

Sveučilište u Splitu
Prirodoslovno – matematički fakultet

**MJERENJE MASE HIGGSOVOG BOZONA U
KANALU RASPADA NA ČETIRI LEPTONA S
CMS EKSPERIMENTOM U LHC-U**

Diplomski rad

Leo Ivas

Split, srpanj 2020.

U ovom dijelu idu zahvale ako ih želite pisati. Ako niste namjeravali pisati takav sadržaj, treba pobrisati sadržaj unutar vitičastih zagrada i stranica će nestati.

Temeljna dokumentacijska kartica

Sveučilište u Splitu
Prirodoslovno – matematički fakultet
Odjel za fiziku
Ruđera Boškovića 33, 21000 Split, Hrvatska

Diplomski rad

MJERENJE MASE HIGGSOVOG BOZONA U KANALU RASPADA NA ČETIRI LEPTONA S CMS EKSPERIMENTOM U LHC-U

Leo Ivas

Sveučilišni diplomski studij Fizika, smjer Računarska fizika

Sažetak:

Sažetak je najvažniji dio pisanog dijela rada jer je to dio rada koji se prvi čita i na osnovu njega čitatelj odlučuje zanima li ga pogledati ostatak rada. Sažetak u jednom paragrafu opisuje temu o kojoj se radi u ovom radu, zašto je ona od općeg interesa, što je čini zanimljivom i što se očekuje u budućnosti. Važno je napomenuti i kako smo došli do podataka koje navodimo u radu te na kraju dati i rečenicu ili dvije o našim glavnim zaključcima. Preporuka je da se sažetak piše zadnji i njegovom osmišljavanju se posveti znatno više vremena nego običnom tekstu u radu. Sažetak mora sadržavati između 100 i 150 riječi ako je rad pisan na hrvatskom, dok za rad na engleskom treba napisati 1 – 2 stranice proširenog sažetka na hrvatskom jeziku.

Ključne riječi: napisati između 4 i 7 ključnih riječi

Rad sadrži: 36 stranica, 18 slika, 1 tablicu, 7 literaturnih navoda. Izvornik je na hrvatskom jeziku.

Mentor: prof. / izv. prof. / doc. dr. sc. Ime i Prezime

Neposredni voditelj: prof. / izv. prof. / doc. dr. sc. Ime i Prezime

Ocjenjivači: prof. / izv. prof. / doc. dr. sc. Ime i Prezime,
prof. / izv. prof. / doc. dr. sc. Ime i Prezime,
prof. / izv. prof. / doc. dr. sc. Ime i Prezime

Rad prihvaćen: DAN. MJ. GOD.

Rad je pohranjen u Knjižnici Prirodoslovno – matematičkog fakulteta, Sveučilišta u Splitu.

Basic documentation card

University of Split
Faculty of Science
Department of Physics
Ruđera Boškovića 33, 21000 Split, Croatia

Master thesis

NASLOV RADA na EN
(ne duži od dva retka, najviše 80 znakova)

Leo Ivas

University graduate study programme Computational Physics

Abstract:

100 – 150 riječi za rad pisan na engleskom ili prijevod sažetka za rad pisan na hrvatskom jeziku.

Keywords: write between 4 and 7 keywords

Thesis consists of: 36 pages, 18 figures, 1 tables, 7 references. Original language: Croatian.

Supervisor: Prof. / Asoc. Prof. / Assist. Prof. Dr. Ime i Prezime

Leader: Prof. / Asoc. Prof. / Assist. Prof. Dr. Ime i Prezime

Reviewers: Prof. / Asoc. Prof. / Assist. Prof. Dr. Ime i Prezime,
Prof. / Asoc. Prof. / Assist. Prof. Dr. Ime i Prezime,
Prof. / Asoc. Prof. / Assist. Prof. Dr. Ime i Prezime

Thesis accepted: Month day, Year

Thesis is deposited in the library of the Faculty of Science, University of Split.

Sadržaj

1	Uvod	1
2	Teorijski uvod	2
2.1	Standardni model	2
2.1.1	Fermioni	2
2.1.2	Bozoni	3
2.2	Lagrangian SM-a	4
2.2.1	Baždarna invarijantnost	4
2.2.2	Spontano kršenje simetrije	6
2.3	Higsov bozon	7
2.3.1	Mehanizam produkcije Higsovog bozona	8
2.3.2	Mehanizmi raspada Higsovog bozona	9
2.4	Kanal raspada $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$	10
3	LHC sudarivač i CMS eksperiment	11
3.1	Povijest CERN-a	11
3.2	LHC	11
3.3	CMS	12
3.3.1	Sistem okidača	13
3.3.2	Rekonstrukcija čestica	14
4	Analiza kanala raspada $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$	15
4.1	Podaci i Montecarlo simulacije	15
4.2	Statistička analiza	19
4.2.1	PDF	19
4.2.2	Likelihood	19
4.3	ROOT i RooFit	28
4.4	Ukupni model	28
5	Rezultati	30
5.1	Statističke i sistematske pogreške	31
6	Zaključak	33
A	Napomene o literaturi	36

1 Uvod

Glavna tema ovog diplomskog rada je mjerenje mase Higgsovog bozona s najnovijim podacima prikupljenim s CMS eksperimentom u periodu od 2015. do 2018.godine. Objasnit ćemo teoretsku pozadinu Higgsovog bozona kako se uklapa u standardni model čestične fizike i zašto je tako poseban. Opisati ćemo načine produkcije i detekcije Higgsovog bozona koji se koriste u CMS eksperimentu u CERN-u. Za naše istraživanje koristit ćemo se računalnim simulacijama kako bi što preciznije konstruirali funkciju koja opisuje raspodjelu podataka na kojim provodimo mjerenje. Konačno prikazati ćemo dobivene rezultate uz odgovarajuće statističke i sistematske pogreške.

2 Teorijski uvod

2.1 Standardni model

Standardni model (SM) elementarnih čestica je teorija koja opisuje elektroslabo i jako međudjelovanje čestica [1]. Unatoč tome što ne sadrži opis gravitacijskog međudjelovanja, trenutno je najbolja teorija koja opisuje međudjelovanje subatomske čestice. Elementarne čestice u SM-u podijeljene su u dvije osnovne skupine: fermioni i bozoni.

TRI GENERACIJE TVARI (fermioni):

	1	2	3		
masa →	$\approx 2.3 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.275 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 173.07 \text{ GeV}/c^2$	0	$\approx 126 \text{ GeV}/c^2$
naboj →	$2/3$	$2/3$	$2/3$	0	0
spin →	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	0
KVARKOVI	u gore	c začarani	t vrh	g gluon	H Higgsov bozon
	$\approx 4.8 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 95 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$	0	
	$-1/3$	$-1/3$	$-1/3$	0	
	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
	d dolje	s čudni	b dno	γ foton	
	$0.511 \text{ MeV}/c^2$	$105.7 \text{ MeV}/c^2$	$1.777 \text{ GeV}/c^2$	$91.2 \text{ GeV}/c^2$	
	-1	-1	-1	0	
	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
LEPTONI	e elektron	μ muon	τ tau	Z Z bozon	BAŽDARNI BOZONI
	$< 2.2 \text{ eV}/c^2$	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$	$< 15.5 \text{ MeV}/c^2$	$80.4 \text{ GeV}/c^2$	
	0	0	0	± 1	
	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
	ν_e elektron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	W W bozon	

Slika 1: Tablica elementarnih čestica u standardnom modelu

2.1.1 Fermioni

Fermioni su čestice spina $1/2$ koje izgrađuju materiju i može ih se podijeliti u dvije podskupine: kvarkove i leptone, a svaka od podskupina može se podijeliti u tri generacije. Svaki element veće generacije ima i veću masu s izuzetkom neutrina čija masa još nije točno izmjerena.

Kvarkovi

Do otkrića kvarkova, fizičari su znali samo za električni naboj koji je cjelobrojni višekratnik elementarnog naboja te se smatralo da je kvant elementarnog naboja jednak naboju elektrona, no sada vjerujemo da je kvant jednak naboju kvarka [2]. Ipak zbog povijesnih razloga ostali

smo pri staroj notaciji pa tako elektron ima električni naboj $-e$, proton $+e$, jezgra helija $+2e$ i tako dalje. Kvarkovi, ovisno o vrsti, imaju samo dio elementarnog naboja: $+2/3e$ ili $-1/3e$. No, budući da kvarkovi ne postoje samostalno, već dolaze uvijek u kombinaciji dva ili tri kvarka, u prirodi nikad nije zapaženo postojanje čestice s nabojem manjim od jednog elementarnog naboja. Čestice sastavljene od 3 kvarka nazivamo barionima, dok mezonima nazivamo čestice sastavljene od para kvarka i antikvarka. Sva tvar (materija) u svemiru sastoji se od atoma, dakle od protona i neutrona, stoga su gornji i donji kvarkovi najviše zastupljeni kvarkovi u svemiru. Ostali kvarkovi su puno masivniji (masa kvarkova raste kako idemo od prve prema drugoj i trećoj generaciji) i puno rjeđi. Međutim, ranije u evoluciji svemira tvar je bila daleko energičnija, stoga su masivniji kvarkovi bili mnogo češći i imali su značajnu ulogu u reakcijama koje su se dogodile.

Leptoni

Od leptona najpoznatiji je elektron, stoga su leptoni najviše i proučavani budući da se svojstva elektrona zrcale u mionu i tau leptonu [2]. Ova tri leptona imaju isti električni naboj i malo toga, osim mase, razlikuje elektron od miona i tau leptona. Jedina očita razlika je u tome što se mion i tau lepton mogu raspadati na druge čestice (iz prve i druge generacije leptona i njihove antičestice), dok je elektron stabilna čestica. Isto kao i kod kvarkova, masa leptona se povećava kako idemo prema višoj generaciji. Ostala 3 leptona se nazivaju neutrimi jer su električki neutralni. Leptoni, za razliku od kvarkova, postoje u prirodi kao zasebne čestice. Leptoni druge generacije su rjeđi, ali ih se može naći u prirodi. Mione je lako proizvesti u laboratorijskim pokusima. Osim po masi, vrlo su slični elektronima. Zbog velike mase su nestabilni pa se raspadaju na elektrone i neutrina. Članovi treće generacije nisu viđeni u nikakvim prirodnim procesima, barem ne u ovom stadiju evolucije svemira. Mnogo ranije, kada je svemir bio topliji i kada su čestice imale daleko više energije, leptoni treće generacije su često nastajali u prirodnim reakcijama. Danas se tau lepton može promatrati samo u laboratorijskim pokusima, dok tau neutrino nije izravno viđen u pokusima već se njegovo prisustvo daje zaključiti iz određenih reakcija.

2.1.2 Bozoni

Za razliku od fermiona koji izgrađuju materiju, bozoni su čestice međudjelovanja i njihov spin je cjelobrojan. Skupini baždarnih bozona, spina 1, pripadaju fotoni, gluoni, W-bozoni i Z-bozoni, dok Higgsov bozon spada u skalarne bozone i njegov spin je 0.

Fotoni

Foton je osnovni djelić energije elektromagnetskog zračenja i on je elementarna čestica koja je posrednik u prenošenju elektromagnetskog međudjelovanja [3]. U vakuumu se foton giba

brzinom svjetlosti, a nema masu, električni naboj, ni energiju mirovanja.

W i Z bozoni

W i Z bozoni su elementarne čestice prijenosnici slabe nuklearne sile, odgovorne za raspade protona u neutrone i obrnuto [4]. Za razliku od ostalih baždarnih bozona, mase mirovanja su im različite od nule, a iznose 80,4 i 91,2 GeV/c², što je gotovo 100 puta više od mase protona, zbog čega im je djelovanje ograničeno na atomsku jezgru.

Gluoni

Gluon je elementarna čestica bez mase, koja prenosi jako međudjelovanje i veže kvarkove u hadrone [5]. Međudjelovanje kvarkova prenosi se emisijom i apsorpcijom gluona, slično kao što se elektromagnetsko međudjelovanje prenosi fotonima.

Valja naglasiti da i svaka čestica ima svoju antičesticu suprotnog kvantnog broja i najčešće joj simbol isti kao čestica samo s povlakom.

2.2 Lagrangian SM-a

SM teoretski možemo opisati objedinjenjem dvije teorije: kvantna elektrodinamika (eng. Quantum Electrodynamics QED) i kvantna kromodinamika (eng. Quantum Chromodynamics QCD). Sva tri međudjelovanja koja opisuje SM funkcioniraju u posredstvu nekog baždarnog bozona. Lagrangian SM-a je simetričan s obzirom na baždarnu grupu [6]:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (2.1)$$

QCD teorija opisuje jako međudjelovanje i bazirana je na $SU(3)$ grupi, dok QED objašnjava elektroslabo međudjelovanje i simetrična je $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ grupi [6].

2.2.1 Baždarna invarijantnost

Neka su električno i magnetsko polje opisani preko vektorskih i skalarnih potencijala na idući način [7]:

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.3)$$

Ako za potencijale vrijede baždarne transformacije [7]:

$$\phi \rightarrow \phi + \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (2.4)$$

$$\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} - \nabla\psi \quad (2.5)$$

to znači da električno i magnetsko polje nisu jedinstveno opisani, no baždarne transformacije su ih očuvale. Ako zapisujemo preko četverovektora potencijala i operatora diferencijala ,baždarna transformacija se može zapisati kao:

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha \quad (2.6)$$

gdje e označava električni naboj [7].

Lagrangian elektromagnetskog međudjelovanja

Ako Maxwellovu jednadžbu za slobodno elektromagnetsko (EM) polje zapišemo u Lorentz kovarijantnom obliku:

$$\partial_\mu F_{\mu\nu} = 0 \quad (2.7)$$

gdje je $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ tenzor jakosti EM polja, tada primjenjujući baždarne transformacije vidimo da tenzor ostaje ne promijenjen, stoga zaključujemo da je baždarno invarijantan što znači da su Maxwellove jednadžbe baždarno invarijantne [7]. Uvedimo sada Langrangian za slobodno elektromagnetsko polje:

$$L_{EM} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F_{\nu\mu} \quad (2.8)$$

Baždarne transformacije na tom Langrangianu se mogu opisati Abelovom grupom $U(1)$. Kada govorimo o Abelovoj grupi mislimo na matematički objekt linearne algebre čiji elementi zadovoljavaju svojstva: zatvorenosti, asocijativnosti, postojanje neutralnog elementa, postojanje inverznog elementa i komutativnosti. Ta grupa simetrije $U(1)$ ima jedan generator i to predstavlja postojanje jedne čestice medijatora elektromagnetne sile (fotona) [7]. Ukupni baždarno invarijantni Langrangian za QED je dan kao:

$$L_{QED} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F_{\nu\mu} + \bar{\psi}x[i\gamma^\mu(\partial_\mu - ieA_\mu) - m]\psi(x) \quad (2.9)$$

Lagrangian elektroslabog međudjelovanja

Isti princip baždarne invarijantnosti koji vrijedi za QED može se primijeniti na elektroslabo međudjelovanje koje zapravo objedinjuje dvije teorije međudjelovanja elektromagnetsko i slabo nuklearno [6]. Ono obuhvaća $U(1)$ grupu koja opisuje EM međudjelovanja i $SU(2)_L$ grupu koja opisuje isospin slabog međudjelovanja. Grupa simetrije $SU(2)_L \times U(1)$ ima 4 generatora što zapravo predstavlja 4 čestice medijatora, 3 za slabo međudjelovanje (W^+ , W^- i Z bozon), te 1 čestica za elektromagnetsko međudjelovanje (foton).

Lagrangian elektroslabog međudjelovanja možemo zapisati kao [6]:

$$\begin{aligned}
 L_{EW} = & \bar{L}i\gamma^\mu\partial_\mu L + \bar{\psi}'_R i\gamma^\mu\partial_\mu \bar{\psi}'_R \\
 & -g_w \bar{L}\gamma^\mu \frac{\sigma_i}{2} L W_\mu^i - g \bar{L}\gamma^\mu \frac{Y}{2} L B_\mu - g \bar{\psi}'_R \gamma^\mu \frac{\sigma_i}{2} \psi'_R B_\mu \\
 & -\frac{1}{4} W^{\mu\nu}_i W_{\mu\nu}^i - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu}
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

Lagrangian jakog međudjelovanja

Na sličan način kao i za elektroslabo međudjelovanje, grupa simetrije $SU(3)$ ima 8 generatora tj. 8 čestica međudjelovanja u jakoj sili (gluoni) [6]. Lagrangian takvog međudjelovanja dan je sa:

$$L_{QCD} = \bar{\psi}_i (i(\gamma^\mu D_\mu)_{ij} - m\delta_{ij}) \psi_j - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \tag{2.11}$$

2.2.2 Spontano kršenje simetrije

Problem koji smo naveli u prošlom odlomku je vrlo elegantno riješen s tzv. BEH (Brout-Englert-Higgs) mehanizmom. To je zapravo mehanizam koji W i Z bozonima daje masu kada međudjeluju s nevidljivim poljem kojeg sada nazivamo Higgsovo polje [9]. Odmah nakon velikog praska iznos Higgsovog polje je bilo 0, no kako se svemir hladio i temperatura pala ispod kritične vrijednosti, polje je spontano raslo i kao posljedica toga u međudjelovanju s česticama davalo im masu. Kada se to ne bi događalo, ne bi ni bilo moguće razlučiti između 3 generacije elementarnih čestica jer po svim ostalim svojstvima su jednaki osim po masi. Što više čestica međudjeluje s poljem to teža postaje. Čestice poput fotona ne međudjeluju s poljem stoga ni nemaju masu. Sam koncept Higgsovog mehanizma je veoma sličan efektu feromagnetizma u kojem zbog jakog međudjelovanja magnetskih momenata atoma dolazi do kolektivnog magnetskog uređenja tzv. spontane magnetizacije. U vanjskom magnetskom polju, feromagnetične tvari postaju inducirani magneti koje zatim to polje privlači. Naravno intuitivno je jasno i da za Higgsovo polje postoji čestica Higgsov bozon koji možemo zamisliti kao nekakvu pobudu u polju, kao npr. val na površini mora [9].

Lagrangian Higgsovog polja

Očigledno je kako i za Higgsovo polje postoji Lagrangian [6]:

$$\begin{aligned}
 L_{Higgs} = & \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \mu^2 h^2 \\
 & + \frac{g_w^2 v^2}{4} W^-_\mu W^{+\mu} + \frac{g_w^2 v^2}{8 \cos^2 \theta_w} Z_\mu Z^\mu \\
 & + \frac{g_w^2 v^2}{2} h W^-_\mu W^{+\mu} + \frac{g_w^2}{4} h^2 W^-_\mu W^{+\mu} + \frac{g_w^2 v}{4 \cos^2 \theta_w} h Z_\mu Z^\mu + \frac{g_w^2}{8 \cos^2 \theta_w} h^2 Z_\mu Z^\mu \\
 & + \frac{\mu^2}{v} h^3 + \frac{\mu^2}{4v^2} h^4
 \end{aligned} \tag{2.12}$$

Važno je naglasiti da je masa Higgsovog bozona ($m_H = \sqrt{|\mu|}$) slobodan parametar koji se ne može odrediti direktno iz teorije, već se mora izmjeriti. Također BEH mehanizam se iskoristio i za proširenje SM-a s baždarno invarijantnim Yukavinim članom koji je zadužen za davanje mase fermionima. On je zadan kao:

$$L_{Yukawa} = \sum_f -m_f \bar{\psi} \psi \left(1 + \frac{h}{v}\right) + \sum_{f'} -m_{f'} \bar{\psi}' \psi' \left(1 + \frac{h}{v}\right) \tag{2.13}$$

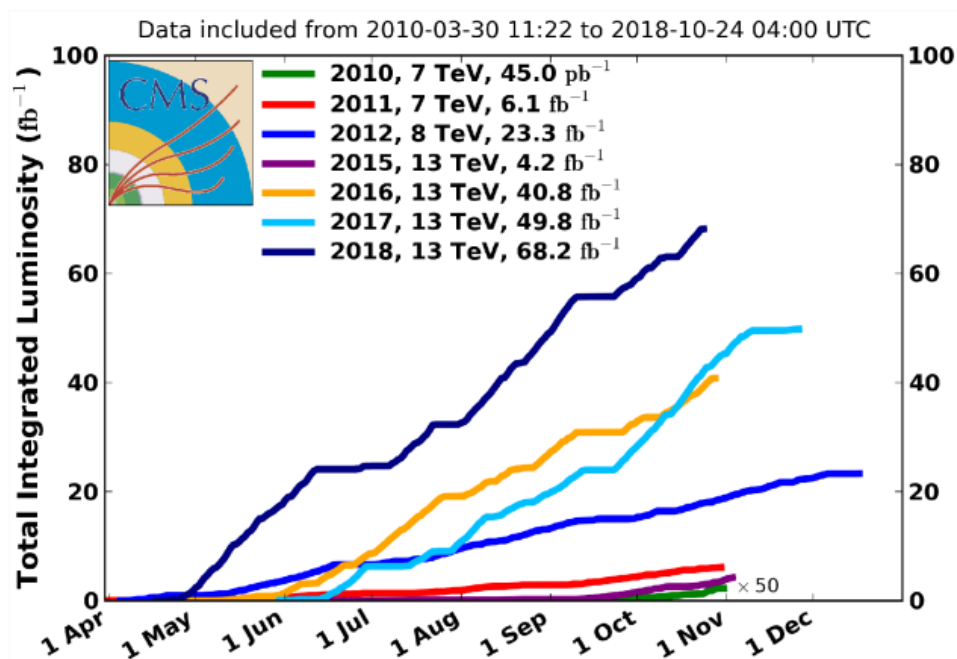
gdje prva suma ide po gornjem tipu fermiona, a druga po donjem tipu fermiona.

Konačni Lagrangian SM-a možemo pisati kao sumu jednadžbi 2.11, 2.10, 2.12 i 2.13 [6]:

$$L_{SM} = L_{QCD} + L_{EW} + L_{Higgs} + L_{Yukawa} \tag{2.14}$$

2.3 Higgsov bozon

Teoretski model koji smo opisali u prošlom poglavlju je predložen još 70-ih godina prošlog stoljeća, no eksperimentalno je dokazan tek 2012. godine. 4. srpnja te godine CMS i ATLAS eksperiment su objavili nepobitne dokaze o posljednjem velikom koraku koji je upotpunio SM kojeg poznajemo i dan danas [6]. Nakon izbacivanja prvih rezultata, znanstvenici iz europske organizacije za nuklearna istraživanja (fra. Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, CERN) nastavili su nadograđivati Veliki Hadronski Sudarač (eng. Large hadron collider, LHC) te su dobivali sve pouzdanije i točnije rezultate. Najbolji primjer koliko se eksperiment razvio prikazuje slika 2 koja pokazuje porast luminoziteta tijekom godina istraživanja, odnosno koliko se sudara dogodi u akceleratoru.



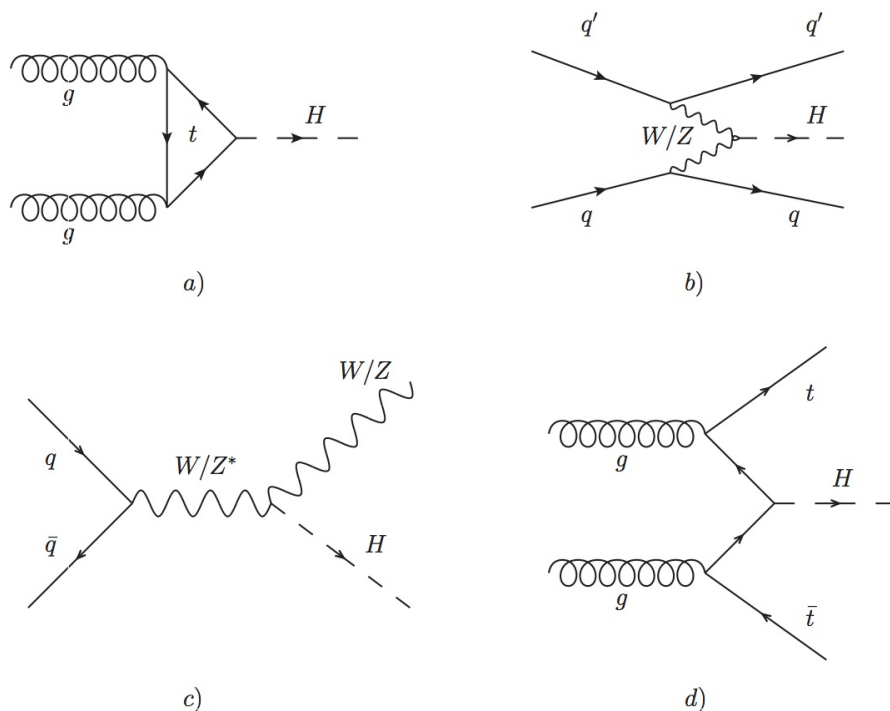
Slika 2: Luminozitet u ovisnosti o godinama.

2.3.1 Mehanizam produkcije Higgsovog bozona

Govoreći o SM-u neizbježno je spomenuti i Feynmanove dijagrame. To su grafičke ilustracije matematičkih izraza koje opisuju ponašanje i međudjelovanje subatomske čestice, a uveo ih je američki fizičar Richard Feynman 50-ih godina 20. stoljeća. Oni će nam pomoći pri opisu glavnih mehanizama produkcije tj. nastajanja Higgsovog bozona. Iako postoji više načina za nastajanje Higgsova bozona mi ćemo se koncentrirati samo na one koji su mogući u LHC-u. [6]

Gluon fuzija

Gluon fuzija je proces u kojem se dva gluona udružuju u međukoraknu petlju kvarkova, a potom iz te petlje nastaje Higgsov bozon [6]. Taj proces je najčešći, što je pokazano najvećim udarnim presjekom od svih ostalih načina produkcije. Razlog tome leži u činjenici da je luminozitet gluona jako velik u proton-proton sudarima visoke energije koje LHC može proizvesti.



Slika 3: a) Gluon fuzija, b) Vektor bozon fuzija, c) Procesi s pridruženom proizvodnjom W ili Z bozona, d) Procesi s pridruženom produkcijom $t\bar{t}$ para

Ostali načini proizvodnje

Vektor boson fuzija je drugi najčešći način produkcije Higgsovog bozona, ali udarni presjek tog procesa je manji za čak jedan red veličine od gluon fuzije [6]. Ovaj proces se događa kada dva fermiona izmjene virtualne W ili Z bozone koji se trenutno udružuju i prelaze u Higgsov bozon. Eksperimentalno gledajući ovaj proces je veoma bitan za znanstvenike jer iz njega se vrlo jasno mogu prepoznati popratni visoko energizirani jetovi s velikom invarijantnom masom.

Procesi s pridruženom proizvodnjom W ili Z bozona su treći najučestaliji način produkcije Higgsovog bozona. U tom procesu se fermion i antifermion sudare i proizvedu W ili Z bozon koji nakon toga izrači Higgsov bozon. Kao izlaz u tom procesu vidimo Higgsov bozon koji je popraćen sa leptonskim ili hadronskim česticama koji su proizvod W ili Z bozona.

Procesi s pridruženom proizvodnjom $t\bar{t}$ para su najrjeđi od svih procesa. U ovom procesu dva gluona u sudaru se raspadaju u dva para kvarkova i anti kvarkova i tada kvark iz jednog para produkta i antikvark iz drugog para se udružuju u Higgsov bozon. Za posljedicu ovog procesa vidimo izračeni par preostalih kvark i antikvark čestica.

2.3.2 Mehanizmi raspada Higgsovog bozona

U teoriji kvantne fizike vrijedi pravilo "ako se čestica može raspasti na lakše čestice to će i učiniti". Higgsov bozon nije iznimka. Kao što se Higgsov bozon može proizvesti na više načina tako i postoje razne varijacije u njegovom raspadu. Za Higgsove mase $125\text{Gev}/c^2$ SM

predviđa se vrijeme života od otprilike $1.6 \cdot 10^{-22}$ s [6]. To znači da kad se Higgs proizvede u sudaru, dok dođe do detektora već će se raspasti i kao takvog ga ne možemo prepoznati. Iz tog razloga mi promatramo čestice i njihova svojstva koje nastaju u raspadu Higgsova bozona. Na temelju tih svojstva određujemo karakteristike Higgsova bozona.

Jedan od takvih načina raspada je i cijepanje Higgsova bozona u fermion anti-fermion par. Generalno pravilo je da će se Higgs prvo raspasti na teže fermione pa tek onda na lakše, jer je masa fermiona proporcionalna jačini veze s Higgsom. Po toj logici najčešći raspad bi bio na gornji (eng. top), anti-top kvark, no ipak za takav raspad bila bi potrebna energija od $346 \text{ GeV}/c^2$. Iz tog razloga Higgs mase $125 \text{ GeV}/c^2$ se raspada na donji (eng. bottom) anti-bottom kvark par i to se događa u 57.7% situacija. Drugi najčešći u kategoriji fermion-antifermion je raspad na tau lepton anti-tau lepton par i to se događa u 6.3% slučajeva.

Druga kategorija raspada Higgsova bozona je u masivne baždarne bozone. U 21.5% slučajeva raspada se u par W bozona, a onda se isti mogu raspasti u kvark anti-kvark par ili pak u nabijen lepton i neutrino. Takav raspad W bozona je jako teško razlučiti od pozadine, a raspad u leptone je gotovo nemoguće rekonstruirati zbog slabe detekcije neutrina. Ljepši raspad je pak raspad u parove Z bozona i to se događa samo u 2.6% slučajeva, i par se poslije raspada u leptone koje je lako detektirati.

Raspada na ne masene baždarne bozone (gluone i fotone) je također moguć, no takav raspad sadrži i međukoraknu petlju virtualnih kvarkova. U 8.6% slučajeva dogodit će se raspad na gluone, dok najrjeđi od svih je raspad na fotone u samo 0.86%. No unatoč tome što je jako rijedak, jako je značajan jer se količina gibanja i energija može mjeriti jako precizno što daje izrazito točne rezultate pri rekonstrukciji Higgsovog bozona.

2.4 Kanal raspada $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$

Od svih navedenih tipova raspada u ovom diplomskom radu baviti ćemo se samo onim u kojem se Higgsov bozon raspada na par Z bozona, a potom i oni u 4 muona [6]. No ipak ako pronađemo 4 muona ne znači da smo pronašli Higgsov bozon odnosno da su oni nastali iz Higgsovog bozona. Razlog tome leži u činjenici da parovi Z bozona mogu nastati i iz drugih reakcija koje predviđa SM, poput fuzije gluona ili anihilacije kvark antikvark para. Unatoč tome što samo 0.0124% svih sudara gdje se pojavi Higgs mase $125 \text{ GeV}/c^2$ rezultira ovim kanalom raspada jedan je od najznačajnijih. Razlog tome je što možemo napraviti potpunu rekonstrukciju objekata finalnog stanja čak i za jako malo energije. Rezolucija momenata za elektrone i muone je jako dobra i stoga je moguće jako precizno mjeriti masu Higgsovog bozona i možda najvažnije, omjer signala i pozadine je odličan čak 2:1 što znači da i kad umanjimo pozadinu i pritom izbrišemo signale, ostat će nam dovoljno signala za zdravu analizu. Ovaj kanal nam je također jako koristan jer uz samo mjerenje mase Higgsova bozona, moguće je mjeriti i jačinu signala, parnost elektrona, pouzdan udarni presjek, parove anomalija ili pak tražiti masivnije

173 Higgsove bozone.

174 **3 LHC sudarivač i CMS eksperiment**

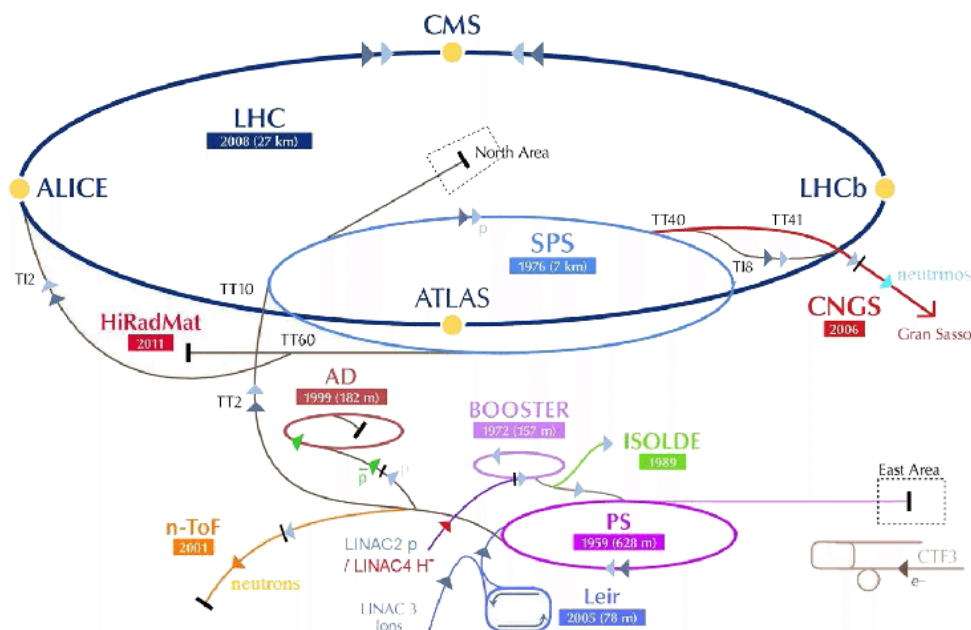
175 **3.1 Povijest CERN-a**

176 CERN organizacija osnovana je 29. rujna 1954. godine od strane 12 zemalja Zapadne Europe.
177 Izvorno, CERN je bio akronim za francuske riječi Conseil Européen pour la Recherche Nu-
178 cléaire, no danas institut nosi naziv Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire. Ipak
179 radi branda i povijesnih razloga zadržan je akronim CERN. Laboratorij je izvorno bio namijen-
180 jen istraživanju jezgre atoma, ali se ubrzo nakon toga prebacio na istraživanje međudjelovanja
181 subatomske čestice. Danas, CERN je najveći laboratorij za fiziku visokih energija na svijetu.
182 Nalazi se na sjeverozapadnoj strani Ženeve na Francusko-Švicarskoj granici i sastavljena je od
183 23 članice država svijeta. Glavna zadaća CERN-a je omogućavanje provođenja eksperimenata
184 u fizici visokih energija s ubrzivačima čestica i ostalom infrastrukturom koja bi nezavisnim
185 znanstvenicima bila jako skupa i teško dostupna. Iako je u CERN-u izvedeno mnogo uspješnih
186 eksperimenata, ovo su glavna postignuća u bogatoj povijesti njegova rada [10]:

- 187 • 1973. Otkriće neutralnih struja
- 188 • 1983. Otkriće W i Z bozona
- 189 • 1989. Utvrđivanje broja neutrinjskih vrsta
- 190 • 1995. Prvo stvaranje atoma antivodika
- 191 • 1999. Otkriće izravnog CP-narušenja
- 192 • 2010. Izolacija 38 atoma antivodika
- 193 • 2011. Održavanje antivodika više od 15 minuta
- 194 • 2012. Otkriće Higgsovog bozona

195 **3.2 LHC**

196 LHC je najveći i najmoćniji ubrzivač čestica na svijetu. Pušten je u pogon 10. rujna 2008.
197 godine kada je zamijenio dotadašnje sustave Protonskog Sinkotona (eng. Proton Synchrotron,
198 PS) i Super Protonskog Sinkotona (eng. Super Proton Synchrotron, SPS) prikazane na slici 4.



Slika 4: Schema LHC-a u CERN-u

Unutar samog ubrzivača, prije nego se sudare, putuju dvije visoko energizirane zrake čestica koje se gibaju brzinom bliskoj brzini svjetlosti [11]. Zrake putuju unutar dvije odvojene cijevi u suprotnim smjerovima, a same cijevi su pod visokim vakuumom. Zrake su dovedene do brzine svjetlosti sa snažnim magnetskim poljem supravodljivih elektromagneta, koji su izgrađeni od zavojnica specijalnog materijala koji se ohladi na -271.3°C te omogućuje bez otporni tok struje, tj. omogućuje da se ne gubi nikakva energija. Iz tog razloga, cijeli akcelerator je umrežen u sistem tekućeg helija. Tisuće magneta raznih oblika i veličina usmjeravaju zrake kako bi točno prije sudara, zrake bile na istoj poziciji s većom vjerojatnošću udarnog presjeka. Radi dobivanja osjećaja možemo reći da je taj sustav toliko precizan kao da ispalimo dvije igle na 10 km udaljenosti i želimo da se sudare. Sami sudari se događaju u 4 različita detektora ATLAS, CMS, ALICE i LHCb.

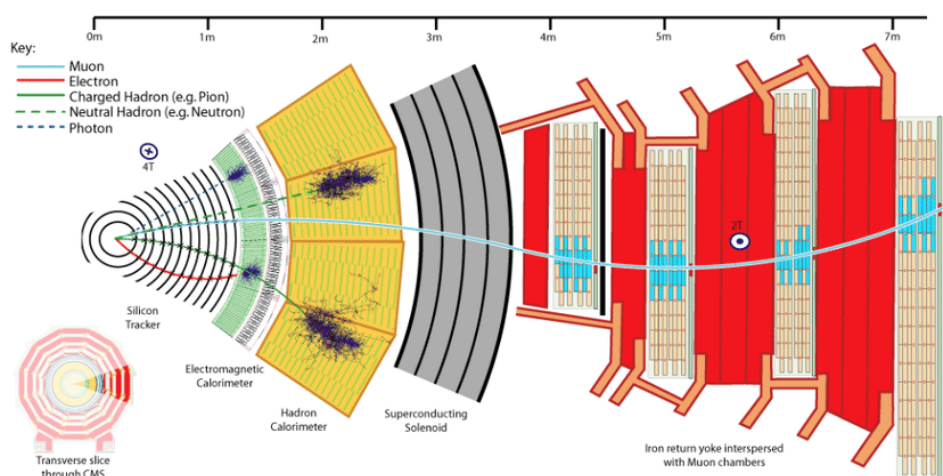
3.3 CMS

Kompaktni muonski solenoid (eng. Compact Muon Solenoid, CMS) jedan je od 4 detektora koja postoje u LHC-u i ovo su njegove glavne karakteristike:

- kompaktnost – relativno je malen s obzirom na svoju masu
- muonski – napredni sustav za detekciju muona
- solenoid – supravodljivi solenoid

Kako je masa Higgsovog bozona slobodan parametar u SM-u, moralo je se tražiti u širokom energetsom rasponu od 100 GeV do 1 TeV. To je značilo da je detektor morao biti sposoban

rekonstruirati i identificirati objekte u finalnom stanju nakon raspada iz Higgsovog bozona. Također detektor je morao biti dovoljno brz da analizira sve bitne događaje u sudarima, ali isto tako da preživi visoku radijaciju koja se događa u istim. Detektor se nalazi 100 m ispod malog francuskog sela Cessy. 21 metar dug, 15 metara širok te 15 metara visok, CMS je kao veliki filter sa strukturom luka. Svaki sloj je zadužen za mjerenje i zaustavljanje različite vrste čestica. Detektor je izgrađen oko velikog magnetnog solenoida u obliku cilindra koji je ohlađen na $-268.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ i generira polje od 4 T, što je oko 100 puta jače od magnetskog polja Zemaljske kugle. Čestice nastale u sudaru (slika 5) prvo prolaze kroz tracker sistem koji detektira putanju elektrona. Cijeli tracker se nalazi pod jakim magnetskim poljem od 4T kojim se može vrlo precizno zakriviti elektron i izvući njegova svojstva poput količine gibanja. Izvan trackera nalazi se elektromagnetski kalorimeter (eng. Electromagnetic Calorimeter, ECAL) koji namjenjen za detekciju i zaustavljanje fotona i elektrona. Idući sloj je hadronski kalorimeter (eng. Hadronic Calorimeter, HCAL) zadužen za detekciju i zaustavljanje hadrona i nešto je slabijeg magnetskog polja od otprilike 3.8T. Sve to obavijeno je supravodljivim solenoidom zaduženim za generiranje tako snažnih magnetskih polja. Konačno, 4 sloja muonskih detektora i željeznih barijera služe za detekciju i zaustavljanje muona pod magnetskim poljem od 2T.



Slika 5: Schema CMS detektora u CERN-u

3.3.1 Sistem okidača

Pri maksimalnom opterećenju u CMS-u se sudari događaju svakih 25ns i nije moguće zabilježiti svaki od sudara [6]. Zato je razvijen sustav okidača da bi zabilježili samo one događaje visokih energija koji su nam posebno važni. Sustav je sastavljen od 3 koraka, gdje je L1 kompletno hardverski, dok su L2 i L3 softverski i objedinjeni su u visoko razinski okidač (eng. High level trigger, HLT). L1 razinski okidač spusti frekvenciju sudara koje prihvaćamo sa 40MHz na samo 100kHz. Kako ne bi miješao čestice iz dva različita sudara dozvoljen je odmak od samo $4\text{ }\mu\text{s}$. Ako je uvjet zadovoljen šalje se na obradu u HLT sustav, a ako ne sudar se odbacuje. Zbog

hardverske ograničenosti L1 sustav funkcionira samo na kalorimetrima i muonskim komorama. Ako prođe L1 sustav okidača, sudar dolazi na softversku obradu koja zahtjeva ispunjavanje raznih uvjeta kao npr. postojanje dva izolirana elektrona. U konačnici finalni ispis je samo 1kHz frekvencije.

3.3.2 Rekonstrukcija čestica

Kao što smo već naveli, neke čestice imaju kratki vijek života i nemoguće ih je direktno detektirati. Iz tog razloga potrebno je napraviti rekonstrukciju čestica nastalih u procesu raspada naše željene čestice. Svaka čestica koja se detektira može nastati iz više elemenata i glavni cilj kod rekonstrukcije je povezati različite čestice u različitim detektorima s istom izvornom česticom. Rekonstrukcija se može razbiti u 3 grube kategorije: praćenje tragova, algoritam klastera i algoritma čestičnog toka (eng. Particle-flow, PL). Praćenje tragova se odvija tako da se promatra trag čestice koja prolazi kroz magnetsko polje. Znajući snagu tog magnetskog polja možemo znati i svojstva dane čestice. Tracker može rekonstruirati putanje visoko-energiziranih muona, elektrona i hadrona. Također od trackera se očekuje da bude dovoljno precizan do na $10\ \mu\text{m}$, ali opet toliko nježan da ne utječe na samu česticu [12]. Svrha algoritma klastera u kalorimetru je detektiranje i mjerenje energije i putanje stabilne neutralne čestice, odvajanje neutralnih čestica od nabijenih hadronskih deposita energije, te rekonstrukcija i identifikacija elektrona s popratnim zaključnim zračenjem fotona. PF algoritam objedinjuje cijelu rekonstrukciju u jednu cijelinu, no radi kompleksnosti ovog algoritma mi ćemo u ovom diplomskom opisati samo praćenje tragova muona i njihovu rekonstrukciju.

S PF algoritmom možemo rekonstruirati 3 različita tipa muonskih kandidata:

- Muoni koji stoje sami za sebe
- Globalni muoni
- Muoni tragova

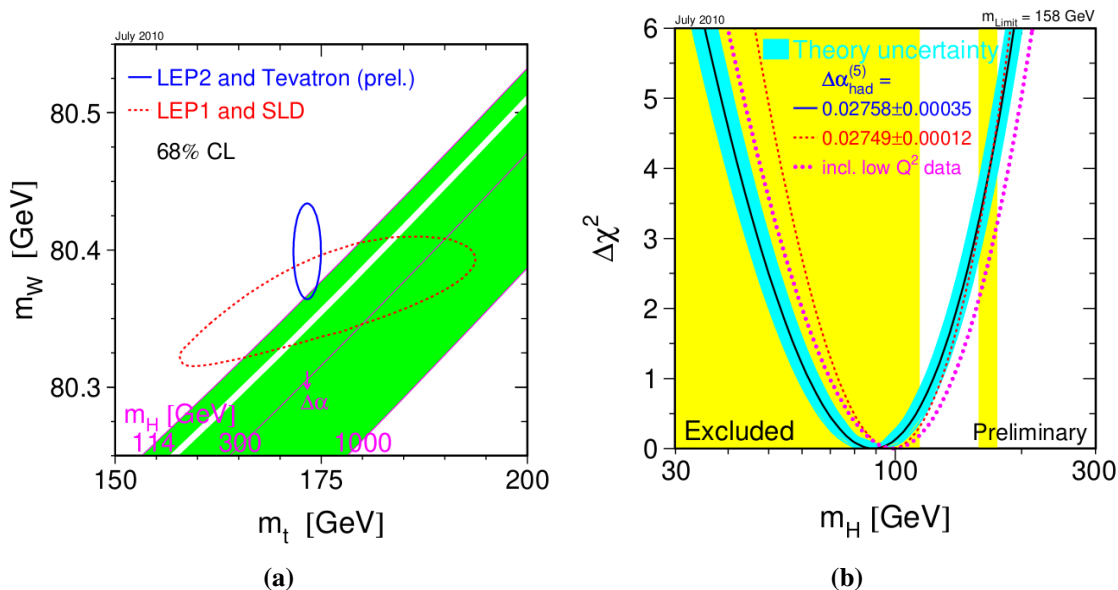
Čak 99% rekonstruiranih muona su globalni ili muoni tragova [6]. Globalni muoni popravljaju rezoluciju momenata, a muoni tragova popravljaju učinkovitost muona s niskom količinom gibanja koji ne uspiju u potpunosti prijeći cijeli CMS detektor. Globalni muoni i muoni tragova koji imaju isti trag se povezuju u jednog kandidata. Muoni koji stoje sami za sebe inače imaju lošiju rezoluciju momenata i veću mješavinu kozmičkih miona nego globalni i muoni tragova. Naboj i količina gibanja PF muona se uzima iz fita tragova ako je količina gibanja manja od 200 GeV. Iznad te vrijednosti količina gibanja se uzima prema najmanjoj chi-square vjerojatnosti iz fita za različite tragove. Naravno da pri ovakvoj rekonstrukciji može doći do pogreške i druge čestice se rekonstruira kao muone i onda oni predstavljaju pozadinu.

4 Analiza kanala raspada $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$

Kako bi što bolje opisali svojstva Higgsovog bozona u SM-u jako je bitno da odredimo koje ćemo događaje promatrati proizvedene u CMS detektoru [6]. Proces odabira događaja u ovoj analizi fokusira se na dobivanje što više signala Higgsovog bozona sa što manje pozadine. Također veoma bitan korak ove analize je odabir opservabli kojima možemo odijeliti signal i pozadinu. Govoreći o pozadini postoje dvije vrste: reducibilna i ireducibilna pozadina. Ireducibilna pozadina ima isto finalno stanje kao i signal, no nastala je iz drugog procesa SM-a. Npr. Za naš kanal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$, procesi ireducibilne pozadine bi bili $gg \rightarrow ZZ$ i $qq \rightarrow ZZ$ te bi se Z bozoni raspadali na 4 muona. Za razliku od ovakvih procesa koje nije teško simulirati, problem stvaraju procesi s reducibilnom pozadinom. To su procesi u kojem su finalni objekti krivo protumačeni u detektoru kao muoni nastali iz Z bozona. Dominantni izvori takvih događaja su Z bozoni i jetovi, gdje npr. Heavy flavour jetovi proizvode sekundarne leptone ili gdje se raspadanje nabijenih hadrona preklapa s raspadom piona i onda tumačimo to kao leptone. Važno je promatrati sve moguće raspade, a onda sve objединiti statističkom analizom u kojoj preko likelihooda mjerimo neki parametar od interesa poput mase Higgsovog bozona.

4.1 Podaci i Montecarlo simulacije

Kao što smo već spomenuli u prošlom poglavlju, SM ne može predvidjeti masu Higgsovog bozona. Taj problem je znanstvenicima, prije otkrića Higgsovog bozona, zadavao probleme jer je cijela teorija SM-a počivala na činjenici da Higgs postoji i da ima nekakvu masu. Ipak, ustrajući u svojoj namjeri, da dokažu postojanje Higgsa, iz teorije začete još 50-ih godina prošlog stoljeća znanstvenici su promatrali mase W bozona i top kvarka. Prema SM te čestice dolaze u mehanizmima produkcije Higgsa, a analizirajući mase tih čestica suzilo se područje u kojima se traži Higgsov bozon [14].



Slika 6: a) SM predviđa masu Higgsova kao funkciju mase W bozona i gornjeg kvarka b) vjerojatnost postojanja Higgsova prikazan je kao funkcija χ^2 u ovisnosti o masi Higgsovog bozona

Na slici 6a zelena krivulja predstavlja predviđanje mase Higgsovog bozona prikazane kao funkcija masa W bozona i top kvarkova. Ispunjena elipsa prikazuje eksperimentalna mjerenja, dok isprekidana predviđene vrijednosti sa 68% pouzdanosti [14]. Uzimajući u obzir te vrijednosti, konstruirala se funkcija gustoće vjerojatnosti pojavljivanja Higgsovog bozona za različite mase. Kako predviđanje standardnog modela nije apsolutno, već ovisi i o drugim parametrima, na slici 6b su prikazane i parabole koje predstavljaju pogreške eksperimentalnih mjerenja tih parametara. Iako je najvjerojatnija vrijednost mase Higgsovog bozona u minimumu parabola, eksperimentalna mjerenja pokazala da s 95% sigurnosti Higgsova možemo pronaći u intervalu od 114-158 GeV.

MonteCarlo simulacije

Idući ključni korak u potrazi za masom Higgsovog bozona i dokazivanju teorije SM-a, bile su izrade računalnih Montecarlo simulacija. MC simulacije su računalni algoritmi koji se temelje na uzorkovanju slučajnih brojeva kako bi opisali nekakav problem koji može biti determinističke prirode [13]. One su idealan način za simuliranje stvarnih procesa koji se zbivaju u detektoru i gotovo jedini način za dokazivanje fizikalne teorije ovakve vrste. Cilj ovakvih simulacija je pronalazak modela tj. funkcije koja najbolje opisuje simulirane podatke i provjera da li takav model opstaje/radi i na pravim izmjerenim podacima u detektoru.

Takvim načinom pristupa, 2012. godine znanstvenici CMS i ATLASA objavili su pronalazak novog bozona s masom 125 GeV – Higgsov bozon. Općenito korištenje MC simulacija možemo sumirati u 5 osnovnih kategorija [6]:

1. Generiranje fizikalnih procesa od interesa sa svim četveromomentima izlaznih procesa

koje predviđa SM.

2. Hadronizacija kvarkova i gluona, fragmentacija jet-ova i čestični pljusak, te simulacija dodatnih fundamentalnih događaja.

3. Simuliranje preklapajućih nakupinskih (eng. Pileup, pp) međudjelovanja.

4. Procesuiranje tih događaja kroz detaljnu simulaciju CMS detektora gdje su ishod sirovi (eng. Raw) podaci.

5. Imitacija HLT-a i rekonstrukcija događaja s istim algoritmima koji se koriste i za prave podatke.

Također, za razliku od stvarnih podataka gdje su signalni i pozadinski podaci izmiješani, sa MonteCarlo simulacijama možemo vrlo elegantno odvojeno analizirati pozadine i signale. Svi oni su izgenerirani programskim paketom PYTHIA [16].

Signalni podaci

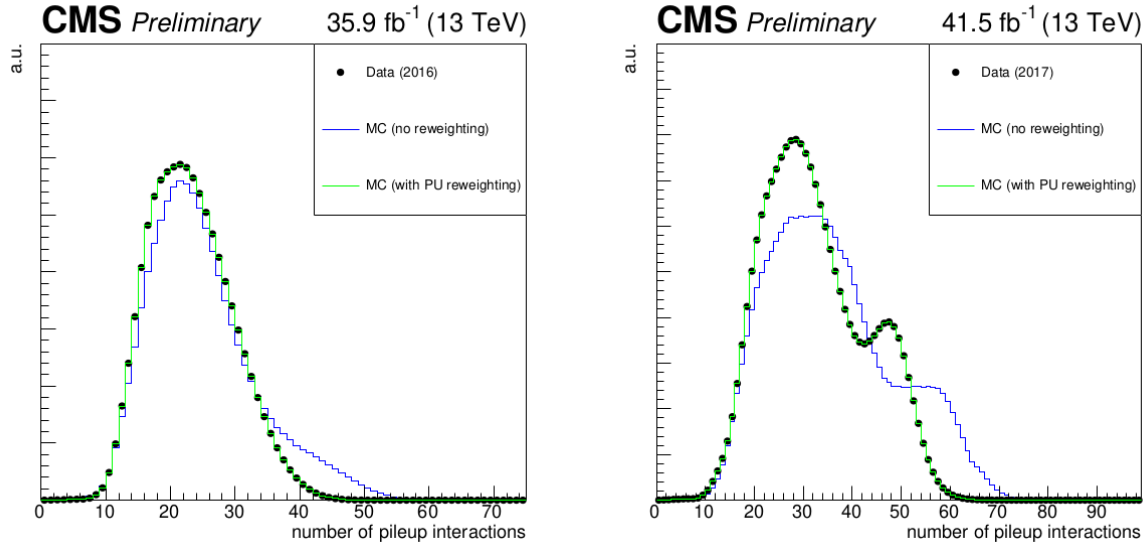
U ovom diplomskom radu analizirali smo kanal produkcije $gg \rightarrow H$, a simulirani podaci su generirani sa POWHEG2.0 do na red iza vodećeg reda (eng. Next to lead order, NLO) kvantno kromodinamičnim generatorom [17, 18, 19]. Kanal raspada na 4 muona je simuliran sa JUHGENOM [20, 21, 22, 23]. Također, uz samu simulaciju Higgsove mase 125 GeV, simulirani su i signali za mase 120, 124, 126 i 130 GeV u svrhu parametrizacije mase Higgsovog bozona koji će nam kasnije poslužiti kod prilagođavanja funkcije na stvarne podatke.

Pozadinski podaci

Pozadinski podaci koji predstavljaju kanal $qq \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ simulirani su istim postavkama kao i signal, sa POWHEG2.0 generatorom, dok je kanal $gg \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ simuliran s MCMF generatorom vodećeg reda (eng. Leading order). Uzorci tri glavna pozadinska procesa korištena u ovoj analizi su djelomično zastupljena u skupovima generiranih događaja, tzv. SM juha, čija je zadaća bila simulirati realistične tokove podataka iz CMS-a in situ [8]. SM juha sadrži velik broj različitih elektroslabih i QCD procesa. Korištena je za mjerenje učestalosti signalu sličnih događaja, te za različite kontrolne uzorke. Kontrolni uzorci iz SM juhe korišteni su kod normaliziranja pozadine, te za kontrolu efikasnosti i sistematskih nepouzdanosti.

Težina događaja

Kako bi se maksimizirala šansa za interakcijom koja može proizvesti Higgsov bozon, u LHC se ne sudaraju jedan po jedan proton, već nakupina protona. Osim čestica od interesa nastalim u tim procesima, rezultat je i tzv. nakupina međudjelovanja (eng. Pileup interactions) [24].



Slika 7: Razdioba broja nakupinskih međudjelovanja 2016.(lijevo) i 2017.(desno) simuliranih prije i poslije ponovnog određivanja težina. Slika preuzeta iz

Iako se nakupne međudjelovanja simuliraju, to se radi s prvim podacima, a prestaje raditi puno prije uzimanja zadnjih podataka [6]. Iz tog razloga, nemoguće je točno predvidjeti količinu nakupina i potrebno je tzv. ponovno računanje težina (eng. Reweighting) kako bi se pileup simuliranih podataka poklopio s pileupom realnih procesa. Prosječan broj dodatnih međudjelovanja nakupina se računa preko izmjerenih luminoziteta po jedinici grananja i njihovom distribucijom u simuliranim i pravim podacima. Slika 7 prikazuje količinu težina za dva perioda uzimanja podataka. Ipak treba naglasiti da ovakva procedura ponovnog računanja težina u nakupinskim procesima ima jako malen doprinos na ukupni signal.

Idući korak je skaliranje svakog simuliranog događaja s njegovom težinom, a računa se na idući način [6]:

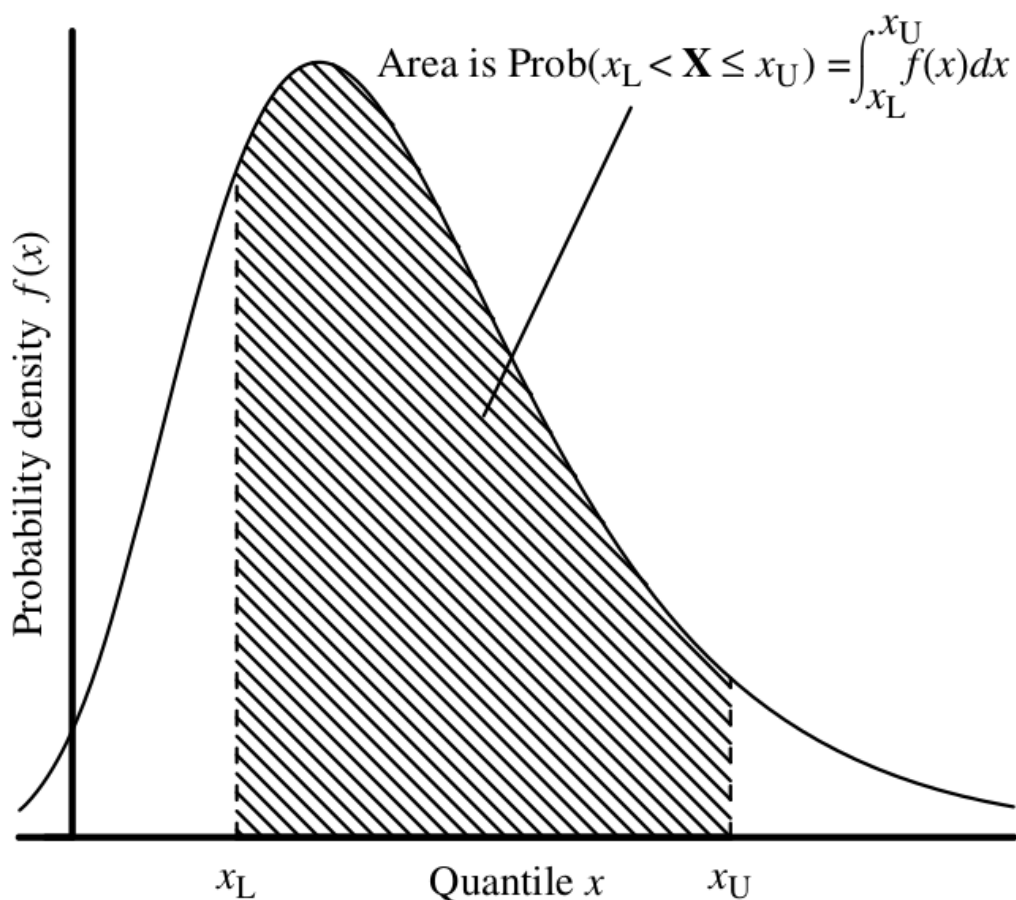
$$w_{\text{dogaaja}} = \frac{L_{\text{int}} * 1000 * \sigma * BR * w_{PU} * SF_{4l} * w_{\text{generatora}}}{\sum_{\text{svidogaaji}} w_{\text{generator}}} \quad (4.1)$$

gdje je L_{int} luminozitet u vrijeme uzimanja podataka (137 fb^{-1}), σ udarni presjek simuliranih podataka, BR omjer grananja, w_{PU} težina nakupina gore objašnjena, SF_{4l} faktor skaliranja dobiven kao umnožak faktora skaliranja sva 4 leptoni i w je generator težine koji čak može biti i negativan za NLO i više redove. Težina događaja generalno označava vjerojatnost odvijanja pojedinog događaja koji generiramo MC simulacijama.

4.2 Statistička analiza

4.2.1 PDF

Idući korak nakon simulacije događaja u detektoru je pronaći model, tj. funkciju koja najbolje opisuje naše simulirane podatke. Takve vrste funkcija se zovu funkcije gustoće vjerojatnosti (eng. Probability density function, PDF). PDF je funkcija koeficijenta prve derivacije raspodjelne funkcije $F(x)$ u točkama gdje je x definiran $f(x) = \frac{\partial F(x)}{\partial x}$. Za kontinuiranu vrijednost od x , površina ispod grafa PDF-a u intervalu od x_L do x_U predstavlja vjerojatnost da neki slučajno generiran broj prema danom modelu $F(x)$ upadne u dani interval [25].



Slika 8: PDF funkcija. Slika preuzeta iz [25]

4.2.2 Likelihood

Ipak kada odaberemo pravi PDF za opisivanje simuliranih podataka, njene parametre treba namjestiti tako da funkcija prati podatke. Taj postupak se zove prilagodba funkcije na podatke (eng. fit). Ako pretpostavimo da su svi događaji međusobno nezavisni, onda je vjerojatnost za N

događaja dana kao produkt vjerojatnosti svakih od pojedinačnih događaja:

$$P(x; \theta) = P(x_1; \theta)P(x_2; \theta) \cdots P(x_N; \theta) = \prod P(x_i; \theta) \quad (4.2)$$

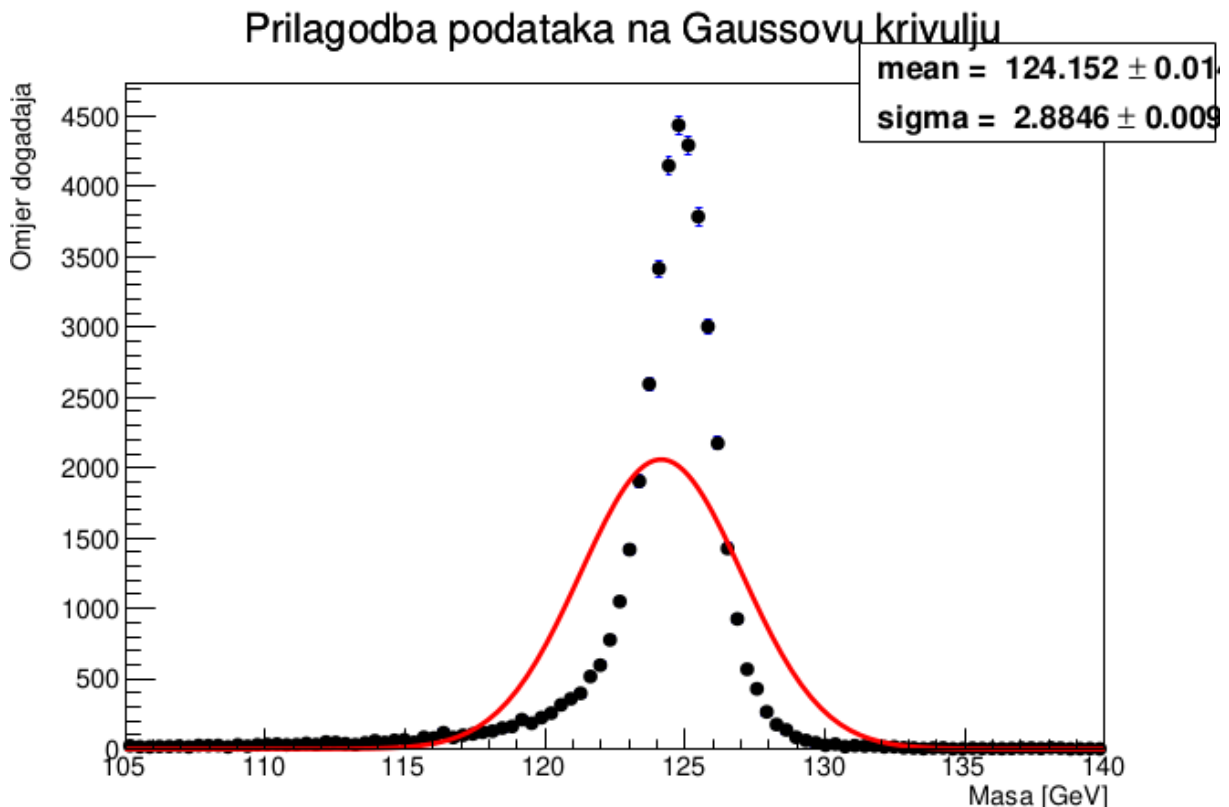
Kada se varijabla x zamjeni opservablom x^{OBS} tada P nije više PDF, već likelihood funkcija koja se označava sa $L(x^{OBS}; \theta)$. Vjerojatnost odvijanja N nezavisnih događaja je dana s:

$$L(x; \theta) = \prod f(x_i; \theta) \quad (4.3)$$

Maximum likelihood estimator $\hat{\theta}$ je vrijednost θ za koji je funkcija likelihooda postiže najveću vrijednost. Traženje maksimuma se može provesti na standardan način, deriviranjem funkcije L i izjednačavanjem s 0, no ipak je bolje tražiti maksimum log-likelihood funkcije:

$$\ln L(x; \theta) = \sum \ln f(x_i; \theta) \quad (4.4)$$

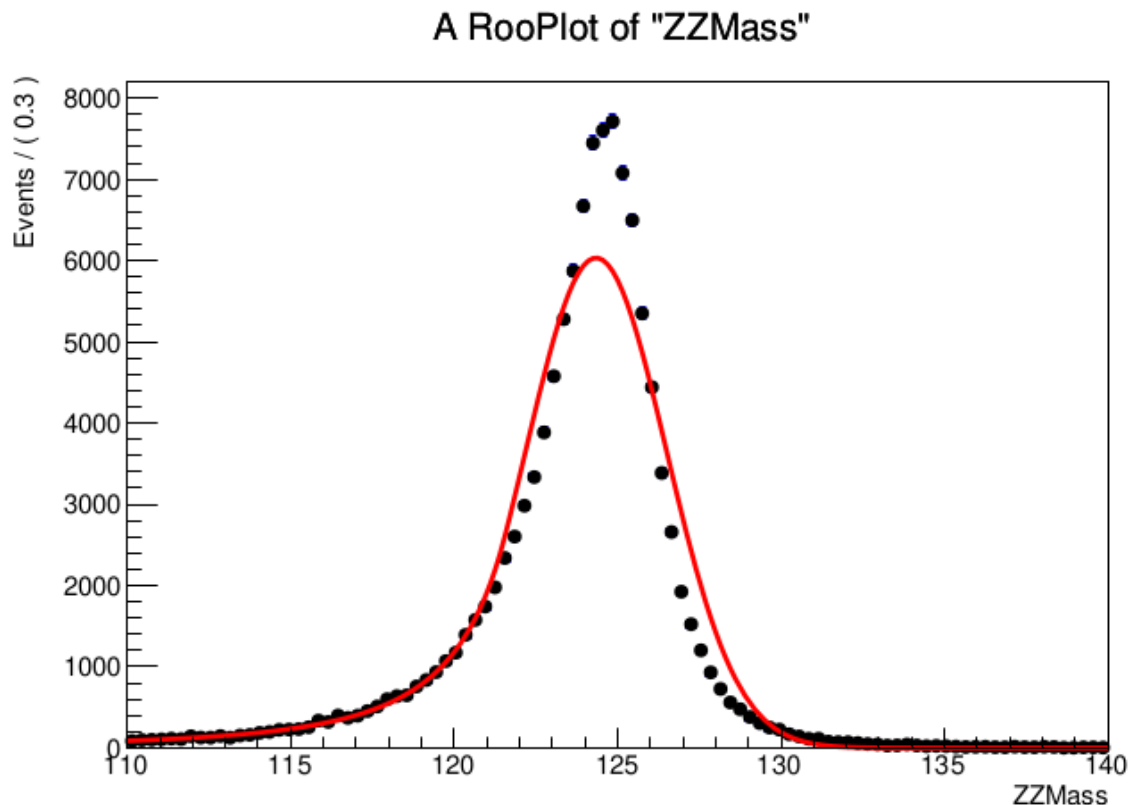
372 jer je operacija množenja zamijenjena operacijom zbrajanja koja je računalno puno jednos-
373 tavnija. Ovdje valja naglasiti da procjena maksimumlikelihooda nije najvjerojatnija vrijednost
374 traženog parametra, već je najbolja procjena naših uzorkovanih podataka.



Slika 9: Prilagodba podataka na Gaussovu krivulju

375 Prvo smo pokušali prilagoditi simulirane podatke na Gaussijan PDF-a (slika 9). Uzimajući
376 srednju vrijednost koja varira u intervalu [105,140], te σ [0.1, 5.0] uočavamo loše slaganje sa

377 simuliranim podacima, posebno oko 125Gev. Ipak Gussian je dobar temelj za nastavak rada,
378 jer vidimo simetričnu raspodjelu podataka oko 125Gev.



Slika 10: *Prilagodba podataka na Crystall ball krivulju*

379 Idući pokušaj je bio s Crystal ball funkcijom koja se inače koristi u opisivanju raznih procesa
380 u fizici visokih energija. Sama funkcija u svojoj jezgri sadrži Gaussian, a drugi dio je rep koji
381 se pojavljuje ispod određenih vrijednosti. Svi parametri su varirani i pušteni da dostižu svoje
382 granične vrijednosti, no ipak najveći peak nije dosegnut.

Konačno, funkcija koja je najbolje opisali signalne simulirane podatke je bila double Crystal

ball:

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \cdot \begin{cases} \exp(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}), & \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot (B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-n}, & \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases}$$

$$A = (\frac{n}{|\alpha|})^n \cdot \exp(-\frac{|\alpha|^2}{2}),$$

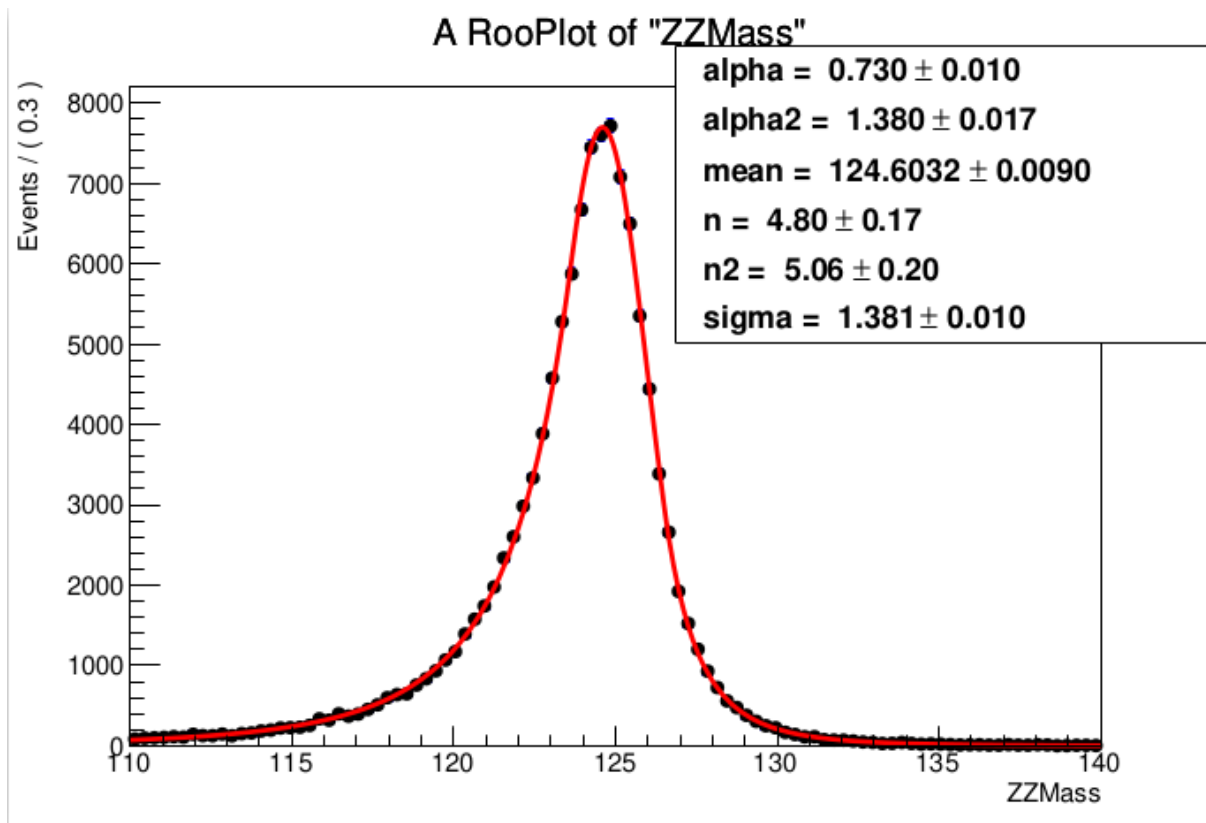
$$B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|,$$

$$N = \frac{1}{\sigma(C + D)},$$

$$C = \frac{n}{|\alpha|} \cdot \frac{1}{n-1} \cdot \exp(-\frac{|\alpha|^2}{2}),$$

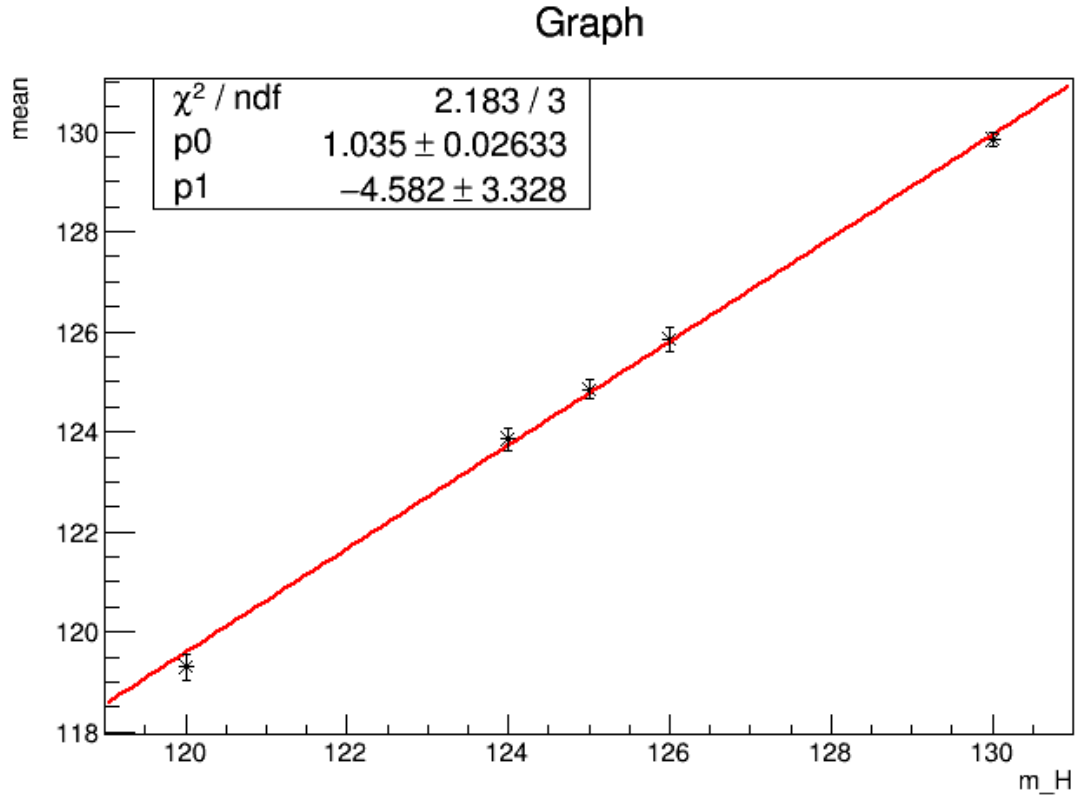
$$D = \sqrt{\frac{\pi}{2}}(1 + \operatorname{erf}(\frac{|\alpha|}{\sqrt{2}}))$$
(4.5)

Istom funkcijom koristili su se znanstvenici u CERN-u prilikom otkrivanja mase Higgsovog bozona. To je bila najjednostavnija, a ujedno i najrobusnija funkcija koja je mogla dovoljno dobro opisati simulirane podatke [29]. Sačinjena je od jezgre Gaussiana srednje vrijednosti (eng. mean) i širine σ , te polinoma n -tih stupnjeva gdje je $n=2.5$ za niski rep, a $n=10$ za visoki rep. Parametri pragova (eng. Threshold) α_{CB} određuju u kojoj točki Gauss prelazi u polinomnu funkciju.



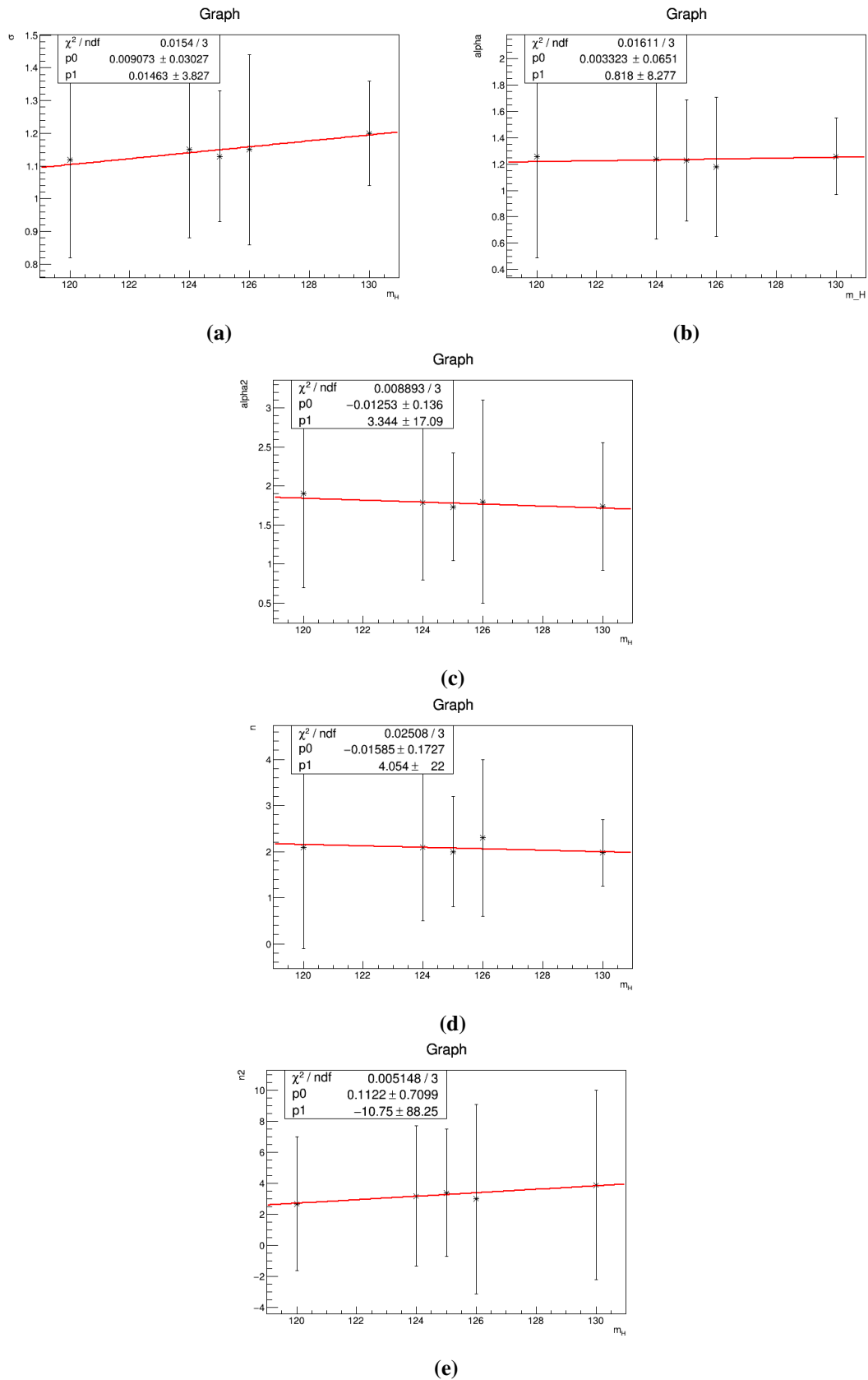
Slika 11: Prilagodba podataka na Double Crystall ball krivulju

Cijeli postupak prilagodbe podataka na double Crystal ball funkciju ponovljen je i za simulirane podatke u kojima se masa pretpostavlja na vrijednosti 120,124,126 i 130 GeV. Uzimajući dobivene srednje vrijednosti s obzirom na različite mase, uočena je linearna ovisnost parametra mean o m_H slika 12.



Slika 12: Fit linearne funkcije na srednje vrijednosti za različite mase Higgs-a

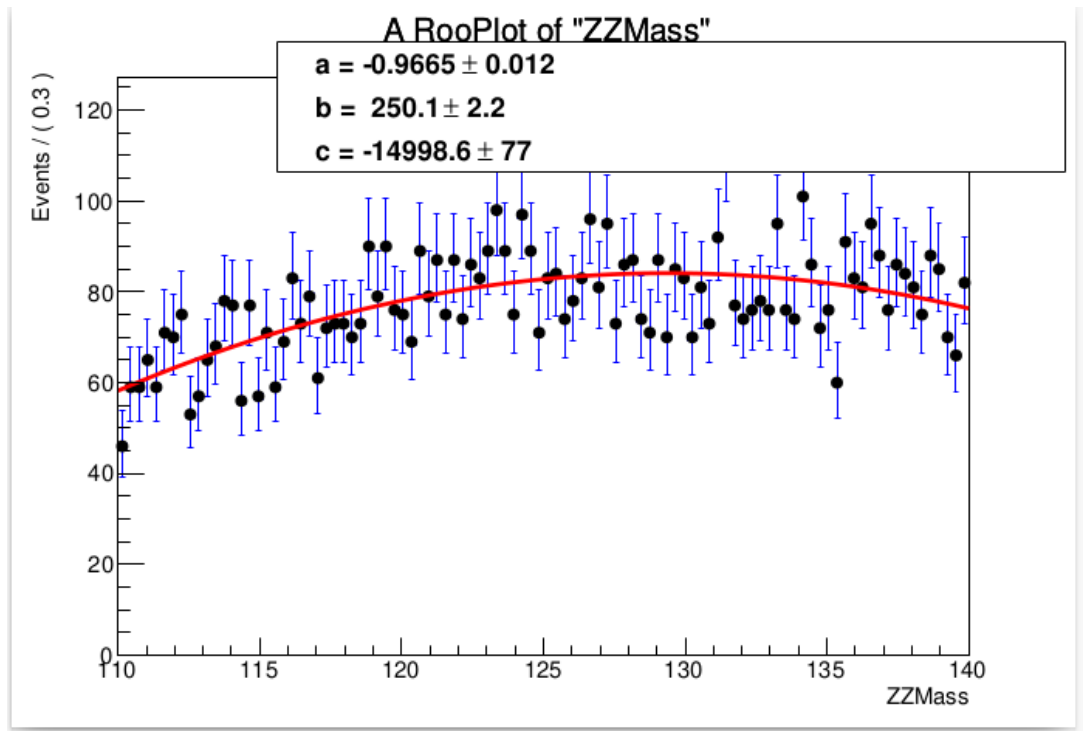
Tako smo zapravo parametrizirali masu Higgsovog bozona kao linearnu funkciju srednjih vrijednosti funkcija prilagođenih za različite simulirane podatke. Isti postupak parametrizacije smo napravili i za ostale parametre double crystal ball funkcije. Uočeno je konstantno ponašanje svakog parametra u ovisnosti o masi Higsa, što nam je uvelike olakšalo i smanjilo samo vrijeme trajanje prilagodbe funkcije na podatke.



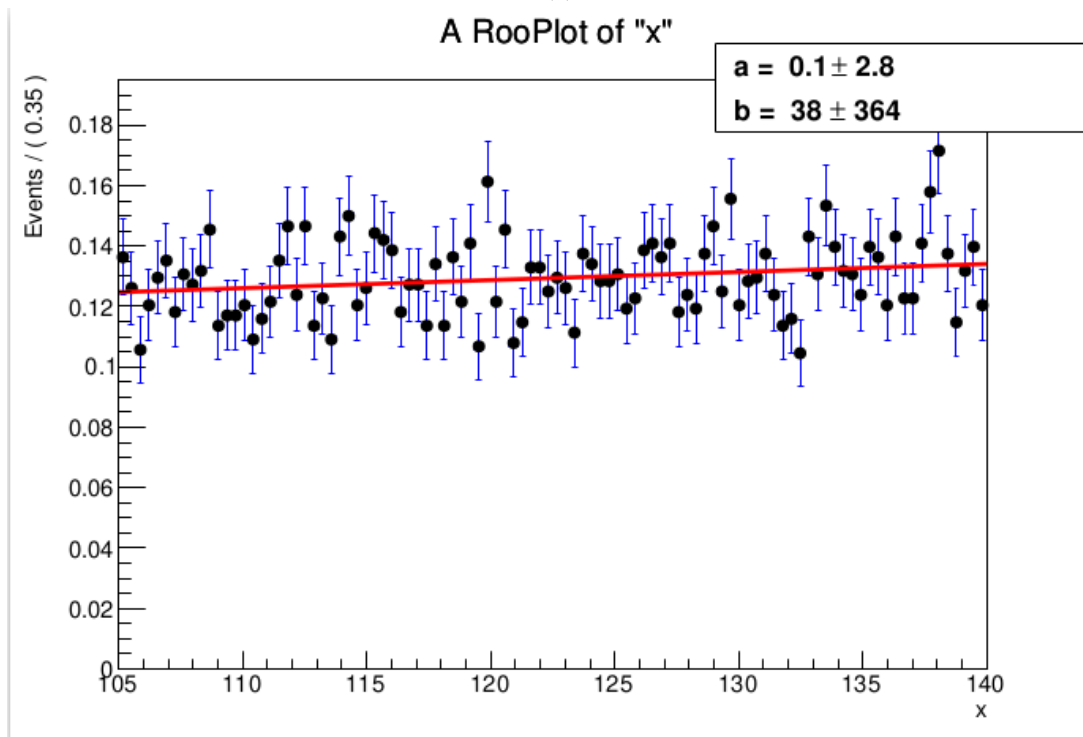
Slika 13: a)Fit za σ . b)Fit za α . c)Fit za α^2 . d)Fit za n . e)Fit za n^2 .

399 prave podatke već ih možemo fiksirati na stalne vrijednosti.

400 Za razliku od signala, koji je zahtijevao dosta kompliciranu funkciju za najbolji opis simuli-
401 ranih događaja, pozadine su opisane nešto jednostavnijim funkcijama. Pozadina koja predviđa
402 kanal raspada $gg \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ opisana je linearnom funkcijom (polinomom prvog reda), a ona koja
403 previđa kanal raspada $qq \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ opisana je kvadratnom funkcijom (polinomom drugog reda)
404 slika 14.



(a)



(b)

Slika 14: a) Kvadratna funkcija prilagođena na simulirane podatke pozadine $qq \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$. b) Linearna funkcija prilagođena na simulirane podatke pozadine $gg \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$.

405 Iz grafova su jasno vidljive velike oscilacije podataka, što znači i kada bi odabrali nekakvu
 406 kompleksnu funkciju za opisivanje simuliranih pozadinskih događaja, takva funkcija bi vjero-
 407 jatno bila loša za neke drugačije generirane podatke istog modela. Također, teorija SM-a bez

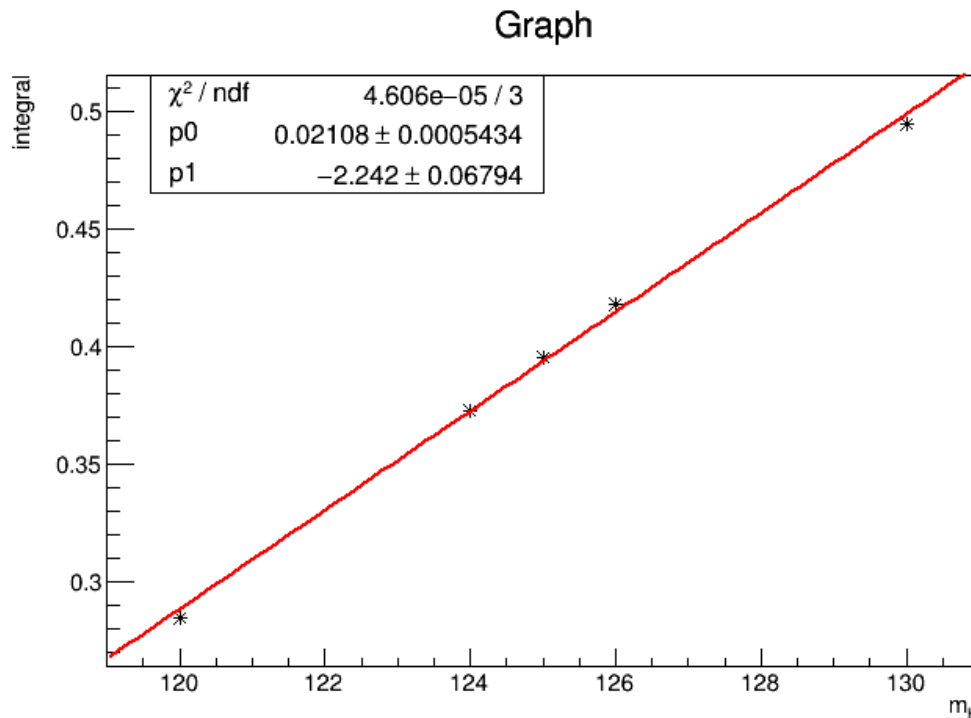
Higgsovog bozona je obrađivala pozadinske događaje s kojima mi radimo sada i znanstvenici su više puta potvrdili postojanje tih procesa. Iz tog razloga, unatoč velikim pogreškama, ovakve funkcije uzimamo kao dovoljno dobar opis naših pozadinskih procesa. (ovaj paragraf možda bi trebalo zamijeniti s atlas-str8;background model)

Uz same parametre funkcija koje opisuje signale i pozadine, bitan parametar koji izvlačimo iz simuliranih podataka je i integral funkcije. Taj podatak nam govori koliko se relativnih događaja svakog procesa odvije s obzirom na sve procese u detektoru. Njega možemo izračunati direktnim integriranjem funkcije nakon fita na simulirane podatke ili pak sumiranjem svih težina događaja tog procesa. U tablici 1 prikazani su integrali funkcije s obzirom na proces

Tablica 1: *Integrali fitanih funkcija s obzirom na dani proces*

tip	proces	Integral (%)
Signal	Signal1	77.589 (36.4%)
	signal2	6.71966(3.2%)
Pozadina	qq->ZZ->4l	82.252(38.6%)
	gg->ZZ->4l	9.23738(4.3%)
	Z+X(landau)	37.3(17.5%)

Radi malog udjela u ukupnom signalu, proces vektor bozon fuzije smo pribrojili kanalu produkcije gluon-gluon fuzije. Ostali signalni procesi su jako malog utjecaja, pa nisu bili dio ovog istraživanja. Promatrajući za mase 120,124,124,126 i 130 GeV uočena je linearna ovisnost signalnog integrala prikazano na slici 15. Time smo parametrizirali još jednu varijablu kao linearnu funkciju mase Higgsovog bozona.



Slika 15: Fit linearne funkcije na integrale funkcija za različite mase Higgs-a

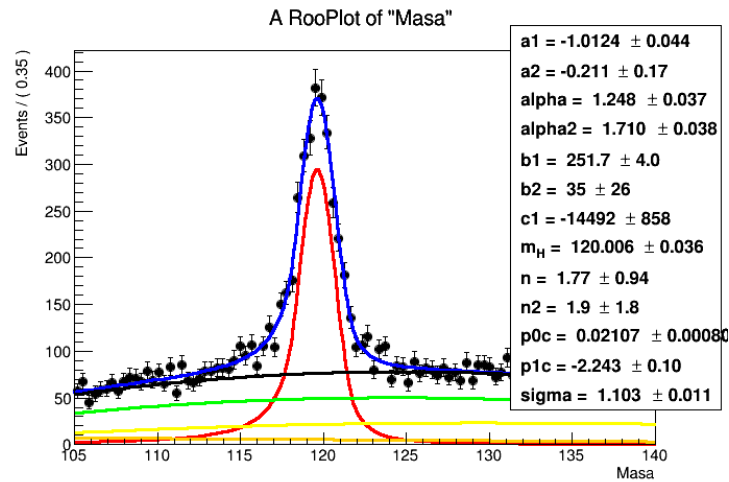
4.3 ROOT i RooFit

Simulirani podaci pozadina i signala su izgenerirani u konačan oblik ".root" datoteke. Ekstenzija takve datoteke dolazi od ROOT, objektno orijentiranog programa te biblioteke razvijena u CERN-u. Primarna namjena joj je bila za analizu podataka u čestičnoj fizici, no danas se također koristi u astronomiji i rudarenju podataka [15]. Glavna stavka ROOT datoteka je ta, da za pohranu podataka koristi stablo (tzv. Tree) koje ima svoje substrukture grane (eng. Branches) i listove (eng. Leaves). Stablo je vrlo elegantan način za spremanje podataka jer izbjegava probleme alociranja memorije kod stvaranja objekata, a samo spremanje se obavlja vrlo brzo. Uz ROOT biblioteku koristio sam se ponajviše njenom ekstenzijom ROOFIT s kojom se na vrlo elegantan način rješavaju kompleksni problemi prilagodbe podataka na nekakav model. ROOT biblioteku sam implementirao s C++ koji je i dan danas jedan od najbržih računalnih programa na svijetu.

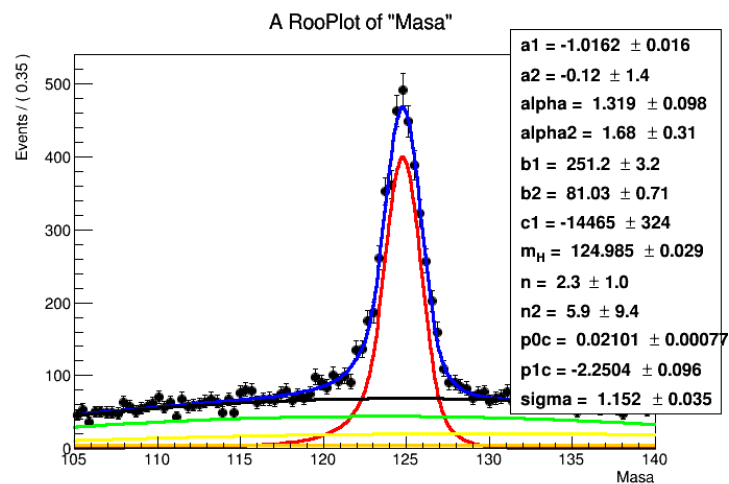
4.4 Ukupni model

Nakon određivanja funkcija koje se najbolje prilagođavaju na signalne i pozadinske podatke, napravili smo ukupan model koristeći se RooAddPdf metodom iz RooFit biblioteke [26]. Umjesto učitavanja dosadašnjih podataka, generirali smo nove podatke prema ukupnom modelu s Montecarlo simulacijom. Cilj je bio pokazati da bez obzira na odabranu srednju vrijednost

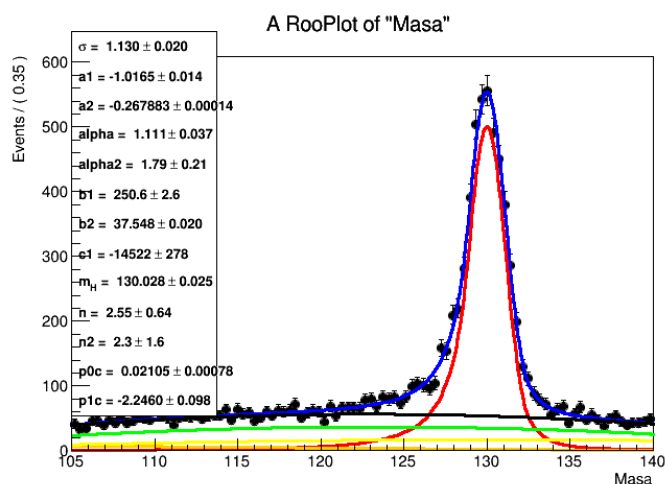
439 mase, ukupni model će imati isti oblik i iste odnose značajnih parametara.



(a)



(b)

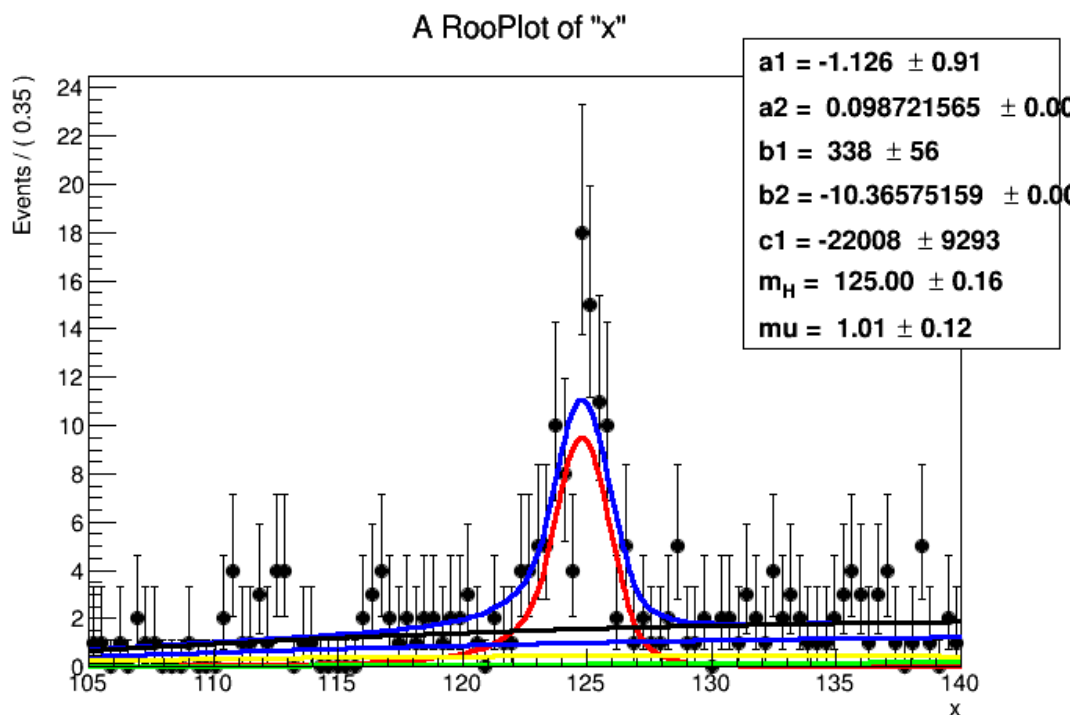


(c)

Slika 16: a) Model prilagođen za masu Higgs-a 120 GeV. b) Model prilagođen za masu Higgs-a 125 GeV. c) Model prilagođen za masu Higgs-a 130 GeV.

5 Rezultati

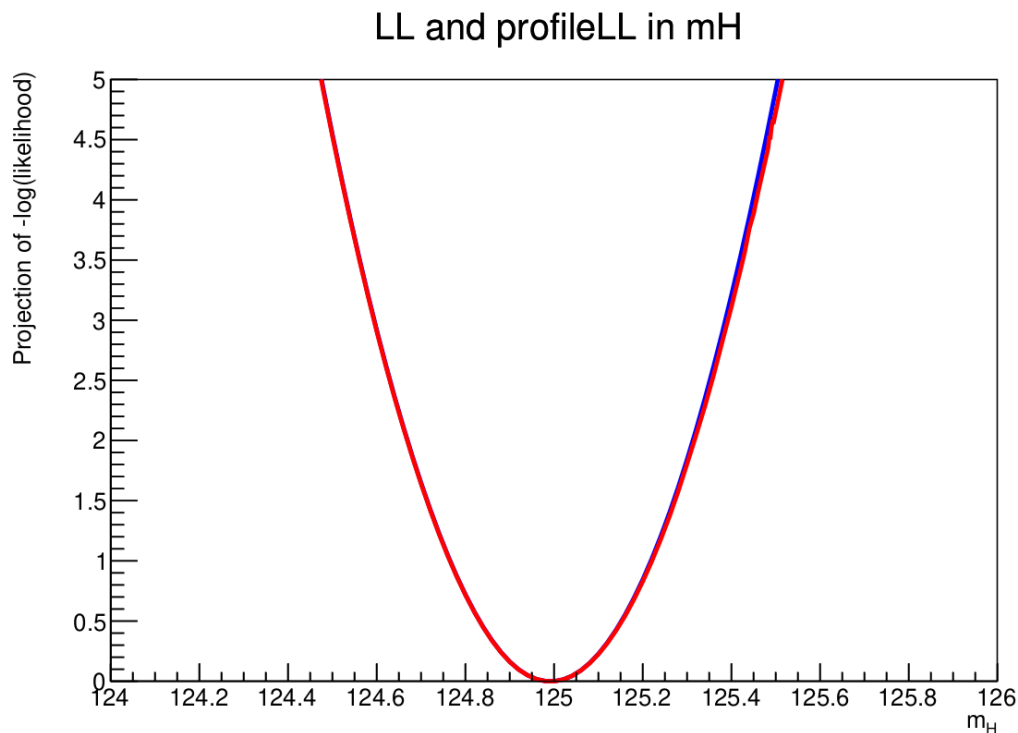
Konačan korak u dokazivanju teorije SM-a i mjerenju mase Higgsovog bozona je prilagodba naše funkcije na stvarne podatke dobivene iz Run2 u periodu 2015-2018 godine. Svi parametri našeg modela, osim srednje vrijednosti i integrala funkcije, su fiksirani. SM model ne predviđa masu Higgsovog bozona i zato bi se naša funkcija trebala prilagoditi sa srednjom vrijednošću kolika god ona bila jer je parametrizirana preko same mase Higgsovog bozona. Isto tako integral, tj. površina ispod grafa bi se trebala prilagoditi na pravu vrijednost.



Slika 17: Prilagodba konstruiranog modela na stvarne podatke

Kako bi se uvjerali u točnost našeg modela, uveli smo još jedan parametar - jačina signala (eng. signal strength) koji je zadan kao omjer stvarnog udarnog presjeka i udarnog presjeka koji predviđa SM $\mu = \frac{\sigma}{\sigma_{SM}}$ [6]. Taj parametar je uveden na način $\mu(signal)$ Vrijednost jačine signala je 1.01, što znači da se naš model gotovo idealno slaže sa stvarnim događanjima u detektoru.

Kako bi se uvjerali u točnost rezultata, napravili smo i maximullike lihood za procjenu najbolje vrijednosti mase s obzirom na dane podatke i vidimo jako lijepo slaganje likelihood i profilelikelihood metode.



Slika 18: *Maximum likelihood za estimator srednje vrijednosti našeg modela prilagođenog na prave podatke*

U našem konkretnom slučaju, slika 18 nam zapravo govori da sa više od 99.999% vjerojatnosti možemo reći da Higgs ima masu u intervalu $[124.45, 125.55]$ GeV.

5.1 Statističke i sistematske pogreške

Posljednju korak u našem istraživanju je određivanje sistematskih pogrešaka [6]. Sistematske pogreške nam daju vrijedne informacije o samom mjerenju i gotovo je nemoguće usporediti dva eksperimentalna rada ne uzimajući ih u obzir. Sveukupna neodređenost mjerenja je sastavljena od dva djela: statističke i sistematske neodređenosti. Statistička greška najčešće ovisi o broju prikupljenih podataka i to je jedna od motivacija koja znanstvenika tjera da prikupljaju što više podataka kako bi dobili što točnije rezultate. S druge strane, sistematske pogreške su rezultat nepreciznosti mjerenja eksperimenta ili nekog drugog koraka u kojem čovjek ili stroj ima direktnog utjecaja. Kada statistička pogreška čini veći dio pogreške mjerenja, tada sistematske pogreške ne dolaze do izražaja i ne promatramo ih kao ključne za istraživanje. No u slučaju kad je doprinos statističke i sistematske greške podjednak ili veći doprinos sistematske, tada je vrlo bitno odrediti pouzdan estimator. Razumijevanje neodređenosti može odigrati veoma bitnu ulogu, kao npr. donošenje zaključka da mjerenje nije u skladu s teorijom ili pak da imamo novo otkriće, a zapravo to nije istina. S druge strane ako smo prekonzervativni možemo eksperiment proglasiti neuspjelim iako smo bili na pragu nekog novog otkrića.

6 Zaključak

Zaključak je „drugi najvažniji dio” pisanog dijela rada, jer je ono što će čitatelj pogledati odmah nakon sažetka. Stoga u zaključku možete opširnije **navesti** što je sve u radu napravljeno i koje su glavne poruke. U zaključku trebate dati svoje viđenje cjelokupne tematike. To uključuje razloge za i protiv, moguća poboljšanja, daljnji rad na temi, itd. Zaključak mora biti dovoljno kratak i jasan da se samo njegovim čitanjem može steći određen uvid u mišljenje onoga tko je napisao rad. (između 200 i 400 riječi)

7 Literatura

- [1] Allday, J. Quarks, Leptons and the Big Bang: Second edition. Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 2002.
- [2] Svetlana Veselinović: "Elementarne čestice", završni rad, Sveučilište Josipa Jurja Strossmayera u Osijeku, Osijek 2014., pristupljeno 27. siječnja 2020.
- [3] <https://hr.wikipedia.org/wiki/Foton>
- [4] <https://hr.wikipedia.org/wiki/Bozoni>
- [5] <https://hr.wikipedia.org/wiki/Gluon>
- [6] T. Šćulac, *Measurements of Higgs boson properties in the four-lepton channel in pp collisions at centre-of-mass energy of 13 TeV with the CMS detector*,
- [7] Search for the Standard Model Higgs boson produced in association with a pair of top quarks and decaying into channel at $s = 8$ TeV with the ATLAS experiment at the LHC
- [8] Potencijal CMS detektora za potragu za Higgsovim bozonom kroz kanal raspada
- [9] <https://home.cern/science/physics/higgs-boson>
- [10] <https://en.wikipedia.org/wiki/CERN>
- [11] <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>
- [12]
- [13] https://en.wikipedia.org/wiki/Monte_Carlo_method
- [14] royal-sm
- [15] <https://en.wikipedia.org/wiki/ROOT>
- [16] <http://home.thep.lu.se/Pythia/>
- [17] P. Nason. A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms. JHEP, 11:040, 2004.
- [18] S. Frixione et al. Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method. JHEP, 11:070, 2007.
- [19] S. Alioli et al. NLO vector-boson production matched with shower in POWHEG. JHEP, 07:060, 2008.

- [20] Y. Gao et al. Spin determination of single-produced resonances at hadron colliders. Phys. Rev., D81:075022, 2010.
- [21] S. Bolognesi et al. On the spin and parity of a single-produced resonance at the LHC. Phys. Rev., D86:095031, 2012.
- [22] I. Anderson et al. Constraining anomalous HVV interactions at proton and lepton colliders. Phys. Rev., D89(3):035007, 2014.
- [23] A. Gritsan et al. Constraining anomalous Higgs boson couplings to the heavy flavor fermions using matrix element techniques. Phys. Rev., D94(5):055023, 2016.
- [24] <https://cms.cern/news/how-cms-weeds-out-particles-pile>
- [25] Statistical Distributions, Fourth Edition
- [26] <https://root.cern.ch/doc/master/classRooAddPdf.html>
- [27] STRUNA, hrvatsko strukovno nazivlje, URL: <http://struna.ihjj.hr/> (7. 1. 2014.).
- [28] T. Cvitaš i N. Kallay, *Fizičke veličine i jedinice Međunarodnog sustava*, Školska knjiga, Zagreb 1980.
- [29] atlas-rad
- [30] *Zakon o mjernim jedinicama*, Narodne novine br. 58, 1993, URL: <http://narodne-novine.nn.hr/clanci/sluzbeni/259051.html> (7. 1. 2014.).
- [31] Hubblesite, NASA, Saturn's Rings in Ultraviolet Light URL: http://hubblesite.org/gallery/album/solar_system (7. 1. 2014.).
- [32] Tverberg, *World Energy Consumption Since 1820 in Charts*, URL: <http://www.financialsense.com/contributors/gail-tverberg/world-energy-consumption-since-1820-in-charts> (7. 1. 2014.).
- [33] M. Vuković, *Pisanje slovnih znakova u znanstvenim i tehničkim tekstovima*, URL: <http://www.akreditacija.hr/agencija/casopis/26.pdf> (prilog 1, 31. 3. 2017.).
- [34] N. S. Lewis, *Toward Cost-Effective Solar Energy Use*, Science, 315, 798-801 (2007).

A Napomene o literaturi

Prilikom pozivanja na izvore u tekstu upisujemo brojeve pod kojima su ti izvori zavedeni u literaturi. Poželjno je korištenje automatskog unosa, odnosno kombinacije `bibitem+cite` kao u ovom primjeru.

Za upis knjige u literaturu koristite oblik:

Autori, naziv knjige, izdavač, mjesto izdanja, godina izdanja (primjer: referenca [28]).

Za upis web stranice koristite oblik:

Autori stranice (ako su poznati), naziv stranice, URL, datum kada je stranica posjećena (primjeri: reference [27, 30, 31, 32, 33]).

Za upis članka iz časopisa koristite oblik:

Autori, naziv članka, naziv časopisa, svezak, raspon stranica, godina izdanja (primjer: referenca [34]).