

Sveučilište u Splitu
Prirodoslovno – matematički fakultet

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

Diplomski rad

Ime i prezime studenta

Split, mjesec GOD.

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

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

Ime i prezime studenta

[Pobrišite ovu liniju i sve dijelove koji se ne odnose na vaš studij!]

Sveučilišni preddiplomski studij Fizika / Matematika i fizika / Fizika / Inženjerska fizika,
termodinamika i mehanika

Sveučilišni diplomski studij Fizika, smjer Biofizika / Fizika okoliša / Računarska fizika

Sveučilišni diplomski studij Fizika / Matematika i fizika / Fizika i informatika, nastavnički smjer
Sveučilišni diplomski studij Inženjerska fizika, usmjerenje Termodinamički uređaji / Mehanički sustavi

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: 43 stranice, 21 sliku, 2 tablice, 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)

Ime i prezime studenta

[Pobrišite ovu liniju i sve dijelove koji se ne odnose na vaš studij!]

University undergraduate study programme Physics / Mathematics and Physics / Physics and
Informatics / Engineering Physics, Thermodynamics and Mechanics

University graduate study programme Physics, orientation Biophysics / Environmental Physics /
Computational Physics

University graduate study programme Physics / Mathematics and Physics / Physics and Informatics,
orientation Education

University graduate study programme Engineering Physics, orientation Thermodynamic devices /
Mechanical systems

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: 43 pages, 21 figures, 2 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	18
4.2.1	PDF	18
4.2.2	Likelihood	19
4.3	ROOT i RooFit	29
4.4	Ukupni model	29
5	Rezultati	32
5.1	Statističke i sistematske pogreške	33
5.2	Usporedba s rezultatima CMS-a i ATLAS-a	35
6	Zaključak	37
A	Naslov	40
A.1	Kompleksnije funkcionalosti	41
B	Napomene o literaturi	42

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
	$\approx 4.8 \text{ MeV}/c^2$ $-1/3$ $1/2$ d dolje	$\approx 95 \text{ MeV}/c^2$ $-1/3$ $1/2$ s čudni	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$ $-1/3$ $1/2$ b dno	0 0 1 γ foton	
	$0.511 \text{ MeV}/c^2$ -1 $1/2$ e elektron	$105.7 \text{ MeV}/c^2$ -1 $1/2$ μ muon	$1.777 \text{ GeV}/c^2$ -1 $1/2$ τ tau	0 1 Z Z bozon	
LEPTONI	$< 2.2 \text{ eV}/c^2$ 0 $1/2$ ν_e elektron neutrino	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$ 0 $1/2$ ν_μ muon neutrino	$< 15.5 \text{ MeV}/c^2$ 0 $1/2$ ν_τ tau neutrino	BAŽDARNI BOZONI $80.4 \text{ GeV}/c^2$ ± 1 1 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 dijelimo ih u dvije podskupine: kvarkove i leptone, a svaku od podskupina možemo podijeliti u tri generacije. Svaki element veće generacije ima 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. 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 $-1/3e$. Budući da kvarkovi ne postoje samostalno već uvijek dolaze 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 značajniju 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]. Navedena tri leptona imaju isti električni naboj i osim mase, malo toga 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. Muone je lako proizvesti u laboratorijskim pokusima i osim po masi, vrlo su slični elektronima. Zbog velike mase su nestabilni pa se raspadaju na elektrone i neutrima. 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 indirektno mjerenjem energije 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

58 brzinom svjetlosti te nema masu, električni naboj niti energiju mirovanja.

59 **W i Z bozoni**

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

64 **Gluoni**

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

68 Valja naglasiti da i svaka čestica ima svoju antičesticu suprotnog kvantnog broja i najčešće
69 joj simbol isti kao čestica samo s povlakom (npr. muon μ , antimuon $\bar{\mu}$).

70 **2.2 Lagrangian SM-a**

SM teoretski možemo opisati objedinjenjem dviju teorija: 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]:

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

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

73 **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 može se definirati 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 $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ primjenjujući baždarne transformacije vidimo da tenzor jakosti EM polja ostaje nepromijenjen, stoga zaključujemo da je baždarno invarijantan što znači da su Maxwellove jednadžbe baždarno invarijantne [7]. Uvedimo sada Lagrangian za slobodno elektromagnetsko polje:

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

Baždarne transformacije na tom Lagrangianu 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 Lagrangian 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]:

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

82 Kratki doseg slabe nuklearne sile nam ukazuje da čestice međudjelovanja moraju imati masu,
 83 a to implicira da simetrija koja stoji iza ove teorije ne funkcionira tj. da postoji nekakav meh-
 84 anizam koji daje masu česticama izmjenjenim u slabim međudjelovanjima (W i Z bozonima),
 85 ali ne daje masu česticama izmjenjenim u električnim međudjelovanjima (foton-ima). Eksper-
 86 imenti su pokazali nepobitne dokaze da slaba sila stvarno postoji sa svim svojim svojstvima i
 87 česticama, što je samo značilo da treba pronaći nešto što krši simetriju te teorije.

Lagrangian jakog međudjelovanja

Na sličan način kao i za elektroslabo međudjelovanje, grupa simetrije $SU(3)$ ima 8 generatora tj. 8 čestica međudjelovanja u jakoj nuklearnoj 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

89 Problem koji smo naveli u prošlom odlomku je vrlo elegantno riješen s tzv. BEH (Brout-Englert-
 90 Higgs) mehanizmom. To je zapravo mehanizam koji W i Z bozonima daje masu kada međud-
 91 jeluju s nevidljivim poljem kojeg sada nazivamo Higgsovo polje [9]. Odmah nakon velikog
 92 praska iznos Higgsovog polje je bilo 0, no kako se svemir hladio i temperatura pala ispod kri-
 93 tične vrijednosti, polje je spontano raslo i kao posljedica toga u međudjelovanju s česticama
 94 davalo im masu. Kada se to ne bi događalo, ne bi ni bilo moguće razlučiti između 3 generacije
 95 elementarnih čestica jer po svim ostalim svojstvima su jednaki osim po masi. Što više čestica
 96 međudjeluje s poljem to teža postaje. Čestice poput fotona ne međudjeluju s poljem stoga ni
 97 nemaju masu. Sam koncept Higgsovog mehanizma je veoma sličan efektu feromagnetizma u
 98 kojem zbog jakog međudjelovanja magnetskih momenata atoma dolazi do kolektivnog mag-
 99 netskog uređenja tzv. spontane magnetizacije. U vanjskom magnetskom polju, feromagnetične
 100 tvari postaju inducirani magneti koje zatim to polje privlači. Naravno intuitivno je jasno i da
 101 za Higgsovo polje postoji čestica Higgsov bozon koji možemo zamisliti kao nekakvu pobudu u
 102 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:

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

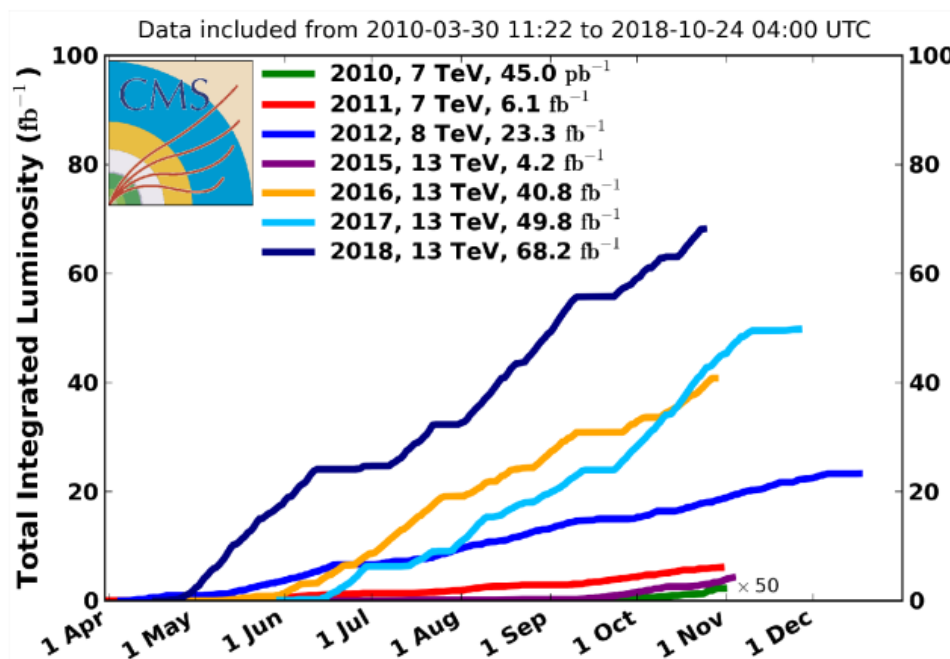
gdje prva suma ide po gornjem tipu fermiona, a druga po donjem tipu fermiona.

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.



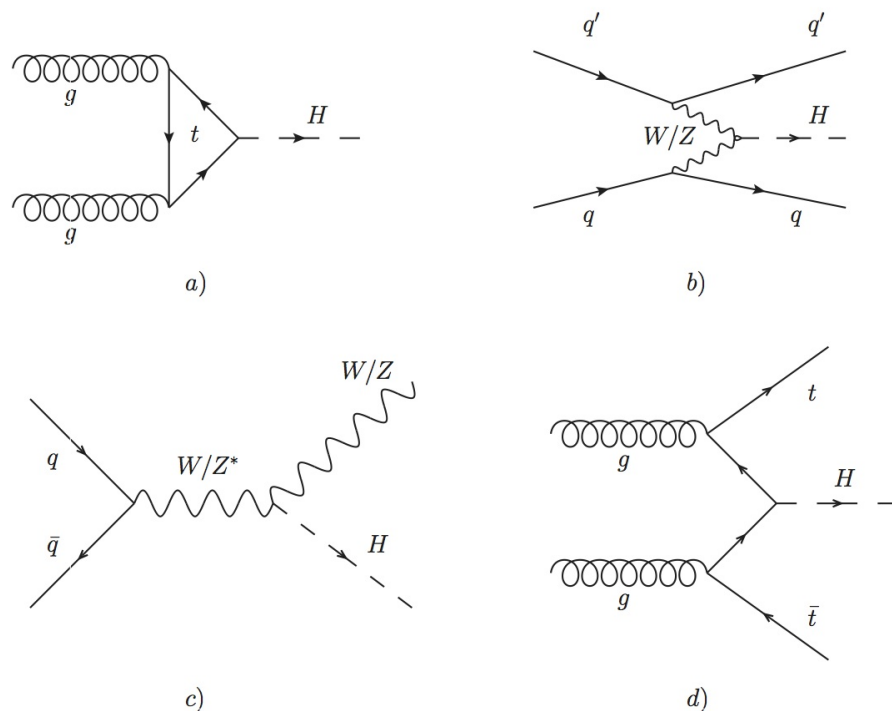
Slika 2: Luminozitet u ovisnosti o godinama.

2.3.1 Mehanizam produkcije Higsovog 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 Higsovog bozona. Iako postoji više načina za nastajanje Higsova 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 Higsov 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 bozon fuzija je drugi najčešći način produkcije Higgsovog bozona, ali udarni presjek tog procesa je manji za čak jedan red veličine od gluon 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 Higgsov bozon mase $125\text{GeV}/c^2$ SM predviđa 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 Higgssa. Na temelju tih svojstva određujemo karakteristike Higgsova bozona.

Jedan od takvih načina raspada je i cijepanje Higgssa 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 Higgssa je u masivne baždarne bozone. U 21.5% slučajeva raspada se u par W bozona, a onda se isti mogu raspast 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,

179 parnost elektrona, pouzdan udarni presjek, parove anomalija ili pak tražiti masivnije Higgsove
180 bozone.

181 **3 LHC sudarivač i CMS eksperiment**

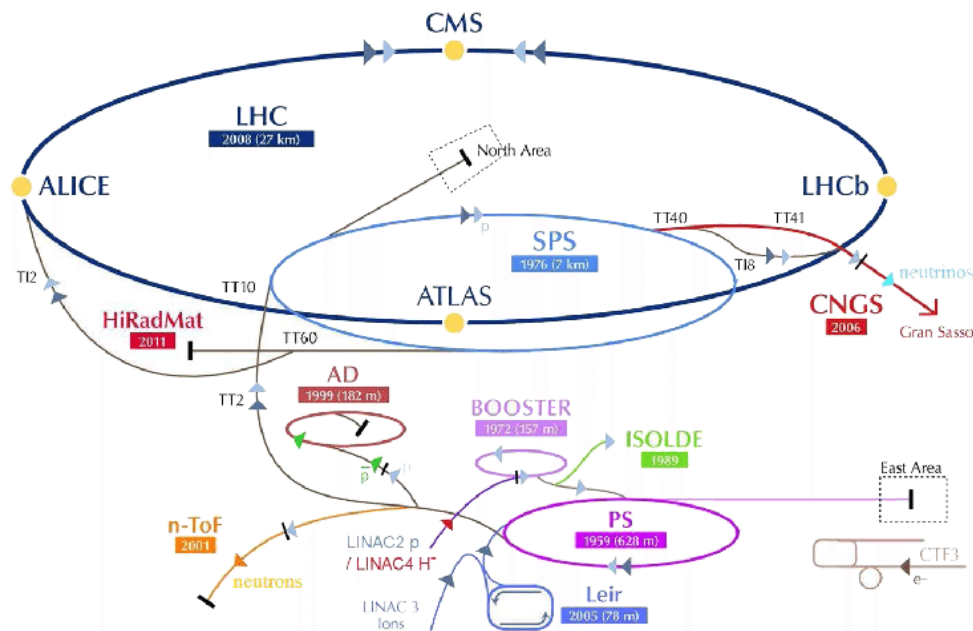
182 **3.1 Povijest CERN-a**

183 CERN organizacija osnovana je 29. rujna 1954. godine od strane 12 zemalja Zapadne Europe.
184 Izvorno, CERN je bio akronim za francuske riječi Conseil Européen pour la Recherche Nu-
185 cléaire, no danas institut nosi naziv Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire. Ipak
186 radi brenda i povijesnih razloga zadržan je akronim CERN. Laboratorij je izvorno bio namijen-
187 jen istraživanju jezgre atoma, ali se ubrzo nakon toga prebacio na istraživanje međudjelovanja
188 subatomske čestice. Danas, CERN je najveći laboratorij za fiziku visokih energija na svijetu.
189 Nalazi se na sjeverozapadnoj strani Ženeve na Francusko-Švicarskoj granici i sastavljena je od
190 23 članice država svijeta. Glavna zadaća CERN-a je omogućavanje provođenja eksperimenata
191 u fizici visokih energija s ubrzivačima čestica i ostalom infrastrukturom koja bi nezavisnim
192 znanstvenicima bila jako skupa i teško dostupna. Iako je u CERN-u izvedeno mnogo uspješnih
193 eksperimenata, ovo su glavna postignuća u bogatoj povijesti njegova rada [10]:

- 194 • 1973. Otkriće neutralnih struja
- 195 • 1983. Otkriće W i Z bozona
- 196 • 1989. Utvrđivanje broja neutrinjskih vrsta
- 197 • 1995. Prvo stvaranje atoma antivodika
- 198 • 1999. Otkriće izravnog CP-narušenja
- 199 • 2010. Izolacija 38 atoma antivodika
- 200 • 2011. Održavanje antivodika više od 15 minuta
- 201 • 2012. Otkriće Higgsovog bozona

202 **3.2 LHC**

203 LHC je najveći i najmoćniji ubrzivač čestica na svijetu. Pušten je u pogon 10. rujna 2008.
204 godine kada je zamijenio dotadašnje sustave Protonskog Sinkotona (eng. Proton Synchrotron,
205 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 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.

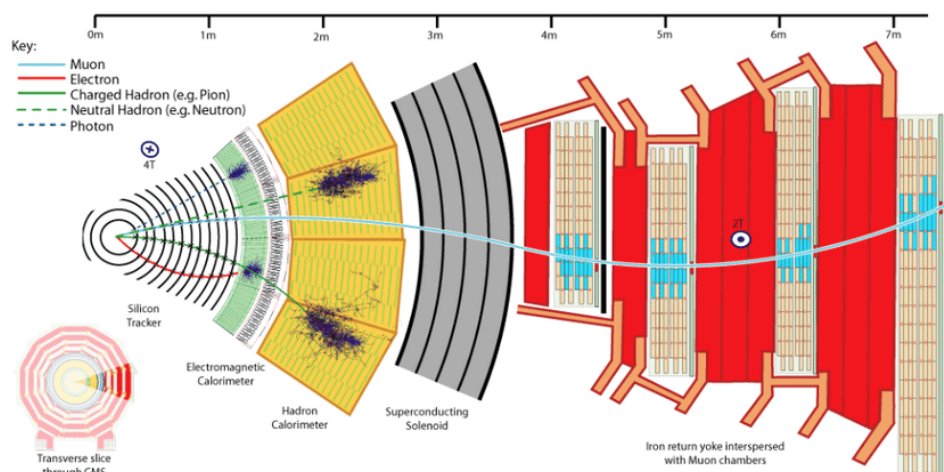
3.3 CMS

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 te 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

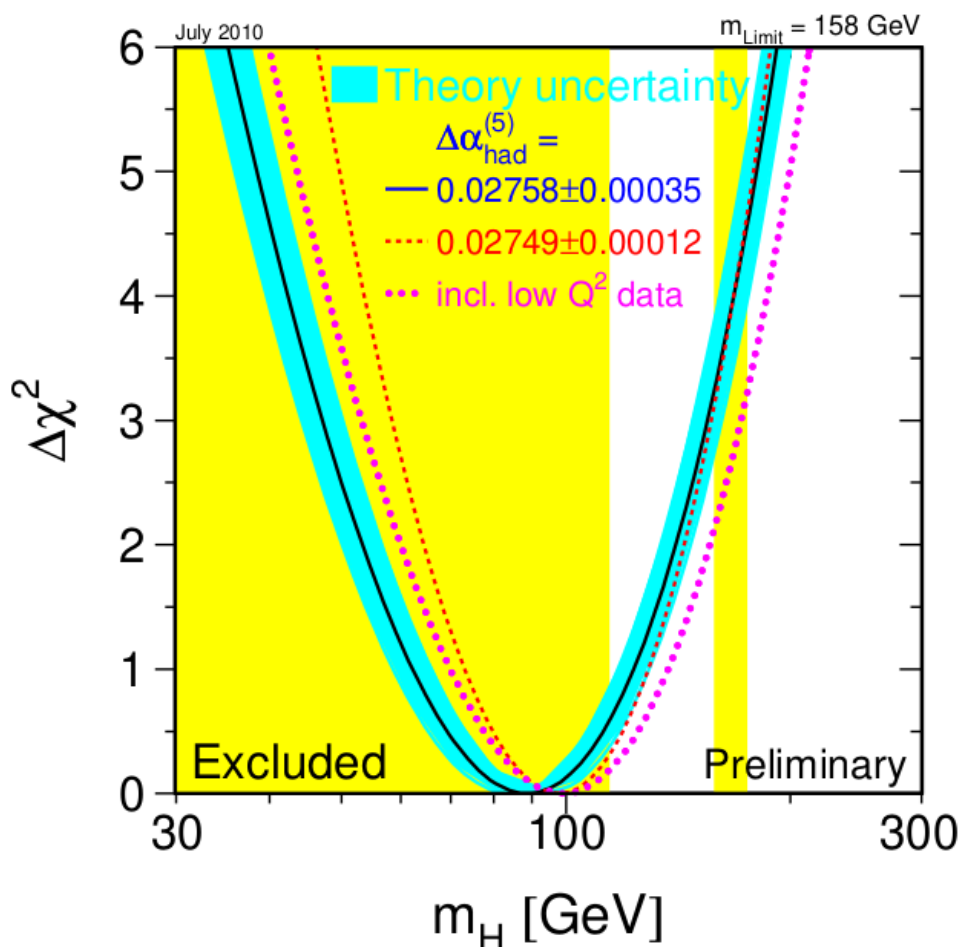
Čak 99% rekonstruiranih muona su globalni ili muoni tragova [6]. Globalni muoni popravljaju rezoluciju momenata, a muoni tragova popravljaju učinkovitost muona s niskom količinom gibanja koji ne uspiju u potpunosti prijeći cijeli CMS detektor. Globalni muoni i muoni tragova koji imaju isti trag se povezuju u jednog kandidata. Muoni koji stoje sami za sebe inače imaju lošiju rezoluciju momenata i veću mješavinu kozmičkih muona 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 χ^2 vjerojatnosti iz fita za različite tragove. Naravno da pri ovakvoj rekonstrukciji može doći do pogreške gdje se druge čestice rekonstruira kao muone i tada takvi procesi 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. jetovi teškog okusa (eng. Heavy flavour jets) proizvode sekundarne leptone ili gdje se raspadanje nabijenih hadrona preklapa s raspadom piona i onda tumačimo to kao leptone.

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-u te čestice dolaze u mehanizmima produkcije Higgsa, a analizirajući mase tih čestica suzilo se područje u kojima se traži Higgsov bozon [14].



Slika 6: Vjerojatnost postojanja Higgsova prikazan je kao funkcija χ^2 u ovisnosti o masi Higgsovog bozona

U radu iz 2003. godine [15] znanstvenici su eksperimentalnim mjerenjima odbacili hipotezu o postojanju mase Higgsovog bozona ispod 114 GeV, dok je 2011. odbačeno i postojanje mase Higgsovog bozona u intervalu od 158 do 173 GeV [16]. Uzimajući u obzir takva ograničenja konstruirala se likelihood funkcija najizglednije mase Higgsovog bozona, koju ćemo kasnije detaljnije opisati. Kako predviđanje standardnog modela nije apsolutno, već ovisi i o drugim parametrima, na slici 6 su prikazane i parabole koje predstavljaju pogreške eksperimentalnih mjerenja tih parametara. Iako je najvjerojatnija vrijednost mase Higgsovog bozona u minimumu parabola, gore navedenim saznanjima, novo najizglednije područje pronalaska mase Higgsovog bozona postalo je interval od 114 do 158 GeV. Upravo takva saznanja su dovela znanstvenike da godinu dana kasnije dođu do najvažnijeg fizikalnog otkrića 21. stoljeća.

MonteCarlo simulacije

Idući krucijalni 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 deter-

minističke 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. Kao što su i realni procesi podijeljeni u nekoliko koraka, tako i MC simulacije moramo razdvojiti u različite etape. Prvi korak je simulacija proton-proton sudara. Teorija SM-a za p-p sudar nam daje vjerojatnosti nastanka pojedinih elementarnih čestica. U našem konkretnom slučaju, simulirao se sudar protonskih zraka energiziranih na 13Tev. Kako neke elementarne čestice ne mogu egzistirati zasebno, poput gluona i kvarkova, idući potrebnim korakom je hadronizacija istih, te simuliranje jet-ova i čestičnog pljuska nastalog pri sudaru protonskih zraka. Kako protone ne šaljemo u kontinuiranom slijedu, već ih grupiramo u nakupine, pri prolasku jedne nakupine kraj druge može doći do tzv. preklapajućih nakupinskih međudjelovanja (eng. Pile up interactions) [18]. U tim procesima dolazi do zanimljivih, ali ne željenih procesa koji mogu omesti detektor. Zato je bitno simulirati i te događaje, kako ne bi došli do krivog zaključka o vjerojatnosti odvijanja procesa prema SM-u. Nakon kreiranja događaja s odgovarajućim vjerojatnostima, potrebno je simulirati detektiranje istih. Trenutno najbolja platforma za simuliranje prolaska čestice kroz materiju je paket GEANT4 [19]. Software razvijen 1998. godine, osim simuliranja detektora koji koristimo u čestičnoj fizici, koristi se u astrofizici pa čak i u medicini. Posljednji korak MC simulacija je 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, s MonteCarlo simulacijama možemo vrlo elegantno odvojeno analizirati pozadine i signale. Svi oni su izgenerirani programskim paketom PYTHIA [20].

Zbog kompleksnosti izrada ovakvih MC simulacija, u ovom radu smo dobili već generirane podatke.

Signalni podaci

Signalne procese koje smo razmatrali u ovom istraživanju su gluon-gluon fuzija ($gg \rightarrow H$), te vektor bozon fuzija. Zbog male signifikantnosti na ukupni signal, ostale procese (WH , ZH , ttH , bbH) u produkciji Higgsovog bozona smo zanemarili.

Pozadinski podaci

Kao što smo već objasnili na početku ovog poglavlja, reducibilnu pozadinu nije teško simulirati jer SM predviđa vjerojatnosti nastanka takvih procesa. U naše istraživanje uključili smo kanal $qq \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ i kanal $gg \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$. Simuliranje ireducibilne pozadine se odvija na nešto kompleksniji način. Zbog velikog broja događaja u detektoru, dolazi do miješanja i fuzije čestica iz dva ili više različitih sudara. Iz tog razloga algoritam rekonstrukcije može pogriješiti u spajanju čestica i dobivamo krivo očitavanje. Ipak vrlo efikasno, znanstvenici su kompleksnim tehnikama iz pravih podataka, ne utječući na konačan rezultat, uspjeli izvući vjerojatnost pojave ovakvih događaja. Sve procese ovakvog tipa ustaljeno je označavati sa $Z+X$ [6].

Težina događaja

Prije analize simuliranih podataka, bitan korak je dodjeljivanje težina svakom događaju. Težine događaja predstavljaju vjerojatnost odvijanja istog. Bez ovog koraka, svi događaji bi bili jednako vjerojatni i to bi uvelike narušilo stvarni prikaz podataka. Težine događaja se računaju prema formuli:

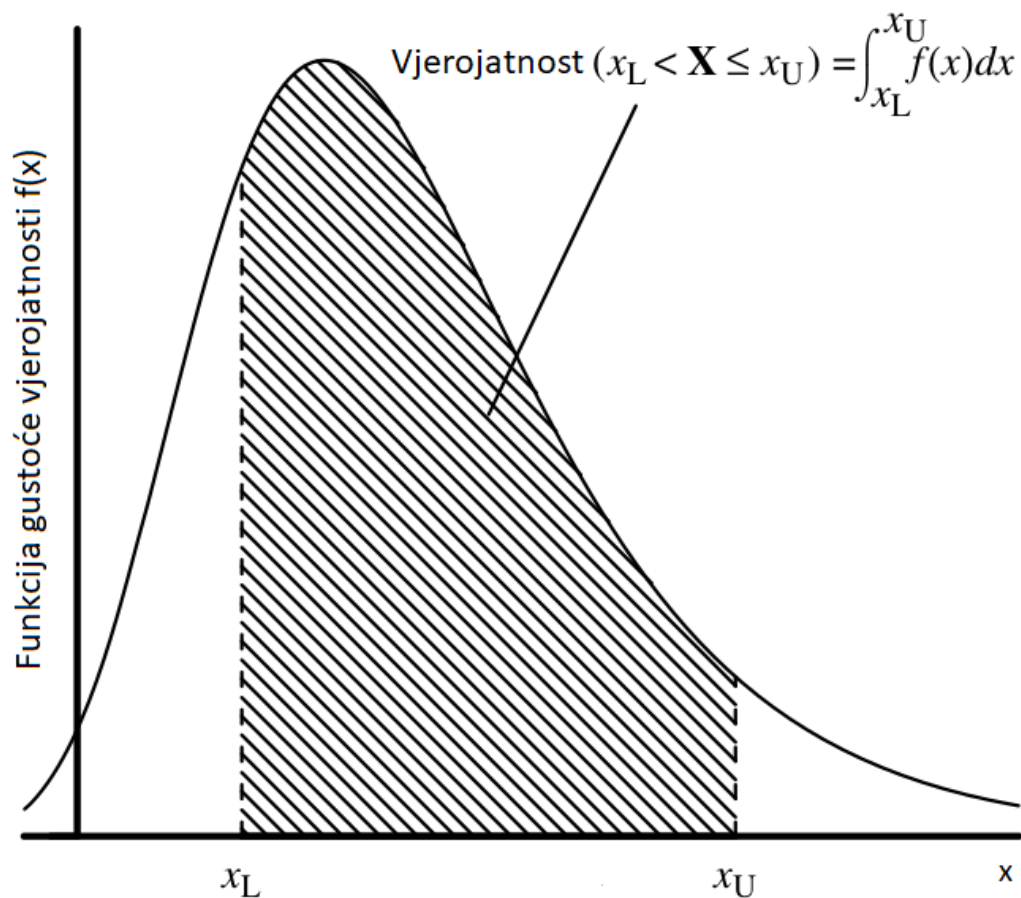
$$w_{\text{dogaaja}} = \frac{L_{\text{int}} * \sigma * BR * SF}{\sum_{\text{svidogaaji}} w_{\text{generator}}} \quad (4.1)$$

U jednadžbi 4.1 L_{int} predstavlja luminozitet, a σ udarni presjek. Luminozitet je veličina obrnuto proporcionalna udarnom presjeku i govori nam koliko podataka možemo "ugurati" u udarni presjek. Što je veći luminozitet, veća je šansa da će doći do sudara čestica. U ovom radu, podaci su prikupljeni u periodu 2016.-2018. godine i ukupan luminozitet je bio 137.7 fb^{-1} slika2. BR predstavlja omjer grananja koji nam govori o vjerojatnosti raspada čestica na lakše čestice, a SF je faktor skaliranja koji moramo uvesti kako bi opisali sve ostale minorne procese koji utječu na konačne podatke.

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 [29].



Slika 7: PDF funkcija. Slika preuzeta iz [29]

368 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). Funkcija koja nam govori koliko dobro naš PDF opisuje dane podatke zove se likelihood funkcija. 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:

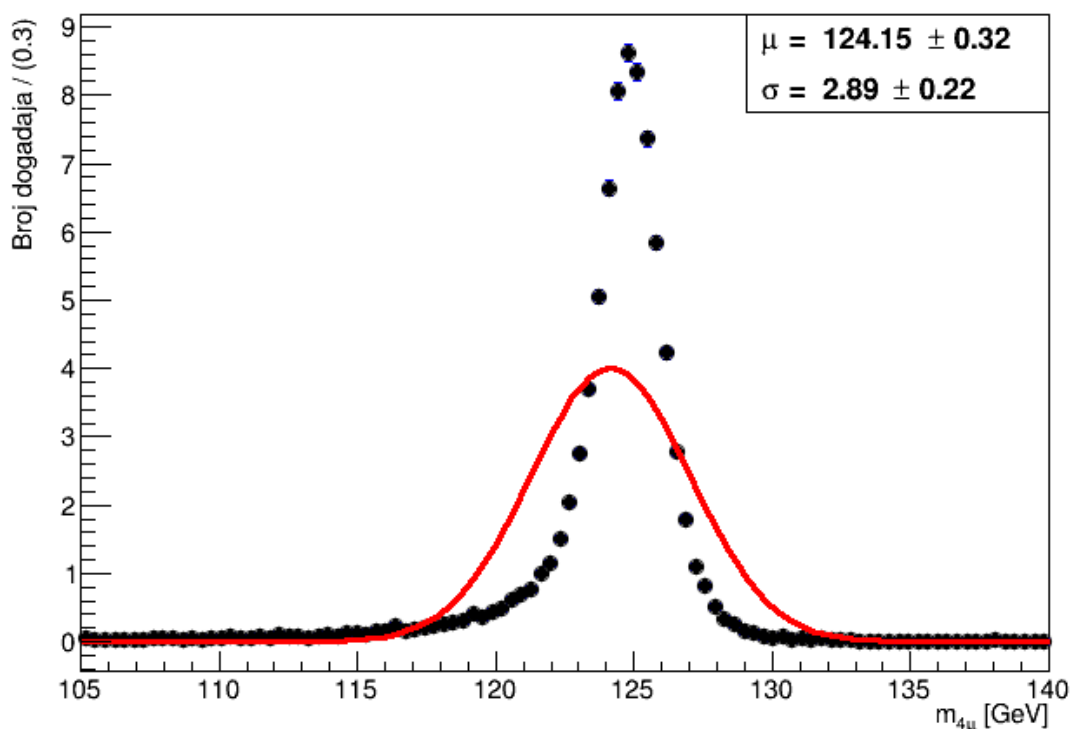
$$L(x; \theta) = \prod f(x_i; \theta) \quad (4.3)$$

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:

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

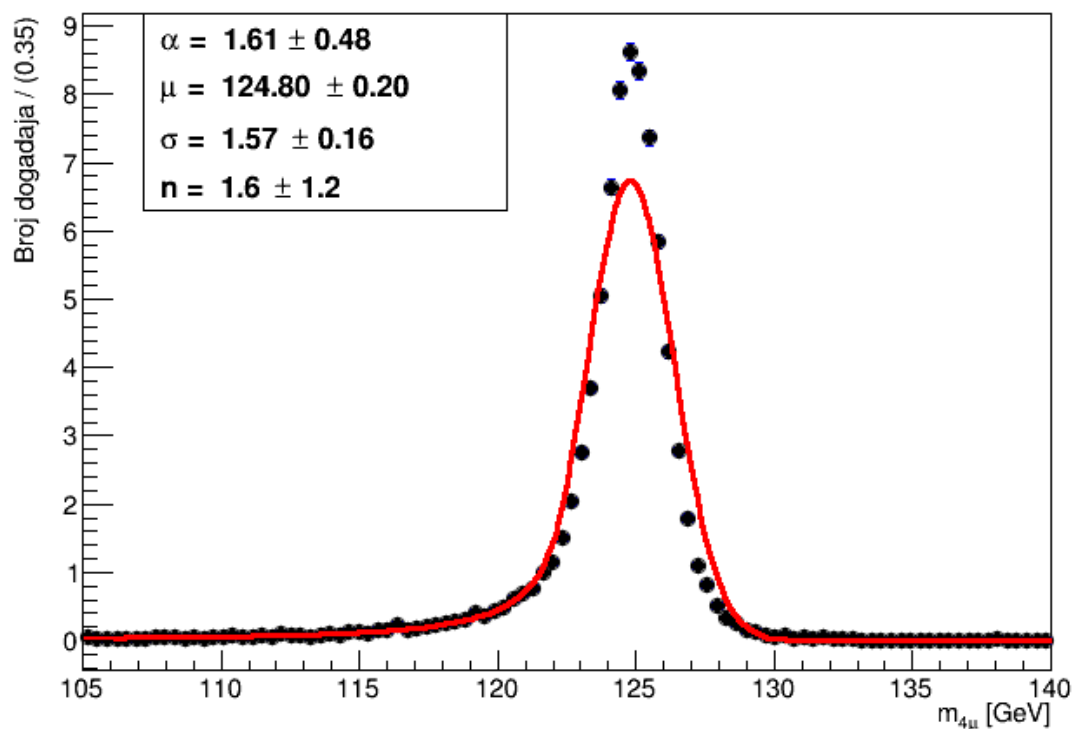
jer je operacija množenja zamijenjena operacijom zbrajanja koja je računalno puno jednostavnija. Ovdje valja naglasiti da procjena maksimumlikelihooda nije najvjerojatnija vrijednost traženog parametra, već je najbolja procjena naših uzorkovanih podataka.



Slika 8: Prilagodba podataka na Gaussovu krivulju

Prvo smo pokušali prilagoditi simulirane podatke na Gaussijan PDF-a (slika 8). Uzimajući srednju vrijednost koja varira u intervalu [105,140], te σ [0.1, 5.0] uočavamo loše slaganje sa simuliranim podacima, posebno oko 125Gev. Ipak Gussian je dobar temelj za nastavak rada, jer vidimo simetričnu raspodjelu podataka oko 125Gev.

Važno je istaknuti da simulirani podaci prema SM-a nisu podjeljeni u manje sekcije (eng. binned data) već ih promatramo kao kontinuirani spektar vrijednosti. Ipak radi grafičkog prikaza, koji nam uvelike olakšava percipiranje raspodjele podataka, moramo ih grupirati u manje skupine kako bi se graf mogao konstruirati. U našem konkretnom slučaju na slici 8 podaci su podjeljeni u koševе (eng. bin) veličine (širine) 0.3GeV. Ovakav pristup izrade grafova je korišten u cijelom diplomskom radu s različitim širinama koševa.



Slika 9: Prilagodba podataka na Crystall ball krivulju

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

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

ball:

$$dCB(x; \alpha, \alpha 2, n, n 2, \mu, \sigma) = N \cdot \begin{cases} \exp(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}), & -\alpha < \frac{x-\mu}{\sigma} < \alpha 2 \\ A \cdot (B - \frac{x-\mu}{\sigma})^{-n}, & \frac{x-\mu}{\sigma} < -\alpha \\ E \cdot (F + \frac{x-\mu}{\sigma})^{-n 2}, & \frac{x-\mu}{\sigma} > \alpha 2 \end{cases}$$

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

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

$$N = \frac{1}{\sigma(C + D)}, \quad (4.5)$$

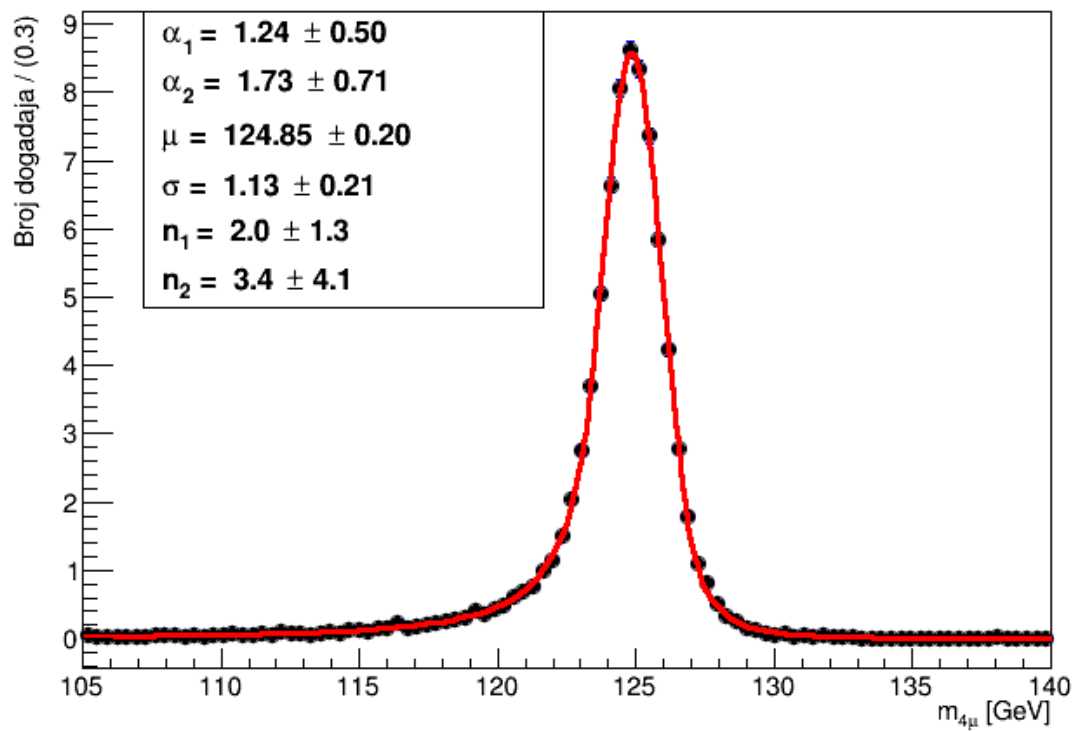
$$C = \frac{n}{|\alpha|} \cdot \frac{1}{n-1} \cdot \exp(-\frac{|\alpha|^2}{2}),$$

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

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

$$F = \frac{n 2}{|\alpha 2|} - |\alpha 2|$$

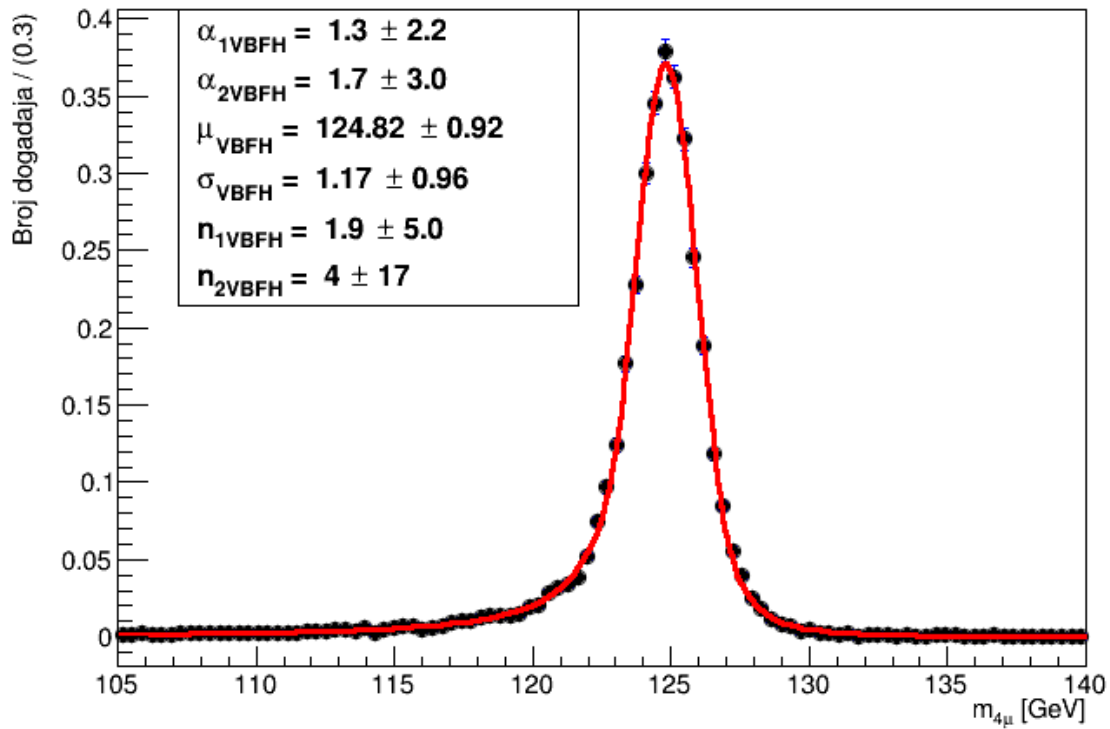
386 Istom funkcijom koristili su se znanstvenici u CERN-u prilikom otkrivanja mase Higgsovog
 387 bozona. To je bila najjednostavnija, a ujedno i najrobusnija funkcija koja je mogla dovoljno
 388 dobro opisati simulirane podatke [35]. Sačinjena je od jezgre Gaussiana srednje vrijednosti(eng.
 389 mean) i širine σ , te polinoma n -tih stupnjeva gdje je $n_1=2.5$ za niski rep, a $n_2=10$ za visoki rep.
 390 Parametri pragova (eng. Threshold) α_{CB} određuju u kojoj točki Gauss prelazi u polinomnu
 391 funkciju.



Slika 10: *Prilagodba podataka na Double Crystal ball krivulju*

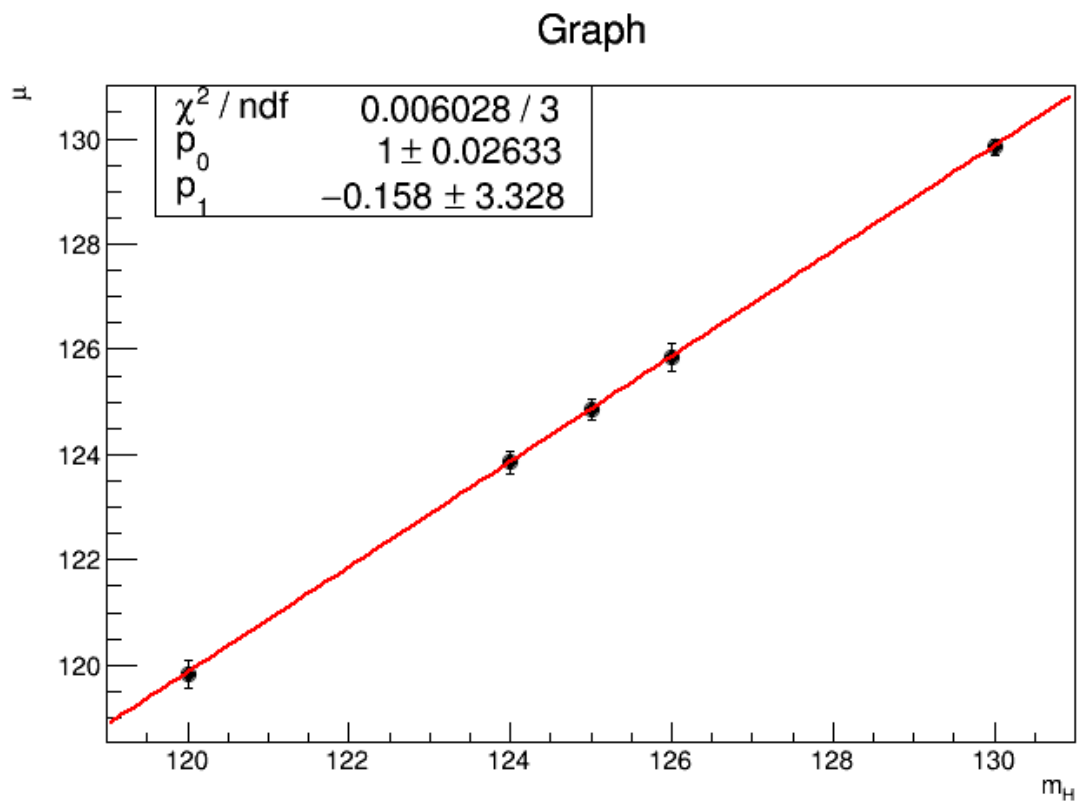
392

Na isti način, dCB funkciju smo prilagodili i na signal u kanala vektor bozon fuzije slika 11:



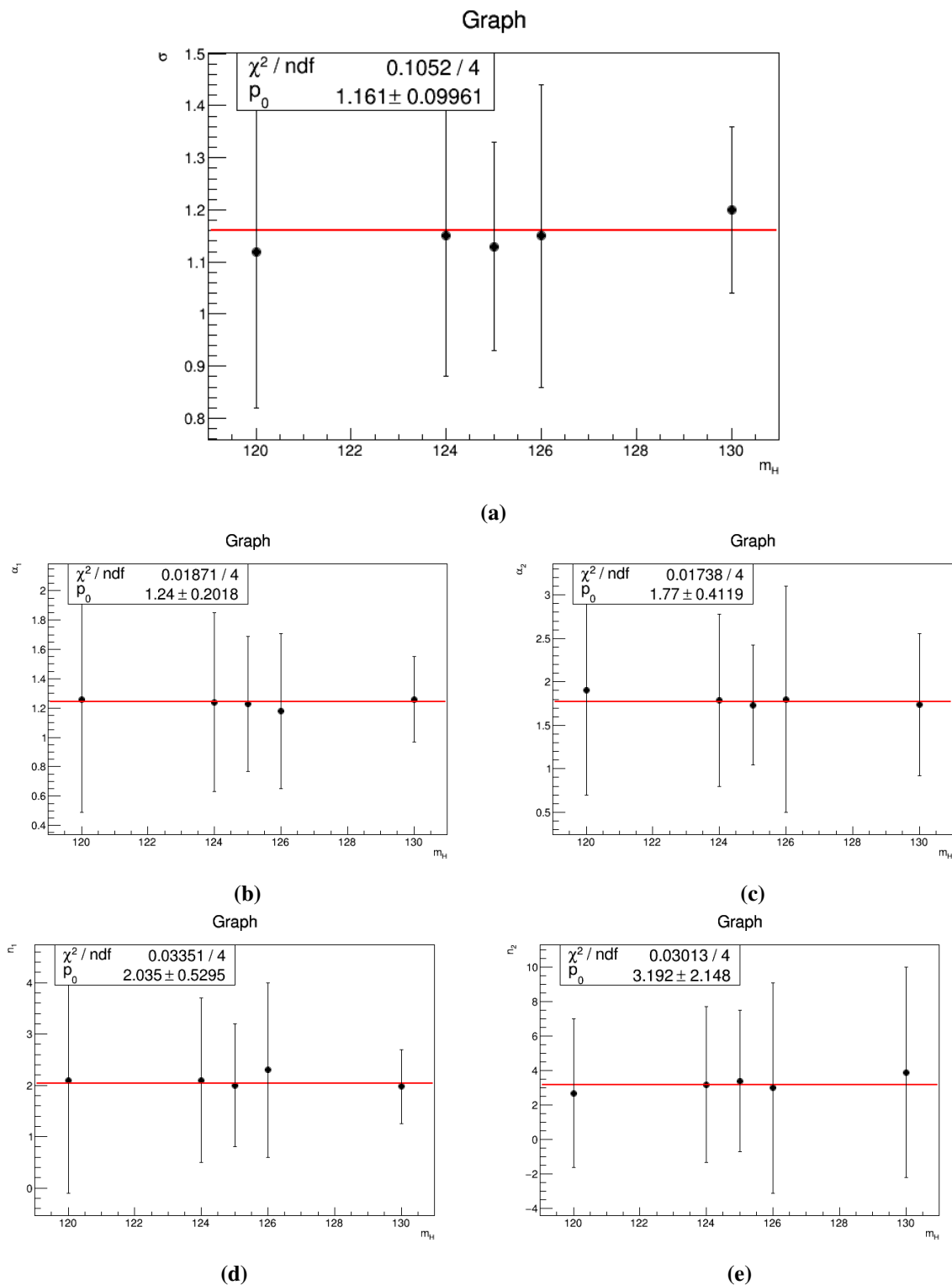
Slika 11: Prilagodba podataka iz VBFH signala na Double Crystal ball krivulju

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 Higgsa, što nam je uvelike olakšalo i smanjilo vrijeme trajanje prilagodbe funkcije na podatke.

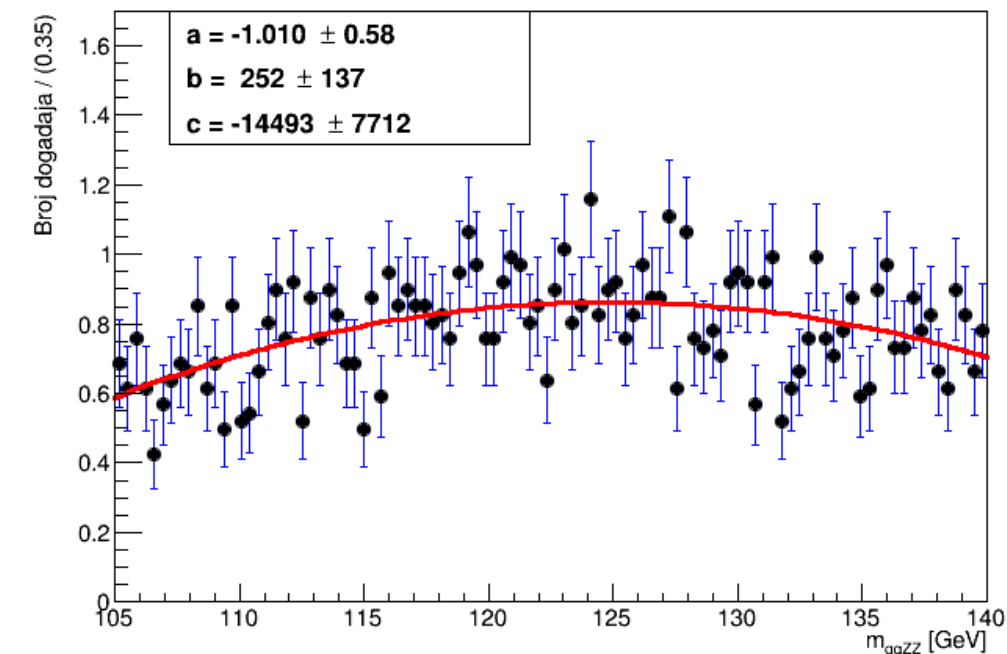


Slika 13: a)Fit za σ . b)Fit za α . c)Fit za α^2 . d)Fit za n . e)Fit za n^2 .

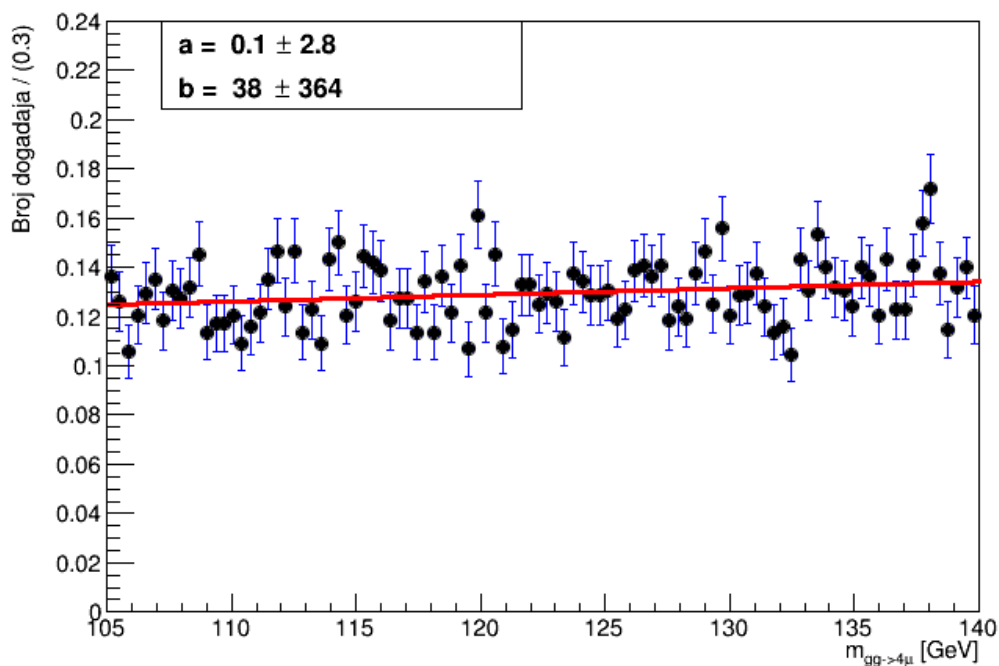
Također takav ishod je značio da ne moramo brinuti o tim parametrima u konačnom fitu na prave podatke već ih možemo fiksirati na stalne vrijednosti.

Za razliku od signala, koji je zahtijevao dosta kompliciranu funkciju za najbolji opis simuliranih događaja, pozadine su opisane nešto jednostavnijim funkcijama. Pozadina koja predviđa

406 kanal raspada $gg \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ opisana je linearnom funkcijom (polinomom prvog reda), a ona koja
 407 previđa kanal raspada $qq \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ opisana je kvadratnom funkcijom (polinomom drugog reda)
 408 slika 14. Funkcija koja najbolje prikazuje ireducibilnu pozadinu $Z+X$ opisala je Landau.



(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 $gg \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$.

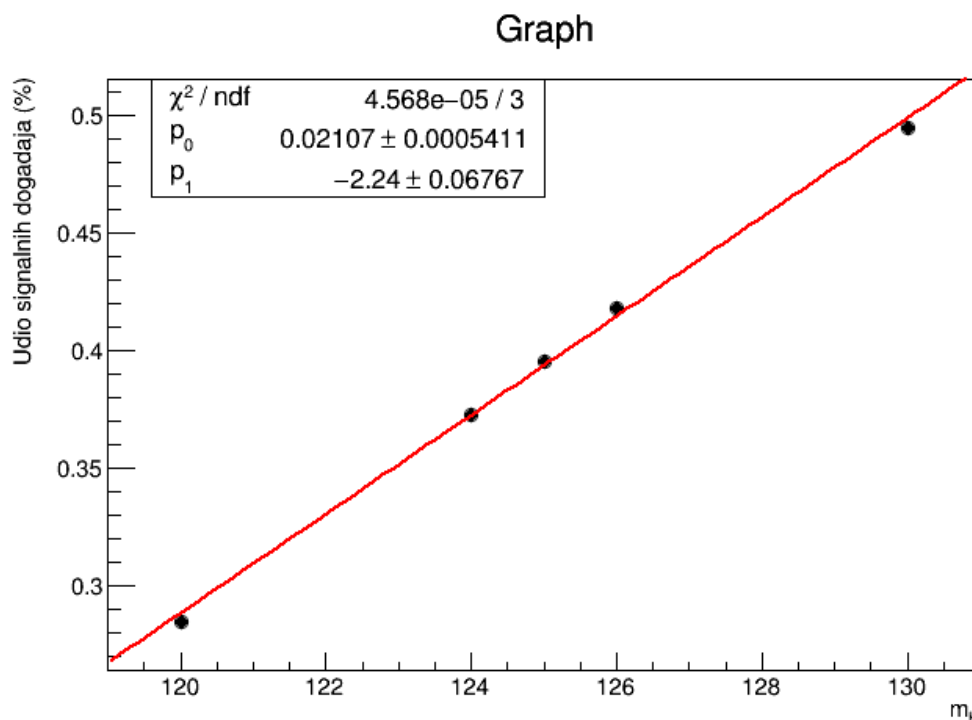
Iz grafova su jasno vidljive velike oscilacije podataka, što znači i kada bi odabrali nekakvu kompleksnu funkciju za opisivanje simuliranih pozadinskih događaja, takva funkcija bi vjerojatno bila loša za neke drugačije generirane podatke istog modela. Unatoč velikim oscilacijama, ovakva procjena funkcija za opisivanje pozadine je dovoljno dobra jer prije samog otkrića Higgsovog bozona dok se čestica još tražila u drugim energetske područjima, pozadina nije imala značajnije oscilacije koje bi ukazivale da se ponaša drugačije oko 125 GeV [15, 16]. Iako ova odluka sa sobom donosi određenu sistematsku pogrešku, radi kompleksnosti problema, ista u ovom diplomskom radu neće biti obrađena.

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 promatrane 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 fitiranih funkcija s obzirom na dani proces

tip	proces	Integral (%)
Signal	ggH	77.56 (36.4%)
	VBFH	6.72(3.2%)
Pozadina	qq→ZZ→4l	82.25(38.6%)
	gg→ZZ→4l	9.24(4.3%)
	Z+X(landau)	37.3(17.5%)

Za razliku od tima znanstvenika u CERN-u koji analiziraju gotovi svaki proces koji predviđa SM, mi u ovom istraživanju radimo s 2 signalna i 3 pozadinska procesa. Iz tog razloga, integral ukupnog modela možemo promatrati kao sumu pojedinačnih integrala. Postotci u tablici 1 nam govore o udjelu pojedinog procesa u ukupnom modelu. 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 razvijene u CERN-u. Primarna namjena joj je bila za analizu podataka u čestičnoj fizici, no danas se također koristi u astronomiji i rudarenju podataka [17]. 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 koristili smo 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 [30].

Ukupni signalni model, označen crvenom bojom, možemo definirati kao:

$$PDF_{SIG} = \mu_{ggH} \cdot dCB(x; \alpha, \alpha 2, n, n 2, \mu, \sigma) + \mu_{VBFH} \cdot dCB(x; \alpha, \alpha 2, n, n 2, \mu, \sigma) \quad (4.6)$$

, no kako dCB ima gotovo identične parametre za oba signala, jednadžbu 4.6 možemo zapisati kao:

$$PDF_{SIG} = (\mu_{ggH} + \mu_{VBFH}) \cdot dCB(x; \alpha, \alpha 2, n, n 2, \mu, \sigma) \quad (4.7)$$

Pozadina $qq \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ označena je zelenom, $gg \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ narančastom, a $Z+X$ žutom bojom. Ukupni model pozadine smo označili crnom bojom i dan je formulom:

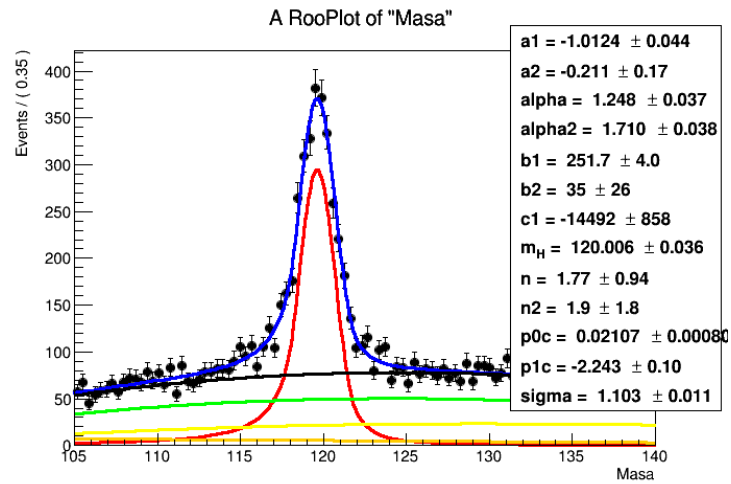
$$PDF_{BKG} = N_{qqZZ} \cdot P_1(a1, b1, c1) + N_{ggZZ} \cdot P_2(a2, b2) + N_{Z+X} \cdot Landau() \quad (4.8)$$

Ukupni model možemo zapisati kao sumu signalnog i pozadinskog PDF-a:

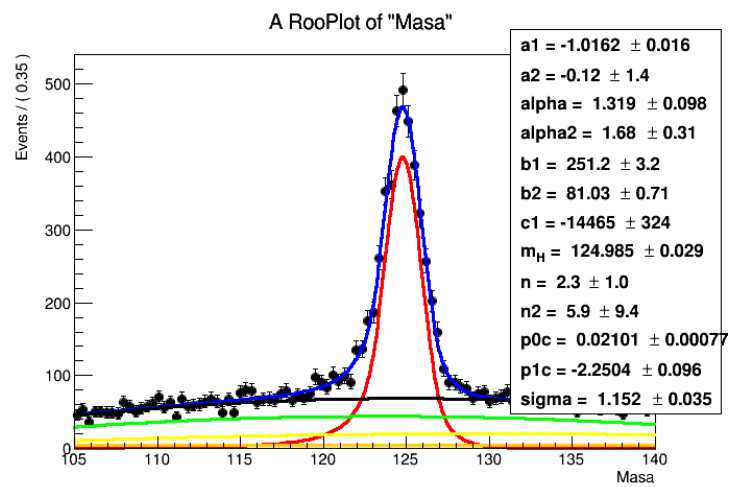
$$PDF = \mu * PDF_{SIG} + PDF_{BKG} \quad (4.9)$$

443 ,gdje μ predstavlja jačinu signala koja je definirana kao omjer stvarnog udarnog presjeka i
444 udarnog presjeka koji predviđa SM $\mu = \frac{\sigma}{\sigma_{SM}}$ [6].

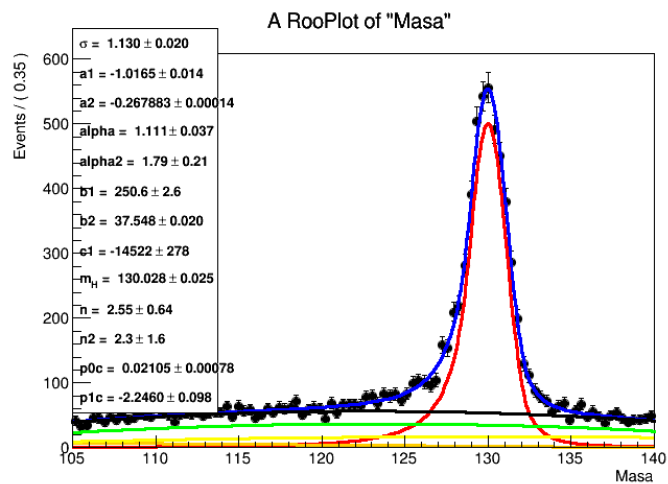
445 Umjesto učitavanja dosadašnjih podataka, generirali smo nove podatke prema ukupnom mod-
446 elu s Montecarlo simulacijom. Cilj je bio pokazati da bez obzira na odabranu srednju vrijednost
447 mase, ukupni model će imati isti oblik i iste odnose značajnih parametara.



(a)



(b)

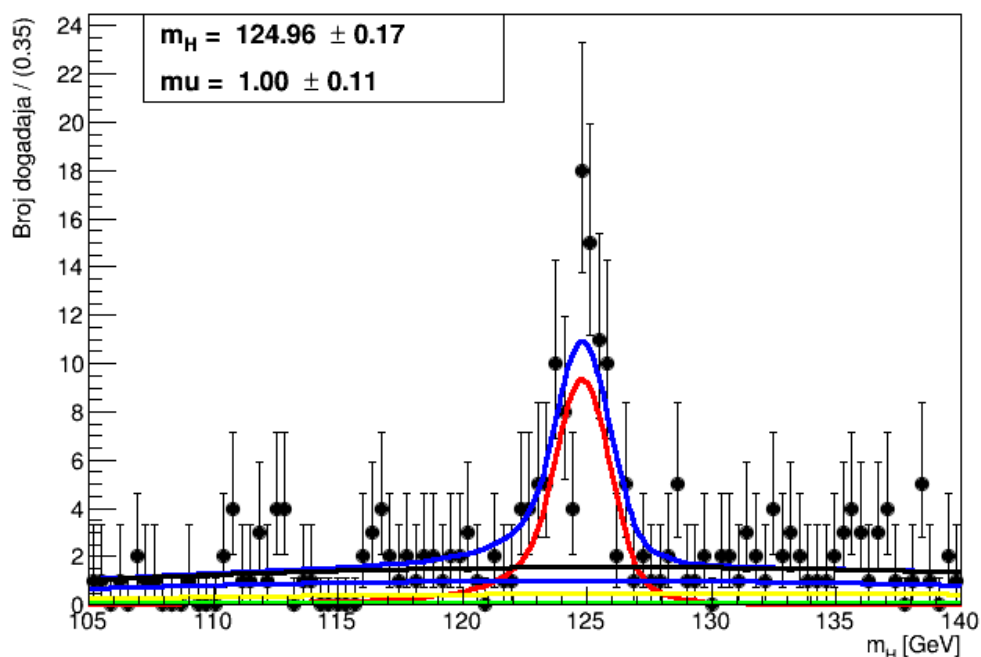


(c)

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

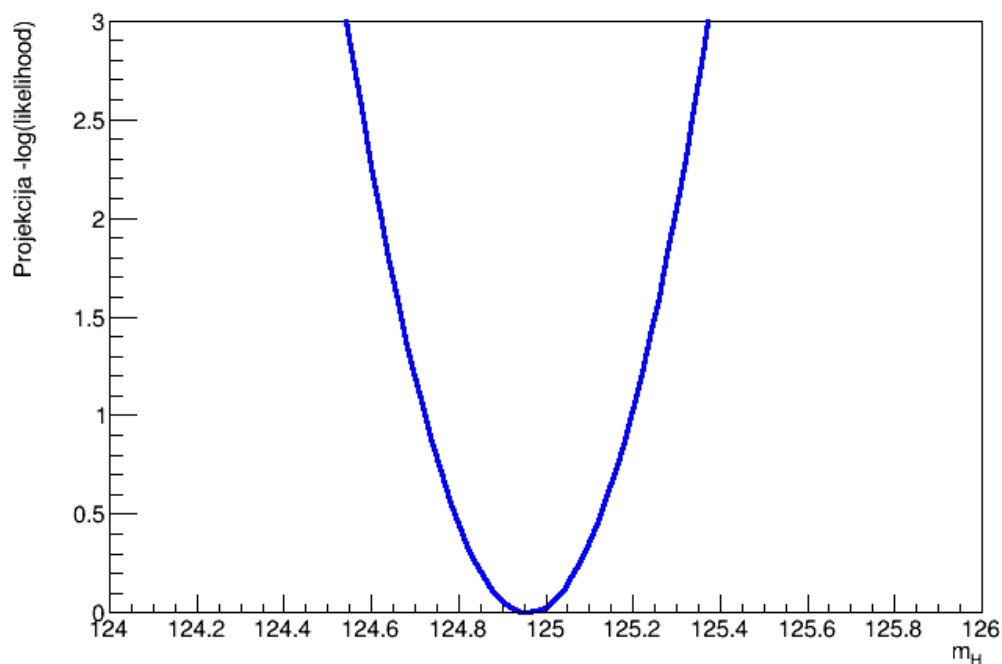
Posljednji korak u dokazivanju teorije SM-a i mjerenju mase Higgsovog bozona je prilagodba naše funkcije na stvarne podatke dobivene iz Run2 u periodu 2016.-2018. godine. Svi parametri našeg modela, osim srednje vrijednosti i integrala funkcije, su fiksirani. SM model ne predviđa masu Higgsovog bozona 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

Vrijednost jačine signala je 1.00 ± 0.11 , 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.



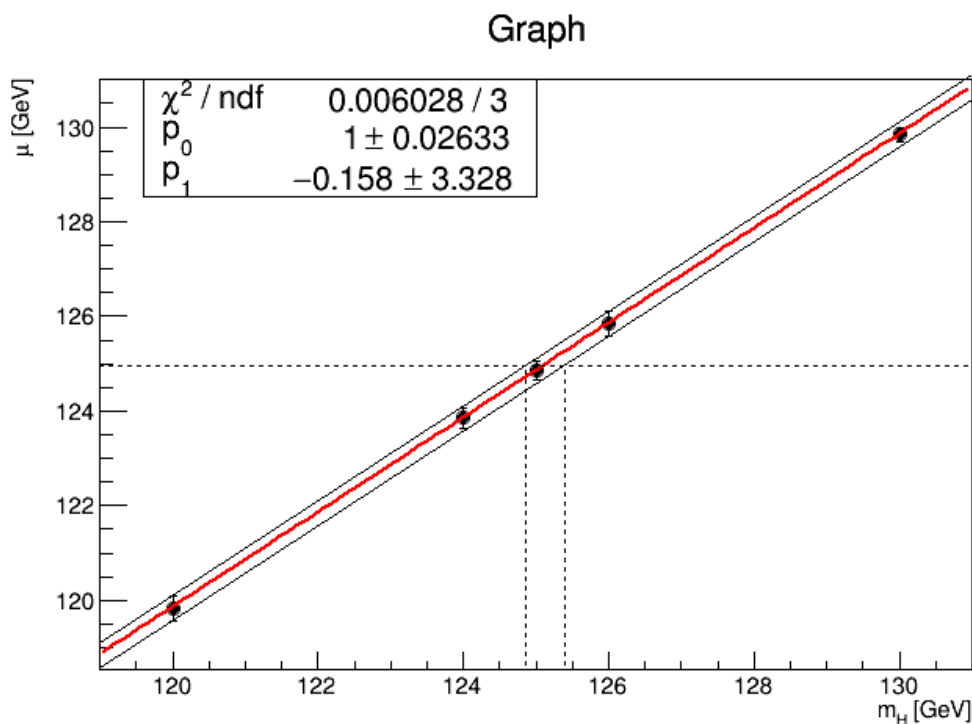
Slika 18: *Maximum likelihood za estimator srednje vrijednosti našeg modela prilagođenog na prave podatke*

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

5.1 Statističke i sistematske pogreške

Da bi znanstveno istraživanje imalo smisla potrebno ga je zaokružiti s posljednjim korakom, određivanjem statističkih i sistematskih pogreški. Statističku pogrešku možemo definirati kao neodređenost rezultata zbog konačne preciznosti uređaja i fluktuacija u uvjetima mjerenja. Takve pogreške se mogu smanjiti izradom preciznijih uređaja ili pak ponavljanjem broja mjerenja. Njih smo provodili kroz cijeli radi i kao što im sam naziv kaže može ih se izračunati statistički, eksplicitnom formulom. Najbolji primjer umanjivanja statističke pogreške vidimo sa slike 2 gdje vidimo kako se u CMS-u u periodu od 2010.-2013. godine prikupilo 30 fb^{-1} podatka, a u periodu 2016.-2018. godine 137 fb^{-1} . Drugi tip pogrešaka su sistematske pogreške. One su rezultat pogreške čovjeka ili stroja prilikom mjerenja rezultata. Za razliku od statističkih pogrešaka, za ove vrste neodređenosti nema šablonizirane formule kojom je možemo izračunati. Takve pogreške znanstvenik procjenjuje osobno i stoga mogu biti bias-irane. Npr. ako se pogreška zanemari može doći do krivog zaključka koji kasnije može imati fatalne posljedice. S druge strane ako je znanstvenik prekonzervativan može eksperiment proglašiti neuspjelim iako je bio na pragu velikog otkrića. U fizici visokih energija gdje se detektiraju na milijarde čestice i odvija na milijune reakcija bitan faktor je zamor materijala. Materija koja služi za detekciju

čestica nastalih u sudarima međudjeluje s istima te mijenja svoj oblik i svojstva. Zato je bitno da znanstvenici uzimaju i takve promjene u obzir. Konstantno prilagođavanje na takve promjene te mijenjanje pojedinih vrijednosti direktno očitanih iz detektora je jedan od glavnih razloga uspješnosti takvih eksperimenata. Ipak u ovom radu mi ćemo sistematsku pogrešku mjerenja procjenjivati s gornjim i donjim statističkim granicama pojedinih parametara. Taj hibridan način računanja pogreške je dovoljno dobar za naše malo istraživanje, ali isto tako jasno je da moramo očekivati puno veću sistematsku pogrešku nego onu koju dobivaju znanstvenici u CERN-u.



Slika 19: Procjena sistematske pogreške preko najveće gornje granice i najmanje donje granice statističke pogreške.

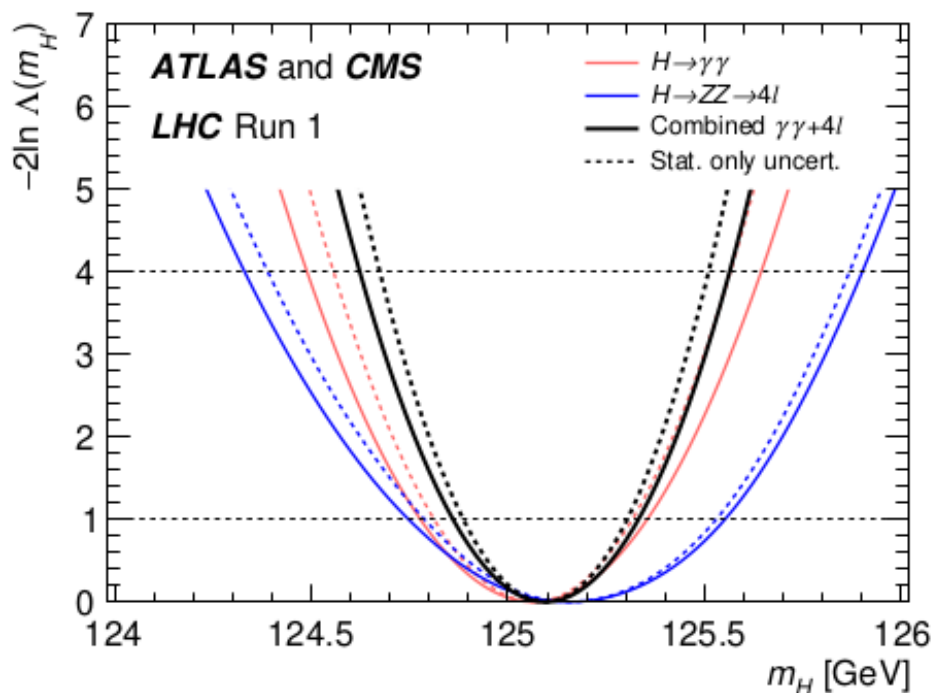
Tablica 2: Utjecaj pojedinog parametra na sistematsku pogrešku mase Higgsovog bozona

Parametar	Gornja i donja vrijednost parametra	Gornja i donja vrijednost mase Higgsa m_H	Devijacija (sigma)
$\mu=1.00$	$\mu_D=0.89$ $\mu_G=0.11$	$m_H=124.97$ $m_H=124.94$	
$\sigma=1.161$	$\sigma_D=1.061$ $\sigma_G=1.261$	$m_H=124.98$ $m_H=124.94$	
$\alpha_1=1.24$	$\alpha_{1D}=1.04$ $\alpha_{1G}=1.44$	$m_H=124.99$ $m_H=124.93$	
$\alpha_2=1.77$	$\alpha_{2D}=1.36$ $\alpha_{2G}=2.18$	$m_H=124.95$ $m_H=124.95$	
$n_1=2.035$	$n_{1D}=1.506$ $n_{1G}=2.655$	$m_H=124.97$ $m_H=124.95$	
$n_2=3.192$	$n_{2D}=1.044$ $n_{2G}=5.34$	$m_H=124.97$ $m_H=124.96$	
$a=-1.010$	$a_D=-1.59$ $a_G=-0.43$	$m_H=125.01$ $m_H=124.97$	
$b=252$	$b_D=115$ $b_G=389$	$m_H=125.01$ $m_H=124.96$	
$c=-14493$	$c_D=-22205$ $c_G=-6731$	$m_H=125.01$ $m_H=124.96$	
$coef f=0.4$	$coef f_D=0.34$ $coef f_G=0.46$	$m_H=124.96$ $m_H=124.96$	

..... ovdje još treba
napraviti formulu i izračunati ukupnu sistematsku pogrešku i općenito konačni rezultat

5.2 Usporedba s rezultatima CMS-a i ATLAS-a

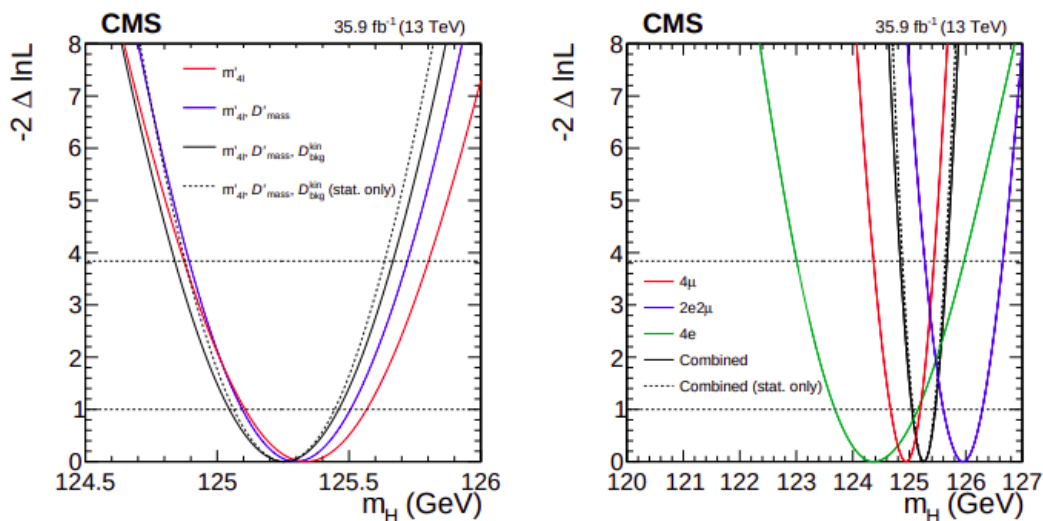
Za kraj, zanimljivo je usporediti naše rezultate sa onima nastalim u kolaboraciji tima znanstvenika iz CMS-a i ATLAS-a [31]. U kanalu $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ dobivaju masu Higgsovog bozona $m_H^{4l} = 125.15 \pm 0.40 GeV = 125.15 \pm 0.37(stat.) \pm 0.15(syst.) GeV$



Slika 20: Negativne loglikelihood funkcije mase Higgsovog bozona za različite kanale preuzete iz [31]

Naravno taj kanal osim muona sadrži i elektrone. Zbog toga im je masa nešto više od naše.

U radu [32] kanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ je raščlanjen na kanale $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$, $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4e$ i $H \rightarrow ZZ \rightarrow 2e2\mu$.



Slika 21: Negativne loglikelihood funkcije mase Higgsovog bozona za različite kanale preuzete iz [32]

Konačna masa u kanalu $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ bila je $m_H^{4\mu} = 124.94 \pm 0.25(stat) \pm 0.08(syst) GeV$.

Takav rezultat pokazuje jako dobro slaganje s našim istraživanjem. (ovdje bi još koju rečenicu ubacio o pogreškama kad ih završim)

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] royal-sm8
- [16] royal-sm9
- [17] <https://en.wikipedia.org/wiki/ROOT>
- [18] <https://www.quantumdiaries.org/2011/10/25/piling-up/>
- [19] <https://geant4.web.cern.ch/>
- [20] <http://home.thep.lu.se/Pythia/>
- [21] P. Nason. A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms. JHEP, 11:040, 2004.

- [22] S. Frixione et al. Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method. JHEP, 11:070, 2007.
- [23] S. Alioli et al. NLO vector-boson production matched with shower in POWHEG. JHEP, 07:060, 2008.
- [24] Y. Gao et al. Spin determination of single-produced resonances at hadron colliders. Phys. Rev., D81:075022, 2010.
- [25] S. Bolognesi et al. On the spin and parity of a single-produced resonance at the LHC. Phys. Rev., D86:095031, 2012.
- [26] I. Anderson et al. Constraining anomalous HVV interactions at proton and lepton colliders. Phys. Rev., D89(3):035007, 2014.
- [27] A. Gritsan et al. Constraining anomalous Higgs boson couplings to the heavy flavor fermions using matrix element techniques. Phys. Rev., D94(5):055023, 2016.
- [28] <https://cms.cern/news/how-cms-weeds-out-particles-pile>
- [29] Statistical Distributions, Fourth Edition
- [30] <https://root.cern.ch/doc/master/classRooAddPdf.html>
- [31] kolaboracija-clanak
- [32] cms-clanak
- [33] STRUNA, hrvatsko strukovno nazivlje, URL: <http://struna.ihjj.hr/> (7. 1. 2014.).
- [34] T. Cvitaš i N. Kallay, *Fizičke veličine i jedinice Međunarodnog sustava*, Školska knjiga, Zagreb 1980.
- [35] atlas-rad
- [36] *Zakon o mjernim jedinicama*, Narodne novine br. 58, 1993, URL: <http://narodne-novine.nn.hr/clanci/sluzbeni/259051.html> (7. 1. 2014.).
- [37] Hubblesite, NASA, Saturn's Rings in Ultraviolet Light URL: http://hubblesite.org/gallery/album/solar_system (7. 1. 2014.).
- [38] 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.).
- [39] M. Vuković, *Pisanje slovnih znakova u znanstvenim i tehničkim tekstovima*, URL: <http://www.akreditacija.hr/agencija/casopis/26.pdf> (prilog 1, 31. 3. 2017.).
- [40] N. S. Lewis, *Toward Cost-Effective Solar Energy Use*, Science, 315, 798-801 (2007).

A Naslov

Za rad u ROOT-u i RooFit-u potrebno je uvesti biblioteke u C++ program. Neke od najvažnijih su:

```
#include <TROOT.h>
#include <TChain.h>
#include <TFile.h>
#include "RooRealVar.h"
#include "RooConstVar.h"
#include "RooAddPdf.h"
#include "RooDataSet.h"
#include "RooGenericPdf.h"
#include "RooPlot.h"
```

Za razliku od standardnog inicijaliziranja varijabli u C++, RooFit je objektno-orijentirana biblioteka sa vlastitim klasama i zahtjeva da se sve obavlja preko objekata tih klasa. RooRealVar predstavlja numeričku varijablu. Postoji više različitih konstruktora koji inicijaliziraju RooRealVar ovisno o broju prosljeđenih parametara.

```
RooRealVar mean("mean", "Mean of Gaussian", 125, 105.0, 140.0) ; //(ime, nasl
RooRealVar sigma("sigma", "Width of Gaussian", 0.1, 5.0) ; //(ime, naslov, m
```

RooFit je jako razvijena biblioteka i nije čudno što su neke osnovne funkcije već implementirane. Jedna od takvih je i Gaussian. Ako želimo naše podatke prilagoditi na Gaussovu krivulju moramo uključiti biblioteku te koristimo iduću naredbu:

```
#include "RooGaussian.h"
.....
RooGaussian gauss("gauss", "gauss(x, mean, sigma)", x, mean, sigma) ;
```

Često nam osnovne funkcije nisu dovoljne, već moramo sami konstruirati funkciju na koju želimo prilagoditi podatke. Primjer kvadratne funkcije:

```
#include "RooGenericPdf.h"
.....
RooRealVar x("x", "x", 105, 140) ;
RooRealVar a("a", "a", -1, -5, 5) ;
RooRealVar b("b", "b", 250, -50, 450) ;
RooRealVar c("c", "c", -15000, -20000, 10000) ;
RooGenericPdf backg("backg", "a*x*x + b*x + c", RooArgSet(x, a, b, c));
```

Nakon što smo odredili funkciju po kojoj prilagođavamo podatke i njene parametre, idući korak je generiranje podataka. Podatke možemo učitati iz neke datoteke ili pak generirati "toy" podatke koji će savršeno pratiti našu funkciju:

```
RooDataSet *data("data","dataset with ZZMass",fChain,ZZMass) ; //učitavanje
RooDataSet *data = gauss.generate(x,1000) ; //generiranje 1000 toy podataka
```

Kao što već znamo, osnovna funkcionalnost RooFit-a je prilagođavanje funkcije na podatke, a to radimo idućom naredbom:

```
gauss.fitTo(data) ;
```

Nakon numeričkog izvršavanja prilagodbe funkcije na podatke, bitno je to i grafički prikazati:

```
#include "RooPlot.h"
.....
RooPlot* mesframe = x.frame();
data->plotOn(mesframe); //prikazuje podatke kao točkice na grafu
gauss.plotOn(mesframe, LineColor(kRed)); //prikazuje fitanu Gaussovu krivu
gauss.paramOn(mesframe, Layout(0.7)); //prikazuje parametre i statističke
mesframe->SetTitle("Oznaka na osi X");
mesframe->SetYTitle("Oznaka na osi Y");
mesframe->SetTitle("Naslov grafa");
mesframe->Draw();
```

Često ne prilagođavamo podatke na samo jednu funkciju, nego na model koji se sastoji od više njih:

```
#include "RooAddPdf.h"
.....
RooRealVar ngauss("nsig","#gauss events",84.30866); //predstavlja integral
RooRealVar nbkg("nbkg","#nbkg events",128.789);
RooAddPdf model("model","s+b",RooArgList(gauss,backg),RooArgList(ngauss,nbkg));
model.fitTo(*data);
```

A.1 Kompleksnije funkcionalosti

Dodavanje težine događajima

```
622 #include "RooFormulaVar.h"
623 .....
624 RooRealVar x("x", "x", 105, 140) ;
625 RooRealVar a("a", "a", 1, 0.1, 2.1) ;
626 RooRealVar b("b", "b", 125, 140, 160) ;
627 RooRealVar c("c", "c", 1500, -200, 6250) ;
628 RooDataSet test("test", "test", RooArgSet(x));
629 RooFormulaVar wFunc("gen", "a*(b+c)", RooArgSet(a,b,c)) ;
630 //alternativni načina zapisa za RooFormulaVar:
631 //RooFormulaVar wFunc("gen", "@0*(@1 + @2)", RooArgList(a,b,c));
632 RooRealVar* w = (RooRealVar*) test.addColumn(wFunc) ;
633 RooDataSet wdata(test.GetName(), test.GetTitle(), &test, *test.get(), 0, w->G
634 gauss.fitTo(wdata);
```

635 Također možemo konstruirati loglikelihood i profile likelihood funkciju za određeni param-
636 etar (u primjeru ispod, mean):

```
637 #include "RooAbsReal.h"
638 #include "RooMinimizer.h"
639 #include <TCanvas.h>
640 .....
641 RooAbsReal* nll = model.createNLL(*data, NumCPU(4));
642 RooMinimizer(*nll).migrad();
643 RooPlot* frame1 = mean.frame(Bins(100), Range(120.5, 130.5), Title("LL and p
644 nll->plotOn(frame1, ShiftToZero())) ;
645 RooAbsReal* pll_frac = nll->createProfile(mean) ;
646 pll_frac->plotOn(frame1, LineColor(kRed)) ;
647 frame1->SetMinimum(0);
648 frame1->SetMaximum(5);
649 TCanvas *canv = new TCanvas("rf605_profile11", "rf605_profile11", 800, 400)
650 canv->cd(1) ; frame1->GetYaxis()->SetTitleOffset(1.4) ; frame1->Draw() ;
651 canv->SaveAs("model-maxlikelihood.png");
652 delete pll_frac ;
653 delete nll ;*
```

654 B Napomene o literaturi

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

657 ovom primjeru.

658 Za upis knjige u literaturu koristite oblik:

659 Autori, naziv knjige, izdavač, mjesto izdanja, godina izdanja (primjer: referenca [34]).

660 Za upis web stranice koristite oblik:

661 Autori stranice (ako su poznati), naziv stranice, URL, datum kada je stranica posjećena (pri-
662 mjeri: reference [33, 36, 37, 38, 39]).

663 Za upis članka iz časopisa koristite oblik:

664 Autori, naziv članka, naziv časopisa, svezak, raspon stranica, godina izdanja (primjer: refe-
665 renca [40]).