

Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Tomáš Kello

Studium rozpadu Higgsova bosonu na experimentu ATLAS na LHC

Ústav částicové a jaderné fyziky

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Daniel Scheirich, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2016

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle § 60 odst. 1 autorského zákona.

V Praze dne

Tomáš Kello

Název práce: Studium rozpadu Higgsova bosonu na experimentu ATLAS na LHC

Autor: Tomáš Kello

Ústav: Ústav časticové a jaderné fyziky

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Daniel Scheirich, Ph.D., Ústav časticové a jaderné fyziky

Abstrakt: V práci je prezentovaná analýza rozpadu Higgsovoho bozónu v protón – protónových zrážkach na detektore ATLAS na LHC pre obdobie naberania dát RUN2 v rozpadovom móde $H^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, kde tauóny sa rozpadajú leptónovo. Analýza je prevedená na Monte Carlo simulácii signálnych a pozad'ových eventov. Bola prevedená optimalizácia selekčných kritérií na sumu priečnych hybností leptónov, minimálnu priečnu hybnosť najviac energetického jetu častíc (vznikajúceho v produkčnom procese H^0), azimutálny uhol zvieraný leptónmi a prahovú hodnotu chýbajúcej priečnej energie (v tomto poradí). Optimalizácia bola vykonaná so zreteľom na metódu rekonštrukcie hmoty Higgsovoho bozónu v kolineárnej aproximácii.

Klíčová slova: LHC, ATLAS, Higgsův boson, rozpad, tau lepton

Title: Study of the Higgs boson decay at the ATLAS experiment at the LHC

Author: Tomáš Kello

Department: Institute of Particle and Nuclear Physics

Supervisor: Mgr. Daniel Scheirich, Ph.D., Institute of Particle and Nuclear Physics

Abstract: The analysis of the Higgs boson decay $H^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ is presented, assuming only the leptonic tau decays. The analysis is based on the proton – proton collision data recorded at the ATLAS experiment at the LHC during the RUN2 period. The optimization process applied on the Monte Carlo simulation of the signal and background data channels resulted in finding the optimal selection criteria, as follows: a sum of leptons' transversal momentum, a minimum of the most energetic jet's transversal momentum (originating from H^0 production), an azimuthal angle between two leptons and a threshold missing transversal energy (in this order). The analysis follows the assumptions of a collinear approximation enabling the Higgs boson mass calculation.

Keywords: LHC, ATLAS, Higgs boson, decays, tau lepton

Ďakujem vedúcemu tejto bakalárskej práce, Mgr. Danielovi Scheirichovi, Ph.D., za jeho ochotu, pomoc, rady a cenné informácie, ktoré mi poskytoval počas odbornej analýzy a tvorby tejto práce. V neposlednom rade sa chcem poďakovať kolegom z CERN, bez ktorých by táto práca nebola možná.

Obsah

Úvod	1
1 Experiment ATLAS na LHC	2
1.1 Štruktúra detektoru ATLAS	2
1.1.1 Vnútorný detektor	2
1.1.2 Elektromagnetický a hadrónový kalorimeter	3
1.1.3 Miónový spektrometer	4
1.1.4 Trigger	5
1.2 Štatistika zrážok v detektore ATLAS	5
2 Higgsov bozón	7
2.1 Elementárne častice	7
2.2 Fundamentálne interakcie	11
2.3 Higgsov bozón	14
3 Selekcia rekonštruovaných prípadov pred optimalizáciou	18
3.1 Aplikácia selekčných podmienok triggeru	19
3.2 Kvalita rekonštrukcie leptónov	21
3.3 Izolácia leptónov	21
3.4 Invariantná hmota leptónov	22
3.5 Kolineárna aproximácia	23
4 Optimalizácia selekcie rekonštruovaných prípadov	25
4.1 Signifikancia – miera účinnosti optimalizačného procesu	25
4.2 Optimalizácia I: Suma priečných hybností leptónov	27
4.3 Optimalizácia II: Priečna hybnosť jetu v produkcii H^0	28
4.4 Optimalizácia III: Vzájomný azimutálny uhol leptónov	29
4.5 Optimalizácia IV: Chýbajúca priečna energia	30
4.6 Finálna selekcja	30
Sumarizácia	35
Zoznam použitej literatúry	36
Zoznam tabuliek	38
Zoznam obrázkov	39
Zoznam použitých skratiek	40

Úvod

Higgsov bozón predstavuje posledný kúsok puzzle v teórii Štandardného modelu (ďalej SM), ako ho poznáme v jeho základnej forme. SM je v súčasnosti považovaný za spoľahlivý nástroj v popise dynamiky mikrosveta. Interpretuje tri zo štyroch fundamentálnych interakcií pôsobiacich na 17 známych elementárnych častíc vrátane Higgsovho bozónu. Ten má v hierarchii častíc výnimočné postavenie najmä vďaka úlohe, ktorú plní vo vysvetlení povahy hmoty.

V tomto texte sa zaoberáme analýzou rozpadu Higgsovho bozónu H^0 na pár nabitých tauónov v procese $pp \rightarrow H^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ v protón – protónových zrážkach na detektore ATLAS (z angl. A Toroidal LHC ApparatuS) na LHC (z angl. Large Hadron Collider), kde sa oba tauóny rozpadajú leptónovo. Analýza je aplikovaná na Monte Carlo (MC) simuláciu možných signálnych a pozadových procesov. Cieľom analýzy je zachovať čo najväčší počet signálnych prípadov a popritom účinne potlačiť nežiadúce experimentálne pozadie.

V prvej kapitole tohto textu sa v krátkosti venujeme komponentom a funkciám detektoru ATLAS. Druhá kapitola predstavuje stručný teoretický popis Štandardného modelu častíc a fundamentálnych interakcií. Zároveň sa v nej venujeme procesom vzniku a rozpadovým módom Higgsovho bozónu. V tretej kapitole aplikujeme na dáta z MC simulácie optimalizovanú selekciu inšpirovanú predchádzajúcou analýzou z prvého obdobia naberania dát (označovanú RUN1). Finálna štvrtá kapitola je venovaná optimalizácii selekčného procesu pre ďalšie štyri selekčné kritériá so zreteľom na ich účinnosť. Výsledky selekčných kritérií aplikujeme na dáta z MC simulácie a vizualizujeme na histogramoch veličín dôležitých pre analýzu.

1 Experiment ATLAS na LHC

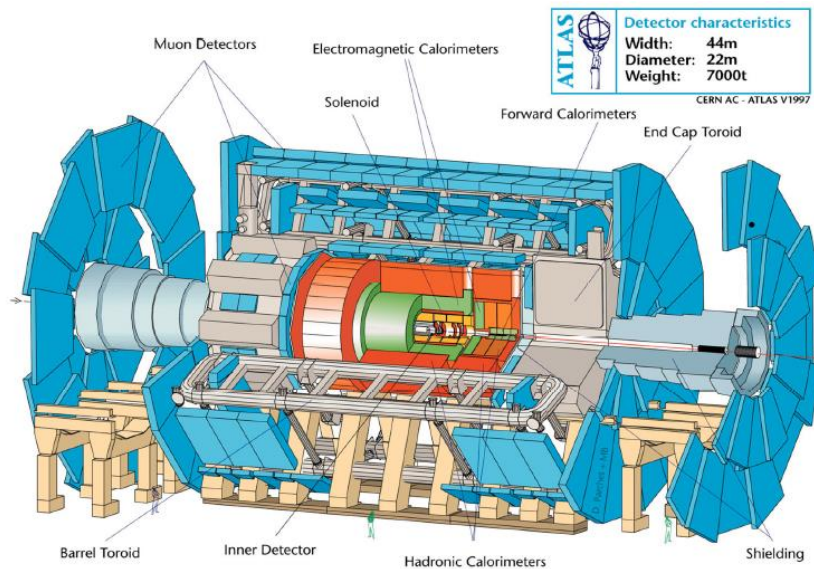
CERN (odvodené z fr. Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) je Európska organizácia pre jadrový výskum združujúca 22 členských štátov, ktoré sa podieľajú na štúdiu mikrosveta, elementárnych častíc a interakcií medzi nimi. Bezpochyby najdôležitejšou súčasťou výskumného strediska je najväčší urýchľovač protónových zväzkov (prípadne iónov olova) cyklického tvaru pomenovaný LHC. ATLAS je jeden zo štyroch hlavných experimentov umiestnených na LHC. Je situovaný v hĺbke približne 100 metrov, má valcový tvar s dĺžkou 44 metrov a priemerom 22 metrov, pre viac podrobností viď [1]. Jeho úlohou je výskum subatomárnych častíc vznikajúcich v zrážkach protichodných zväzkov protónov. V súčasnosti sú protónové zväzky urýchľované na strednú ťažiskovú energiu $\sqrt{s} = 13$ TeV. Vysokoenergetické zrážky umožňujú skúmať častice s veľkými pokojovými hmotnosťami, resp. procesy, ktoré pri nižších energetických režimoch doteraz nebolo možné sledovať. Štúdium rozpadov Higgsovho bozónu na detektore ATLAS je v súčasnosti vo vedeckej i laickej spoločnosti ostro sledovanou témou.

1.1 Štruktúra detektoru ATLAS

Detektor ATLAS bol zostrojený ako multifunkčné detekčné zariadenie zložené z niekoľkých subdetektorov plniacich špecifické funkcie potrebné k identifikácii celého spektra častíc. Vnútoraná štruktúra je vizualizovaná na Obr. 1.1. Jednotlivé vrstvy detektoru a častice, ktoré v nich zanechajú stopu sú schematicky znázornené na Obr. 1.2. V nasledujúcich podkapitolách sa budeme stručne venovať funkciám týchto komponentov. Podrobnejšie informácie je možné vyhľadať napr. v [1].

1.1.1 Vnútorý detektor

Medzi hlavné subdetekčné zariadenia patrí vnútorý detektor (ID z angl. Inner Detector), ktorého primárnou funkciou je detegovať trajektórie elektricky nabitých častíc (neutrálne častice stopu nezanechajú). ID je obklopený systémom supravodivých magnetov generujúcich homogénne magnetické pole o indukcii 2 T. Trajektórie nabitých častíc sa pod vplyvom magnetického poľa zakrivujú. Úlohou tohto systému je presné meranie hybnosti nabitých častíc, ktorá je previazaná s Lorentzovou silou podľa klasických vzťahov.



Obr. 1.1: Experiment ATLAS. Detektor je valcovitého tvaru, má 44 m na dĺžku a 22 m v priemere. Jeho hlavnými komponentmi sú: magnetický systém, vnútorný detektor, elektromagnetický a hadrónový kalorimeter, miónový spektrometer, tienenie a i. Zdroj [1].

ID sa skladá z troch častí – pixelového detektoru, SCT (z angl. Semi – Conductor Tracker) a TRT (z angl. Transition Radiation Tracker). Pixelový detektor je účinný pri rekonštrukcii primárnych vrcholov, umožňuje taktiež meranie náboja indukovaného ionizačnými stratami. SCT, podobne ako pixelový detektor, umožňuje sledovať trajektóriu nabitej častice, avšak na väčšej škále vzdialeností. Pomocou TRT je ID schopný rozlíšiť relativistické elektróny od pomalých hadrónov.

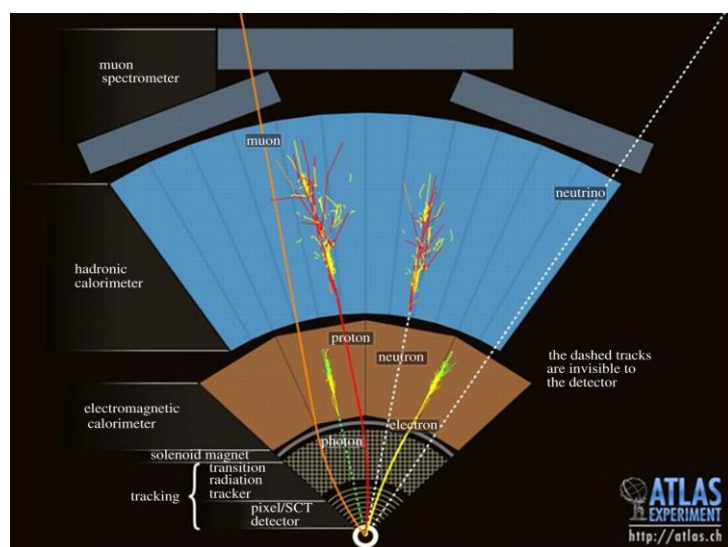
1.1.2 Elektromagnetický a hadrónový kalorimeter

Ďalším komponentom obklopujúcim vnútorný detektor je systém kalorimetrov. Jeho funkciou je meranie energií prelietajúcich častíc, ktoré v kalorimetroch zanechajú stopu v podobe spŕšky. V prípade elektromagnetického kalorimetru (situovaného bližšie k ID) sú zaznamenané energie nabitých častíc (elektrónov a tauónov), prípadne fotónov, ktoré taktiež interagujú elektromagneticky. Pozn.: viac informácií o klasifikácii elementárnych častíc a interakcií medzi nimi je k dispozícii v kapitolách 2.1 a 2.2. Hadrónový kalorimeter, umiestnený za elektromagnetickým, má analogicky úlohu presne odmerať energie hadrónových častíc interagujúcich silnou interakciou. Princíp fungovania kalorimetrov je v oboch prípadoch rovnaký. Vrstva olovnatého absorbátora (železného pre hadrónový kalorimeter) slúži na produkciu spŕšok

vznikajúcich v interakcii prelietajúcej častice s hustým materiálom absorbátora, avšak nie je vhodná na detekciu energie. Preto sa používa ďalšia vrstva kvapalného argónu, v ktorom sú umiestnené elektródy detegujúce zanechaný náboj (scintilátor je použitý v prípade hadrónového kalorimetru). V skutočnosti sa každý kalorimeter skladá zo série opakujúcich sa vrstiev absorbátorov a aktívnych médií. Podľa hodnoty deponovanej energie, longitudálneho a transverzálneho profilu spŕšky je možné určiť typ pôvodnej prelietajúcej častice.

1.1.3 Miónový spektrometer

Mióny sú veľmi málo interagujúce nabité častice, ktoré prakticky preletia systémom vnútorných detektorov a kalorimetrami bez toho, aby zanechali spŕšku. Pre detekciu miónov bol vyvinutý miónový spektrometer (MS) situovaný za hadrónovým kalorimetrom. MS zaznamenáva trajektóriu prelietajúcich nabitých častíc, ktorá v kombinácii so signálom z ID a kalorimetrov umožňuje identifikovať tieto častice ako mióny. Zároveň MS dáva informáciu o hybnosti miónov prostredníctvom dômyselného systému toroidálnych magnetov generujúcich v tomto prípade nehomogénne magnetické pole s indukciou v intervale od 2 T do 8 T, vid' [1]. Na záver uveďme, že žiaden z uvedených detekčných systémov (ID, kalorimetre, MS) nedokáže zaznamenať prechod neutrálnej slabo interagujúcej častice, akou je napr. neutríno. Prítomnosť takýchto častíc sa určí nepriamo na základe chýbajúcej priečnej energie rekonštruovaných zrážok (MET z angl. Missing Energy Transversal).



Obr. 1.2: Prechody častíc vrstvami detektoru ATLAS. Nabité častice sú značené plnou čiarou, trajektória neutrálnych častíc je zakreslená prerušovanou čiarou. Zdroj [2].

1.1.4 Trigger

Trigger umožňuje znížiť počet obrovského počtu detekcií preselekciou na udalosti, ktoré sú nejakým spôsobom experimentálne zaujímavé. ATLAS používa trigger na hardvérovej i softvérovej úrovni. Selekčnými podmienkami môžu byť prahové hodnoty energií a hybností častíc prelietajúcich danou vrstvou detektoru, či počet signálov na jednotlivých subdetekčných zariadeniach a i. Kým prvá úroveň triggerovej selekcie je čisto na báze hardvéru, druhá a tretia úroveň operuje so zložitými selekčnými algoritmami. Koincidencia všetkých častí triggeru dáva príkaz k zápisu udalosti so všetkými relevantnými údajmi z detekčných prvkov do poľa v pamäti harddisku. Tieto dáta ďalej podliehajú fyzikálnej analýze.

1.2 Štatistika zrážok v detektore ATLAS

Účinný prierez σ je veličina charakterizujúca pravdepodobnosť reakcie vyvolanej procesmi časticovej fyziky. V istom zmysle ho chápeme ako mieru interakcie zodpovednej za daný proces. Účinný prierez je udávaný v jednotkách plochy barn ($1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$), môžeme teda hovoriť o „ploche“, ktorú musí častica zasiahnuť, aby k interakcii došlo. V našom prípade sa zrážajú dva protichodné zväzky protónov. Účinný prierez má pre každý produkt zrážky inú hodnotu. Počet pozorovaných prípadov uvažovaného procesu za jednotku času je daný vzťahom [3]:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \mathcal{L}, \quad (1.1)$$

kde \mathcal{L} je luminozita, veličina závislá na hustote toku častíc, počte častíc v zväzkoch a geometrii zväzkov. Jej hodnota v priebehu jedného neprerušeného merania (RUN) s časom klesá približne exponenciálne. Časový priebeh luminozity je pre každý RUN experimentálne určený. Počet prípadov je potom efektívne daný integrovanou hodnotou luminozity podľa vzťahu:

$$N = \sigma \int \mathcal{L}(t) dt = \sigma \mathcal{L}_{int}. \quad (1.2)$$

Hodnota integrovanej luminozity pre dáta z obdobia uvažovaného v tejto analýze je $\mathcal{L}_{int} = 1411.26 \text{ pb}$.

V konkrétnom prípade rozpadového módu produkovaných častíc je nutné do účinného prierezu použitého vo výpočte (1.2) propagovať vetviaci pomer Br (viď kapitola 2.3), teda pravdepodobnosť rozpadu častice na výsledné komponenty. Uvedme príklad, kde výsledný účinný prierez procesu $\sigma'(pp \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+e^-)$ určíme ako súčin účinného prierezu produkcie Z^0 bozónov a príslušného vetviaceho pomeru $\sigma' = \sigma(pp \rightarrow Z) \cdot Br(Z^0 \rightarrow e^+e^-)$. Monte Carlo simulácia (MC simulácia) reálnych procesov musí do výsledku navyše započítať účinnosť detektoru $\varepsilon < 1$ vyjadrenú vzťahom:

$$\varepsilon = \frac{\text{počet rekonštruovaných prípadov}}{\text{počet generovaných prípadov}} = \frac{\sum_{rec,i} w_i^{MC}}{\sum_{gen,i} w_i^{MC}}, \quad (1.3)$$

kde w_i je váha konkrétneho MC eventu (rozumej prípadu). Finálny vzorec pre počet pozorovaných prípadov je daný:

$$N = \sum_{rec,i} \frac{\sigma' \mathcal{L}_{int} w_i^{MC}}{\underbrace{\sum_{gen,i} w_i^{MC}}_{\text{celková váha MC eventu}}}. \quad (1.4)$$

Pri zápise analyzovaných dát zo simulácie MC do histogramov je nutné jednotlivé prípady násobiť celkovou váhou vyznačenou v rovnici (1.4). Viac o simulácii MC napr. v [4].

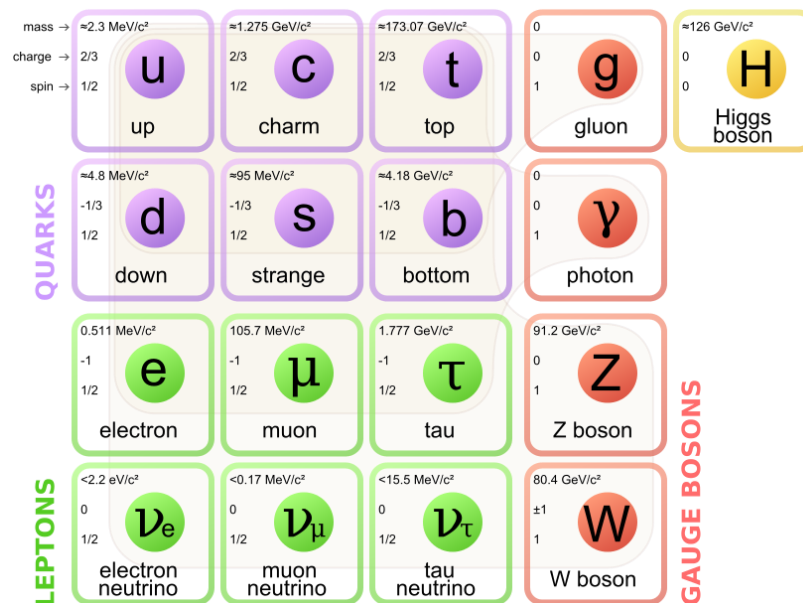
2 Higgsov bozón

Novoobjavená častica – Higgsov bozón hrá kľúčovú rolu vo fungovaní SM. Vysvetliť jeho dôležité postavenie v hierarchii častíc, i keď v najjednoduchšej forme, sa nezaobíde bez stručného prehľadu interakcií medzi elementmi hmoty a charakteristiky SM [5]. Mnohí považujú fyziku SM za overený nástroj pri popise procesov mikrosveta, aspoň v režime, v ktorom je aktuálne skúmaný. Ako každý matematický model popisujúci reálne fyzikálne procesy, i tento nie je dokonalý. V istom priblížení môžeme k hmoty častíc postulovaných SM pristupovať ako k miere interakcie s Higgsovým bozónom. Samotnú hmotnosť častíc však tento model nepredpisuje a je predmetom meraní. Celkovo je SM zaťažený množstvom voľných parametrov, ktorých hodnoty nevysvetľuje. V jeho základnej forme navyše pracuje s nulovými hmotnosťami neutrín, čo je v rozpore s nedávnymi meraniami. V konečnom dôsledku nedokonalosti SM nájdeme i v snahe vysvetliť gravitačnú interakciu, či zodpovedať otázky týkajúce sa temnej hmoty a nedostatku antihmoty vo vesmíre. Aj keď je teória neúplná, celkom presne popisuje existenciu Higgsovho bozónu ako kruciálnej súčasti Štandardného modelu. 14. augusta 2012 bola publikovaná správa [6] deklarujúca pozorovanie novej častice o hmotnosti $m_H \doteq 126.0 \pm 0.4 \text{ (stat)} \pm 0.4 \text{ (sys)} \text{ GeV}$ zodpovedajúca atribútom Higgsovho bozónu. Objav bol učený so signifikanciou 5,9 štandardnej odchýlky.

2.1 Elementárne častice

Častica sa považuje za elementárnu, ak je úplná vo svojej štruktúrnej podstate a nepodlieha ďalšiemu členeniu na nové zložky. V priebehu vývoja časticovej fyziky sa preto s prívlastkom elementárna ocitlo hneď viacero častíc, ktorých konečné zloženie dnes už poznáme (alebo si to myslíme). Príkladom je protón, niekedy považovaný za elementárnu kladnú časticu, ktorý sa skladá z trojice kvarkov up, up a down (*uud*). SM elementárnych častíc, ako ho poznáme v dnešnej podobe, je znázornený na Obr. 2.1, bližšie sa mu venujeme v nasledujúcich odstavcoch.

Vychádzajúc zo základov kvantovej mechaniky (napr. [7]) je každej elementárnej častici hmoty priradená hodnota spinu („vnútorného impulzmomentu“ častíc), ktorá môže nadobúdať len celočíselné násobky \hbar (kde $\hbar \approx 1.055 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ je Planckova konštanta) v prípade bozónov a poločíselné násobky \hbar v prípade fermiónov.



Obr. 2.1: Štandardný model elementárnych častíc predstavuje popis základných stavebných blokov hmoty a interakcií medzi nimi. Na obrázku sú farebne odlišené kvarky (fialová) a leptóny (zelená), ktoré predstavujú častice hmoty. Sú rozdelené do troch „generácií“ (po stĺpcoch) – elektrón, elektrónové neutríno, kvarky up a down tvoria prvú generáciu (e, ν_e, u, d); druhú generáciu (μ, ν_μ, c, s) tvorí dvojica mión, miónové neutríno, kvarky charm a strange; treťou generáciou (τ, ν_τ, t, b) označujeme leptóny tauón, tauónové neutríno, a kvarky top a bottom. Všetku stabilnú hmotu vo vesmíre tvoria častice prvej generácie. Červenou sú označené bozóny, ktoré sprostredkujú silnú jadrovú (gluón), elektromagnetickú (fotón) a slabú jadrovú interakciu (intermediálne bozóny W a Z). Poslednou časticou v rámci základnej formy SM je Higgsov bozón zodpovedný za elektroslabé zjednotenie interakcií a vysvetľujúci podstatu hmoty častíc. Pre každú časticu je uvedená približná hmotnosť, elektrický náboj a spinové číslo. Obrázok je prevzatý zo zdroja [8].

Skupinu dvanástich fermiónov v SM delíme do troch „generácií“. Prvá z nich (e, ν_e, u, d), teda dvojica leptónov – elektrón a elektrónové neutríno, a dvojica kvarkov up a down je základným stavebným materiálom hmoty vesmíru ako ju poznáme (elektróny, protóny (uud) a neutróny (dud)). Zvyšné dve generácie častíc pozorujeme, avšak ich úloha v zložení nášho vesmíru ešte nie je úplne pochopená. Druhou z generácií je štvorica častíc (μ, ν_μ, c, s), teda leptóny mión a miónové neutríno, kvarky charm a strange. Obdobne treťou generáciou (τ, ν_τ, t, b) rozumieme leptóny tauón, jeho neutríno a kvarky top a bottom. Je nutné podotknúť, že súčasný

SM je výsledkom dlhodobého procesu bádania a objavovania častíc, preto spomenuté delenie elementárnych fermiónov do generácií prirodzene vyplynulo až časom.

Pre niektoré vymenované fermióny sme použili odlišné označenie leptóny, resp. kvarky. Leptóny $e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ a ich antičasticové náprotivky (s rovnakou hmotnosťou ale opačným nábojom, prípadne inými kvantovými číslami) sa zúčastňujú elektromagnetickej a slabej interakcie, avšak na rozdiel od šestice kvarkov u, d, c, s, t, b (a ich antičasticových variant) neinteragujú silnou jadrovou interakciou. Je preukázané, že v pozorovaných procesoch dochádza k zachovaniu tzv. celkového leptónového čísla \mathcal{L} (leptónom je priradené leptónové číslo $+1$, antileptónom číslo -1 a neleptónovým časticiam číslo 0). Príkladom zachovania leptónového čísla je nasledujúci proces (β – rozpad):

$$n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e, \quad (2.1)$$

$$\mathcal{L}: 0 = 0 + 1 - 1. \quad (2.2)$$

Tauón s hmotnosťou $m_\tau = 1,777 \text{ GeV}$ [9] je najťažší z leptónov a z nabitých leptónov bol objavený ako posledný. Podobne ako elektrón a mión je nositeľom záporného náboja a je mu priradené tauónové neutríno. Neutrína sú elektricky neutrálne leptóny, ktorých priame pozorovanie je kvôli veľmi nízkej schopnosti interagovať s prostredím veľmi náročné. Ich existencia a vzájomná odlišnosť (teda fakt, že existujú elektrónové, miónové a tauónové neutrína) však bola preukázaná viacnásobnými priamymi meraniami. V súčasnosti môžeme hovoriť o nenulovej hmotnosti neutrín v dôsledku objavu oscilácií neutrín [10], i keď známe sú zatiaľ iba rozdiely hmôt, nie hmotnosti samotné. Procesy s účasťou neutrín sú sprostredkované slabou interakciou, ktorou sa budeme bližšie zaoberať v časti 2.2.

Kvarky sú bezštruktúrne elementárne častice. Rozlišujeme šesť druhov „vôní“ kvarkov (u, d, c, s, t, b). V prírode sa kvarky vyskytujú iba vo forme viazaných stavov. Baryóny, resp. antibaryóny sú viazané stavy trojíc kvarkov, resp. antikvarkov (protóny a neutróny patria k baryónom), mezónmi označujeme viazané stavy kvarku a antikvarku (napr. π mezón). Súhrne baryóny/antibaryóny a mezóny nazývame hadrónmi. Kvarky (antikvarky) sa ďalej môžu vyskytovať v troch „farebných“ variantoch, pričom viazané stavy kvarkov musia byť bezfarebné. Pozn.: „farba“ kvarkov je len označením „náboja“ v silnej interakcii a nemá nič spoločné s farbou vo

viditeľnom spektre. Keďže kvarky radíme k fermiónom, teda časticiam s poločíselným spinom, sú i baryóny radené k fermiónom, analogicky majú mezóny bozónový charakter. Kvarky viaže dohromady silná jadrová interakcia, ktorej sa taktiež venujeme v časti 2.2. Elektrické náboje kvarkov sú atypicky násobkom tretinového elementárneho náboja. Kvarky u, c, t majú náboj $+2/3$ a kvarky d, s, b náboj $-1/3$ (veľkosť náboja sa udáva v násobkoch náboja protónu). Pri objasňovaní rozpadových módov a pozorovaných procesov so zastúpenými hadrónmi boli v analógii so spinom a leptónovým číslom zavedené ďalšie kvantové čísla. Kvantové číslo „podivnosť“ S (z anglického strangeness) vysvetľovalo niektoré pomalé rozpady hadrónov a zachováva sa v silných a elektromagnetických procesoch. Baryóny nesú baryónové číslo B (hodnota $+1$ pre baryónu, -1 pre antibaryóny a 0 pre nebaryónové častice), ktoré sa zachováva vo všetkých známych procesoch. Podobne boli zavedené ďalšie kvantové čísla, ktorých úlohou bolo vysvetliť pozorované procesy a charakter detegovaných častíc, avšak ich úplné vymenovanie je nad rámec stručného popisu základného modelu.

SM ďalej zahŕňa skupinu piatich intermediálnych bozónov. Je nimi notoricky známy fotón γ , gluón g , nabité bozóny W^\pm a neutrálny bozón Z^0 . Bozóny majú dôležitú funkciu vo vysvetlení podstaty fundamentálnych interakcií a podrobnejšie sa nimi zaoberáme v kapitole 2.2. Kým fotón a gluón sú nehmotné a elektricky neutrálne častice, bozóny W^\pm a Z^0 majú pomerne veľké hmotnosti [9] $m_W = 80 \text{ GeV}$ a $m_Z = 91 \text{ GeV}$. Práve hmotnosť týchto bozónov predstavovala teoretický problém, ktorý nebol vtedajším modelom vysvetlený a vyžadoval nový prístup. Ten prišiel v podobe nového elektricky neutrálneho bozónu so spinom 0 , ktorý bol pomenovaný podľa anglického fyzika Petra Higgso, ktorý predpovedal jeho existenciu spolu s ďalšími teoretikmi v roku 1964 (poznajme, že objav Higgsovho bozónu bol potvrdený necelých päťdesiat rokov nato), viac na [5]. Následne využil fyzik Steven Weinberg Higgsov formalizmus k vysvetleniu hmotnosti intermediálnych bozónov W^\pm a Z^0 . Vznikla celá séria formúl dávajúca vzťahy medzi hmotnosťami častíc. Higgsov bozón zahral dôležitú úlohu v teórii elektroslabého zjednotenia a bližšie sa mu venujeme v kapitole 2.3. Potvrdenie jeho existencie bolo posledným kúskom puzzle SM elementárnych častíc v jeho základnej podobe, ktorá, ako sme poznamenali, stále nie je úplnou teóriou.

2.2 Fundamentálne interakcie

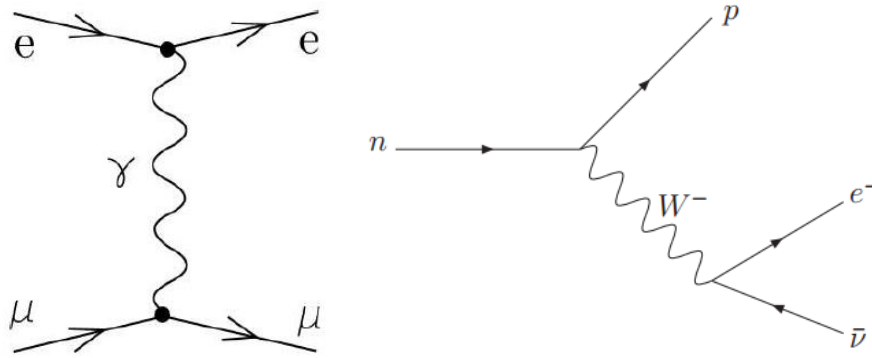
Základné stavebné jednotky hmoty na seba navzájom pôsobia štyrmi fundamentálnymi interakciami – slabá, elektromagnetická, silná a gravitačná. Každá zo spomenutých interakcií sa prejavuje iným spôsobom, je sprostredkovaná rozdielnymi intermediálnymi časticami, líši sa dosahom a mierou pôsobenia na častice, a medzi časticami (viď prehľad v Tab. 2.1).

Dnešný pohľad na charakter interakcií medzi časticami hmoty poskytol rozvoj kvantovej teórie elektrodynamiky (značíme QED z angl. Quantum Electrodynamics), kde vo forme kvánt vystupujú fotóny interagujúce s nabitými časticami. Elektromagnetickú interakciu medzi dvoma nabitými časticami si teda môžeme predstaviť ako výmenu virtuálneho fotónu. Presné kvantitatívne riešenie rovníc QED je však veľmi náročné, preto sa využíva približné riešenie tzv. poruchovou metódou (podrobnejší popis napr. [7]). Interakcia je v rámci tejto metódy chápaná ako malá porucha k voľne propagovanej častici a v požadovanej presnosti ju môžeme zapísať prislúchajúcim rádom poruchového rozvoja.

Interakcie	Gravitačná	Slabá	Elektromagnetická	Silná		
		(Elektroslabá)	Základná	Zostatková		
„Náboj“ na ktorý pôsobí	hmota	vôňa	elektrický náboj	farebný náboj	viď posledný odstavec	
Častice, ktoré ju cítia	všetky	kvarky, leptóny	elektricky nabité	kvarky, gluóny	hadróny	
Intermediálne častice	gravitón	W^\pm, Z^0	γ	gluóny	mezóny	
Dosah	∞	$\sim 10^{-3}$ fm	∞	$\sim 10^0$ fm		
Sila medzi dvoma u kvarkami* vo vzdialenosti:	10^{-18} m	10^{-41}	0.8	1	25	–
	$3 \cdot 10^{-17}$ m	10^{-41}	10^{-4}	1	60	–
...a medzi dvoma protónmi v jadre	10^{-36}	10^{-7}	1	–	20	

*sila je určená v pomere k sile elektromagnetickej interakcie

Tab. 2.1: Prehľad a vlastnosti fundamentálnych interakcií. Tabuľka predstavuje stručný prehľad vlastností štyroch fundamentálnych interakcií. Interakcie môžeme v prvom priblížení rozlíšiť podľa „náboja“, na ktorý sú citlivé (má špecifický charakter pre rôzne interakcie) a podľa spektra častíc, na ktoré pôsobia. Jednotlivé interakcie sú sprostredkované rôznymi intermediálnymi časticami, majú rôzny dosah a prejavujú sa inou škálou silového pôsobenia. Podľa sily interakcie sú zoradené vzostupne zľava doprava. Hodnoty v tabuľke sme prevzali z [11] a [12].



Obr. 2.2 (a): (vľavo) Feynmanov diagram druhého rádu zobrazuje pružný rozptyl elektrónu a miónu. Pri zrážke dôjde k výmene virtuálneho fotónu v súlade s predstavou fungovania elektromagnetickej interakcie. Zdroj [5].

Obr. 2.2 (b): (vpravo) Feynmanov diagram znázorňuje rádioaktívny β – rozpad. Neutrón vyžiari W^- bozón a konvertuje sa na protón, W^- bozón sa pritom rozpadá na elektrón a elektrónové antineutríno. Na úrovni kvarkov v skutočnosti dôjde ku konvertovaniu d kvarku na u kvark. Pozn.: častice sa pohybujú smerom zľava doprava, smer šípky rozlišuje častice hmoty od častíc antihmoty. Zdroj [11].

Je preto možné silu interakcie vyjadriť v mocnине parametru charakterizujúceho danú interakciu. Sila elektromagnetickej interakcie je úmerná elementárnemu náboju e . Funkčnou vizualizáciou tejto (Obr. 2.2 (a)) a ostatných interakcií sú tzv. Feynmanove diagramy, ktoré využijeme prevažne v kapitole 2.3. Feynmanove diagramy majú okrem popisujúcej funkcie (zastúpenie častíc, typ interakcie) i význam rádu poruchového rozvoja.

Porovnaním síl jednotlivých interakcií (prostredníctvom účinných prierezov procesov, ktorých sa zúčastňujú) môžeme za najslabšie označiť gravitačné pôsobenie. Gravitácia je ďalekodosahová, pričom nositeľ a interakcie, tzv. gravitón, sa doposiaľ nepodarilo objaviť. Prejavuje sa najmä pri makroskopických objektoch a vzhľadom na veľmi malú škálu hmotností častíc môžeme gravitačnú interakciu v porovnaní s ostatnými efektívne zanedbať. Na druhú stranu, práve fakt, že sa jedná o najslabšiu z interakcií znemožňuje experimentátorom prebádať jej pôvod.

Druhou, najslabšou (slabšou než elektromagnetická) zo zoznamu interakcií, je ako názov naznačuje slabá (jadrová) interakcia. Sila slabej interakcie je úmerná slabej väzbovej konštante g . Je zodpovedná za rádioaktívny β – rozpad (vid' Obr. 2.2 (b)),

čím si vyslúžila prívlastok jadrová. Známa je však všeobecne z procesov s účasťou neutrín, či mnohých rozpadov fermiónov. Na rozdiel od gravitácie a elektromagnetickej interakcie je krátkeho dosahu a prejavuje sa len na úrovni subatomárnych častíc. S krátkodosahovosťou slabej interakcie súvisí fakt, že je sprostredkovaná ťažkými intermediálnymi bozónmi W^\pm . V analógii s fotónom z elektromagnetickej interakcie interaguje pole generované bozónmi W^\pm so slabým fermiónovým prúdom – dôjde k „výmene“ intermediálneho bozónu. Slabá interakcia na rozdiel od elektromagnetickej nezachováva paritu, teda symetriu v zrkadlovej zámene súradníc (podrobnejšie o parite napr. [7]). Hmotné interakčné častice spôsobili problém pri výpočtoch vyšších rádov poruchového rozvoja, čo vyústilo k vytvoreniu zjednotenej elektroslabej interakcie. Model elektroslabej interakcie počíta s neutrálnym intermediálnym bozónom Z^0 , ktorého pole interaguje s neutrálnym fermiónovým prúdom a predstavuje premostenie medzi dvoma pôvodnými interakciami. Hmotnosti intermediálnych bozónov je možné vysvetliť interakciou s poľom generovaným Higgsovým bozónom.

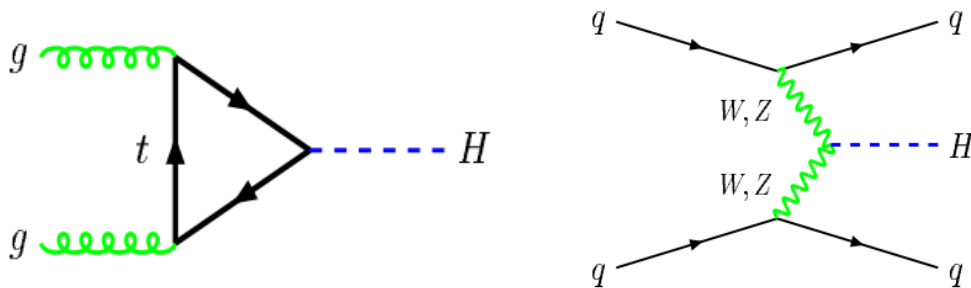
Posledná a najsilnejšia z fundamentálnych síl je silná jadrová interakcia. Poľný popis silnej interakcie poskytuje tzv. kvantová chromodynamika (QCD z angl. Quantum Chromodynamics), v ktorej úlohu nositeľa interakcie predstavuje oktet farebných gluónov (viď poznámka o farbe kvarkov z 2.1). Silnú interakciu medzi bezfarebnými viazanými stavmi farebných kvarkov si opäť môžeme vizualizovať „výmenou“ gluónov. Na základe QCD je možná i vzájomná silná interakcia gluónov. Interakcia, ktorá viaže nukleóny v jadre atómov je taktiež demonštrovaná ako (zostatková) silná interakcia. V tomto prípade si interakciu môžeme vizualizovať ako „výmenu“ mezónov medzi hadrónmi. V limite malých vzdialeností (na rozdiel od elektromagnetickej interakcie) silná interakcia vymizne, naopak s rastúcou vzdialenosťou sila interakcie rastie lineárne. Tento netriviálny fakt je predmetom skúmania QCD a vysvetlenie je nad rámec tohto textu. Prakticky to však vykresľuje experimentálnu skutočnosť, že na uvoľnenie viazaných kvarkov za klasických podmienok (nulová teplota a malá hustota) je potrebná nekonečná energia, preto osamotené kvarky a gluóny nemožno pozorovať. Pozn.: QCD pre extrémne podmienky (vysoká teplota a veľká hustota) povoľuje existenciu „kvark – gluónovej plazmy“, teda uvoľnenie kvarkov a gluónov z viazaných stavov. Vymiznutie silnej interakcie na malých vzdialenostiach ozrejmuje predstavu nukleónov ako zväzku

bezštruktúrnych kvarkov, ktoré nesú celkovú hybnosť, energiu a náboj nukleónu, pričom na nich nepôsobí silná interakcia.

2.3 Higgsov bozón

Teória SM v jej najjednoduchšej forme vytvára priestor práve pre jeden neutrálny Higgsov bozón so spinom 0. Interakciou fermiónových polí a polí generovaných bozónmi s Higgsovým poľom sú generované hmotnosti všetkých známych fermiónov a intermediálnych bozónov. Hmotnosť Higgsovho bozónu však nie je zahrnutá v predpovedi SM. V nasledujúcich odsekoch sa zameriame na možné procesy vzniku Higgsovho bozónu v protón – protónových zrážkach na LHC v CERN. Zároveň preskúmame možné rozpadové módy Higgsovho bozónu. Predikcie SM v oblasti hľadania Higgsovho bozónu H^0 sú stručne zhrnuté napríklad v [3].

Pravdepodobnosť vzniku H^0 je daná veľkosťou účinného prierezu daného procesu (viď 1.2). Najpravdepodobnejším procesom vzniku H^0 v protón – protónových zrážkach na LHC s podporou teórie SM je gluón – gluónová fúzia (ggF) znázornená Feynmanovým diagramom na Obr. 2.3 (a). Výpočet účinného prierezu tejto reakcie je dostupný na [13]. ggF je proces vyjadrený tretím rádom poruchového rozvoja. Fúzia je sprostredkovaná slučkou virtuálnych top kvarkov (ide teda o proces v poli pôsobenia silnej interakcie), ktoré zaniknú za vzniku neutrálneho H^0 . Druhým najpravdepodobnejším produkčným procesom je tzv. vektor – bozónová fúzia (VBF)



Obr. 2.3 (a): (vľavo) Feynmanov diagram znázorňuje gluón – gluónovú fúziu na H^0 sprostredkovanú slučkou virtuálnych top kvarkov.

Obr. 2.3 (b): (vpravo) Feynmanov diagram znázorňuje vektor – bozónovú fúziu na H^0 iniciovanú dvojicou kvarkov. Kvarky pokračujú v lete so získanou priečnou hybnosťou, intermediálne bozóny zaniknú za vzniku Higgsovho bozónu. Oba zobrazené procesy dominujú v produkcii H^0 v protón – protónových zrážkach na LHC v CERN. Oba obrázky sú prevzaté z [14].

znázornená Feynmanovým diagramom na Obr. 2.3 (b). Iniciátorom VBF je dvojica kvarkov, pričom každý vyžiari jeden intermediálny bozón W^\pm , resp. Z^0 a pokračuje ďalej v lete s nenulovou priečnou hybnosťou. Dvojica bozónov pritom zanikne za vzniku H^0 . Popisovaný proces si je možné predstaviť ako analógiu k brzdnému žiareniu elektrónov, avšak v tomto prípade je sprostredkovateľom slabá interakcia. Výhodou VBF je možnosť detekcie dvoch jetov (spršok častíc vyžiarených rozptýlenými kvarkami) ako spoluproduktu H^0 , ktoré majú tendenciu vylietať v doprednom, resp. opačnom smere vzhľadom k smeru H^0 . Touto špecifickou uhlovou distribúciou vylietavajúcich jetov je možné prispieť k redukcii pozadia procesu. Inými produkčnými procesmi s malým účinným prierezom sa z pravdepodobnostného dôvodu nebudeme zaoberať, podrobnejšie informácie sú dostupné napr. v [15].

Vychádzajúc z Breitovej – Wignerovej distribúcie (pre konkrétnejší popis vid' [7]) je pravdepodobnosť rozpadu častice v čase t daná vzťahom

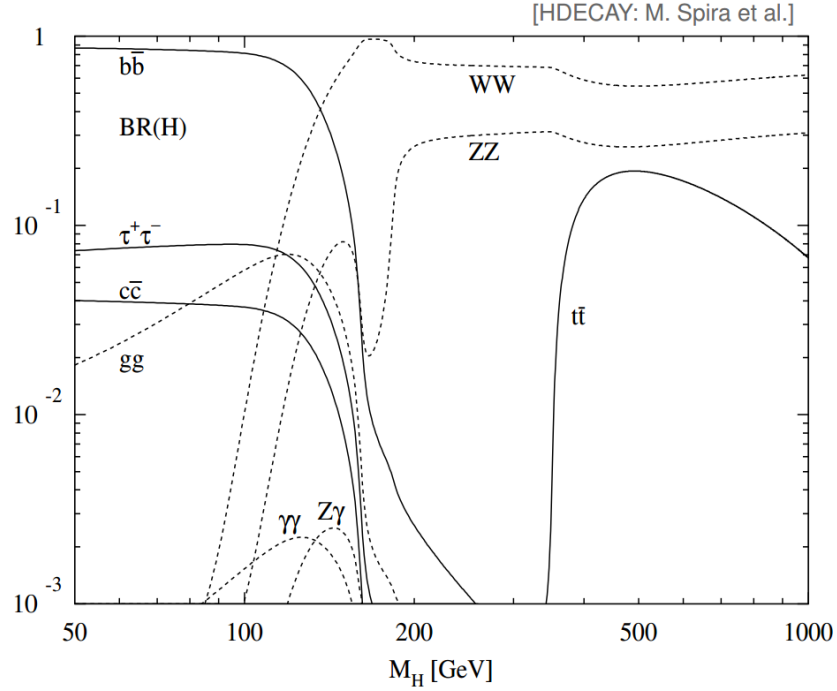
$$P_0(t) = e^{-\frac{t\Gamma}{\hbar}}, \quad (2.3)$$

kde Γ je rozpadová šírka Breitovho – Wignerovho rozdelenia. Rozpadová šírka H^0 je úmerná kvadrátu hmotnosti fermiónov, na ktoré sa rozpadá, teda pravdepodobnosť rozpadu na ťažké fermióny je väčšia ako na ľahké (vid' [3]). Pravdepodobnostná reprezentácia rozpadových módov Higgsovho bozónu však umožňuje aj menej frekventované rozpady. Uvidíme, že práve menej očakávané módy výrazne prispeli k objavu Higgsovho bozónu [6]. Úplná štatistika možných rozpadov je zobrazená na Obr. 2.4. Principiálne môžeme rozdeliť možné rozpady na tie, ktoré je možné zrealizovať v základnom ráde poruchového rozvoja a tie, pre ktoré je nutný rozvoj vyššieho rádu poruchovej teórie. Rozpady využívajúce základný rád poruchy sú pravdepodobnejšie. Patria medzi nich prípady:

$$H^0 \rightarrow f\bar{f}, \quad (2.4)$$

teda rozpad na pár fermión – antifermión, ďalej rozpad na nabité bozóny

$$H^0 \rightarrow W^+W^-, \quad (2.5)$$



Obr. 2.4: Pravdepodobnostné rozdelenie možných rozpadových módov Higgsovho bozónu v závislosti na jeho hmotnosti m_H určené na základe teórie SM. Zdroj [16].

a rozpad na neutrálne bozóny

$$H^0 \rightarrow Z^0 Z^0. \quad (2.6)$$

Celkovo najpravdepodobnejším módom je rozpad v režime (2.4) na pár kvarkov $b\bar{b}$, ktorý sa však vyznačuje veľkým experimentálnym pozadím, čo sťažuje analýzu. Z rovnakej skupiny je rozpad na dvojicu $\tau^+\tau^-$, ktorý je primárnym rozpadovým módom našej analýzy. Uvedme, že rekonštrukcia hmotnosti H^0 je v tomto prípade možná len v kolineárnej aproximácii (viď 3.5). Druhým najpravdepodobnejším je rozpad (2.5), ktorý dominuje pre možné hmotnosti $m_H > 140$ GeV, čo je na základe posledných meraní [6] mimo určenej hmotnosti H^0 . Analýza rozpadu (2.6) sa realizuje prostredníctvom produktov rozpadu Z bozónov na štyri nabité leptóny a bola použitá v analýze, ktorá vyústila objavom H^0 [6]. Ďalší rozpadový mód, ktorý prispel k objavu je menej pravdepodobný rozpad zo skupiny vyšších rádov poruchového rozvoja:

$$H^0 \rightarrow \gamma\gamma. \quad (2.7)$$

Rozpad (2.7) vyžaduje presné meranie uhlovej a energetickej distribúcie vylietajúcich fotónov, čím analýza naberá na náročnosti. Zároveň však názorne poukazuje na nulový spin H^0 . S väčšou pravdepodobnosťou je možný rozpad na dva

gluóny, ktorý je opačný k produkčnému procesu ggF. Pre úplnosť uvedme rozpadový mód na pár $t\bar{t}$, ktorý je však prípustný v prípade $m_H > 340$ GeV (viď [3]). Ostatné rozpadové módy sú znázornené v schéme na Obr. 2.4.

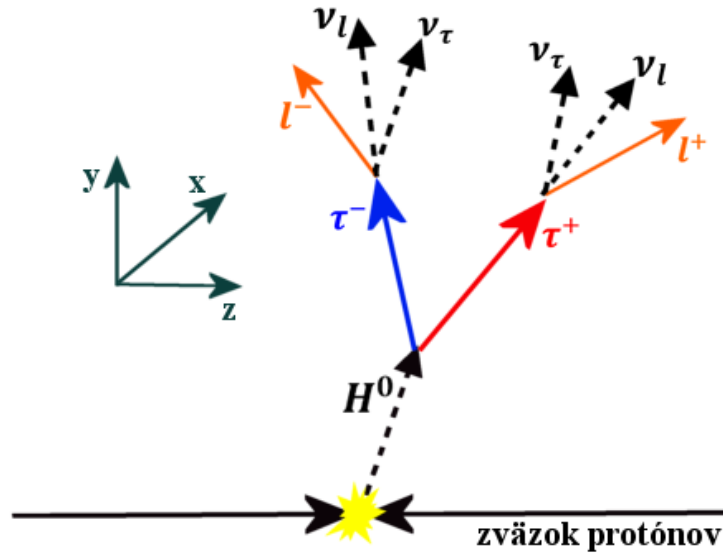
3 Selekcia rekonštruovaných prípadov pred optimalizáciou

Proces hľadania Higgsovho bozónu v protón – protónových zrážkach na LHC sa skladá z dvoch fáz. V prvej fáze sú jednotlivé kroky analýzy premyslené v súlade s teóriou produkcie Higgsovho bozónu a možnými informáciami získateľnými z detekcií na komponentoch detektoru ATLAS. Analýza pritom prebieha na úrovni rekonštrukcie dát z MC simulácie (viac o MC napr. [4]). So zámerom čo najviac obmedziť prirodzený ľudský faktor je finálna analýza aplikovaná na reálne merania až v druhej fáze.

Cieľom analýzy je jasne separovať prípady vzniku H^0 od ostatných procesov, ktorých finálne produkty je možné mylne zameniť s rozpadovými produktmi H^0 . V snahe zachovať účelnosť týchto selekcií sú na nich kladené optimalizačné podmienky, ktorými sa zaoberáme v 4. kapitole tohto textu. Predmetom tejto analýzy je prípad vzniku H^0 (v procesoch ggF a VBF) v rozpadovom móde na pár $\tau^+\tau^-$ (viď Obr. 3.1), kde sa oba tauóny rozpadajú leptónovo. K dispozícii sú dáta z MC simulácie zahŕňajúce signálne procesy (ggF, VBF) ako aj nežiadúce pozadové kanály:

- $pp \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$,
- $pp \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+e^-$,
- $pp \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$,
- $pp \rightarrow t\bar{t}$,
- „single top“,
- $pp \rightarrow W^\pm \rightarrow l^\pm\nu_l$,
- „dibozón rozpad“.

Označením „single top“ rozumieme procesy sprostredkované slabou interakciou, ktorých produktmi sú t , resp. \bar{t} kvarky, ktoré na rozdiel od procesu v poli pôsobenia silnej interakcie $pp \rightarrow t\bar{t}$ vznikajú osamotene (nie v pároch). Pozn.: toto delenie je informatívne a v neskoršej analýze oba „typy“ produkcie t, \bar{t} kvarkov uvádzame pod rovnakým označením „ $t\bar{t}$ kanály“. K nežiadúcemu pozadiu prispievajú i tzv. dibozón rozpad, teda procesy, kde v zrážkach protichodných zväzkov protónov vznikajú dvojice ťažkých bozónov (WW, ZZ, WZ) v následných rozpadoch na dva až štyri leptóny. V súhrnnom grafe (Obr. 3.2) je uvedený kompletný zoznam rekonštrukcií MC simulácie a početnosť prípadov jednotlivých procesov. Poznamenajme, že signálne dáta sú silno potlačené pozadím.



Obr. 3.1: Vznik a rozpad Higgsovoho bozónu v protón – protónových zrážkach. Rozpadovými produktmi H^0 je pár tauón – antitauón, častice s krátkou strednou dobou života. V skutočnosti detegujeme iba dvojicu nabitých leptónov l^\pm , prítomnosť neutrálnych neutrín je preukázateľná vďaka nameranej chýbajúcej priečnej hybnosti.

Skôr než sa budeme venovať optimalizácii je nutné na súbor použitých dát aplikovať selekčné podmienky, ktoré už procesom optimalizácie prešli, resp. kopírujú selekciu triggeru, ktorá je v reálnom prípade aplikovaná pri zbere dát, alebo iným spôsobom zvyšujú kvalitu rekonštrukcie. V nasledujúcich podkapitolách sa v krátkosti venujeme motivácii pre aplikovanie týchto podmienok. Podobná selekcia bola pre prípad rozpadu $H^0 \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l^+\bar{\nu}l^-\bar{\nu}$ aplikovaná na meranie z obdobia naberania dát označovaného ako RUN1, vid' [17].

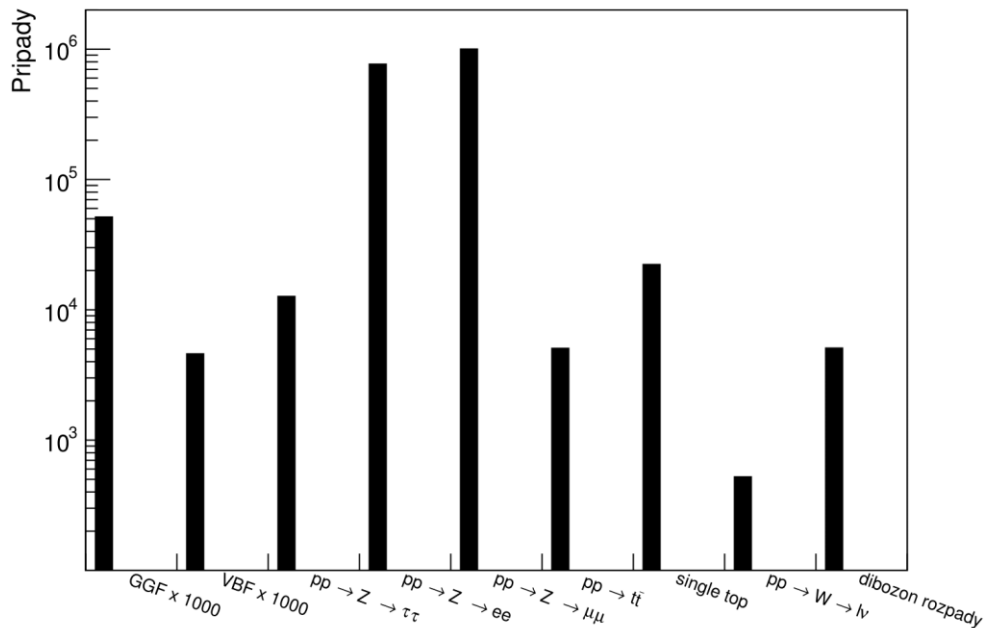
3.1 Aplikácia selekčných podmienok triggeru

Tauóny produkované v rozpade H^0 sú najťažšie spomedzi leptónov. Sú to nestabilné častice so strednou dobou života $c\tau_\tau = 87,11 \mu\text{m}$ [9] (pre porovnanie stredná doba života miónov je $c\tau_\mu = 657 \text{ m}$), preto v skutočnosti nedetegujeme priamo tauóny, ale produkty ich rozpadov. V našom prípade ide o rozpadový mód $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$, resp. $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ (analogicky pre τ^+). Vysoká produkcia elektrónov a miónov v pozadových produkčných kanáloch prudko navyšuje množstvo zozbieraných dát. Trigger v snahe obmedziť tento počet aplikuje podmienku pre prahovú priečnu hybnosť elektrónov $p_T^e > 15 \text{ GeV}$ a miónov $p_T^\mu > 10 \text{ GeV}$.

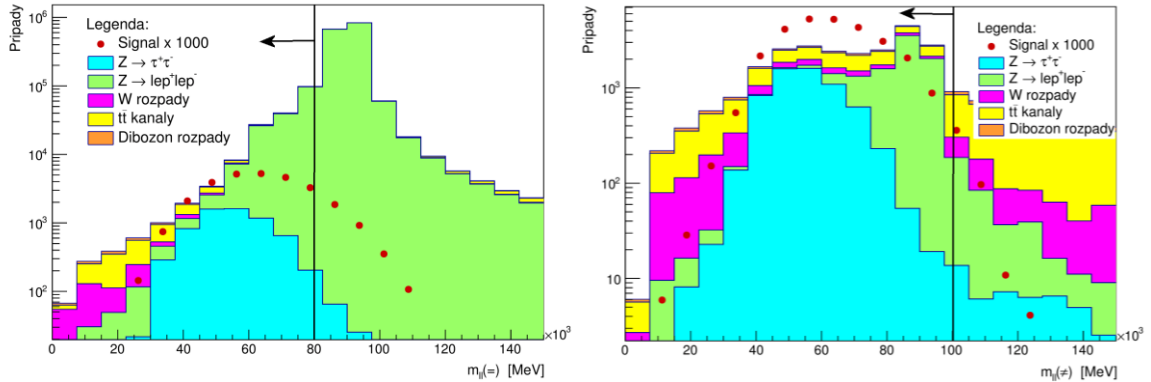
Vzhľadom na geometriu detektora ATLAS nie je možné rekonštruovať trajektóriu častíc vylietajúcich v produkčnej rovine pod polárnym uhlom θ väčším než je medzný uhol (hoci stále máme informáciu o energii z kalorimetrov). Vhodná veličina popisujúca uhlovú distribúciu vysokoenergetických častíc je pseudorapidita η definovaná vzťahom [3]:

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right). \quad (3.1)$$

Trigger pre vylúčenie týchto neúplne zrekonštruovaných prípadov aplikuje podmienku $|\eta| < 2,47$.



Obr. 3.2: Distribúcia prípadov pre jednotlivé signálne (ggF, VBF) a pozad'ové prípady pred aplikovaním podmienok selekcie. Počet generovaných prípadov je násobený celkovou váhou príslušného procesu, viď kapitola 1.2 (rovnica (1.4)). Príspevok označený „single top“ zahŕňa procesy, v ktorých prostredníctvom slabej interakcie vznikajú kvarky t , resp. \bar{t} osamotene (nie v páre), na rozdiel od procesu $pp \rightarrow t\bar{t}$ sprostredkovaného silnou interakciou. K celkovému počtu pozad'ových prípadov prispievajú aj rozpady typu „dibozón“, čím rozumieme procesy, kde v protón – protónových zrážkach vznikajú dvojice bozónov (WW, ZZ, WZ) rozpadajúce sa na štvorice leptónov, resp. dvojice leptónov. Pre názornosť (v obrázku) násobíme počet signálnych prípadov faktorom 1000.



Obr. 3.3: Príklad aplikácie selekčnej podmienky na invariantnú hmotu leptónov m_{ll} . V prípade detekcie dvoch leptónov rovnakej vône (obrázok vľavo) bola aplikovaná podmienka $m_{ll} < 80 \text{ GeV}$, v prípade rozdielnych leptónov (obrázok vpravo) bola aplikovaná podmienka $m_{ll} < 100 \text{ GeV}$, viac v kapitole 3.4.

3.2 Kvalita rekonštrukcie leptónov

Dôležitými faktormi určujúcimi kvalitu rekonštrukcie leptónov sú účinnosť (schopnosť rekonštruovať reálne leptóny) a čistota rekonštruovanej vzorky (alebo miera „znečistenia“ nepravým signálom napodobňujúcim reálne leptóny). Uvažuje sa niekoľko stupňov prísnosti tejto selekcie vzhľadom ku charakteru analýzy. Príliš prísne výberové pravidlá síce zaručia vysokú čistotu vzorky, avšak na úkor zníženej štatistiky analyzovaného súboru. V našom prípade sme volili stredne prísnu selekciu.

3.3 Izolácia leptónov

Signifikantné množstvo procesov v protón – protónových zrážkach produkuje kvarky b a c . Tie nemôžu existovať osamotene, preto vytvoria jety – spršky prevažne hadrónov, ktoré s veľkou pravdepodobnosťou obsahujú aj leptón pochádzajúci zo slabého rozpadu ťažkého kvarku. Príkladom je proces $pp \rightarrow t\bar{t}$, kde sa kvarky t , resp. \bar{t} ďalej rozpadajú na leptón, neutríno a kvark b , resp. \bar{b} . Leptóny produkované v rozpadovom móde $H^0 \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l^+\bar{\nu}l^-\bar{\nu}$ je nutné odizolovať od leptónov vznikajúcich v blízkosti b – jetov. Selekcia prebieha v rámci oblasti vymedzenej kužeľovou plochou s polomerom podstavy $R = 0,3$, kde osou kužeľa je trajektória nabitého leptónu. Pozn.: polomer podstavy je v kartézskej sústave definovaný reláciou $R = (\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2)^{1/2}$, kde η je pseudorapidita (3.1) a ϕ je azimutálny uhol. Častice detegované v tejto oblasti musia spĺňať selekčnú podmienku:

$$\sum_i \frac{p_T^i}{p_T^l} < X, \quad (3.2)$$

kde sa suma sčíta cez všetky trajektórie okrem trajektórie leptónu, p_T^i je pričná hybnosť častíc prelietajúcich kuželom a p_T^l je pričná hybnosť leptónu. Hodnota X je volená tak, aby účinnosť definovaná vzťahom:

$$\varepsilon = \frac{N_{iso,lep}}{N_{lep}} \quad (3.3)$$

nadobúdala hodnotu $\varepsilon = 99\%$ (tzv. voľná izolácia), kde $N_{iso,lep}$ je počet izolovaných reálnych leptónov a N_{lep} je počet reálnych rekonštruovaných leptónov (všeobecne neizolovaných).

Pripomeňme, že práve kvôli vysokej produkcii b – jetov v širokej škále pozad'ových procesov nie je možné efektívne rekonštruovať proces $H^0 \rightarrow b\bar{b}$.

3.4 Invariantná hmota leptónov

Invariantná hmota predstavuje veličinu, ktorá sa zachováva bez ohľadu na súradnicovú sústavu, v ktorej je výpočet vykonaný. Invariantnú hmotu dvoch leptónov m_{ll} definujeme vzťahom [3]:

$$m_{ll}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2, \quad (3.4)$$

kde $E_{1,2}$, resp. $\vec{p}_{1,2}$ sú energie, resp. hybnosti leptónov. Energiu, veľkosť a smer hybností leptónov sme schopní určiť z meraní na detektore ATLAS, vid' kapitola 1.1.2 a 1.1.3.

Z MC simulácie procesu $H^0 \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l^+\bar{\nu}l^-\bar{\nu}l^-$ je možné určiť hornú hranicu invariantnej hmoty leptónov, ktorú môžu nadobúdať signálne prípady, $m_{ll} < 100$ GeV. Prípady s vyššou hodnotou m_{ll} pochádzajú z pozad'ových procesov. Pre prípad produkcie dvoch leptónov rovnakej vône (elektrón – elektrón, resp. mión – mión) bola aplikovaná selekcia $m_{ll} < 80$ GeV so zreteľom potlačiť pozadie z rozpadu $Z \rightarrow e^+e^-$ a $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. Pripomeňme, že hmota Z bola určená na $m_Z = 91$ GeV [9]. Selekcia na invariantnú hmotu leptónov je vizualizovaná na Obr. 3.3.

3.5 Kolineárna aproximácia

Hmotu Higgsovho bozónu v rozpade $H^0 \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l^+\bar{\nu}l^-\bar{\nu}l^-$ nie je možné určiť presne. Problémom sú neutrína, ktoré nepozorovane prelietajú detektorom ATLAS, pričom prispievajú iba k chýbajúcej priečnej energii \cancel{E}_T . Rekonštrukcia hmoty H^0 je podmienená tzv. kolineárnou aproximáciou (nasledujúci výpočet je prevzatý z [3]). V dôsledku platnosti $m_H \gg m_\tau$, teda veľkej očakávanej hmotnosti H^0 v porovnaní s hmotnosťou tauónov, je možné považovať smer vylietajúcich neutrín za totožný so smerom príslušného leptónu (kolineárna aproximácia). Celková hybnosť oboch neutrín $\vec{p}_{\nu,i}$ (z rozpadu τ_i) je potom úmerná hybnosti leptónu a platí:

$$\vec{p}_{\nu,i} = k_i \vec{p}_{l,i}, \quad (3.5)$$

kde $\vec{p}_{l,i}$ je hybnosť príslušného leptónu. V kolineárnej aproximácii je možné zanedbať hmotnosti tauónov, leptónov a neutrín z ich rozpadu. Z nameranej chýbajúcej priečnej hybnosti danej vzťahom:

$$\vec{\cancel{p}}_T = k_1 \vec{p}_{l,1} + k_2 \vec{p}_{l,2} \quad (3.6)$$

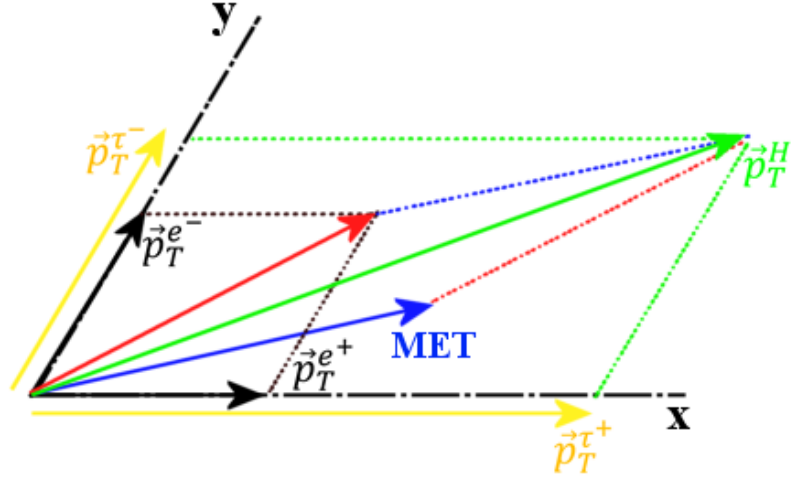
a porovnaním so vzťahom (3.5) je možné určiť hybnosti neutrín. Pozn.: vzťah (3.6) je platný len v súradných osách x, y a predstavuje sústavu dvoch rovníc s dvoma neznámymi, ktorá má riešenie len v prípade, kde azimutálny uhol medzi leptónmi spĺňa podmienku [3]:

$$\cos \phi > -1. \quad (3.7)$$

Za týchto predpokladov je možné určiť hmotu Higgsovho bozónu v kolineárnej aproximácii zo vzťahu [3]:

$$m_{coll}^2 = (p_{l,1} + p_{\nu,1} + p_{l,2} + p_{\nu,2})^2 - (\vec{p}_{l,1} + \vec{p}_{\nu,1} + \vec{p}_{l,2} + \vec{p}_{\nu,2})^2. \quad (3.8)$$

Popisovaná situácia je znázornená na Obr. 3.4. V uvažovanej aproximácii je priečna zložka hybnosti tauónov daná priemetom priečnej hybnosti H^0 do smeru letu leptónov. Zo znalosti rekonštruovanej priečnej hybnosti tauónov p_T^τ a nameranej priečnej hybnosti leptónov p_T^l môžeme určiť hodnoty veličín x_1, x_2 definované vzťahmi:



Obr. 3.4: Rekonštrukcia hmotnosti Higgsovho bozónu v kolineárnej aproximácii. Modrou šípkou je značená chýbajúca priečna energia od neutrín, ktoré sú pre detektor neviditeľné. V kolineárnej aproximácii sa predpokladá smer letu neutrín za totožný so smerom letu rekonštruovaných leptónov (v tomto prípade e^+e^-). V tomto priblížení možno priečnu hybnosť tauónov z rozpadu $H^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ reprezentovať priemetom rekonštruovanej priečnej hybnosti H^0 do súradnicových os volených v smere letu leptónov. Z obrázku je zrejmé, že pre prípad rozpadu H^0 back – to – back (leptóny letia navzájom opačným smerom) by bola rekonštrukcia hmotnosti H^0 nemožná.

$$x_1 = \frac{p_T^{l1}}{p_T^{\tau1}}, \quad (3.9)$$

$$x_2 = \frac{p_T^{l2}}{p_T^{\tau2}}.$$

Podmienkou $x_{1,2} \in (0,1)$ môžeme vylúčiť nefyzikálne riešenia sústavy (3.6) propagované do vzťahu (3.8) umožňujúceho vypočítať hmotnosť H^0 .

Spolu s doposiaľ uvedenými selekčnými podmienkami v podkapitolách 3.1 až 3.5 bolo na súbor eventov aplikované množstvo iných upresňujúcich selekcií. Uvedme selekciu požadujúcu opačný náboj detegovaných leptónov (ináč by došlo z porušeniu zákona zachovania náboja z rozpadu $\tau^+\tau^-$) alebo celkový počet leptónov rovný dvom, uvažujúc len dvojleptónové rozpady. Iné selekcie vylúčili rozpadové módy tauónov na hadrónové komponenty. Optimalizáciou ďalších selekcií sa venujeme v nasledujúcej kapitole.

4 Optimalizácia selekcie rekonštruovaných prípadov

Aplikáciou podmienok zhrnutých v podkapitolách 3.1 až 3.5 sa súbor nesúci signálne a pozadové kanály zredukoval o nevyhovujúce prípady. Správna selekčná metóda aplikovaná v procese hľadania Higgsovoho bozónu by vo všeobecnosti nemala potlačiť viac signálnych ako pozadových prípadov. Stratégiou hľadania optimálnych selekčných podmienok sa venujeme v podkapitole 4.1. Fyzikálnou motiváciou v optimalizačnom procese sa venujeme pre konkrétne prípady v zvyšných kapitolách. Optimalizované boli štyri nové selekčné podmienky kladené na: prahovú hodnotu sumy priečných hybností leptónov, medzný uhol zvieraný týmito leptónmi, minimálnu priečnu hybnosť najviac energetického jetu častíc (vznikajúceho v produkčnom procese H^0) a prahovú hodnotu chýbajúcej priečnej energie. Procesom optimalizácie sme získali vhodné selekčné podmienky, ktoré sme aplikovali na súbor dát, prípadne označili selekciu za neúčinnú. Výsledky selekcie demonštrujeme na histogramoch invariantnej hmoty leptónov, kolineárnej hmoty a iných relevantných veličín. O význame invariantnej hmoty sa zmieňujeme v kapitole 3.4, kolineárna hmoty je označenie súvisiace s kolineárnou aproximáciou, vďaka ktorej je možné dopočítať hmotu H^0 , viď kapitola 3.5.

4.1 Signifikancia – miera účinnosti optimalizačného procesu

Keď po aplikácii selekčnej podmienky označíme počet vyhovujúcich signálnych eventov N_S a počet vyhovujúcich pozadových eventov N_B (index B z angl. Background) môžeme vyjadriť signifikanciu, veličinu vyjadrujúcu účinnosť selekcie podľa vzťahu:

$$Z = \frac{N_S}{\sqrt{N_B}}. \quad (4.1)$$

Signifikancia je úmerná počtu signálnych prípadov a nepriamoúmerná odmocnine z počtu pozadových prípadov. Poznamenajme, že výraz v menovateli je približne rovný odmocnine z rozptylu Poissonovho rozdelenia pravdepodobnosti modelovaných prípadov. Maximalizáciou signifikancie Z_{X_i} pre interval možných selekčných podmienok $(X_1, \dots, X_i, \dots, X_n)$ získame optimálnu hodnotu selekčnej podmienky X_{OPT} .

V našej analýze určujeme signifikanciu z histogramu kolineárnej hmoty (pre signálne i pozadové prípady). Keďže signál je v určitých oblastiach histogramovanej

veličiny potlačený pozadím oveľa výraznejšie než v inej oblasti, volíme výpočet signifikancie pre každý bin separátne. Výslednú signifikanciu následne určíme ako odmocninu zo sumy kvadrátov jednotlivých signifikancií určených pre každý bin osobitne:

$$Z = \left[\sum_i \left(\frac{N_{S_i}}{\sqrt{N_{B_i}}} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.2)$$

Tým docielime normalizáciu na váhu jednotlivých binov. Pre výpočet signifikancie používame práve histogram kolineárnej hmoty, umožňujúci najlepšiu separáciu medzi pozad'ovými a signálnymi prípadmi, teda rekonštruovaný pík kolineárnej hmoty H^0 je najužší.

Naša analýza zahŕňa optimalizáciu štyroch selekčných podmienok, ktoré sú navzájom do istej miery previazané. Hodnota signifikancie teda nutne závisí aj na poradí, v ktorom sú jednotlivé optimalizácie vykonané. Pozn.: nová optimalizácia sa aplikuje na súbor dát, na ktorý už bol aplikovaný výsledok predchádzajúcej optimalizácie. Jedným z riešení by bola kombinovaná optimalizácia podmienok, avšak v našom prípade štyroch voľných parametrov je táto možnosť vylúčená pre vysokú časovú náročnosť.

Hľadané maximum signifikancie v niektorých prípadoch nevykazuje lokálny charakter. Namiesto diskkrétnej hodnoty optimalizovanej hodnoty X_{OPT} pozorujeme (v rámci presnosti výpočtu) celý interval hodnôt zodpovedajúcich maximálnej signifikancii. V takomto prípade by voľba najprísnejšej hodnoty X umelým spôsobom bezúčelne zredukovala počet eventov, preto v tomto prípade označujeme selekciu za neúčinnú a dané selekčné kritérium neaplikujeme.

Výpočet signifikancie má v optimalizačnom procese funkciu ukazovateľa účinnosti použitej selekčnej podmienky na úrovni štatistického spracovania dát. Účinnosť selekcie však musí byť daná primárne fyzikálnou motiváciou v súlade s teóriou vzniku a rozpadových módov H^0 . Aj tomuto aspektu sa venujeme v nasledujúcich kapitolách.

4.2 Optimalizácia I: Suma priečných hybností leptónov

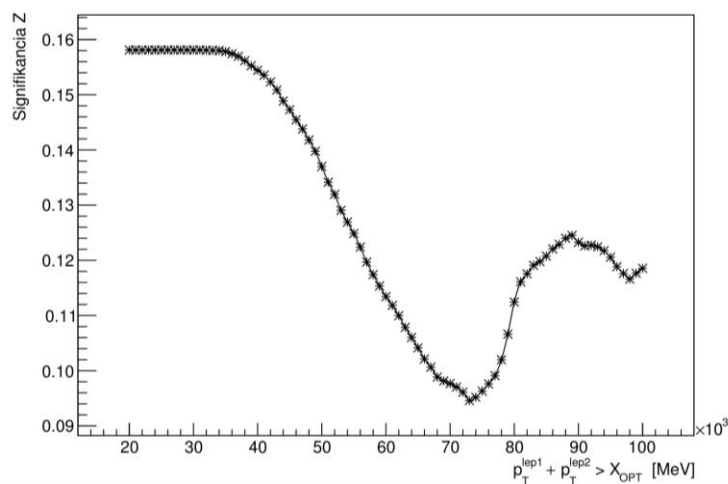
Prvou optimalizovanou selekciou je podmienka kladená na sumu priečných hybností rekonštruovaných leptónov vyjadrená vzt'ahom:

$$p_T^{l1} + p_T^{l2} > X. \quad (4.3)$$

Motiváciou k aplikácii tejto podmienky je jej použitie v období RUN1 [17] (protónové zväzky boli urýchľované na strednú ťažiskovú energiu $\sqrt{s} = 7$ TeV). Jej úlohou bolo redukovať nežiadúce pozadie – leptóny vznikajúce z rozpadu hadrónov obsahujúcich b , resp. c kvark.

Výsledky optimalizácie selekcie (4.3) ukázali, že jej aplikácia je v konečnom dôsledku neúčinná, vid' Obr. 4.1. Optimalizácia bola vykonaná pre hodnoty v intervale $X \in (20,100)$ GeV s presnosťou na 1 GeV. Vzhľadom na selekciu popisovanú v 3.1 (podmienky kladené na priečne hybnosti leptónov, osobitne elektrónov a miónov) sme očakávali nemenný trend signifikancie v intervale (20,30) GeV, ktorá sa nachádza v oblasti vplyvu predchádzajúcich selekcií. Konštantný trend však pozorujeme až do hodnoty ~ 36 GeV, po ktorom nasleduje prudký pokles signifikancie. Pozn.: pozorované fluktuácie pre veľké hybnosti súvisia s prudko klesajúcim počtom prípadov v tejto oblasti.

Na základe výsledkov optimalizácie sumy priečných hybností leptónov považujeme aplikáciu takejto selekcie za bezúčelnú a umelo redukujúcu súbor eventov, preto ju pre ďalšie optimalizačné procesy neaplikujeme.



Obr. 4.1: Závislosť signifikancie na hodnote X z optimalizačného procesu aplikovaného na podmienku $p_T^{l1} + p_T^{l2} > X$.

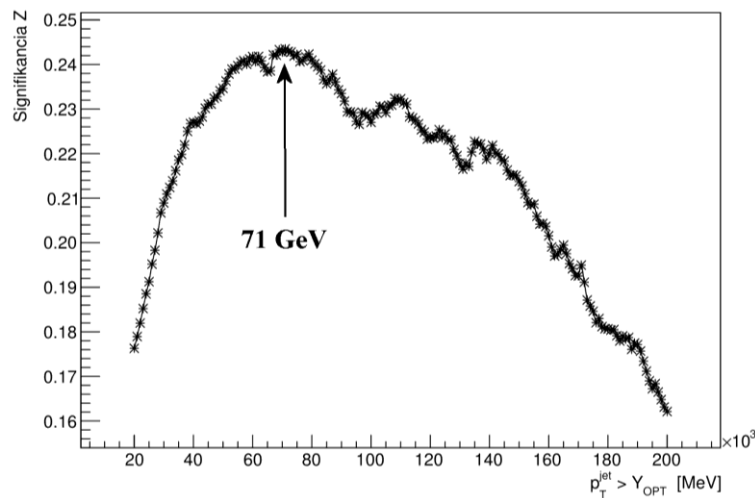
4.3 Optimalizácia II: Pričná hybnosť jetu v produkcii H^0

V málo pravdepodobnom prípade v zrážke dvoch protichodných zväzkov protónov by mohlo dôjsť ku vzniku H^0 s nulovou hybnosťou, ktorý by sa v sústave viazanej s hmotným stredom systému rozpadal na $\tau^+\tau^-$ so vzájomným azimutálnym uhlom 180° (hovoríme o rozpade „back – to – back“). Tento uhol je v rozpade tauónov propagovaný na leptóny, a teda kvôli podmienke (3.7) by nebolo možné určiť chýbajúcu pričnú energiu E_T a dopočítať kolineárnu hmotu H^0 . Pozn.: nameraný azimutálny uhol medzi leptónmi sa týka i leptónov z pozadových kanálov. S cieľom vyhnúť sa týmto patologickým prípadom požadujeme veľkú hybnosť H^0 . Spolu s Higgsovým bozónom sú v protón – protónových zrážkach produkované jeden až dva jety častíc (viď proces VBF), ktoré primárne smerujú opačným smerom ako vylietajúci H^0 . Požiadavka na vysokú pričnú hybnosť týchto jetov znamená zo zákona zachovania štvorhybnosti vysokú pričnú hybnosť H^0 . Keďže vo väčšine prípadov je jeden z jetov dominantným (v energetickom význame), kladieme selekčné kritérium len na tento jet.

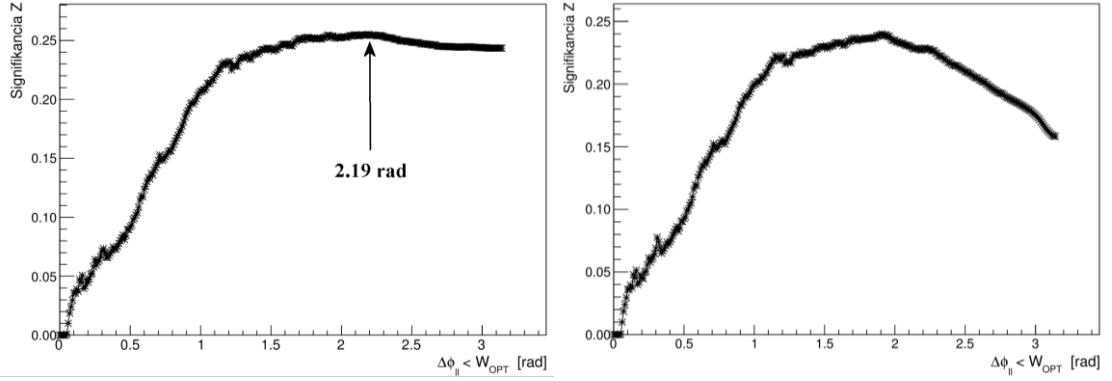
Na Obr. 4.2 je uvedený priebeh optimalizácie selekčnej podmienky vyjadrenej vzťahom:

$$p_T^{jet} > Y. \quad (4.4)$$

Optimalizácia bola vykonaná v intervale $Y \in (20,200)$ GeV s presnosťou na 1 GeV. Na rozdiel od optimalizácie 4.2 pozorujeme globálne maximum signifikancie pre hodnotu $Y_{OPT} = 71$ GeV.



Obr. 4.2: Optimalizácia selekcie na pričnú hybnosť jetov $p_T^{jet} > Y$. Maximum signifikancie je lokalizované pre $Y_{OPT} = 71$ GeV.



Obr. 4.3 (a): (vľavo) Optimalizácia kritéria $\Delta\phi_{ll} < W$ pre prípady vyhovujúce podmienke $p_T^{jet} > 71$ GeV z predchádzajúcej selekcie, kde $\Delta\phi_{ll}$ je vzájomný azimutálny uhol dvoch leptónov. Nájdená bola optimálna hodnota $W_{OPT} = 2.19$ rad. Obr. 4.3 (b): (vpravo) Optimalizácia kritéria $\Delta\phi_{ll} < W$ pre súbor dát, na ktoré nebola aplikovaná podmienka $p_T^{jet} > 71$ GeV z predchádzajúcej selekcie. Cieľom je poukázať na koreláciu týchto dvoch selekcií v oblasti veľkých uhlov.

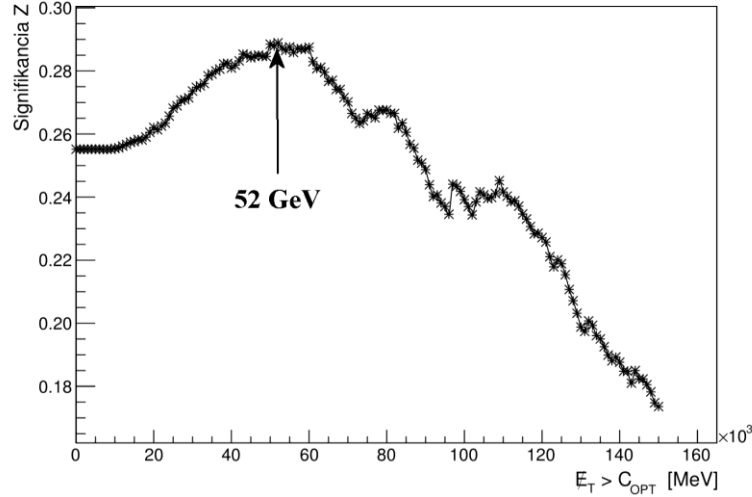
4.4 Optimalizácia III: Vzájomný azimutálny uhol leptónov

Nadväzujúc na kapitolu 4.3, je pre prípad priameho azimutálneho uhlu medzi dvoma rekonštruovanými leptónmi nemožné určiť hmotu Higgsovho bozónu v kolineárnej aproximácii. Zavedenie striktnej podmienky (3.7) by však z hľadiska účinnosti selekcie nemuselo byť optimálne. Optimalizačný proces:

$$\Delta\phi_{ll} < W \quad (4.5)$$

na intervale $W \in (0, 3.14)$ rad vedie k nájdeniu optimálneho kritéria W_{OPT} . Závislosť signifikancie na hodnote W je vynesená do Obr. 4.3 (a). Je evidentné, že selekcia na podmienku (3.7) vo veľkej miere súvisí s podmienkou kladenou na priečnu hybnosť jetu z kapitoly 4.3, čo sa prejavilo takmer konštantným priebehom funkčnej závislosti signifikancie pre veľké uhly. Napriek tomu sme identifikovali mierny nárast signifikancie pre hodnotu $W_{OPT} = 2.19$ rad s presnosťou na 0.01 rad. Toto kritérium aplikujeme na súbor dát a postupujeme ďalej optimalizácii, viď kapitola 4.5.

Miera korelácie selekčných kritérií (4.4) a (4.5) je názorná po vykreslení funkčnej závislosti signifikancie na hodnote W pre výpočet na súbore dát bez predchádzajúcej aplikácie kritéria $p_T^{jet} > 71$ GeV. Závislosť sme vyniesli do Obr. 4.3 (b).



Obr. 4.4: Optimalizácia selekcie na chýbajúcu priečnu energiu $\cancel{E}_T > M$. Lokalizovali sme optimálnu hodnotu selekčného kritéria $M_{OPT} = 52$ GeV.

4.5 Optimalizácia IV: Chýbajúca priečna energia

Chýbajúca priečna energia pozorovaná v protón – protónových zrážkach je jediným prejavom prítomnosti neutrín (napr. v rozpade $H^0 \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l^+\bar{\nu}l^-\bar{\nu}$). V kolínej aproximácii, vid' 3.5, je možné za istých podmienok zo znalosti MET dopočítať hmotu H^0 . S cieľom redukovať pozadové kanály $Z \rightarrow l^+l^-$ je kladená podmienka na dolnú hranicu MET. Optimalizáciou tohto kritéria v tvare:

$$\cancel{E}_T > M, \quad (4.6)$$

sme lokalizovali optimálnu selekciu $M_{OPT} = 52$ GeV s presnosťou na 1 GeV. Priebeh optimalizácie je vizualizovaný v Obr. 4.4.

4.6 Finálna selekcia

Na základe optimalizačných procesov (4.3) – (4.6) (aplikovaných v tomto poradí) sme dospeli k selekčným podmienkam:

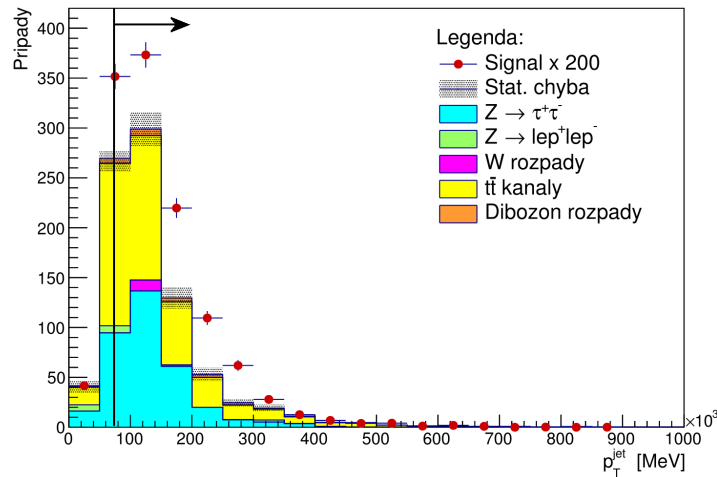
- $p_T^{jet} > 71$ GeV,
- $\Delta\phi_{ll} < 2.19$ rad,
- $\cancel{E}_T > 52$ GeV.

Optimalizácia selekcie $p_T^{l1} + p_T^{l2} > X$ sa preukázala ako neúčinná a nebola v ďalšej analýze použitá. V Tab. 4.1 uvádzame porovnanie týchto optimalizovaných hodnôt z MC simulácie prípadov z RUN2 a hodnoty selekčných kritérií použitých v RUN1 z analýzy rozpadov $H^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, vid' [17]. Vplyv jednotlivých selekčných podmienok

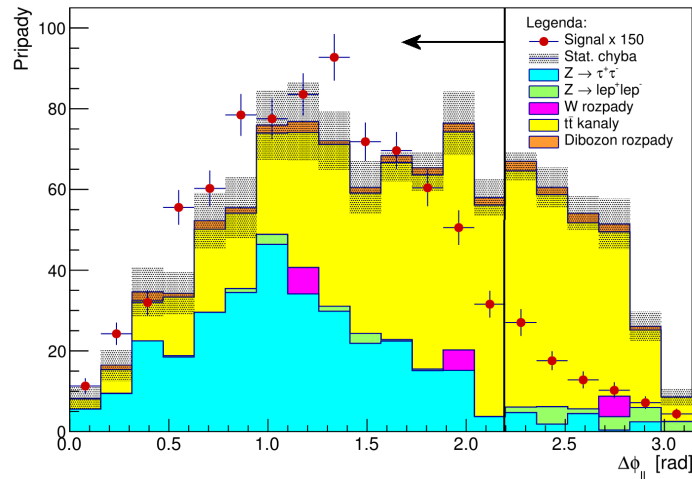
Selekcia	RUN2	RUN1 [17]
$p_T^{l1} + p_T^{l2} > X$	neúčinná	35 GeV
$p_T^{jet} > Y$	71 GeV	40 GeV
$\Delta\phi_{ll} < W$	2.19 rad	2.5 rad
$\cancel{E}_T > M$	52 GeV	40 GeV

Tab. 4.1: Výsledky optimalizácie selekčných kritérií pre túto analýzu v porovnaní s výsledkami na podobnej analýze z obdobia naberania dát RUN1, zdroj [17].

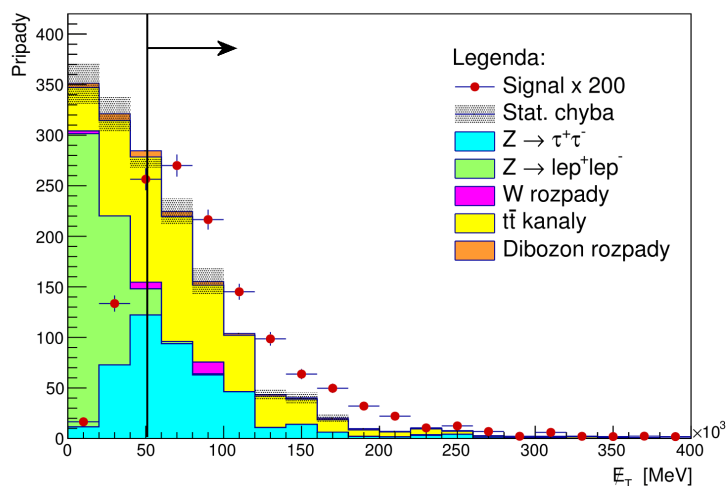
na signálne a pozadové signály je vizualizovaný na Obr. 4.5 – Obr. 4.7, kde selekcia vykresľovanej veličiny je znázornená čiarou, kým ostatné selekčné podmienky boli aplikované. V histogramoch na Obr. 4.8 – Obr. 4.11 vykresľujeme finálnu selekciu optimalizovaných kritérií na priechne hybnosti rekonštruovaných leptónov, invariantnú hmotu leptónov a kolineárnu hmotu H^0 .



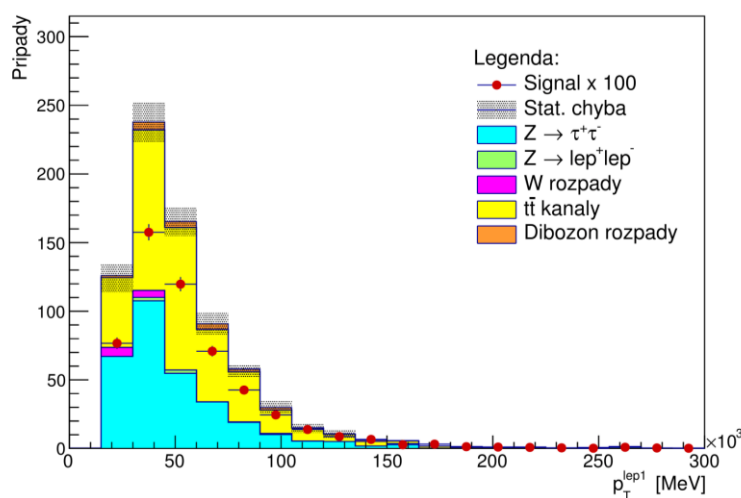
Obr. 4.5: Finálna selekcia priechnej hybnosti dominantného jetu $p_T^{jet} > 71$ GeV.



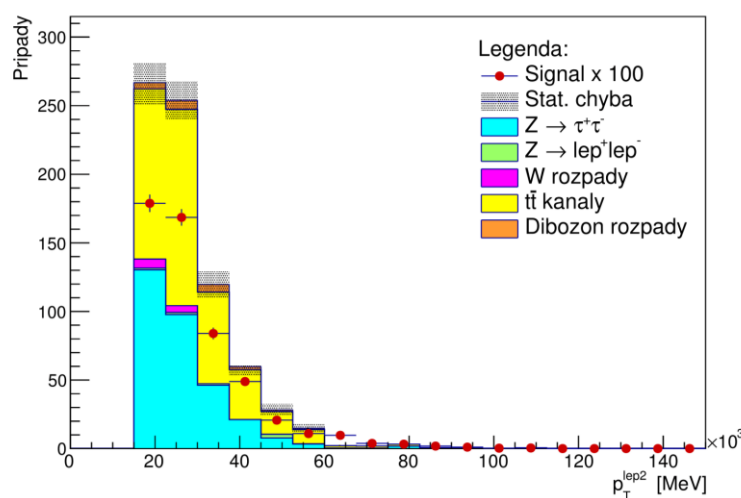
Obr. 4.6: Finálna selekcia vzájomného azimutálneho uhlu leptónov $\Delta\phi_{ll} < 2.19$ rad.



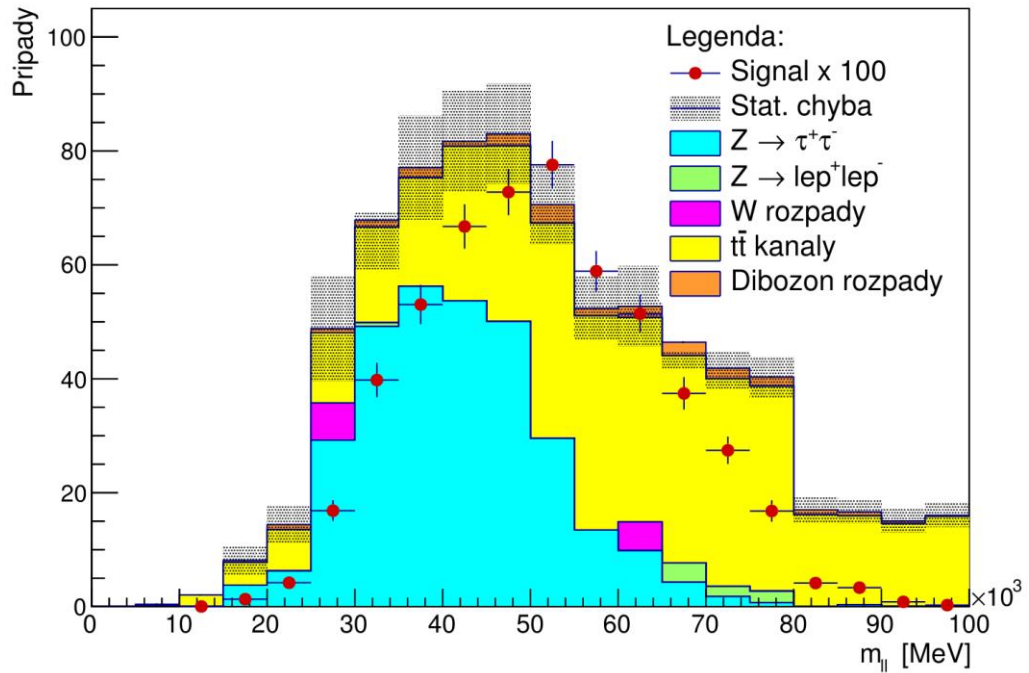
Obr. 4.7: Finálna selekcia chýbajúcej priechnej energie $\cancel{E}_T > 52$ GeV.



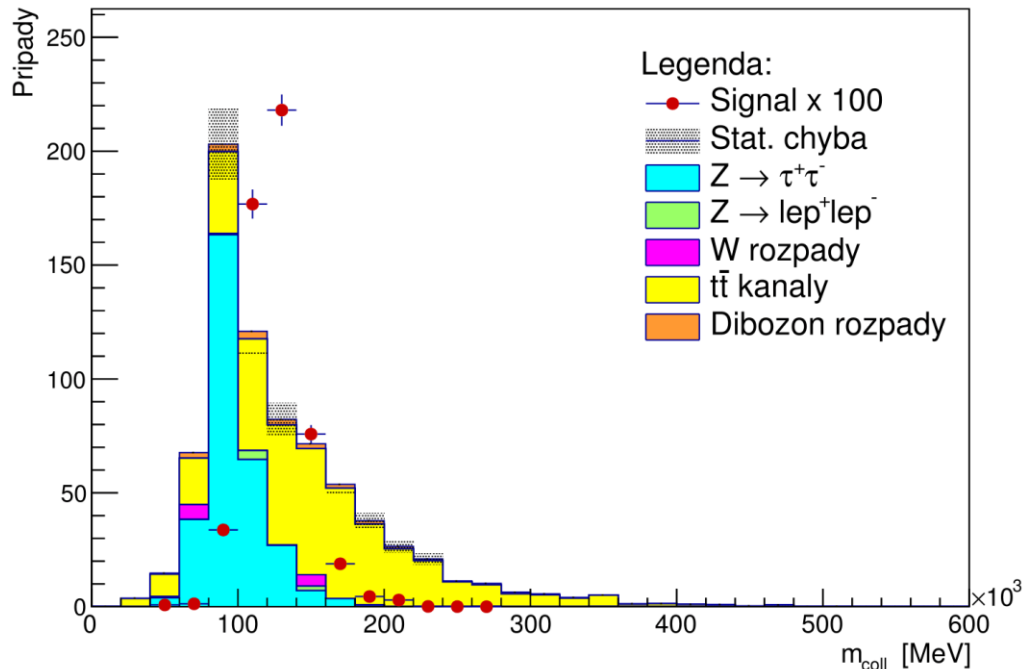
Obr. 4.8: Priechna hybnosť leptónu l_1 po predchádzajúcej selekcii a aplikovaní optimalizovaných kritérií $p_T^{jet} > 71$ GeV, $\Delta\phi_{ll} < 2.19$ rad, $\cancel{E}_T > 52$ GeV.



Obr. 4.9: Priechna hybnosť leptónu l_2 po predchádzajúcej selekcii a aplikovaní optimalizovaných kritérií $p_T^{jet} > 71$ GeV, $\Delta\phi_{ll} < 2.19$ rad, $\cancel{E}_T > 52$ GeV.



Obr. 4.10: Invariantná hmotu leptónov po predchádzajúcej selekcii a aplikovaní optimalizovaných selekčných kritérií $p_T^{jet} > 71$ GeV, $\Delta\phi_{ll} < 2.19$ rad a $\cancel{E}_T > 52$ GeV. Signál je pre názornosť násobený faktorom 100.



Obr. 4.11: Hmotu Higgsovho bozónu v kolineárnej aproximácii po predchádzajúcej selekcii a aplikovaní optimalizovaných selekčných kritérií $p_T^{jet} > 71$ GeV, $\Delta\phi_{ll} < 2.19$ rad a $\cancel{E}_T > 52$ GeV. Signál je pre názornosť násobený faktorom 100.

Aplikácia optimalizovaných selekčných kritérií viditeľne zredukovala pozadové eventy s čo najmenším zásahom do signálnych prípadov. Evidentná je redukcia na MET (Obr. 4.7), ktorá vylúčila väčšinu dominantného pozadia $Z^0 \rightarrow l^+l^-$. Selekčné podmienky boli v menšej miere účinné i v redukcii pozadia $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ a produkčných kanálov t, \bar{t} kvarkov. Ostatné prípady pozadových eventov sú zanedbateľné voči vyššie spomenutým.

V prípade distribúcie invariantnej hmoty leptónov je signálny peak silne potlačený pozadovými prípadmi (i v režime násobenia signálu faktorom 100). Naopak v prípade hmoty H^0 v kolineárnej aproximácii na Obr. 4.11 pozorujeme ostrý peak centrovanej na hmote ~ 125 GeV. Pripomeňme hmotu Higgsovho bozónu $m_H \doteq 126.0 \pm 0.4$ (stat) ± 0.4 (sys) GeV, vid' [6].

Sumarizácia

Cieľom tejto analýzy bolo nájsť optimálne selekčné kritériá v rekonštrukcii hmoty Higgsovho bozónu v rozpadovom móde $H^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ pre tauóny, ktoré sa rozpadajú leptónovo. V texte je prezentovaná optimalizácia selekčných kritérií pre prahovú hodnotu sumy priečných hybností leptónov, minimálnu priečnu hybnosť najviac energetického jetu častíc (vznikajúceho v produkčnom procese H^0), medzný uhol zvieraný leptónmi a prahovú hodnotu chýbajúcej priečnej energie (v tomto poradí). Optimalizácia bola prevedená na MC simulácii signálnych a pozadových kanálov v období naberania dát RUN2 (stredná ťažisková energia protichodných protónových zväzkov pre RUN2 na LHC je $\sqrt{s} = 13$ TeV).

Na rozdiel od obdobnej analýzy pre obdobie RUN1 ($\sqrt{s} = 7$ TeV) [17] sme vyhodnotili selekciu pre sumu priečných hybností leptónov za neúčinnú, analýza [17] udáva podmienku $p_T^{l1} + p_T^{l2} > 35$ GeV. Hranicu minimálnej priečnej hybnosti najviac energetického jetu v produkcii H^0 sme určili na $p_T^{jet} > 71$ GeV, čo je o 31 GeV viac ako v [17]. Podobne, prísnejšie kritérium $\Delta\phi_{ll} < 2.19$ rad ($\Delta\phi_{ll} < 2.5$ rad pre RUN1) sme vyhodnotili pre azimutálny uhol zvieraný leptónmi. V poslednom optimalizačnom procese bola lokalizovaná optimálna hodnota pre dolnú hranicu chýbajúcej priečnej energie $\cancel{E}_T > 52$ GeV v porovnaní s miernejším kritériom $\cancel{E}_T > 40$ GeV pre RUN1.

Výsledky optimalizačného procesu prezentované v tomto texte by mohli prispieť k snahe o rekonštrukciu hmoty Higgsovho bozónu. Zároveň je nutné podotknúť, že táto analýza nie je kompletná a poskytuje priestor pre aplikáciu a optimalizáciu ďalších selekčných kritérií.

Zoznam použitej literatúry

- [1] SCHEIRICH, Daniel, 2013. *Measurements of Λ and Λ_b baryon properties in the ATLAS experiment*. Michigan. Dizertačná práca. University of Michigan.
- [2] VIRDEE, T. S., 2012. Physics requirements for the design of the ATLAS and CMS experiments at the Large Hadron Collider. *Phil. Trans. R. Soc.* **370**, s. 876-891. ISSN 1364-503X.
- [3] DAVÍDEK, Tomáš a LEITNER, Rupert, 2012. *Elementární částice od prvních objevů po současné experimenty*. Praha: MATFYZPRESS. ISBN 978-80-7378-205-4.
- [4] THE ATLAS COLLABORATION, 2008. *Expected performance of the ATLAS experiment: detector, trigger and physics* [online]. CERN-OPEN-2008-020 [cit. 20.5.2016]. Dostupné z: <http://cds.cern.ch/record/1125884>
- [5] HOŘEJŠÍ, Jiří. *Historie standardního modelu mikrosvěta* [online]. Praha: Ústav částicové a jaderné fyziky MFF UK [cit. 20.5.2016]. Dostupné z: <http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/new/wp-content/uploads/2014/02/smodel.pdf>
- [6] THE ATLAS COLLABORATION, 2012. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B.* **716**(1), s. 1-29.
- [7] CEJNAR, Pavel, 2013. *A Condensed Course of Quantum Mechanics*. Praha: Karolinum Press. ISBN 978-80-246-2321-4.
- [8] *Standard Model*, 2016 [online]. Wikipedia. Posledná zmena 12.05.2016 10:22 [cit. 20.5.2016]. Dostupné z: https://en.wikipedia.org/wiki/Standard_Model
- [9] BERINGER, J. et al. (Particle Data Group), 2012. Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D* **86**, 010001.
- [10] BARGER, V., MARFATIA, D. a WHISNANT, K. L., 2012. *The Physics of Neutrinos*. Princeton University Press. ISBN 978-06-9112-853-5.
- [11] CONTEMPORARY PHYSICS EDUCATION PROJECT, český preklad KOTRBOVÁ, Olga. *Standardní model: Základní částice a interakce* [online], [cit. 20.5.2016]. Dostupné z: http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/dolejsi/outreach/standardni_model_1.pdf
- [12] BELYAEV, Alexander, 2014. *Nuclei and Particles* [online], [cit. 20.5.2016]. Dostupné z: <http://www.personal.soton.ac.uk/ab1u06/webpage/phys3002.html>
- [13] BENTVELSEN, Stan, LAENEN, Eric a MOTYLINSKI, Patrick, 2005. *Higgs production through gluon fusion at leading order* [online]. Amsterdam: National Institute for Subatomic Physics [cit. 20.5.2016]. Dostupné z: <http://www.nikhef.nl/pub/services/biblio/preprints/05-007.pdf>

- [14] KRÄMER, Michael, 2005. *Higgs Production at the LHC* [online]. Universität Bielefeld [cit. 20.5.2016]. Dostupné z:
<https://web.physik.rwth-aachen.de/~mkraemer/Higgs-Production-at-the-LHC.pdf>
- [15] GRAZZINI, Massimiliano, 2011. *Higgs cross sections: a brief overview* [online]. Zurich: Institute for Theoretical Physics, University of Zurich [cit. 20.5.2016].
Dostupné z:
<https://indico.in2p3.fr/event/6004/session/8/contribution/111/material/paper/0.pdf>
- [16] DJOUADI, A., KALINOWSKI, J. a SPIRA, M., 1998. HDECAY: a program for Higgs boson decays in the Standard Model and its supersymmetric extension. *Computer Physics Communications*. **108**(1), s. 56-74. ISSN 0010-4655.
- [17] THE ATLAS COLLABORATION, 2015. Evidence for the Higgs-boson Yukawa coupling to tau leptons with the ATLAS detector. *JHEP* **04**, s. 117. ISSN 1029-8479.

Zoznam tabuliek

Tab. 2.1: Prehľad a vlastnosti fundamentálnych interakcií.	11
Tab. 4.1: Výsledky optimalizácie selekčných kritérií.	31

Zoznam obrázkov

Obr. 1.1: Experiment ATLAS.	3
Obr. 1.2: Prechody častíc vrstvami detektoru ATLAS.	4
Obr. 2.1: Štandardný model elementárnych častíc.	8
Obr. 2.2 (a): Feynmanov diagram pružného rozptylu elektrónu a miónu.	12
Obr. 2.2 (b): Feynmanov diagram rádioaktívneho β – rozpadu.	12
Obr. 2.3 (a): Feynmanov diagram gluón – gluónovej fúzie.	14
Obr. 2.3 (b): Feynmanov diagram vektor – bozónovej fúzie.	14
Obr. 2.4: Pravdepodobnostné rozdelenie rozpadových módov Higgsovho bozónu. .	16
Obr. 3.1: Vznik a rozpad Higgsovho bozónu v protón – protónových zrážkach.	19
Obr. 3.2: Distribúcia prípadov pre jednotlivé signálne (ggF, VBF) a pozad'ové prípady pred aplikovaním podmienok selekcie.	20
Obr. 3.3: Príklad aplikácie selekčnej podmienky na invariantnú hmotu leptónov. ...	21
Obr. 3.4: Rekonštrukcia hmotnosti Higgsovho bozónu v kolineárnej aproximácii. ...	24
Obr. 4.1: Optimalizácia selekcie na sumu priečných hybností leptónov.	27
Obr. 4.2: Optimalizácia selekcie na priečnu hybnosť jetov.	28
Obr. 4.3 (a): Optimalizácia kritéria $\Delta\phi_{ll} < W$ pre prípady vyhovujúce podmienke $pT_{jet} > 71 \text{ GeV}$ z predchádzajúcej selekcie.	29
Obr. 4.3 (b): Optimalizácia kritéria $\Delta\phi_{ll} < W$ pre súbor dát, na ktoré nebola aplikovaná podmienka $p_T^{jet} > 71 \text{ GeV}$ z predchádzajúcej selekcie.	29
Obr. 4.4: Optimalizácia selekcie na chýbajúcu priečnu energiu.	30
Obr. 4.5: Finálna selekcia priečnej hybnosti dominantného jetu.	31
Obr. 4.6: Finálna selekcia vzájomného azimutálneho uhlu leptónov.	31
Obr. 4.7: Finálna selekcia chýbajúcej priečnej energie.	32
Obr. 4.8: Priečna hybnosť leptónu l_1 po aplikovaní celej sady optimalizovaných kritérií.	32
Obr. 4.9 Priečna hybnosť leptónu l_2 po aplikovaní celej sady optimalizovaných kritérií.	32
Obr. 4.10 Invariantná hmota leptónov po aplikovaní celej sady optimalizovaných kritérií.	33
Obr. 4.11 Hmota Higgsovho bozónu v kolineárnej aproximácii po aplikovaní celej sady optimalizovaných kritérií.	33

Zoznam použitých skratiek

ATLAS: z angl. A Toroidal LHC ApparatuS,
CERN: z fr. Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire,
ggF: gluón – gluónová fúzia,
ID: z angl. Inner Detector,
LHC: z angl. Large Hadron Collider,
MC simulácia: Monte Carlo simulácia,
MET: z angl. Missing Energy Transversal; \cancel{E}_T ,
MS: miónový spektrometer,
QCD: z angl. Quantum Chromodynamics,
QED: z angl. Quantum Electrodynamics,
RUN: jedno neprerušené meranie na detektore ATLAS,
RUN1: prvé obdobie naberania dát na detektore ATLAS,
RUN2: druhé obdobie naberania dát na detektore ATLAS,
SCT: z angl. Semi – Conductor Tracker,
SM: Štandardný model,
TRT: z angl. Transition Radiation Tracker,
VBF: vektor – bozónová fúzia.