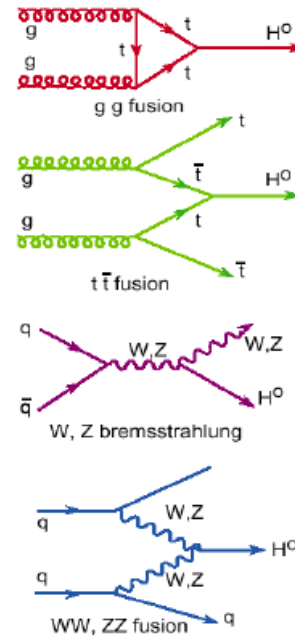
Obrázek 4.3: Pozorované (plná čára) a předpokládané chování statistiky $-2 \ln Q$ pro pozadí (čárkovaně) a signál + pozadí (čerchovaně) jako funkce m_H . Vlevo: ALEPH data; vpravo celková LEP data. Zelená a žlutá oblast představuje 68% a 95% pravděpodobnostní pásy předpokládaného pozadí.[1]

Na Tevatronu se hledání Higgsova bosonu koncentruje na produkci $p\bar{p} \rightarrow VH$, ($V = Z$ nebo W^\pm), s rozpadem na nabité leptony a/nebo neutrina. Pro hmotnosti Higgsova bosonu pod zhruba 130 GeV poskytuje rozpad $H \rightarrow b\bar{b}$ největší senzitivitu, zatímco pro větší hmotnosti začíná být významný kanál $H \rightarrow W^+W^-$ (jeden z W^\pm bosonů může být virtuální). Výsledky Tevatronu jsou uvedeny na Obrázku 4.5.

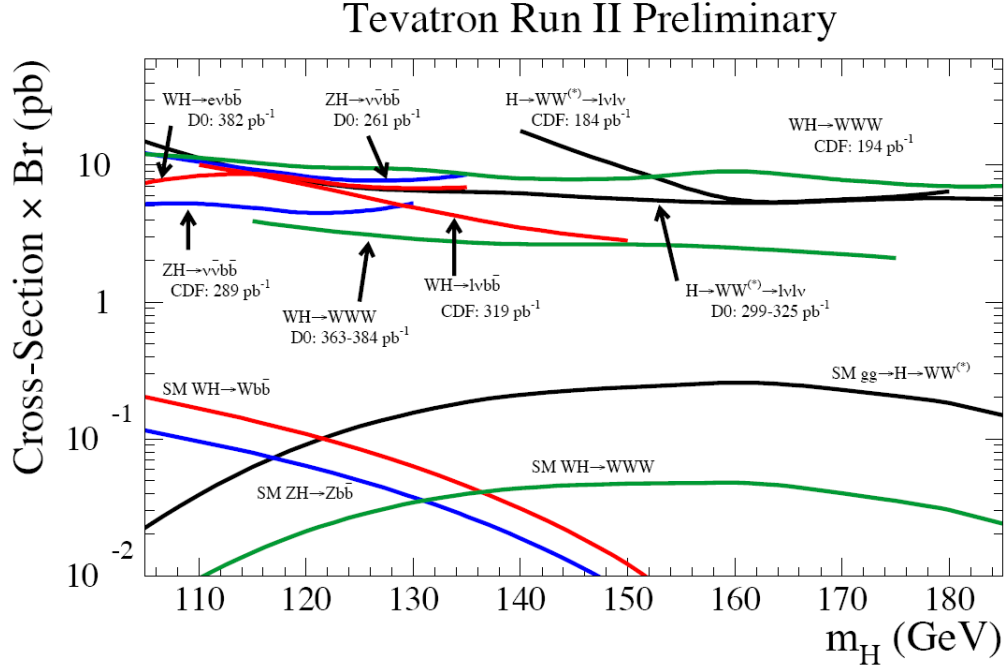
4.3 Hledání Higgsova bosonu na LHC

Hlavním mechanismem produkce Higgsova bosonu na LHC, jak ukazuje Obrázek 4.6 (vlevo), je gluon-gluonová fúze ($gg \rightarrow H$). Druhým nejdůležitějším procesem je vektor bosonová fúze (VBF, na Obrázku 4.6 označena Hgg). Produkce Higgsova bosonu s kalibračním bosonem nebo těžkými kvarky má menší účinné průřezy.

Různé rozpadové kanály Higgsova bosonu a jejich BR jsou na Obrázku 4.6 (vpravo). Pro malé hodnoty hmotnosti Higgsova bosonu ($M_H < 130$ GeV) se Higgsův boson rozpadá převážně na $b\bar{b}$ (s $BR = 75 - 50\%$), ovšem bohužel tento kanál "trpí" obrovským QCD pozadím. Kanál $H \rightarrow \tau\tau$ ($BR = 7 - 5\%$) může být studován ve VBF produkci, který má výhodu v jasné signatuře dvou jetů. BR pro rozpad Higgsova



Obrázek 4.4: Produkce Higgsova bosonu



Obrázek 4.5: Účinné průřezy jednotlivých topologií produkce Higgsova bosonu obdrženy experimenty CDF a D0 v Tevatronu. Křivky v horní části reprezentují experimentální limity, křivky v dolní části pak předpovědi Standardního modelu. [1]

bosonu na $\gamma\gamma$ je velmi malé, ale v kombinaci s excelentní γ /jet separací se tento kanál stává velmi zajímavým. Rozpadový kanál $H \rightarrow VV$ ($V = Z, W$) se stává zajímavým pro $M_H > 130$ GeV. Pro $M_H \sim 400$ GeV začíná hrát roli rozpad na dva top kvarky.

V gg fúzi byl studován $H \rightarrow \gamma\gamma$ pro $M_H < 140$ GeV. ATLAS i CMS mají pro tento kanál podobnou senzitivitu. Oba dosahují signifikance 8σ pro Higgsovův boson o hmotnosti 130 GeV a luminosity $30fb^{-1}$.

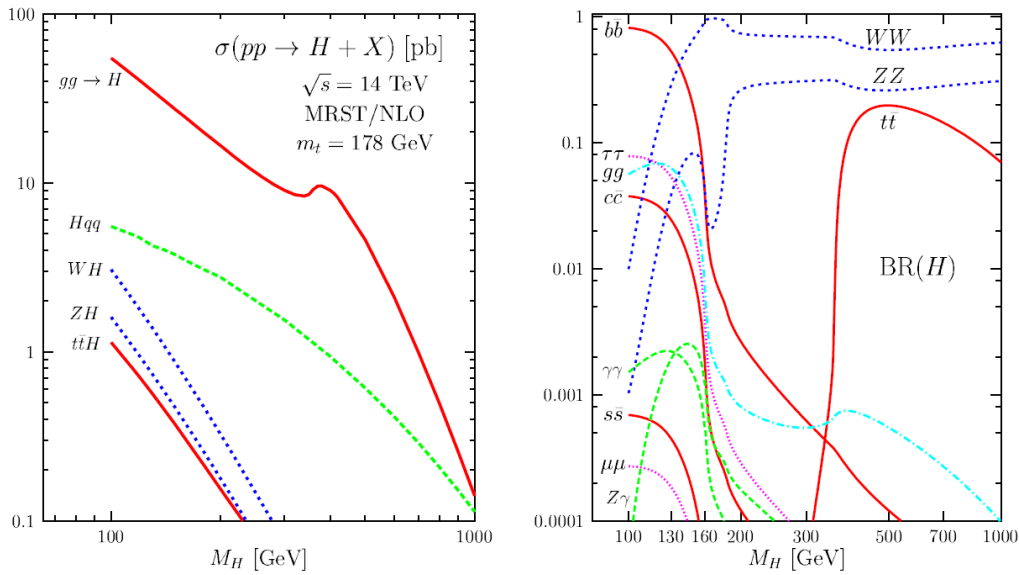
Pro velké hmotnosti ($M_H > 130$ GeV) v gg módu, se důležitým kanálem stává $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$. Jedná se o velmi čistý kanál se čtyřmi leptony v koncovém stavu. Kombinací leptonových kanálů $4e, 2e2\mu$ a 4μ lze dostat signifikanci 5σ s luminositou $20fb^{-1}$ pro $130 < M_H < 600$ GeV.

Kanál $H \rightarrow WW^* \rightarrow 2l$ je velmi příznivý pro hmotnosti Higgsova bosonu okolo $2M_W$. Přítomnost neutrín v koncovém stavu zabraňuje plné rekonstrukci hmotnosti Higgsova bosonu.

4.4 Higgsovův boson ve Standardním modelu

Higgsovův boson Standardního modelu se hledá v různých rozpadových kanálech, které se navzájem liší např. svou pravděpodobností, čistotou pozadí aj.. Tyto kanály jsou:

- $H \rightarrow \gamma\gamma$ přímá produkce
- $H \rightarrow \gamma\gamma$ z asociované produkce WH, ZH a $t\bar{t}H$



Obrázek 4.6: Vlevo: účinné průřezy produkce Higgsova bosonu v hlavních kanálech na LHC. Vpravo: BR Higgsova bosonu Standardního modelu. [20]

- $H \rightarrow b\bar{b}$ z asociované produkce WH , ZH a $t\bar{t}H$
- $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$
- $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ a $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$
- $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ a $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$

4.4.1 $H \rightarrow \gamma\gamma$

Rozpad $H \rightarrow \gamma\gamma$ je poměrně vzácný, pozorovatelný pouze v omezené oblasti hmotnosti Higgsova bosonu, kde je jak účinný průřez produkce tak BR relativně velký. Hmotnost Higgsova bosonu se pro tento kanál pohybuje v rozmezí $110 < M_H < 150$ GeV.

Rozpadový kanál $H \rightarrow \gamma\gamma$ můžeme popisovat zvlášť pro případ přímé produkce Higgsova bosonu a pro případ asociované produkce, při které je s Higgsovým bosonem produkován i boson W , Z nebo pár $t\bar{t}$.

Přímá produkce

Přímá produkce Higgsova bosonu s malou hmotností je dominantní v procesu gg fúze.

Ireducibilní pozadí tvořené fotony může být vytvářeno následujícími procesy: *Born* ($q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$), *box* ($gg \rightarrow \gamma\gamma$) a *quark bremsstrahlung* ($qg \rightarrow q\gamma \rightarrow q\gamma\gamma$). Kromě ireducibilního $\gamma\gamma$ pozadí je ještě třeba uvažovat i další. Mezi tyto další patří např. jet-jet a γ -jet eventy, ve kterých jsou jeden nebo oba jety mylně zaměněny za fotony. Podobně i pro rozpad $Z \rightarrow ee$, kde jsou oba elektrony chybně považovány za fotony. Pro hmotnost Higgsova bosonu, která je blízko M_Z je pozadí z rozpadu $Z \rightarrow ee$ velmi nebezpečné, neboť má daleko větší ($\sim 25000\times$) účinný průřez než je u signálu $H \rightarrow \gamma\gamma$.

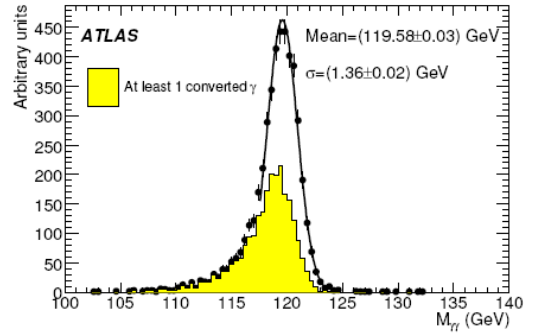
Produkce	Rozpady	Hmotnost [GeV]
Gluon	$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$	110 - 200
Fusion	$H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$	110 - 200
	$H \rightarrow \gamma\gamma$	110 - 150
Weak Boson	$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$	110 - 200
Fusion	$H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$	110 - 190
	$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow l\nu l\nu$	110 - 150
	$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow l\nu l\nu h\nu$	110 - 150
	$H \rightarrow \gamma\gamma$	110 - 150
$t\bar{t}H$	$H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu(l\nu)$	120 - 200
	$H \rightarrow b\bar{b}$	110 - 140
	$H \rightarrow \tau\tau$	110 - 120
WH	$H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu(l\nu)$	150 - 190
	$H \rightarrow \gamma\gamma$	110 - 120
ZH	$H \rightarrow \gamma\gamma$	110 - 120

Tabulka 4.1: Produkce, rozpadové kanály a odpovídající hmotnosti Higgsova bosonu [15]

Asociovaná produkce: WH , ZH a $t\bar{t}$

Produkce Higgsova bosonu zároveň s bosony W nebo Z nebo s párem $t\bar{t}$ může být také použita k hledání Higgsova bosonu s malou hmotností. Účinný průřez je menší než u přímé produkce.

Ireducibilní pozadí bylo vyhodnoceno zvážením procesů $W\gamma\gamma$, $Z\gamma\gamma$, $t\bar{t}\gamma\gamma$ a $b\bar{b}\gamma\gamma$. Lze najít i spoustu zdrojů reducibilního pozadí. Koncové stavy zahrnující jeden, dva nebo tři jety v asociaci s leptonem nebo fotonem jako např. $\gamma\gamma$ -jet, γl -jet, γ -jet-jet, l -jet-jet a jet-jet-jet byly vzaty v úvahu. Celkové reducibilní pozadí je odhadováno na velikost necelé 1/3 ireducibilního pozadí v uvažované oblasti hmotnosti Higgsova bosonu. Hlavní příspěvek k reducibilnímu pozadí pochází z koncových stavů $t\bar{t} \rightarrow \gamma l$ -jet, z asociované produkce $\gamma\gamma$ -jet a $W\gamma + \text{jet} \rightarrow l\gamma + \text{jet}$.

Obrázek 4.7: Rekonstruovaná invariantní hmotnost pro rozpad $H \rightarrow \gamma\gamma$ [23]

4.4.2 $H \rightarrow Z\gamma$

$H \rightarrow Z\gamma$ je dalším rozpadovým kanálem Higgsova bosonu ve Standardním modelu. Podobně jak tomu bylo i v případě rozpadu $\gamma\gamma$ je BR tohoto kanálu opět významné pouze v omezené oblasti hmotnosti Higgsova bosonu a to mezi 100 GeV a 160 GeV. Součin účinného průřezu s BR je pod 2,6fb [21] v oblasti hmotnosti 120 GeV - 160 GeV.

4.4.3 $H \rightarrow b\bar{b}$

Pro hmotnosti Higgsova bosonu menší než $2 M_W$ je dominantním rozpadem $H \rightarrow b\bar{b}$ s $\text{BR} \sim 90\%$. Jelikož přímá produkce $gg \rightarrow H$ s $H \rightarrow b\bar{b}$ není vhodná kvůli svému obrovskému pozadí, nabízí se pro sledování rozpadu $H \rightarrow b\bar{b}$ asociovaná produkce s bosony W nebo Z nebo s párem $t\bar{t}$. Leptonové rozpady bosonu W nebo semileptonové rozpady jednoho z top kvarků poskytují izolovaný lepton s velkou hodnotou p_T vhodnou pro triggerování.

WH kanál

Pozadí WH kanálů můžeme rozdělit do tří skupin.

- Ireducibilní pozadí z $WZ \rightarrow l\nu b\bar{b}$ a z $Wb\bar{b}$. První uvedený vytváří pík v M_Z v hmotnostním rozdělení $b\bar{b}$. Druhý uvedený je dominující $q\bar{q} \rightarrow Wg \rightarrow Wb\bar{b}$ a má také malý příspěvek z $q\bar{q} \rightarrow W^* \rightarrow \bar{t}b \rightarrow Wb\bar{b}$.
- Reducibilní pozadí s nejméně dvěma b kvarky v koncovém stavu, které pochází převážně z $t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b}$ a v menší míře i z produkce single top kvarku $gq \rightarrow \bar{t}bq \rightarrow l\nu b\bar{b} + q$.
- Reducibilní pozadí obsahuje jety, které jsou chybně označeny za b jety, které pochází hlavně z produkce $W + \text{jet}$.

Invariantní hmotnostní rozdělení $b\bar{b}$ pro signál a pozadí je na Obrázku B.5.

Předpokládaný příspěvek pozadí WZ je ukázán v Dodatku B na Obrázku B.6 pro luminozitu 30 fb^{-1} . Příklad předpokládaného signálu $H \rightarrow b\bar{b}$ je uveden v Dodatku B na Obrázku B.7 pro $M_H = 100 \text{ GeV}$.

$t\bar{t}H$ kanál

Účinný průřez $t\bar{t}H$ je téměř stejný jako u produkce WH . Koncový stav je ovšem složitější, jelikož sestává ze dvou bosonů W a čtyř b jetů. Boson W a dva b jety pochází z rozpadu top kvarku a ostatní dva b jety z rozpadu Higgsova bosonu. Pro účel triggerování je žádoucí, aby se jeden z bosonů W rozpadal leptonově, zatímco druhý na pár $q\bar{q}$. K tomu, abychom určili signál, analýza požaduje, aby oba top kvarky byly plně rekonstruované. Tento model výrazně redukuje velké pozadí v samotných signálových eventech, jelikož dva z b jetů jsou asociovány s rozpady top kvarku a proto by zbývající dva měly pocházet z rozpadu Higgsova bosonu. Signál může vypadat jako pík v rozdělení $M_{b\bar{b}}$ nad různými procesy pozadí, které můžeme klasifikovat následovně:

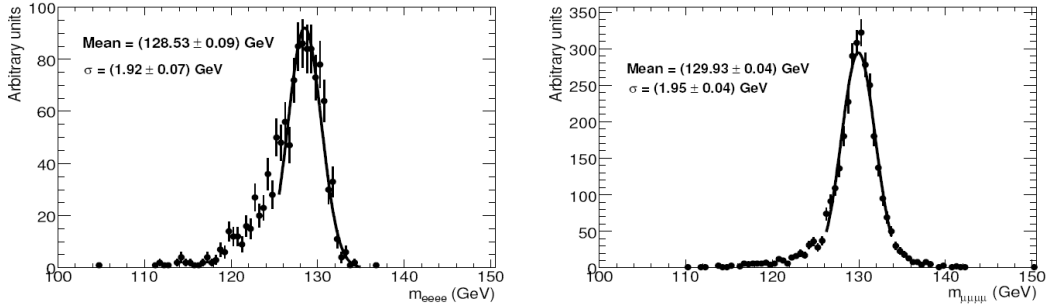
- Ireducibilní pozadí, jako např. produkce $t\bar{t}Z$ a $t\bar{t}b\bar{b}$. Jelikož je účinný průřez $t\bar{t}Z$ mnohem menší než účinný průřez signálu, není pozadí $t\bar{t}Z$ pro tento kanál problémem.
- Reducibilní pozadí obsahující chybně označené jety jako b jety, jako např. $t\bar{t}jj$, $Wjjjjjj$, $WWb\bar{b}jj$, atd.

V Dodatku B je na Obrázku B.8 uvedena rekonstruovaná hmotnost top kvarku z rozpadu $t \rightarrow l\nu b$ a $t \rightarrow jjb$ v $t\bar{t}H$.

4.4.4 $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$

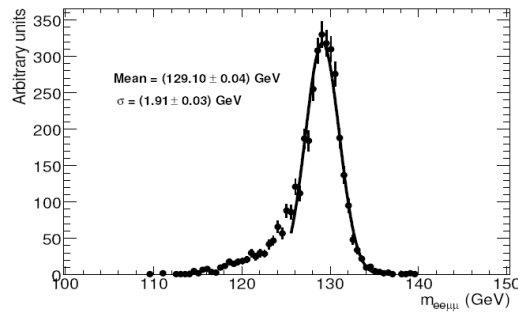
Rozpadový kanál $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ dává poměrně čistý signál v hmotnostním rozmezí Higgsova bosonu ~ 120 GeV a $2M_Z$, ve kterém se tento "zlatý kanál" otevírá. BR je větší než pro kanál $\gamma\gamma$ a zvyšuje se s rostoucí M_H k $M_H \sim 150$ GeV. Pro hodnoty hmotnosti Higgsova bosonu $150 < M_H < 180$ GeV je vidět jistý pokles způsobený otevřením kanálu $H \rightarrow WW$. Ireducibilní pozadí pochází z produkce ZZ^* a $Z\gamma^*$ a velké reducibilní pozadí je z produkce $t\bar{t}$ a $Zb\bar{b}$.

Rozdělení hmotnosti Higgsova bosonu pro případ 130 GeV je ukázán na Obrázku 4.8 pro kanál $4e$ a 4μ a na Obrázku 4.9 pro kanál $2e2\mu$.



Obrázek 4.8: Rozdělení hmotnosti Higgsova bosonu o hmotnosti 130 GeV pro kanál $4e$ (vlevo) a kanál 4μ (vpravo) [24]

V Dodatku 2 je na Obrázku B.9 uvedena výběrová efektivnost pro každý ze tří rozpadů jako funkce hmotnosti Higgsova bosonu, na Obrázku B.10 je uvedena předpokládaná signifikance signálu pro každý ze tří rozpadových kanálů a pro jejich kombinaci. Rekonstruovaná 4-leptonová hmotnost pro signál a pozadí pro případ hmotnosti Higgsova bosonu 130 GeV a 150 GeV je uvedena na Obrázku B.11 a pro 180 GeV a 300 GeV na Obrázku B.12.



Obrázek 4.9: Rozdělení hmotnosti Higgsova bosonu o hmotnosti 130 GeV pro kanál $2e2\mu$ [24]

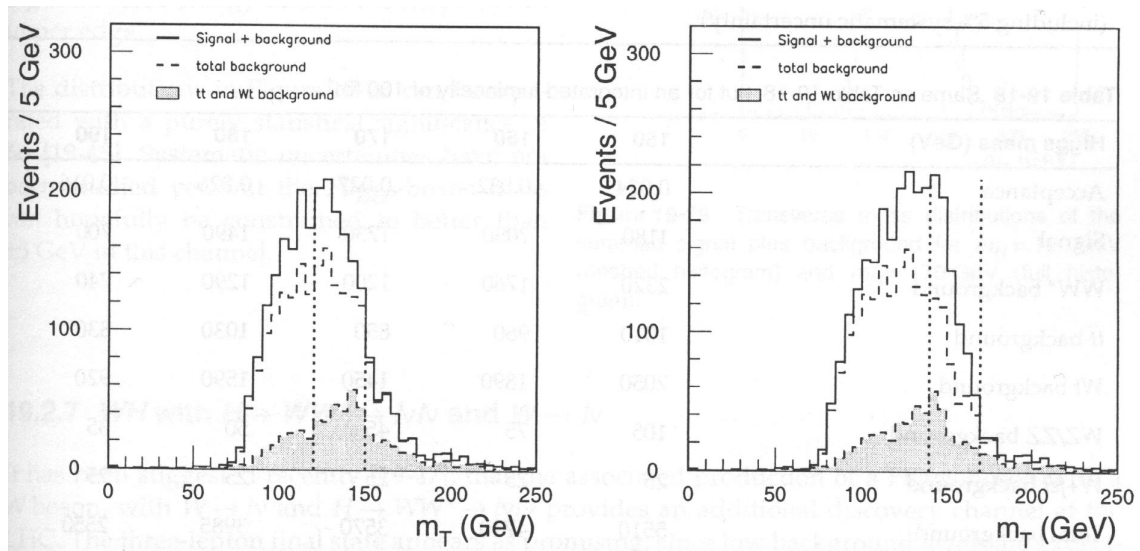
4.4.5 $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$

Pro hmotnost Higgsova bosonu blízké 170 GeV je kanál $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ potlačen rozpadem WW . Pro $M_H = 170$ GeV je $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ BR přibližně 100x větší než pro kanál $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$. V případě rozpadu $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ není rekonstrukce píku hmotnosti Higgsova bosonu možná. Lze ovšem pozorovat přebytek eventů, identifikovat přítomnost Higgsova bosonu a dostat informaci o jeho hmotnosti.

Nejdůležitějším ireducibilním a reducibilním pozadím je:

- Dominantní ireducibilní pozadí vytvářené produkcí WW , které má součin účinného průřezu a BR 5-7x větší než je pro signál Higgsova bosonu.
- Produkce WZ s produkcí $W \rightarrow l\nu$, $Z \rightarrow ll$ a ZZ s $Z \rightarrow ll$ a $Z \rightarrow \nu\nu$ také vytváří zdroj potenciálního ireducibilního pozadí.
- Produkce $t\bar{t}$ a Wt jsou zdrojem největších reducibilních pozadí s izolovanými leptony v koncovém stavu.
- Produkce $Wb\bar{b}$ a $b\bar{b}$, obsahující jeden nebo dva leptony ze semileptonových b rozpadů, jsou dominantním zdrojem reducibilního pozadí s neizolovanými leptony v koncovém stavu.
- Produkce W + jet, kde je jet mylně považován za elektron, může být také značným pozadím.

Rozdělení transverzální hmotnosti je zobrazeno na Obrázku 4.10 pro signál a pozadí a pro samostatné pozadí. Příspěvek z produkce single top kvarku a z produkce $t\bar{t}$ jsou zobrazeny separovaně šedými histogramy. Výsledky jsou zobrazeny pro $M_H = 150$ GeV a $M_H = 170$ GeV a pro luminozitu $30fb^{-1}$.



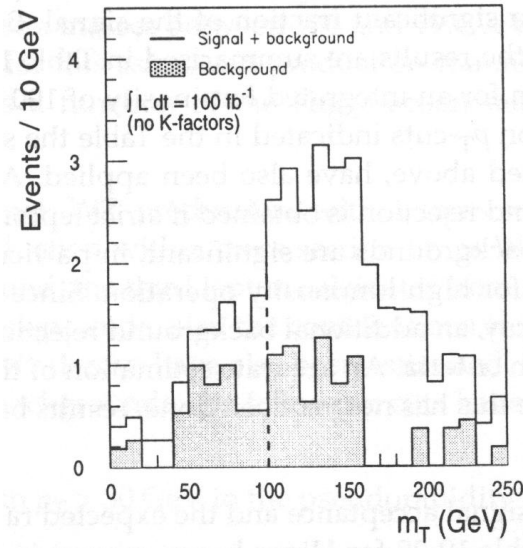
Obrázek 4.10: Transverzální hmotnostní rozdělení pro signál $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ a celkové pozadí pro luminozitu $30fb^{-1}$ pro $M_H = 150$ GeV (vlevo) a $M_H = 170$ GeV (vpravo) [21]

4.4.6 WH with $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ and $W \rightarrow l\nu$

Tento kanál je zajímavý pro určení vazbových parametrů Higgsova bosonu, jelikož jak v jeho produkci, tak v jeho rozpadu se objevují pouze vazbové konstatny kalibračních bosonů.

Existují dvě velké pozadí pro tento kanál: produkce WZ se součinem účinného průřezu a leptonového BR rovným 380fb a produkce $t\bar{t}$ se součinem účinného průřezu a $W \rightarrow l\nu$ BR rovným 28pb. V případě pozadí $t\bar{t}$ pochází třetí lepton z rozpadu b .

Tříleptonový kanál představuje zajímavou možnost pro pozorování signálu Higgsova bosonu s hmotností mezi 150 GeV a 190 GeV. Navíc kromě tohoto tříleptonového kanálu může být použito i kanálu $WH \rightarrow WWW \rightarrow llj$.



Obrázek 4.11: Transverzální hmotnostní rozdělení signálu i pozadí (histogram) pro $M_H = 160$ GeV a pro pozadí (šedá plocha) [21]

4.5 Higgsův boson v MSSM

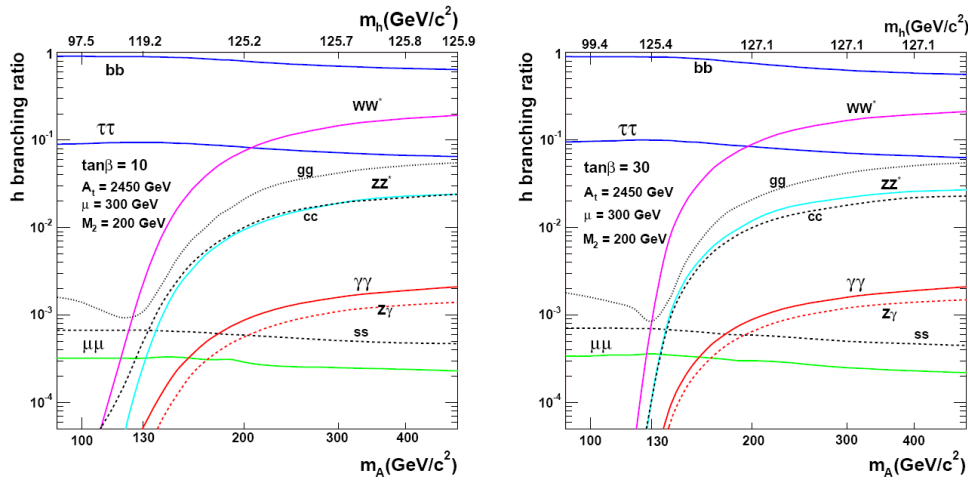
V MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model) se předpokládá celkem pět Higgsových bosonů: dva Higgsovy bosony h a H s CP^- , jeden Higgsův boson A s CP^+ a dva nabitě Higgsovy bosony H^\pm .

4.5.1 Neutrní Higgsův boson

Na Obrázku 4.13 jsou uvedeny vymezené oblasti pro hmotnost Higgsova bosonu v MSSM experimenty CDF, D0 a LEP. Experiment CDF využíval koncového stavu $\tau^+\tau^-$, D0 pak $h^0 \rightarrow b\bar{b}$. Limity pro experiment LEP byly obdrženy pro hmotnost top kvarku rovné 174,3 GeV.

$$A/H \rightarrow \tau\tau$$

V případě Standardního modelu se neočekává, že by byl rozpad $H \rightarrow \tau\tau$ na LHC nějak zvlášť pozorovatelný kvůli svému velkému pozadí. Nicméně v případě MSSM je již proces



Obrázek 4.12: BR pro Higgsův boson MSSM jako funkce m_A a m_H pro $\tan\beta = 10$ (vlevo) a pro $\tan\beta = 30$ (vpravo) [31]

$A/H \rightarrow \tau\tau$ daleko příznivější. Pro malé hodnoty $\tan\beta$ je proces $gg \rightarrow A/H \rightarrow \tau\tau$ dominantní s daleko větší signifikancí než v případě Standardního modelu pro Higgsův boson o stejné hmotnosti. Diagram tohoto procesu je ukázán na Obrázku 4.14(a). Pro velké hodnoty $\tan\beta$ je produkce Higgsova bosonu dominantní dle diagramů na Obrázku 4.14(b-e). Příspěvkové procesy jsou následující, kde ϕ značí jednoho ze tří neutrálních Higgsových bosonů: $b\bar{b} \rightarrow \phi$, $bg \rightarrow b\phi$, $gg \rightarrow b\bar{b}\phi$, $qq \rightarrow b\bar{b}\phi$.

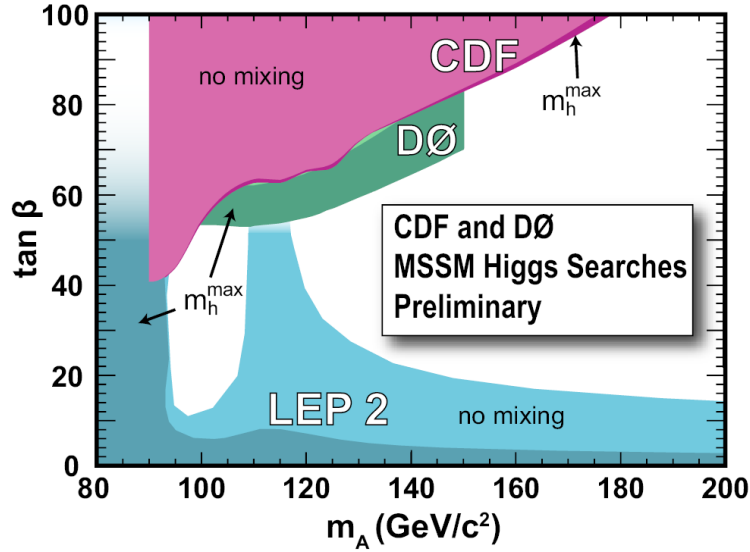
Pozadí je směs ireducibilního pozadí $Z \rightarrow \tau\tau$ a $t\bar{t}$, $b\bar{b}$ a $W + \text{jet}$, kde jet je chybně označen jako τ lepton. Mohou být významně redukovány aplikací výběru založeném na rekonstruovaném leptonu, identifikace τ a E_T^{miss} .

Rozdělení invariantní hmotnosti pro různé hmotnosti Higgsova bosonu A jsou uvedeny v Dodatku B na Obrázku B.15.

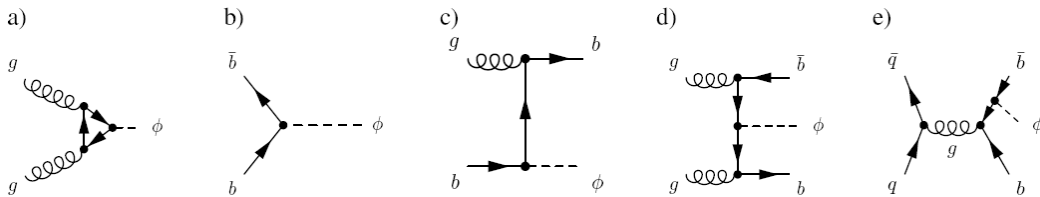
$$A/H/h \rightarrow \mu^+\mu^-$$

Proces $gg \rightarrow A/H/h$ je analogií podobného procesu pro produkci Higgsova bosonu ve Standardním modelu. Tento proces je důležitý v oblasti s malou hodnotou $\tan\beta$ (pod 10). Pro větší hodnoty $\tan\beta$ začíná být dominantnějším procesem $b\bar{b} \rightarrow A/H/h$. Účinný průřez produkce bosonu H a A roste přibližně kvadraticky se zvyšujícím se $\tan\beta$, zatímco produkce bosonu h je závislá na $\tan\beta$ pouze pro $M_A < 130$ GeV. Také BR rozpadu bosonu H a A na páry $\mu^+\mu^-$ se stává větším s rostoucími hodnotami $\tan\beta$. Rozpad bosonu h je ke dvěma volným parametrům MSSM nevšimavý. Zvyšující se účinný průřez a BR s $\tan\beta$ činí rozpad $A/H/h \rightarrow \mu^+\mu^-$ slibným kanálem pro Higgsův boson v MSSM.

Dominujícím procesem tvořícím pozadí je Drell-Yanova produkce bosonu Z s následným rozpadem Z na dva miony. Invariantní dimionová hmotnost dosahuje maxima v rezonanci Z tak, že se hledání $A/H/h$ stává neproveditelné pro hmotnost Higgsova bosonu pod 100 GeV. Dokonce i pro větší hmotnosti Higgsova bosonu existuje stále obrovské pozadí. Drell-Yanovo pozadí může být potlačeno požadavkem na výskyt jednoho nebo více b jetů z asociované produkce $b\bar{b}A$. Hlavní pozadí vyhovující tomuto požadavku jsou produkce bosonu Z spolu



Obrázek 4.13: Oblasť hmotnosti Higgsova bosonu v MSSM vymezené CDF, DØ a LEP [1]



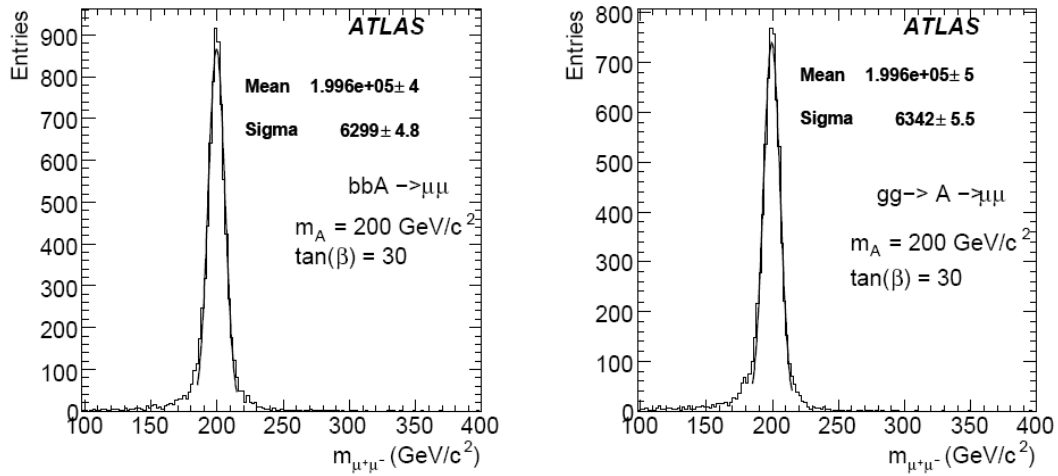
Obrázek 4.14: Feynmanovy diagramy príspevků pro asociovanou b produkci Higgsova bosonu. ϕ reprezentuje jedného ze tří neutrálních Higgsových bosonu MSSM, h , H a A . [26]

s ľahkými jety alebo b jety a pozadí $t\bar{t} \rightarrow (W^+b)(W^-\bar{b}) \rightarrow (\mu^+\nu b)(\mu^-\nu\bar{b})$. Pozadí $t\bar{t}$ môže byť odlišeno od signálu vyšší aktivitou jetů a veľkou chybějící energií, způsobenou neutriny z rozpadu W . Pozadí z dibosonové produkcie WW a ZZ se předpokládá být malé. Obrázek 4.15 zobrazuje rozdělení dimionové hmotnosti pro boson A ($M_A = 200$ GeV) produkovaný asociovanou $b\bar{b}A$ a přímou $gg \rightarrow A$ produkci. Rozlišení dimionové hmotnosti je nezávislé na způsobu produkcie Higgsova bosonu. V Dodatku B je na Obrázku B.13 rozdělení invariantní dimionové hmotnosti hlavního pozadí a signálu bosonu A o hmotnostech $M_A = 150, 200$ a 300 GeV a $\tan\beta = 30$ s luminozitou $30fb^{-1}$ a s použitím b taggingu. Na Obrázku B.14 je zobrazen případ pro stejné hodnoty M_A , $\tan\beta$ i luminozitu, pouze bez b taggingu.

4.5.2 Nabitý Higgsův boson

Hlavní produkcie nabitého Higgsova bosonu H^+ na LHC pro $M_{H^+} < M_t$ je z rozpadu top kvarku $t \rightarrow bH^+$ v $t\bar{t}$ eventech, jelikož je účinný průřez $t\bar{t}$ velký. BR $t \rightarrow bH^+$ jako funkce $\tan\beta$ pro různé hodnoty M_{H^+} je na Obrázku 4.16.

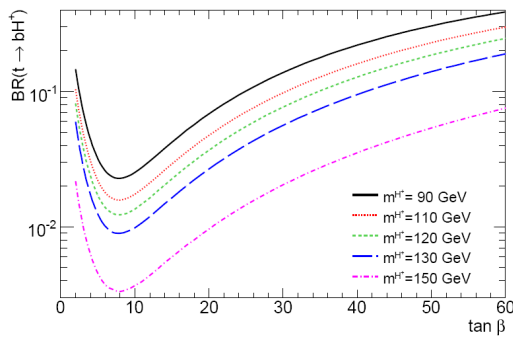
Nabitý Higgsův boson s hmotností menší než je hmotnost top kvarku se rozpadá výhradně



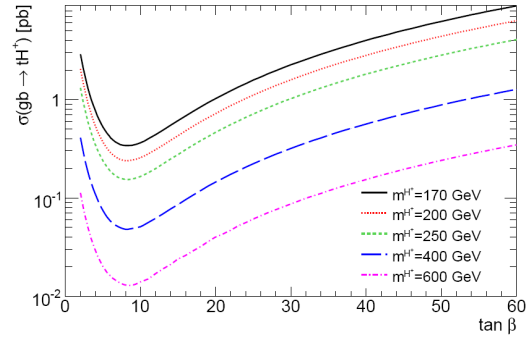
Obrázek 4.15: Rozdělení dimionové hmotnosti pro $b\bar{b}A$ a $gg \rightarrow A$ s hmotností bosonu A 200 GeV a $\tan\beta = 30$ [27]

na tau lepton a neutrino. Nabitý Higgsův boson s hmotností $M_{H^+} > M_t$ je převážně produkován v procesech $gg \rightarrow tbH^+$ a $gb \rightarrow tH^+$.

Hlavním rozpadovým kanálem je $H^+ \rightarrow \tau\nu$ a $H^+ \rightarrow tb$. Druhý uvedený rozpad má sice větší BR pro malé $\tan\beta$ a/nebo velké M_{H^+} , nicméně τ kanál má čistější signaturu.



Obrázek 4.16: BR $t \rightarrow bH^+$ jako funkce $\tan\beta$ pro různé hmotnosti nabitého Higgsova bosonu, $M_t = 175$ GeV



Obrázek 4.17: Účinný průřez $gb \rightarrow tH^+$ jako funkce $\tan\beta$ pro různé hmotnosti Higgsova bosonu, $M_t = 175$ GeV

$$t\bar{t} \rightarrow bH^+bW \rightarrow b\tau(had)\nu bqq$$

Kanál, ve kterém se τ i boson W rozpadají hadronově má velký účinný průřez a představuje jeden z nejvíce slibných kanálů pro hledání nabitého Higgsova bosonu H^+ lehčího než top kvark.

Hlavním předpokládaným pozadím pro tento kanál jsou $t\bar{t}$ eventy, kde se jeden z top kvarků rozpadá hadronově a druhý na hadronicky se rozpadající τ .

$$t\bar{t} \rightarrow bH^+bW \rightarrow b\tau(\text{lep})\nu bqq$$

Eventy leptonového τ kanálu jsou charakterizovány singletním izolovaným leptonem a velkou chybějící energií kvůli třem neutrinům v koncovém stavu. Plná rekonstrukce eventů je tedy nemožná. Místo toho můžou k rozlišení signálu a pozadí posloužit kinematické vlastnosti eventů.

Očekává se, že se nabitý Higgsův boson bude rozpadat téměř 100% na τ lepton.

$$t\bar{t} \rightarrow bH^+bW \rightarrow b\tau(\text{had})\nu b\nu$$

V tomto kanále je lehký nabitý Higgsův boson produkován v rozpadu $t\bar{t}$. Boson W se rozpadá leptonově, zatímco τ lepton se rozpadá na jet. Obdobně jako v předchozím kanálu jsou i zde tři neutrina v koncovém stavu, což činí kompletní rekonstrukci eventů nemožnou. Díky velkému BR tohoto rozpadu nabitého Higgsova bosonu může být signál pozorován jako nadbytek tau leptonů v koncovém stavu nad hlavním pozadím produkce $t\bar{t}$ ve Standardním modelu.

Nejdůležitějším pozadím tohoto kanálu jsou eventy $t\bar{t}$. Nicméně jsou možné i jiné procesy pozadí: v procesu $pp \rightarrow W+$ jety je koncový stav podobný signálu, předstírá-li jeden z jetů τ jet nebo lepton a boson W se rozpadá na ostatní vhodné částice. Pozadí z eventů single top kvarku jsou také vzaty v úvahu. Single top kvarky mohou být produkovány spolu s bosony W nebo b jety a tedy vytváří koncový stav podobný signálu. Jejich podíl k celkovému pozadí je nicméně předpokládán jako malý kvůli malému účinnému průřezu. Nakonec je zde obrovské pozadí QCD reakcí, pro které se ovšem předpokládá, že bude zcela potlačeno požadavkem na velké množství chybějící transversální energie a izolovaného leptonu.

$$gg/gb \rightarrow t[b]H^+ \rightarrow bqq[b]\tau(\text{had})\nu$$

Celý proces je dán

$$gg/g\bar{b} \rightarrow t(\bar{b})H^+ \rightarrow Wb(\bar{b})\tau\nu, \quad W \rightarrow qq, \quad \tau \rightarrow \text{hadrony} \quad (4.1)$$

Koncový stav je charakterizován tvrdým τ jetem, velkým chybějícím transversálním momentem (kvůli neutrinu), jedním nebo dvěma b kvarky, dvěma lehkými jety, bosonem W a top kvarkem.

Hlavním pozadím tohoto kanálu jsou rozpady $t\bar{t}$, zejména pokud se jeden z top kvarku rozpadá na τ jet, $t \rightarrow b\tau_{\text{had}}\nu$, a druhý hadronově, $t \rightarrow bqq$. Dalším uvažovaným pozadím je single top, $W+$ jety a QCD multi-jet eventy.

$$gg/gb \rightarrow t[b]H^+ \rightarrow t[b]tb \rightarrow bW[b]bWb \rightarrow b\nu[b]bqqb$$

Celý uvažovaný proces produkce a rozpadu je:

$$gg/g\bar{b} \rightarrow t(\bar{b})H^+ \rightarrow t\bar{t}b(\bar{b}) \rightarrow (\bar{b})bW^-\bar{b}W^+b \rightarrow (\bar{b})b\bar{b}b\nu q\bar{q}' \quad (4.2)$$

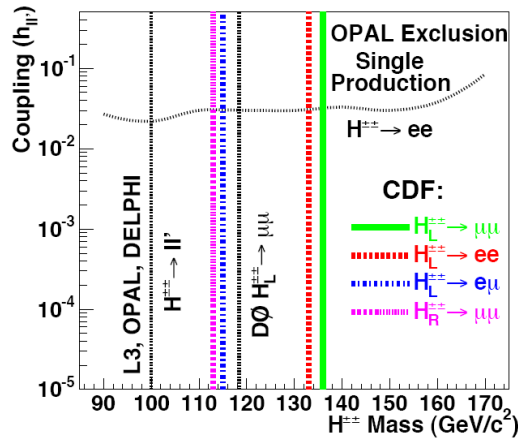
Koncový stav je velmi složitý. Zahrnuje 3 (nebo 4) b kvarky, 2 lehké kvarky, jeden lepton s velkým p_T a jedno neutrino.

4.5.3 Dvojitě nabitý Higgsův boson

Higgsův boson s dvojitým elektrickým nábojem se předpokládá v modelech s dodatečným tripletním skalárním polem nebo v levo-pravých symetrických modelech. Na urychlovači LEP byly zkoumány procesy $Z^0 \rightarrow H^{++}H^{--}$ se čtyřmi leptony v koncovém stavu. Spodní hranice hmotnosti těchto Higgsových bosonů jsou mezi 95 GeV a 100 GeV a byly obdrženy pro levo-pravé symetrické modely. Dvojitě nabitý Higgsův boson byl také hledán v single produkci.

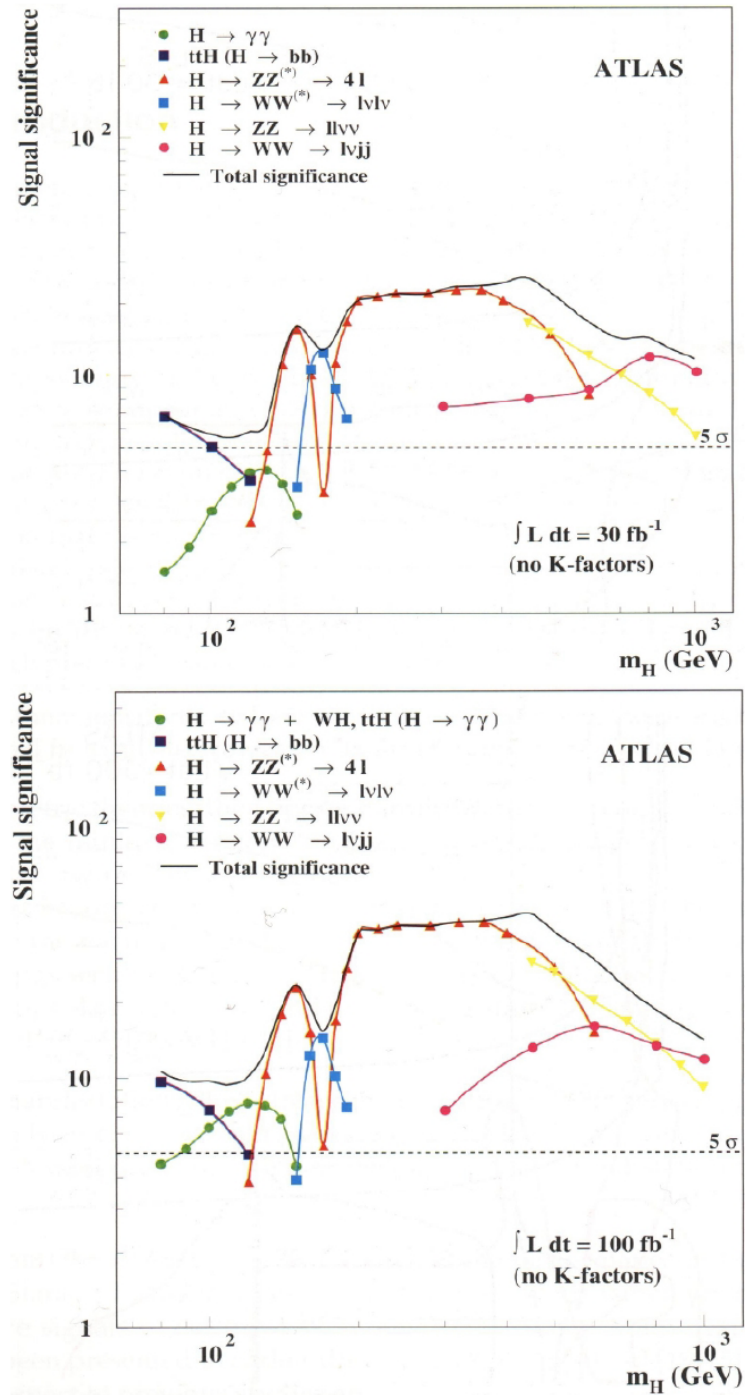
Výzkum byl uskutečněn také v Tevatronu pro proces $p\bar{p} \rightarrow H^{++}H^{--}$. Zatímco výzkum D0 je limitován koncovým stavem $\mu^+\mu^+\mu^-\mu^-$, CDF může uvažovat také stavy $e^+e^+e^-e^-$ a $e^+\mu^+e^-\mu^-$. Spodní hranice byly obdrženy pro levotočivé a pravotočivé $H^{\pm\pm}$ bosony. Např. za předpokladu 100% BR pro $H^{\pm\pm} \rightarrow \mu^\pm\mu^\pm$ vyloučila CDF data levotočivý a pravotočivý dvojitě nabitý Higgsův boson s hmotností větší než 136 GeV a 113 GeV.

Současný stav hledání na LEP a Tevatronu je shrnut na Obrázku 4.18.

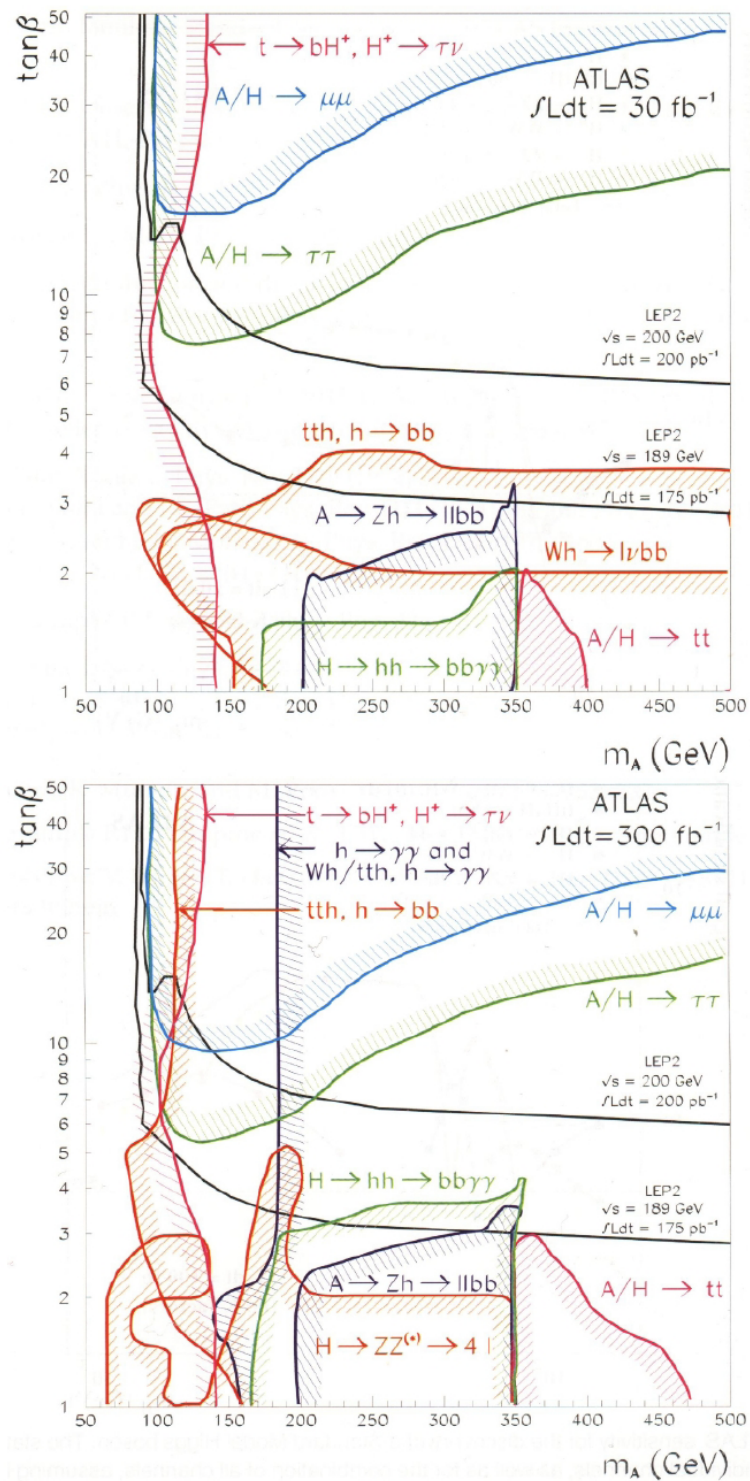


Obrázek 4.18: Výsledky LEP a Tevatronu pro dvojitě nabitý Higgsův boson [1]

4.6 Shrnutí



Obrázek 4.19: Higgsův boson ve Standardním modelu [21]



Obrázek 4.20: Higgsův boson v MSSM [21]

Závěr

V této práci jsem se snažil představit Standardní model a poskytnout úvod do problematiky Higgsova bosonu

V porovnání s modely slabých a silných interakcí z padesátých a šedesátých let představuje Standardní model podstatně dokonalejší teorii. Bohužel ani tento nynější model nepředstavuje onu hledanou "finální teorii" elementárních částic. Důvodů proč Standardní model není úplnou teorií je spousta a jejich nastínění a popsaní by zabralo nejméně další obsáhlou kapitolu.

Higgsův boson již od doby svého "teoretického narození" v r. 1964 představuje stále větší a větší fenomén současné částicové fyziky. Vzhledem k dokonalostem, do jakých byly dotaženy teorie popisující jak Higgsův mechanismus tak i vlastnosti Higgsova bosonu samotného, je téměř 100% očekáváno experimentální objevení této tolik žádoucí částice Standardního modelu. O co zajímavější by pak bylo, kdyby se jeho existence nepotvrdila. Částicová fyzika již má pro tuto možnost "zadní vrátka" v podobě různých teorií, které existenci Higgsova bosonu nepotřebují, ale i přesto se spousta (nejen) částicových fyziků přiklání právě k jeho existenci.

Na otázku existence Higgsova bosonu již brzy poskytnou odpověď experimenty na urychlovači LHC v CERN, které zodpoví i řadu dalších otázek současných teorií jdoucích za hranice Standardního modelu. Tyto teorie se snaží nalézt odpovědi a řešení problémů Standardního modelu částic. Cesta k úplné teorii - teorii všeho - bude ovšem ještě dlouhá.

Příloha A

Grupy

Definice 1 (Abelova grupa)

Nechť $G \neq \emptyset$ a necht' je definována binární operace násobení, pro níž platí:

1. $\forall g_1, g_2, g_3 \in G: g_1 \cdot (g_2 \cdot g_3) = (g_1 \cdot g_2) \cdot g_3$
2. $\exists e \in G: \forall g \in G: g \cdot e = e \cdot g = g$
3. $\forall g \in G: \exists g^{-1} \in G: g \cdot g^{-1} = g^{-1} \cdot g = e$
4. $\forall g_1, g_2 \in G: g_1 \cdot g_2 = g_2 \cdot g_1$

Množina G s operací násobení, která splňuje vlastnosti 1, 2 a 3 se nazývá **grupa**. Jestliže navíc splňuje i vlastnost 4, pak se množina G nazývá **Abelova grupa**.

Definice 2 (Maticové grupy)

Maticové grupy jsou grupy tvořené reálnými nebo komplexními čtvercovými maticemi společně s operací násobení matic.

1. Je zřejmé, že množina všech reálných čtvercových reálných, resp. komplexních matic n -tého řádu společně s operací násobení matic grupu netvoří. Omezením na regulární matice lze získat grupu $GL(n, \mathcal{R})$, resp. $GL(n, \mathcal{C})$ ($GL = \text{General Linear}$):

$$GL(n, \mathcal{R}) = \{A \in \mathcal{R}^{n,n} | \det A \neq 0\} \quad GL(n, \mathcal{C}) = \{A \in \mathcal{C}^{n,n} | \det A \neq 0\}. \quad (\text{A.1})$$

2. Podgrupou grupy $GL(n, \mathcal{R})$, resp. $GL(n, \mathcal{C})$ je grupa $SL(n, \mathcal{R})$, resp. $SL(n, \mathcal{C})$ ($SL = \text{Special Linear}$) všech reálných, resp. komplexních čtvercových matic n -tého řádu s determinantem rovným jedné:

$$SL(n, \mathcal{R}) = \{A \in GL(n, \mathcal{R}) | \det A = 1\} \quad SL(n, \mathcal{C}) = \{A \in GL(n, \mathcal{C}) | \det A = 1\} \quad (\text{A.2})$$

Dimenze této grupy je rovna

$$\dim SL(n, \mathcal{R}) = n^2 - 1. \quad (\text{A.3})$$

3. Další podgrupou $GL(n, \mathcal{R})$ je grupa $O(n)$ všech ortogonálních matic ($O = \text{Orthogonal}$):

$$O(n) = \{A \in GL(n, \mathcal{R}) | (Ax, Ay) = (x, y) \forall x, y \in \mathcal{R}^n\}. \quad (\text{A.4})$$

Podgrupou $O(n)$, a tedy i $GL(n, \mathcal{R})$, je grupa všech ortogonálních matic s determinan-
tem rovným jedné $SO(n)$ ($SO = \text{Special Orthogonal}$):

$$SO(n) = \{A \in O(n) \mid \det A = 1\}. \quad (\text{A.5})$$

Dimenze grupy $O(n)$ i $SO(n)$ je rovna

$$\dim O(n) = \dim SO(n) = n(n-1)/2. \quad (\text{A.6})$$

4. Podgrupou $GL(n, \mathcal{C})$ je grupa $U(n)$ všech unitárních matic ($U = \text{Unitary}$):

$$U(n) = \{A \in GL(n, \mathcal{C}) \mid (Ax, Ay) = (x, y) \forall x, y \in \mathcal{C}^n\}. \quad (\text{A.7})$$

Dimenze této grupy je rovna

$$\dim U(n) = n(n-1)/2. \quad (\text{A.8})$$

Podgrupou $U(n)$, a tedy i $GL(n, \mathcal{C})$, je grupa všech unitárních matic s determinan-
tem rovným jedné $SU(n)$ ($SU = \text{Special Unitary}$):

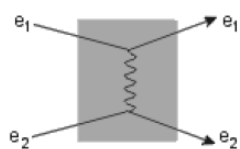
$$SU(n) = \{A \in U(n) \mid \det A = 1\}. \quad (\text{A.9})$$

Dimenze této grupy je rovna

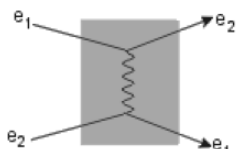
$$\dim SU(n) = n^2 - 1. \quad (\text{A.10})$$

Příloha B

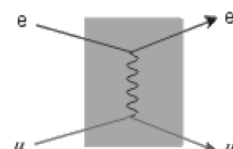
Grafy a obrázky



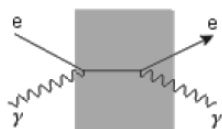
$e_1 + e_2 \rightarrow e_1 + e_2$
(Coulombův zákon)



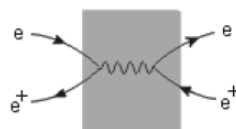
$e_1 + e_2 \rightarrow e_2 + e_1$
(Coulombův zákon)



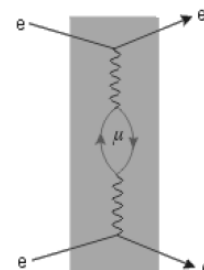
$e + \mu \rightarrow e + \mu$
(elektron-mion)



$e + \gamma \rightarrow e + \gamma$
Comptonův rozptyl

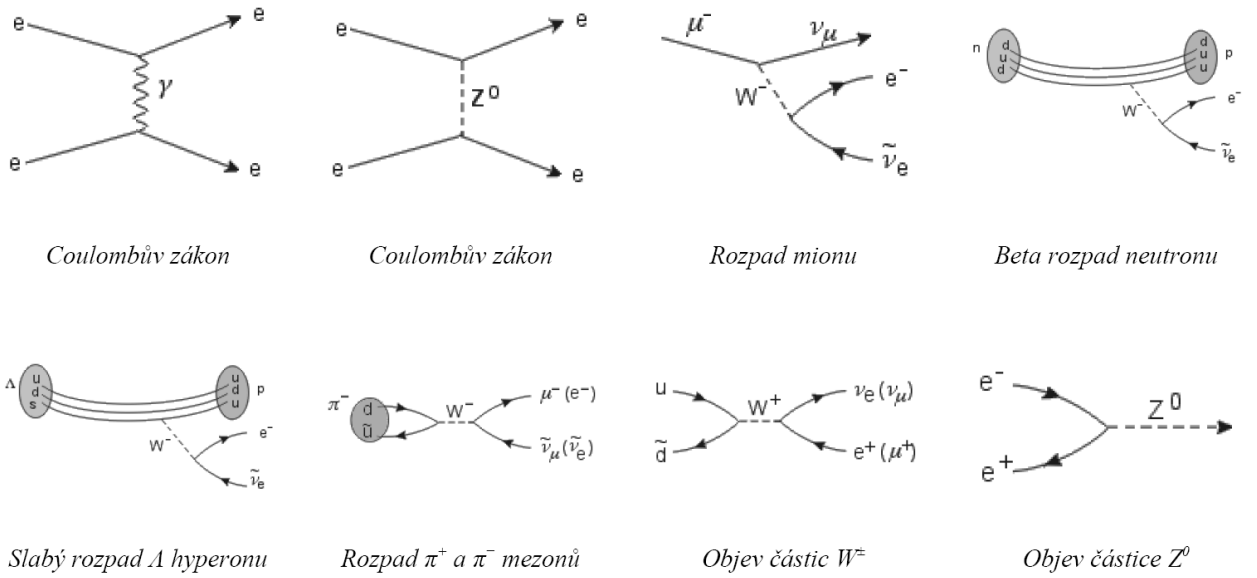


$e + e^+ \rightarrow e + e^+$
(elektron pozitronový rozptyl)

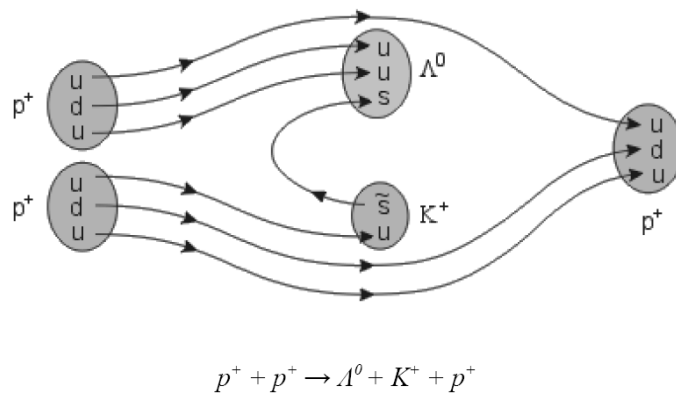
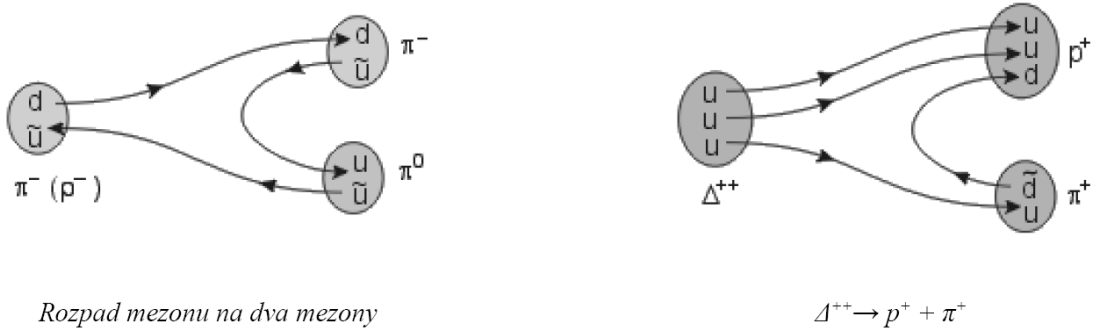


Anomální magnetický moment
elektronu

Obrázek B.1: Některé jednoduché Feynmanovy diagramy elektromagnetické interakce [3]



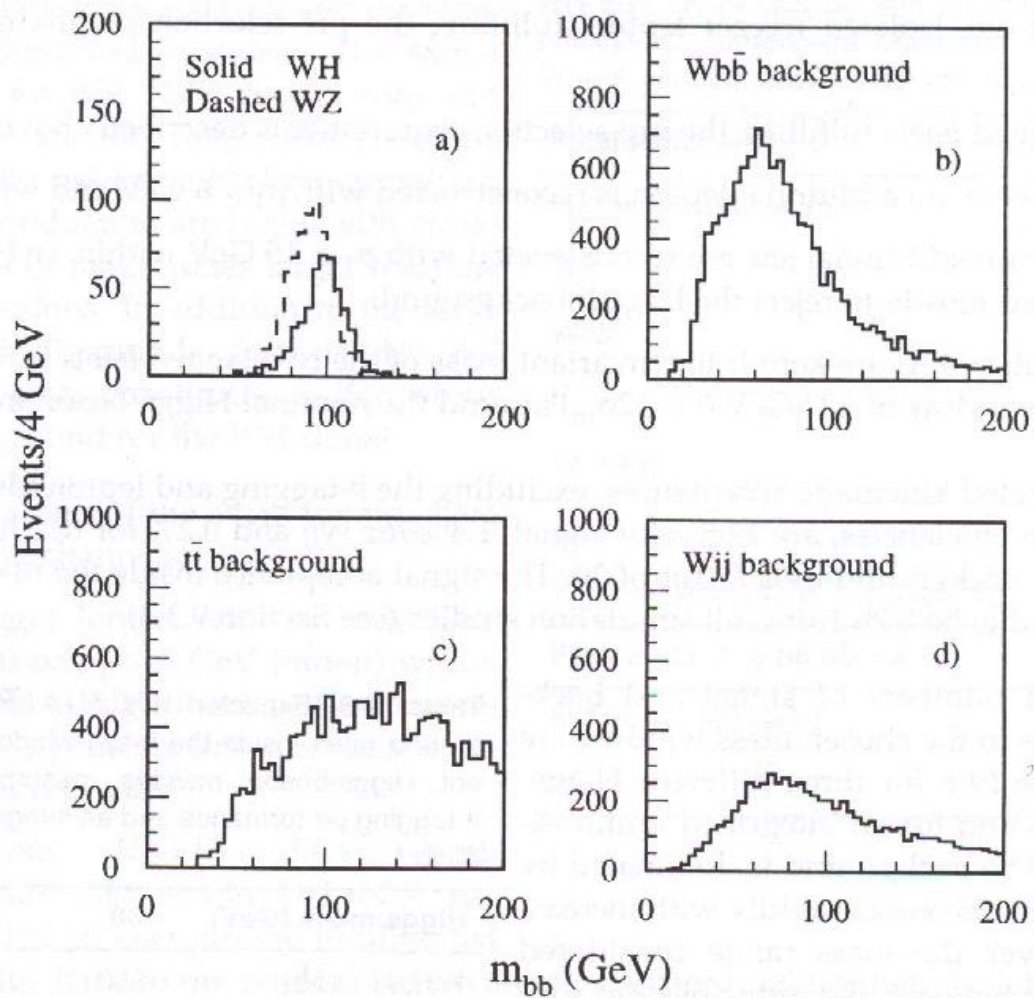
Obrázek B.2: Typické slabé procesy [3]



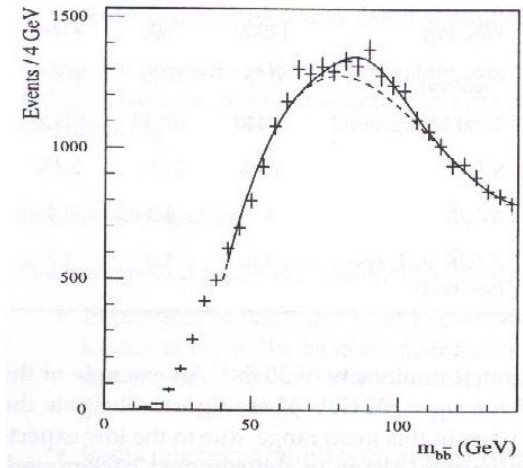
Obrázek B.3: Příklady diagramů pro silnou interakci [3]

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{2}\partial_\nu g_\mu^a \partial_\nu g_\mu^a - g_s f^{abc} \partial_\mu g_\nu^a g_\mu^b g_\nu^c - \frac{1}{4}g_s^2 f^{abc} f^{ade} g_\mu^b g_\nu^c g_\mu^d g_\nu^e + \\
& \frac{1}{2}ig_s^2 (\bar{q}_i^\sigma \gamma^\mu q_j^\sigma) g_\mu^a + \bar{G}^a \partial^2 G^a + g_s f^{abc} \partial_\mu \bar{G}^a G^b g_\mu^c - \partial_\nu W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - \\
& M^2 W_\mu^+ W_\mu^- - \frac{1}{2}\partial_\nu Z_\mu^0 \partial_\nu Z_\mu^0 - \frac{1}{2c_w^2} M^2 Z_\mu^0 Z_\mu^0 - \frac{1}{2}\partial_\mu A_\nu \partial_\mu A_\nu - \frac{1}{2}\partial_\mu H \partial_\mu H - \\
& \frac{1}{2}m_h^2 H^2 - \partial_\mu \phi^+ \partial_\mu \phi^- - M^2 \phi^+ \phi^- - \frac{1}{2}\partial_\mu \phi^0 \partial_\mu \phi^0 - \frac{1}{2c_w^2} M \phi^0 \phi^0 - \beta_h [\frac{2M^2}{g^2} + \\
& \frac{2M}{g} H + \frac{1}{2}(H^2 + \phi^0 \phi^0 + 2\phi^+ \phi^-)] + \frac{2M^4}{g^2} \alpha_h - igc_w [\partial_\nu Z_\mu^0 (W_\mu^+ W_\nu^- - \\
& W_\nu^+ W_\mu^-) - Z_\nu^0 (W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - W_\mu^- \partial_\nu W_\mu^+) + Z_\mu^0 (W_\nu^+ \partial_\nu W_\mu^- - \\
& W_\nu^- \partial_\nu W_\mu^+)] - igs_w [\partial_\nu A_\mu (W_\mu^+ W_\nu^- - W_\nu^+ W_\mu^-) - A_\nu (W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - \\
& W_\mu^- \partial_\nu W_\mu^+) + A_\mu (W_\nu^+ \partial_\nu W_\mu^- - W_\nu^- \partial_\nu W_\mu^+)] - \frac{1}{2}g^2 W_\mu^+ W_\mu^- W_\nu^+ W_\nu^- + \\
& \frac{1}{2}g^2 W_\mu^+ W_\nu^- W_\mu^+ W_\nu^- + g^2 c_w^2 (Z_\mu^0 W_\mu^+ Z_\nu^0 W_\nu^- - Z_\mu^0 Z_\nu^0 W_\mu^+ W_\nu^-) + \\
& g^2 s_w^2 (A_\mu W_\mu^+ A_\nu W_\nu^- - A_\mu A_\nu W_\mu^+ W_\nu^-) + g^2 s_w c_w [A_\mu Z_\nu^0 (W_\mu^+ W_\nu^- - \\
& W_\nu^+ W_\mu^-) - 2A_\mu Z_\mu^0 W_\nu^+ W_\nu^-] - g\alpha [H^3 + H\phi^0 \phi^0 + 2H\phi^+ \phi^-] - \\
& \frac{1}{8}g^2 \alpha_h [H^4 + (\phi^0)^4 + 4(\phi^+ \phi^-)^2 + 4(\phi^0)^2 \phi^+ \phi^- + 4H^2 \phi^+ \phi^- + 2(\phi^0)^2 H^2] - \\
& gM W_\mu^+ W_\mu^- H - \frac{1}{2}g \frac{M}{c_w^2} Z_\mu^0 Z_\mu^0 H - \frac{1}{2}ig [W_\mu^+ (\phi^0 \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu \phi^0) - \\
& W_\mu^- (\phi^0 \partial_\mu \phi^+ - \phi^+ \partial_\mu \phi^0)] + \frac{1}{2}g [W_\mu^+ (H \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu H) - W_\mu^- (H \partial_\mu \phi^+ - \\
& \phi^+ \partial_\mu H)] + \frac{1}{2}g \frac{1}{c_w} (Z_\mu^0 (H \partial_\mu \phi^0 - \phi^0 \partial_\mu H) - ig \frac{s_w^2}{c_w} M Z_\mu^0 (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) + \\
& igs_w M A_\mu (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) - ig \frac{1-2c_w^2}{2c_w} Z_\mu^0 (\phi^+ \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu \phi^+) + \\
& igs_w A_\mu (\phi^+ \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu \phi^+) - \frac{1}{4}g^2 W_\mu^+ W_\mu^- [H^2 + (\phi^0)^2 + 2\phi^+ \phi^-] - \\
& \frac{1}{4}g^2 \frac{1}{c_w^2} Z_\mu^0 Z_\mu^0 [H^2 + (\phi^0)^2 + 2(2s_w^2 - 1)^2 \phi^+ \phi^-] - \frac{1}{2}g^2 \frac{s_w^2}{c_w} Z_\mu^0 \phi^0 (W_\mu^+ \phi^- + \\
& W_\mu^- \phi^+) - \frac{1}{2}ig^2 \frac{s_w^2}{c_w} Z_\mu^0 H (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) + \frac{1}{2}g^2 s_w A_\mu \phi^0 (W_\mu^+ \phi^- + \\
& W_\mu^- \phi^+) + \frac{1}{2}ig^2 s_w A_\mu H (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) - g^2 \frac{s_w}{c_w} (2c_w^2 - 1) Z_\mu^0 A_\mu \phi^+ \phi^- - \\
& g^1 s_w^2 A_\mu A_\mu \phi^+ \phi^- - \bar{e}^\lambda (\gamma \partial + m_e^\lambda) e^\lambda - \bar{\nu}^\lambda \gamma \partial \nu^\lambda - \bar{u}_j^\lambda (\gamma \partial + m_u^\lambda) u_j^\lambda - \bar{d}_j^\lambda (\gamma \partial + \\
& m_d^\lambda) d_j^\lambda + igs_w A_\mu [-(\bar{e}^\lambda \gamma e^\lambda) + \frac{2}{3}(\bar{u}_j^\lambda \gamma u_j^\lambda) - \frac{1}{3}(\bar{d}_j^\lambda \gamma d_j^\lambda)] + \frac{ig}{4c_w} Z_\mu^0 [(\bar{\nu}^\lambda \gamma^\mu (1 + \\
& \gamma^5) \nu^\lambda) + (\bar{e}^\lambda \gamma^\mu (4s_w^2 - 1 - \gamma^5) e^\lambda) + (\bar{u}_j^\lambda \gamma^\mu (\frac{4}{3}s_w^2 - 1 - \gamma^5) u_j^\lambda) + \\
& (\bar{d}_j^\lambda \gamma^\mu (1 - \frac{8}{3}s_w^2 - \gamma^5) d_j^\lambda)] + \frac{ig}{2\sqrt{2}} W_\mu^+ [(\bar{\nu}^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) e^\lambda) + (\bar{u}_j^\lambda \gamma^\mu (1 + \\
& \gamma^5) C_{\lambda\kappa} d_j^\kappa)] + \frac{ig}{2\sqrt{2}} W_\mu^- [(\bar{e}^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) \nu^\lambda) + (\bar{d}_j^\kappa C_{\lambda\kappa}^\dagger \gamma^\mu (1 + \gamma^5) u_j^\lambda)] + \\
& \frac{ig}{2\sqrt{2}} \frac{m_\lambda}{M} [-\phi^+ (\bar{\nu}^\lambda (1 - \gamma^5) e^\lambda) + \phi^- (\bar{e}^\lambda (1 + \gamma^5) \nu^\lambda)] - \frac{g}{2} \frac{m_\lambda}{M} [H (\bar{e}^\lambda e^\lambda) + \\
& i\phi^0 (\bar{e}^\lambda \gamma^5 e^\lambda)] + \frac{ig}{2M\sqrt{2}} \phi^+ [-m_d^\kappa (\bar{u}_j^\lambda C_{\lambda\kappa} (1 - \gamma^5) d_j^\kappa) + m_u^\lambda (\bar{u}_j^\lambda C_{\lambda\kappa} (1 + \\
& \gamma^5) d_j^\kappa) + \frac{ig}{2M\sqrt{2}} \phi^- [m_d^\lambda (\bar{d}_j^\lambda C_{\lambda\kappa}^\dagger (1 + \gamma^5) u_j^\kappa) - m_u^\kappa (\bar{d}_j^\lambda C_{\lambda\kappa}^\dagger (1 - \gamma^5) u_j^\kappa) - \\
& \frac{g}{2} \frac{m_\lambda}{M} H (\bar{u}_j^\lambda u_j^\lambda) - \frac{g}{2} \frac{m_\lambda}{M} H (\bar{d}_j^\lambda d_j^\lambda) + \frac{ig}{2} \frac{m_\lambda}{M} \phi^0 (\bar{u}_j^\lambda \gamma^5 u_j^\lambda) - \frac{ig}{2} \frac{m_\lambda}{M} \phi^0 (\bar{d}_j^\lambda \gamma^5 d_j^\lambda) + \\
& \bar{X}^+ (\partial^2 - M^2) X^+ + \bar{X}^- (\partial^2 - M^2) X^- + \bar{X}^0 (\partial^2 - \frac{M^2}{c_w^2}) X^0 + \bar{Y} \partial^2 Y + \\
& igc_w W_\mu^+ (\partial_\mu \bar{X}^0 X^- - \partial_\mu \bar{X}^+ X^0) + igs_w W_\mu^+ (\partial_\mu \bar{Y} X^- - \partial_\mu \bar{X}^+ Y) + \\
& igc_w W_\mu^- (\partial_\mu \bar{X}^- X^0 - \partial_\mu \bar{X}^0 X^+) + igs_w W_\mu^- (\partial_\mu \bar{X}^- Y - \partial_\mu \bar{Y} X^+) + \\
& igc_w Z_\mu^0 (\partial_\mu \bar{X}^+ X^+ - \partial_\mu \bar{X}^- X^-) + igs_w A_\mu (\partial_\mu \bar{X}^+ X^+ - \partial_\mu \bar{X}^- X^-) - \\
& \frac{1}{2}gM [\bar{X}^+ X^+ H + \bar{X}^- X^- H + \frac{1}{c_w^2} \bar{X}^0 X^0 H] + \frac{1-2c_w^2}{2c_w} igM [\bar{X}^+ X^0 \phi^+ - \\
& \bar{X}^- X^0 \phi^-] + \frac{1}{2c_w} igM [\bar{X}^0 X^- \phi^+ - \bar{X}^0 X^+ \phi^-] + igM s_w [\bar{X}^0 X^- \phi^+ - \\
& \bar{X}^0 X^+ \phi^-] + \frac{1}{2}igM [\bar{X}^+ X^+ \phi^0 - \bar{X}^- X^- \phi^0]
\end{aligned}$$

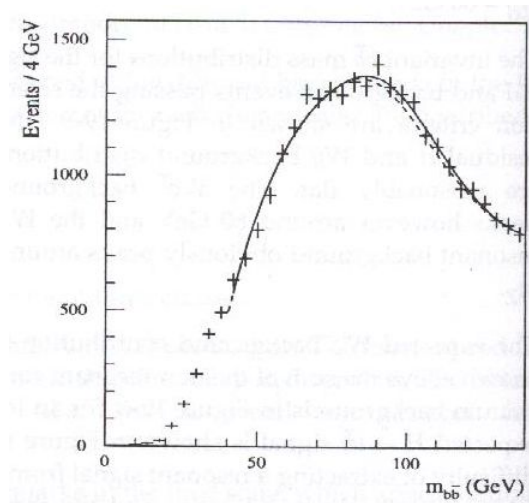
Obrázek B.4: Lagrangian Standardního modelu



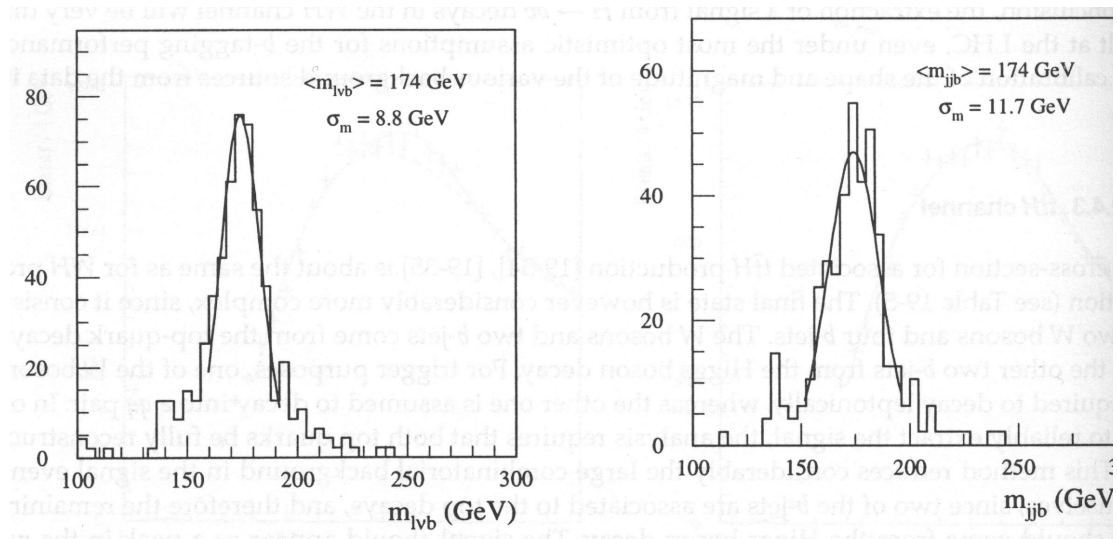
Obrázek B.5: Invariantní hmotnostní $b\bar{b}$ rozdělení pro signál WH a pozadí pro luminozitu $30fb^{-1}$: a) signál WH s $M_H = 100$ GeV (plná čára) a pozadí WZ (čárkovaně), b) $Wb\bar{b}$ pozadí, c) $t\bar{t}$ pozadí a d) Wjj pozadí [21]



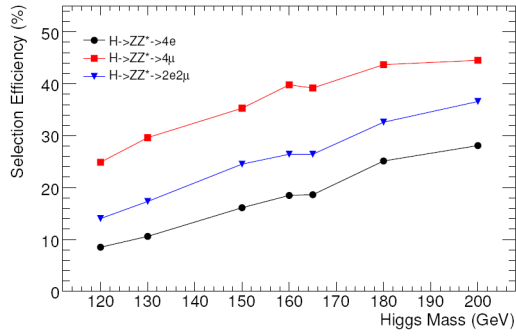
Obrázek B.6: Předpokládaný signál WZ s $Z \rightarrow b\bar{b}$ pro luminozitu 30 fb^{-1} . Čárkovaná čára představuje tvar pozadí [21]



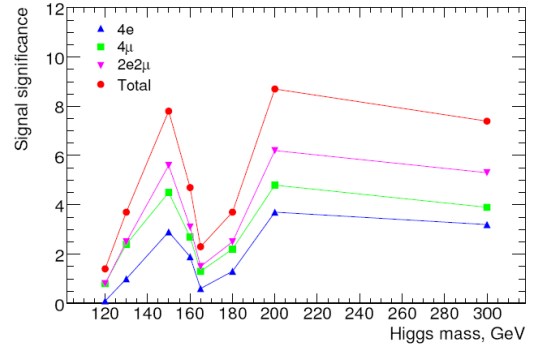
Obrázek B.7: Předpokládaný signál WH s $H \rightarrow b\bar{b}$ pro $M_H = 100 \text{ GeV}$ a luminozitu 30 fb^{-1} . Čárkovaná čára představuje tvar pozadí [21]



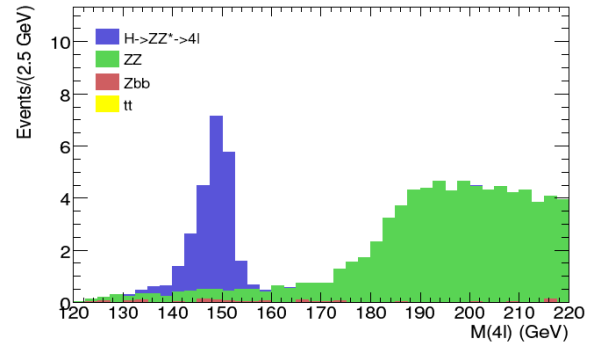
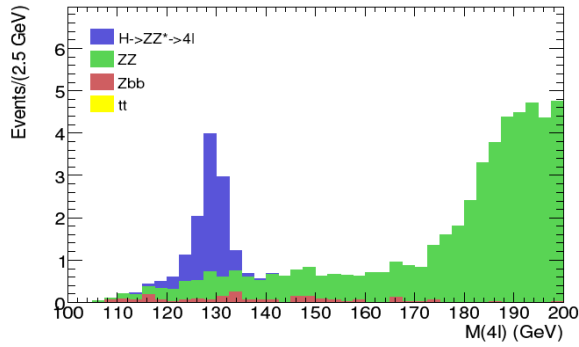
Obrázek B.8: Rekonstruovaná hmotnost top kvarku z rozpadu $t \rightarrow l\nu b$ (vlevo) a $t \rightarrow jjb$ (vpravo) v $t\bar{t}H$ s $M_H = 100 \text{ GeV}$ [21]



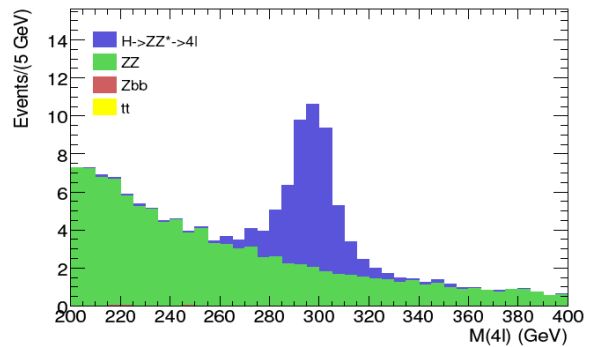
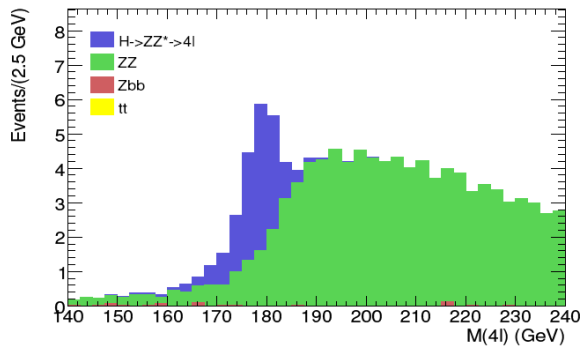
Obrázek B.9: Selection efficiency pro každý ze tří kanálů jako funkce hmotnosti Higgsova bosonu [24]



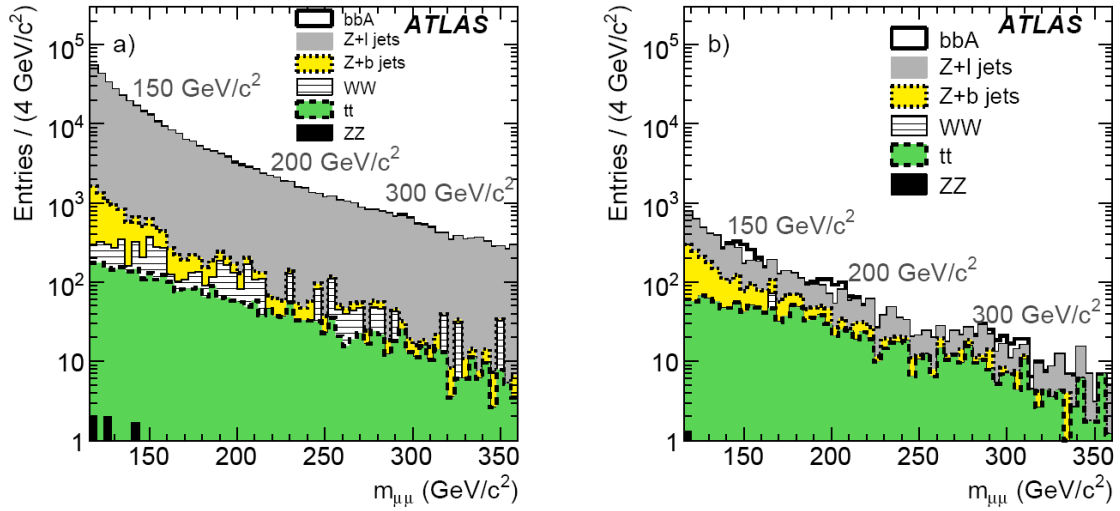
Obrázek B.10: Předpokládaná signifikance signálu pro každý ze tří kanálů a jejich kombinaci [24]



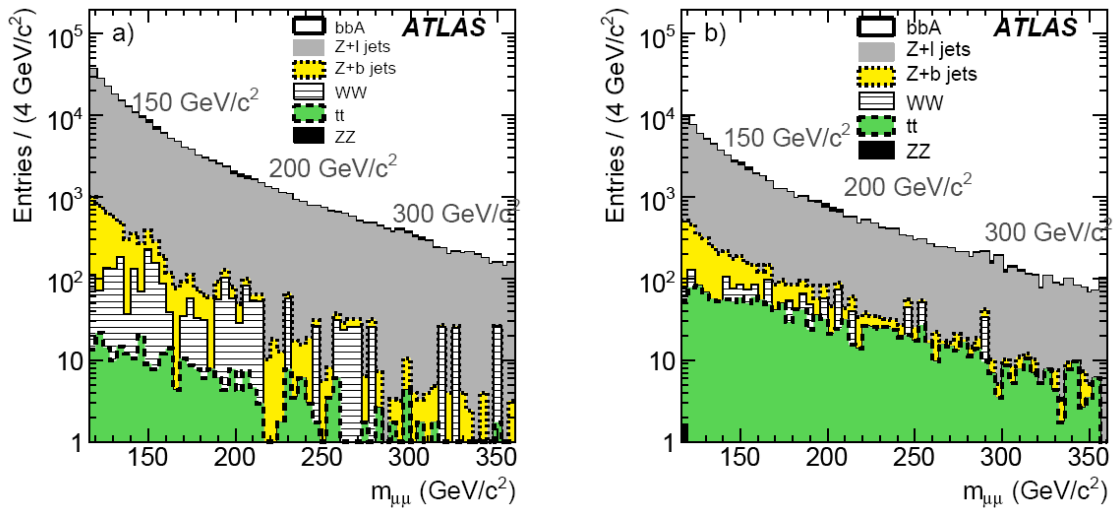
Obrázek B.11: Rekonstruovaná 4-leptonová hmotnost pro signál a pozadí pro hmotnost Higgsova bosonu 130 GeV (vlevo) a 150 GeV (vpravo) s luminozitou $10fb^{-1}$ [24]



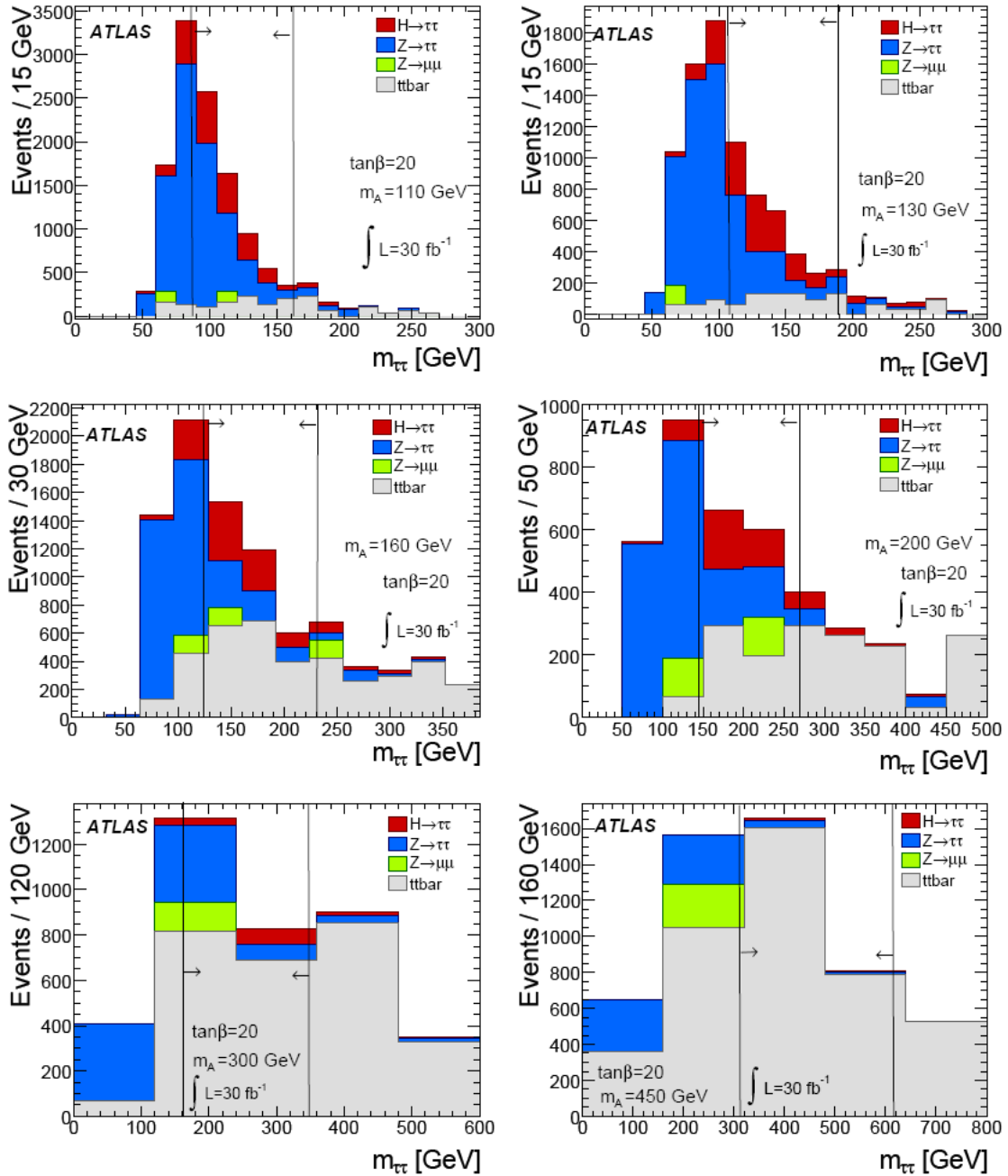
Obrázek B.12: Rekonstruovaná 4-leptonová hmotnost pro signál a pozadí pro hmotnost Higgsova bosonu 180 GeV (vlevo) a 300 GeV (vpravo) s luminozitou $10fb^{-1}$ [24]



Obrázek B.13: Invariantní dimionové hmotnostní rozdělení pro pozadí a signál bosonu A pro $M_A = 150, 200$ a 300 GeV , $\tan \beta = 30$ s luminozitou 30 fb^{-1} bez b taggingu. a) Výsledky pro koncový stav bez jetů, b) pro koncový stav s jedním jetem [27]

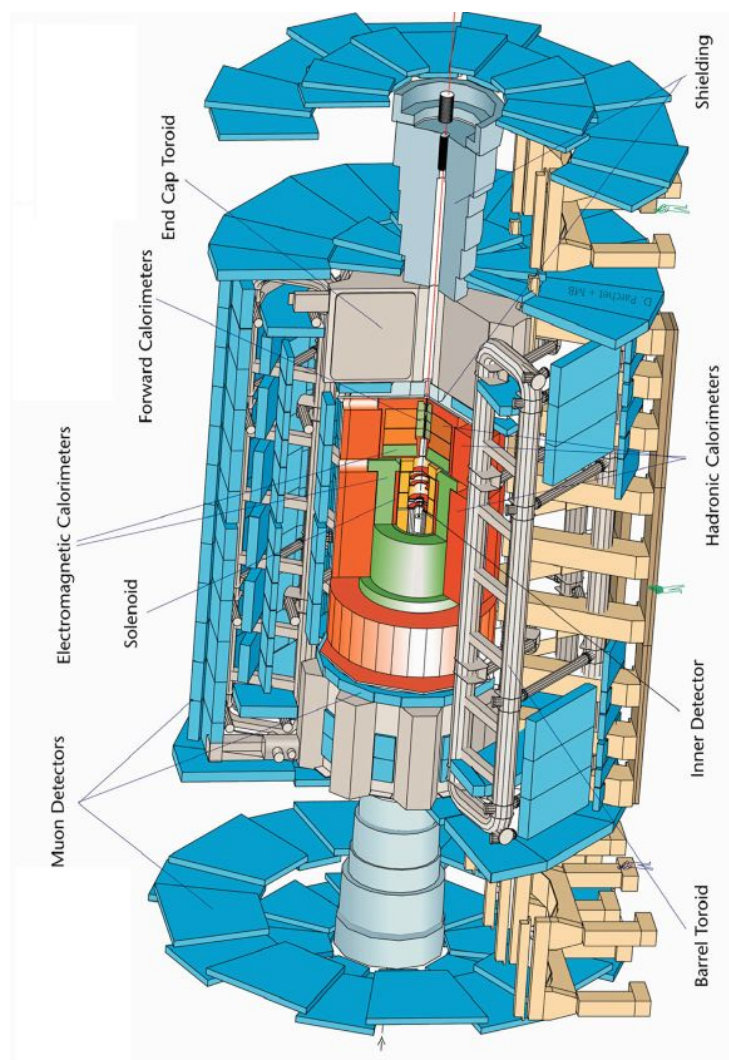


Obrázek B.14: Invariantní dimionové hmotnostní rozdělení pro pozadí a signál bosonu A pro $M_A = 150, 200$ a 300 GeV , $\tan \beta = 30$ s luminozitou 30 fb^{-1} bez b taggingu. a) Výsledky pro koncový stav bez jetů, b) pro koncový stav s jedním jetem [27]

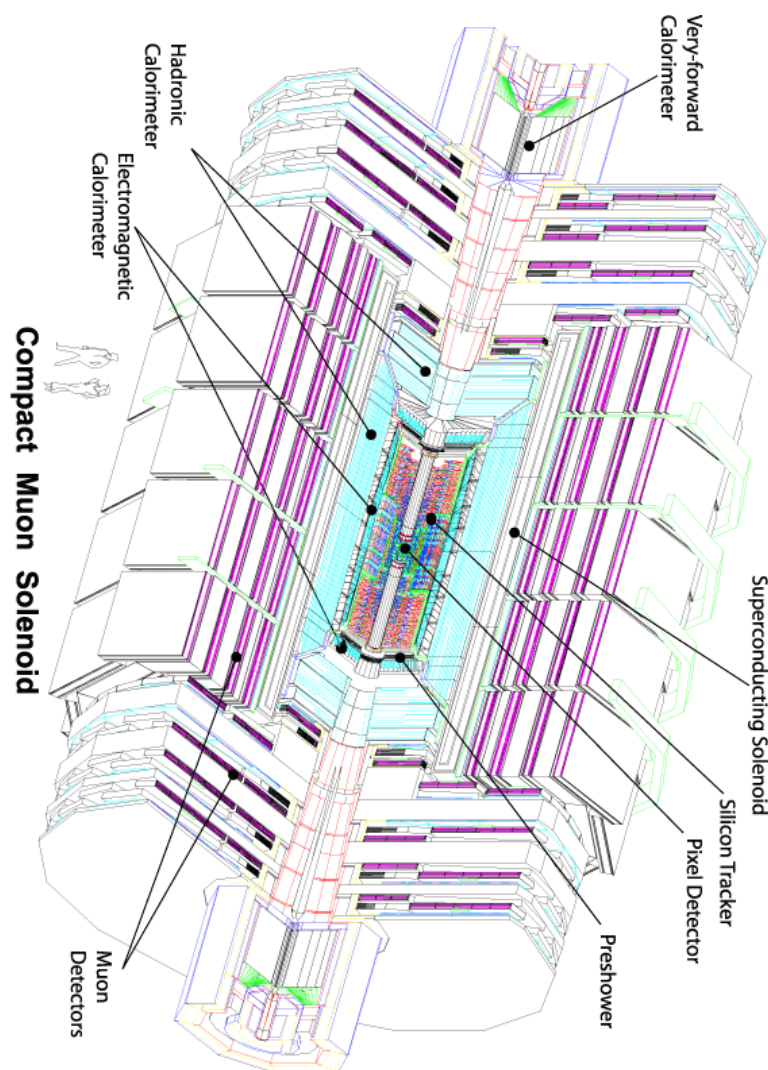
Obrázek B.15: Invariantní $M_{\tau\tau}$ rozdělení pro různé hmotnosti Higgsova bosonu [26]

Příloha C

ATLAS a CMS detektor



Obrázek C.1: ATLAS detektor [34]



Obrázek C.2: CMS detektor [35]

Literatura

- [1] W.-M. Yao, et al., *Review of Particle Physics*, Journal of Physics G **33**, 1 (2006)
- [2] W. N. Cottingham, D. A. Greenwood, *An Introduction To The Standard Model Of Particle Physics*, University of Bristol, UK, (2007)
- [3] P. Kulhánek a spol., *Aldebaran*,
<http://www.aldebaran.cz/astrofyzika/interakce/index.html>
- [4] V. Ullmann, *Jaderná a radiační fyzika*,
<http://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika5.htm>
- [5] J. Žáček, *Úvod do fyziky elementárních částic*, Karolinum, Praha (2005)
- [6] J. Dolejší, O. Kotrbová, Institute of Particle and Nuclear Physics
www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/dolejsi/textbook/Standard_model_CZ.ppt
- [7] D. H. Beck, D. Haidt, J. W. Negele, *Advances in the Physics of Particles and Nuclei - Volume 28*, Springer (2007)
- [8] V. A. Bednyakov, N. D. Giokaris and A. V. Bednyakov, *On Higgs mass generation mechanism in the Standard Model*, Phys. Part. Nucl. **39** (2008) 13 [arXiv:hep-ph/0703280].
- [9] B. Greene, *Elegantní vesmír. Superstruny, skryté rozměry a hledání finální teorie*, Mladá fronta, Praha (2001)
- [10] B. Greene, *Struktura vesmíru. Čas, prostor a povaha reality*, Paseka, Praha (2006)
- [11] S. Hawking, *Stephen Hawking's 60 years in a nutshell*, + plus Magazine,
<http://plus.maths.org/issue18/features/hawking/index.html>
- [12] NOVA Teachers, *The Science of Superstring*,
http://www.pbs.org/wgbh/nova/teachers/activities/3012_elegant_00.html
- [13] J. Hořejší, *Historie standardního modelu mikrosvěta*,
<http://sf.zcu.cz/rocnik07/cislo03/index.html>
- [14] I. Štoll, J. Tolar, *Teoretická fyzika*, skripta, ČVUT Praha (1994)
- [15] Ch. Ruwiedel, *Prospects for the Determination of Higgs Boson Properties at the LHC*, ATL-PHYS-CONF-2007-012
- [16] Ch. Quigg, *Spontaneous Symmetry Breaking as a Basis of Particle Mass*, [arXiv:hep-ph/0704.2232v2]

- [17] M. Veltman, *The Higgs System*
- [18] M. Veltman, *Weak Interactions and Higgs Mechanism*
- [19] M. Veltman, *Cosmology and The Higgs Mechanism*
- [20] C. Collard, *Searches for the Higgs Boson and Extra Dimensions at the LHC*, ATL-PHYS-CONF-2008-006
- [21] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Detector and Physics Performance - Technical Design Report*, ATLAS TDR 15, 1999
- [22] The ATLAS Collaboration, *Search for $t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$ with the ATLAS detector*, ATL-PHYS-PUB-2006-000
- [23] The ATLAS Collaboration, *Prospects for the Discovery of the Standard Model Higgs Boson Using the $(H \rightarrow \gamma\gamma)$ Decay with the ATLAS Detector*, ATL-PHYS-PUB-2007-XXX
- [24] The ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model $(H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l)$ with the ATLAS Detector*, ATL-PHYS-PUB-2006-000
- [25] The ATLAS Collaboration, *Higgs Searches in the $(H \rightarrow WW)$ Decay Mode*
- [26] The ATLAS Collaboration, *Discovery Potential of $A^0/H^0 \rightarrow \tau\tau$ in ATLAS*, ATL-PHYS-PUB-2006-000
- [27] The ATLAS Collaboration, *Search for the neutral MSSM Higgs bosons in the decay channel $A/H/h \rightarrow \mu^+\mu^-$* ATL-PHYS-PUB-2007-xxx
- [28] ATLAS CSC HG-10, *Charged Higgs Boson*
- [29] J. Abdallah *et al.* [DELPHI Collaboration], *Higgs boson searches in CP-conserving and CP-violating MSSM scenarios with the DELPHI detector*, Eur. Phys. J. C **54** (2008) 1 [arXiv:0801.3586 [hep-ex]].
- [30] E. Ginina, *CP asymmetries in charged Higgs boson decays in MSSM*, arXiv:0801.2344 [hep-ph].
- [31] R. Kinnunen, S. Lehti, A. Nikitenko and P. Salmi, *On the discovery potential of the lightest MSSM Higgs boson at the LHC*, J. Phys. G **31** (2005) 71 [arXiv:hep-ph/0503067].
- [32] C. Csaki, *The Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM)*, Mod.Phys.Lett. A11 (1996) 599, [arXiv:hep-ph/9606414v1]
- [33] I. Aitchison, *Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction*, [arXiv:hep-ph/0505105v1]
- [34] R. Claustre, *General information about the Atlas experiment*, <http://visits.web.cern.ch/visits/guides/tools/manual/english/Atlas.html>
- [35] CMS Outreach, <http://cmsinfo.cern.ch/outreach/CMSdocuments/DetectorDrawings/>