

Univerzitet u Sarajevu
Prirodno-Matematički Fakultet
Avgust 2017.

Diplomski rad:
**Mjerenje Higgsovih pseudo-opservabli
na Velikom hadronskom sudarivaču**

Student: **Senad Isaković**

Mentor: **Doc. Dr. Admir Greljo**

Zahvaljujem se svom mentoru Doc.Dr. Admiru Grelji
na pomoći pri izradi ovog diplomskog rada.

Sa zadovoljstvom!

Zahvaljujem se svojim momcima
Ajdinu, Muameru, Nudžeimu i Rasimu
na korisnim komentarima pri izradi programa.

Sadržaj

1	Uvod: Fenomenologija Higgsovog bozona kod hadronskih sudarivača	4
1.1	Nastajanje Higgsa	4
1.1.1	Nastajanje Higgsa prilikom sudara hadrona	4
1.2	Raspad Higgsa	6
1.2.1	$h \rightarrow f\bar{f}$	7
1.2.2	$h \rightarrow W^+W^-$ i $h \rightarrow ZZ$	8
1.2.3	Raspadi sa indukovanim petljama: $h \rightarrow gg, \gamma\gamma, Z\gamma$	9
1.3	Raspad $h \rightarrow 4l$	12
2	Fenomenologija sudarivača	14
2.1	Uvod o akceleratorima	14
2.2	Sudarivači visokih energija	14
2.2.1	e^+e^- sudarivač	16
2.2.2	Hadronski sudarivač	17
2.3	Detektori	18
2.3.1	Detektori čestica kod sudarivača	18
2.3.2	Kako čestice izgledaju u detektoru?	18
2.4	Mjerljive veličine	20
2.5	Mjerenje opservabli	21
2.5.1	Određivanje mase Higgsa	22
3	Mjerenje presjeka rasijanja procesa $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ upotrebom ATLAS detektora	24
3.1	Detektor ATLAS	24
3.2	Selekcija događaja	25
3.2.1	Procjena pozadinskog šuma	26
3.3	Trenutni broj događaja	29
4	Higsove pseudo-opservable	30
4.1	Dekompozicija amplitude	30
4.2	Binovanje	31
4.3	Rezultati	32
5	Zaključak	49
	Literatura	50

1 Uvod: Fenomenologija Higgsovog bozona kod hadronskih sudarivača

Obzirom da su poznate mase svih čestica Standardnog modela (W^\pm , Z , nabijeni fermioni i Higgs) sva kuplovanja tj. vezivanja¹ Higgsovog bozona, značajna za sudaravačku fenomenologiju Higgsa, su jedinstveno predviđena! To znači da bilo kakva odstupanja od ovih predviđanja predstavljaju dokaze tzv. fizike izvan Standardnog modela (SM). Vezivanja Higgsovog bozona na osnovu kojih tražimo dokaze nove fizike mogu se opisati pseudo-opservablama [1]. Higgsove pseudo-opservable su veličine koje grade podlogu za parametrizaciju malih odstupanja od Standardnog modela kod raspada Higgsa. Zasnovane su na općoj karakterizaciji amplituda karakterističnih za svaki od dozvoljenih procesa.

1.1 Nastajanje Higgsa

Obzirom da na osnovu masa znamo sve parametre koji se pojavljuju kod Feynmanovih pravila za kuplovanje Higgsa možemo predvidjeti presjek rasijanja nastanka Higgsovog bozona u sudarima čestica SM-a. Upravo je presjek rasijanja jedan od ključnih sastojaka pomoću kojeg ispitujemo da li je otkriveni Higgsov bozon onaj koji odgovara Higgsu iz SM-a.

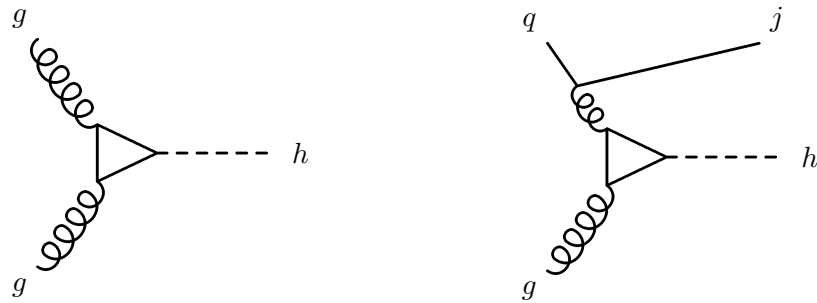
1.1.1 Nastajanje Higgsa prilikom sudara hadrona

Dominantni proces putem kojeg nastaje Higgs na Velikom hadronskom sudarivaču (LHC) je fuzija gluona koju simbolično označavamo sa $gg \rightarrow h$ (slika 1). Ovaj proces čini 85% od ukupnog presjeka rasijanja nastanka Higgsa na LHC. U vodećem redu perturbacije, amplituda procesa $gg \rightarrow h$ je ista kao i amplituda raspada Higgsa na gluone $h \rightarrow gg$, sa zamjenjenim početnim i krajnjim stanjem. Međutim, ako se ide izvan vodećeg reda, korekcije Kvantne kromodinamike kod fuzije gluona su različite u odnosu na korekcije za raspad $h \rightarrow gg$ jer se pojavljuju dodatni mlazovi u konačnom stanju mijenjajući time kinematiku procesa. Otkriće Higgsa dolazi pretežno analizom ovog procesa.

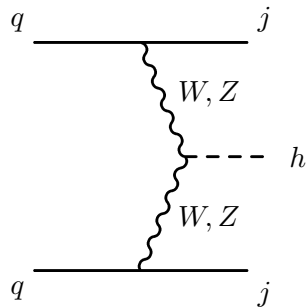
Drugi po veličini presjek rasijanja nastanka Higgsa na LHC-u ima slaba fuzija bozona, opisana sa $qq \rightarrow hjj$ ², poznata kao i vektorska bozonska fuzija (slika 2). Presjek rasijanja ove fuzije iznosi samo jednu desetinu presjeka rasijanja fuzije gluona. Iako je presjek nastanka Higgsa kod ovog procesa jako mali, on je eksperimentalno prepoznatljiv. U ovom procesu dva dolazeća kvarka nastoje biti rasijani pod malim uglom što uzrokuje nastanak dva mlaza velikih energija sa smjerom bliskim liniji snopa. Ovaj proces je teorijski interesantan jer daje eksperimentalni pristup kuplovanju Higgsovog bozona sa WW i ZZ .

¹Kuplovanje predstavlja mjeru interakcije čestica.

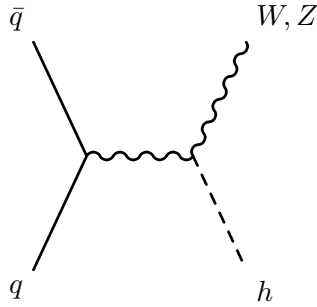
²j - oznaka za mlaz (eng. jet) koji predstavlja uski konus čestica nastalih tokom raspada.



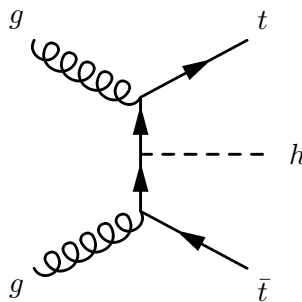
Slika 1: Primjer Feynmanovog dijagrama za nastanak Higgsovog bozona putem fuzije gluona. Vodeći poredak (lijevo) i nastanak Higgsa višeg reda (desno).



Slika 2: Feynmanov dijagram nastanka Higgsa putem slabe fuzije bozona.



Slika 3: Feynmanov dijagram nastanka Higgsovog bozona sa W ili Z bozonom kao produktom raspada.



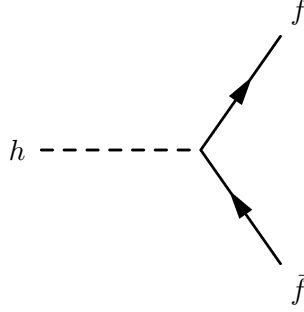
Slika 4: Primjer Feynmanovog dijagrama nastanka $t\bar{t}h$ na LHC.

Još jedan prepoznatljiv proces nastanka Higgsa povezan je sa proizvodnjom W ili Z bozona (slika 3). Ukupni presjek rasijanja nastanka Higgsa u ova dva slučaja čini samo 60-70% presjeka fuzije bozona. Kao i u slučaju fuzije bozona i ovaj proces daje pristup izučavanju kuplovanja Higgsa sa WW ili ZZ . Eksperimentalno je značajan jer W odnosno Z bozon u konačnom stanju predstavlja koristan alat pomoću kojeg se može umanjiti pozadinski šum.

Izazovan, ali značajan proces je nastanak $t\bar{t}h$ prilikom međudjelovanja gluona u kojem se Higgsov bozon izrača putem para kvarkova top-antitop (slika 4). Presjek rasijanja ovog procesa je jako mali čak i pri ubrzanju sa energijama od 14 TeV koje se mogu postignuti na LHC-u. Međutim, ovaj je proces esencijalna sonda kojom ispitujemo kuplovanje Higgsovog bozona sa top kvarkom.

1.2 Raspad Higgsa

Obzirom da znamo vrijednosti svih parametara koji se pojavljuju u Feynmanovim pravilima za Higgsovo kuplovanje možemo predvidjeti širinu odnosno vjerovatnoću raspada za



Slika 5: Raspad Higgsovog bozona na par čestica fermion-atifermion.

svaki mogući proces. Predviđanja SM-a za razne vjerovatnoće raspada su važne prilikom analize Higgsovih LHC podataka jer na osnovu njih ispitujemo da li je otkriveni Higgs onaj koji pripada SM-u. Zbog toga su proteklih godina na LHC-u uloženi veliki naponi da se svi dosadašnji podaci prikupe i analiziraju. Sada ćemo navesti nekoliko načina raspada Higgsa koji su korišteni prilikom analize tih podataka.

1.2.1 $h \rightarrow f\bar{f}$

Higgsov bozon se može raspasti na par fermion-antifermion (Slika 5). Kako je jačina međudjelovanja Higgsa sa fermionima proporcionalna fermionskoj masi, raspad na najteže kinematički dozvoljene fermione će imati najveću širinu. Izmjerena masa Higgsa iznosi oko 125 GeV tako da je raspad na par $t\bar{t}$ daleko od energetske dozvoljene granice da bi bio numerički interesantan. Numerički najvažnija konačna fermionska stanja su $b\bar{b}$, $\tau\bar{\tau}$ i $c\bar{c}$ ³.

Matrični element procesa $h \rightarrow f\bar{f}$ je

$$iM = \bar{u}_f \left(\frac{-im_f}{v} \right) v_f, \quad (1)$$

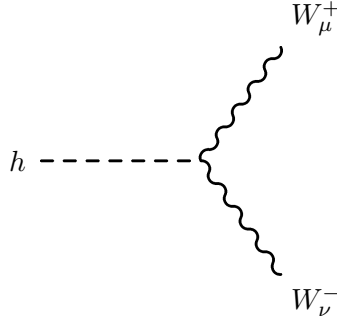
gdje su \bar{u}_f i v_f uobičajeni spinori fermiona i antifermiona nastalih raspadom Higgsa. Kvadriranjem matričnog elementa, sumiranjem po fermionskim polarizacijama (bojama) te integriranjem po konačnom dvočestičnom faznom prostoru dobijamo širinu raspada:

$$\Gamma(h \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c m_f^2}{8\pi v^2} m_h \left[1 - \frac{4m_f^2}{m_h^2} \right]^{3/2}. \quad (2)$$

Za gornji izraz primjećujemo sljedeće:

- Proporcionalan je faktoru boje $N_c = 3$ za kvarkove i $N_c = 1$ za leptone, koji uračunava sumu po tri konačna stanja boja prilikom raspada na par kvark-antikvark.

³ $b\bar{b}$ - par "bootom" kvar-antikvark; $\tau\bar{\tau}$ - par tau-antitau; $c\bar{c}$ - par "charm" kvar-antikvark.



Slika 6: Raspad Higgsa na par W^+W^- .

- Proporcionalan je kvadratu Yukawa kuplovanja ($\frac{m_f}{v}$).
- Raste linearno sa masom Higgsa m_h .
- Sadrži kinematički faktor $\left[1 - \frac{4m_f^2}{m_h^2}\right]^{3/2} \equiv \beta^3$, koji je $\simeq 1$ kada je raspad daleko iznad praga (tj. kada je $m_h \gg 2m_f$).

Ukoliko se želi postići veća tačnost izraza (2) onda se uključe korekcije višeg reda. Međutim, to nije jedini način dobijanja veće tačnosti širine raspada, jer postoji neodređenost mjerenja Higgsovog kuplovanja prouzrokovana malim brojem relevantnih podataka nastalih na LHC-u pri energijama od 13 TeV. U budućnosti se, povećanjem broja podataka, teži smanjenju neodređenosti mjerenja ispod jednog procenta. Prilikom računanja Higgsove mase i konstanti kuplovanja koje će biti izložene u ovom radu koristila se simulacija LHC-a koja daje mnogo više podataka u odnosu na trenutna eksperimentalna mjerenja LHC-a. Programom je simuliran rad LHC-a za 30-tak narednih godina. Stoga se iz mjerenja ,koja ćemo predstaviti, može dobiti informacija o očekivanoj preciznosti LHC-a u narednom periodu.

1.2.2 $h \rightarrow W^+W^-$ i $h \rightarrow ZZ$

Razmotrimo najprije kako bi se Higgs raspadao na W^+W^- i ZZ (slika 6) u slučaju da mu je masa dovoljno velika, odnosno da su zadovoljeni zakoni očuvanja. Ispostavlja se da pomenuti raspad Higgsa u dva "on-shell"⁴ gauge⁵ bozona u prirodi nije moguć, ali ćemo ga mi ipak razmotriti jer se u njegovoj pozadini krije interesantna fizika.

⁴Ustaljeni engleski naziv za raspad u kojem vrijede zakoni očuvanja, a da su pri tom sve čestice tačno onakve kakve ih predviđa SM.

⁵Koristimo engleski izraz za "gauge" jer smatramo da je najprikladniji.

Matrični element raspada $h \rightarrow W^+W^-$ je

$$iM = 2i \frac{M_W^2}{v} g^{\mu\nu} \epsilon_\mu^*(W^+) \epsilon_\nu(W^-), \quad (3)$$

slično dobijamo i za $h \rightarrow ZZ$ zamjenom M_W sa M_Z . Sumiranje po tri stanja polarizacije masivnog W bozona i integracija po faznom prostoru konačnih stanja daje širinu raspada (za $m_h > 2M_W$):

$$\Gamma(h \rightarrow W^+W^-) = \frac{1}{16\pi} \left(\frac{M_W^4}{v^2} \right) \frac{m_h^3}{M_W^4} \sqrt{1-x_W} \left(1-x_W + \frac{3}{4}x_W^2 \right), \quad (4)$$

gdje je $x_W \equiv \frac{4M_W^2}{m_h^2}$. Izraz za $\Gamma(h \rightarrow ZZ)$ dobije se zamjenom M_W sa M_Z na svim mjestima i množenjem dodatnim faktorom $\frac{1}{2}$ koji uzima u obzir činjenicu da su dva Z bozona u konačnom stanju identična.

Za gornji izraz primjećujemo sljedeće:

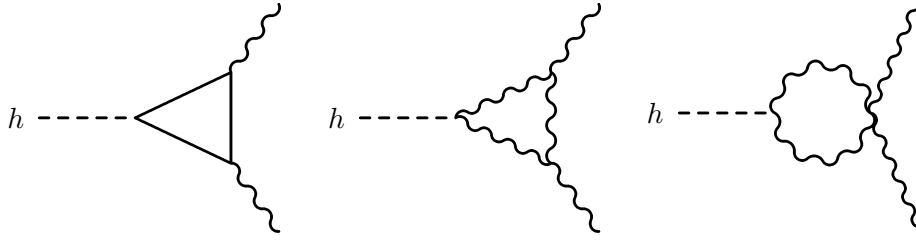
- Proporcionalan je kvadratu kuplovanja $\frac{M_W^2}{v}$ što se da naslutiti na osnovu matričnog elementa.
- Raste sa povećanjem mase Higgasa kao m_h^3 .
- Komplikovana ovisnost o kinematičkom faktoru x_W pojavljuje se usljed sume po polarizacijskim vektorima W bozona. Kinematički faktor $\sqrt{1-x_W} \left(1-x_W + \frac{3}{4}x_W^2 \right) \rightarrow 1$ kada je $m_h \gg 2M_W$.

Naravno jednačina (4) vrijedi samo ako je masa Higgasa iznad WW praga što, nakon otkrića Higgasa, znamo da nije slučaj. Dakle potrebno je izračunati tzv. "off-shell" slučajeve u kome zakoni očuvanja vrijede samo ukoliko postoje neke dodatne primjese. Među te slučajeve spadaju $h \rightarrow WW^* \rightarrow Wf\bar{f}$ ili $h \rightarrow f\bar{f}f\bar{f}$. U ovom radu ćemo se u nastavku bazirati na "off-shell" raspad Higgasa na četiri leptona ($h \rightarrow 4l$) opisan u odjeljku 1.3.

1.2.3 Raspadi sa indukovanim petljama: $h \rightarrow gg, \gamma\gamma, Z\gamma$

Jedan od rijetkih, ali važnih načina raspada Higgasa je raspad uz nastanak indukovanih petlji. Indukovanim petljama nazivamo zatvorene konture unutar Feynmanovih dijagrama. Feynmanovi dijagrami raspada Higgasa sa indukovanim petljama su prikazani na slici 7. Postoji veliki broj načina na koji se Higgsov bozon može raspasti, a da pri tome nastane indukovana petlja. U ovom odjeljku ćemo spomenuti one najvažnije.

- $h \rightarrow gg$: Ovim raspadom dominira petlja top kvarka, dok mu manjim dijelom doprinosi petlja bottom kvarka.



Slika 7: Feynmanov dijagram raspada $h \rightarrow gg$ i $h \rightarrow \gamma\gamma$.

- $h \rightarrow \gamma\gamma$: Raspadom dominira petlja W bozona. Doprinos petlje top kvarka destruktivno interferira sa doprinosom petlje W bozona smanjujući ime širinu raspada na oko 30%. Raspadu također doprinose i petlje kvarkova i tau leptona ali u jako maloj mjeri.
- $h \rightarrow Z\gamma$: Ovim raspadom također dominira petlja W bozona, dok je doprinos petlje top kvarka jako mali.

Širina raspada Higgasa u $\gamma\gamma$ ima oblik:

$$\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2}{256\pi^3} \frac{m_h^3}{v^2} \left| \sum_i N_{ci} Q_i^2 F_i(\tau_i) \right|^2, \quad (5)$$

gdje se sumira po svim česticama koje mogu formirati petlju. N_{ci} i Q_i su faktor boje (3 za kvarkove, 1 za sve ostale) i električni naboj i -te čestice, respektivno. Faktori petlje F_i za W bozon (spin 1) i fermion (spin 1/2) su dati sa:

$$F_1(\tau) = 2 + 3\tau + 3\tau(2 - \tau)f(\tau), \quad (6)$$

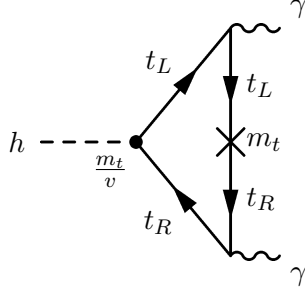
$$F_{1/2}(\tau) = -2\tau[1 + (1 - \tau)f(\tau)], \quad (7)$$

gdje je $\tau = 4m_i^2/m_h^2$, a oblik funkcije $f(\tau)$, koja zavisi od mase čestice m_i , možete pronaći u radu [6].

Širina raspada $h \rightarrow \gamma\gamma$ data relacijom (5) ima sljedeće osobine:

- Fermionski indukovana petlja teži konstantnoj vrijednosti za velike fermionske mase m_f . Dijagram fermionske indukovane petlje je proporcionalan sa $1/m_f^2$ kada je masa čestice unutar petlje velika u poređenju sa bilo kojom vanjskom invarijantnom masom. Međutim, dijagram množimo faktorom m_f/v usljed Yukawa kuplovanja⁶ te još jednim faktorom m_f koji se pojavljuje zbog premetanja heliciteta (slika 8).

⁶Yukawa kuplovanje opisuje mjeru interakcije između skalarnog i Dirakovog polja.



Slika 8: Jedan od doprinosa fermionskoj petlji u raspadu $h \rightarrow \gamma\gamma$, sa prikazanim fermionskim helicitetom. Premetanje heliciteta, koje možemo staviti na bilo koji od tri fermionska propagatora, označeno je sa \times .

- Doprinosi amplitudi od strane lakših fermiona (sa masama $m_f \ll m_h$) se sa opadajućim fermionskim masama smanjuju kao m_f^2/m_h^2 .
- Amplituda indukovane petlje W bozona teži ka asimptotskoj vrijednosti za $m_h \gg M_W$. Ovaj granični slučaj se formalno može dobiti uzimajući da $g \rightarrow 0$ dok su v i λ fiksni.
- Širina raspada $\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)$ raste sa povećanjem mase Higgsa kao m_h^3 . Ovo se može posmatrati kao posljedica interakcije $hF^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$ koja čuva elektromagnetsku gauge invarijantnost.

Širina raspada Higgsa u gg ima oblik:

$$\Gamma(h \rightarrow gg) = \frac{\alpha_s^2}{256\pi^3} \frac{m_h^3}{v^2} \times 2 \left| \sum_i F_{1/2}(\tau_i) \right|^2, \quad (8)$$

gdje faktor 2 dolazi zbog strukture boje. Suma obuhvata samo kvarkove, jedine čestice u SM-u koje nose boju i u isto vrijeme kupluju sa Higgсом.

Konačno, širina raspada Higgsa u $Z\gamma$ može biti napisana na sličan način preko sume po amplitudama. Faktori petlje uzimaju drugačiji oblik jer konačno stanje Z bozona zadovoljava $p^2 = M_Z^2 \neq 0$, mada je proračun sličan onom iz raspada $h \rightarrow \gamma\gamma$. Širina raspada je data sa

$$\Gamma(h \rightarrow Z\gamma) = \frac{\alpha^2}{256\pi^3} \frac{m_h^3}{v^2} \times 2 \left| \sum_i A_i(\tau_i, \lambda_i) \right|^2 \left(1 - \frac{M_Z^2}{m_h^2} \right)^3, \quad (9)$$

gdje faktor 2 dolazi usljed činjenice da dva konačna stanja gauge bozona ne možemo međusobno razlikovati (u odnosu na slučaj $h \rightarrow \gamma\gamma$). Zadnji član u zagradi je kinematički

faktor. Funkcije petlji A_i se razlikuju za W bozone i fermione. Moguće je izvesti analitičke izraze pomenutih funkcija, ali mi to ovdje nećemo raditi. Detaljan oblik funkcija A_i možete naći u radu [6].

Do sada smo pomenuli neke od najvjerovtnijih i najinteresantnijih načina nastanka i raspada Higgasa koje nismo detaljno opisivali. Cilj nam je bio da damo općenite informacije procesa kako bi stekli predstavu o tome koliko je zaista kompleksno izdvojiti proces od interesa u mnoštvu drugih procesa. U tablici 1 su sumirane sve prethodno pomenute vrste raspada zjedno sa dgovarajućim udjelom vjerovtnoće odnosno širine raspada.

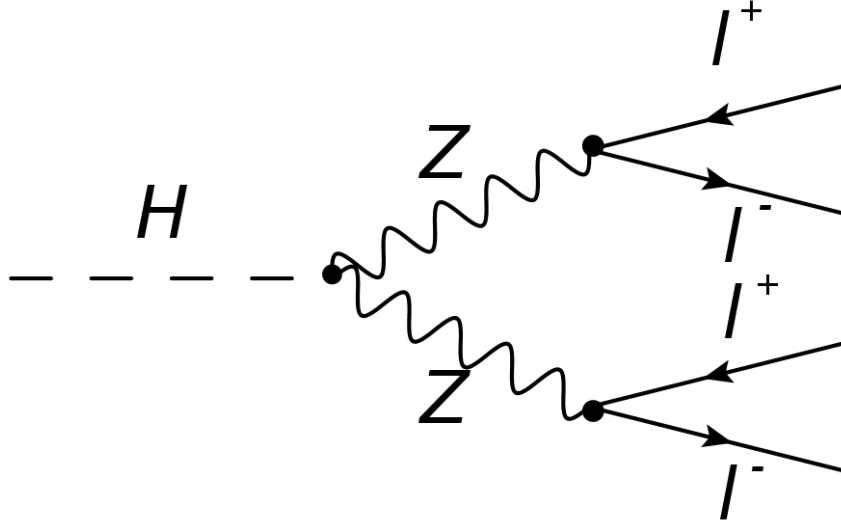
Vrsta raspada	vjerovatnoća	Napomene (podaci iz 2014)
bb	58%	Zapažen unutar 2σ na CMS-u
WW^*	22%	Zapažen unutar 4σ
gg	8.6%	
$\tau\tau$	6.3%	Zapažen unutar 1-2 σ
$c\bar{c}$	2.9%	
ZZ^*	2.6%	Nedavno opažen (u $ZZ^* \rightarrow 4\mu, 2\mu 2e, 4e$)
$\gamma\gamma$	0.23%	Nedavno opažen
$Z\gamma$	0.15%	
$\mu\mu$	0.022%	
Γ_{tot}	4.1 MeV	

Tablica 1: Predviđene vjerovatnoće raspada za Higgsov bozon SM-a mase 125 GeV. Zadnji red predstavlja ukupnu predviđenu širinu raspada Hoggasa.

1.3 Raspad $h \rightarrow 4l$

U ovom odjeljku ćemo posebno razmotriti slučaj raspada Higgasa u četiri leptona iako je već pomenut u odjeljku 1.2. Razlog zbog kojeg ovo činimo jeste što se sav proračun, koji će biti naveden u ovom radu, zasniva upravo na ovom specifičnom procesu. Raspad Higgasa $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ razmatramo jer ga je lahko indentifikovati unutar detektora. Samim tim, dobija se veća tačnost mjerenja. Proces raspada Higgasa u četiri leptona, sa Z bozonima kao posrednicima interakcije, prikazan je na slici 9. Obzirom da je zbir masa dva Z bozona veći od mase Higgasa, jedan od Z bozona mora biti "off-shel". Invarijantna masa Z^* propagatora mora biti manja od mase Z bozona da bi zakoni očuvanja bili zadovoljeni.

Rekonstrukcijom raspada možemo precizno odrediti masu Higgasa. Masu Higgasa ne određujemo direktnim detektovanjem Z bozona, već njegovim produktima raspada. Način detekcije produkata raspada opisat ćemo u poglavlju 2. Z bozon se može raspasti na parove elektron-pozitron ili mion-antimion. Tko da, u biti, imamo tri načina raspada Higgasa:



Slika 9: Raspad Higgsa u četiri leptona podsredstvom Z bozona.

- $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e^-e^+$,
- $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2\mu^-\mu^+$,
- $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$.

Dakle, sva tri procesa daju nam informaciju o Higgsovoj masi. Međutim, primjetimo da se Z bozon nekada raspada na par elektron-pozitron, a nekad na par mion-antimion. U SM-u vrijedi tzv. leptonska univerzalnost po kojoj elektroni i mioni kao i njihove antičestice imaju sve leptonske osobine iste. Do sada su se eksperimenti slagali sa tom hipotezom. Međutim, ako bi se napravio eksperiment koji daje mnogo veći broj raspada i samim time više podataka, kao što je slučaj sa simulacijom koju koristimo, mogle bi se ispitivati teorije koje do sada nisu razmatrane kao što je recimo narušenje leptonske univerzalnosti [9].

2 Fenomenologija sudarivača

U ovom poglavlju ćemo govoriti o kinematici sudara, nečemu što možemo da mjerimo, kao i o dinamici sudara koju postulira teorija. Dati ćemo vezu između kinematike i dinamike te objasniti njihovu komplementarnost. Ukratko ćemo spomenuti dvije vrste sudarivača, elektronskog i protonskog, te opisati način detekcije čestica. Zatim ćemo definisati eksperimentalno mjerljive veličine, te opisati način na koji smo pomoću Monte Carlo simulacije odredili masu Higgsa.

2.1 Uvod o akceleratorima

U zadnjih nekoliko decenija akceleratori visokih energija i sudarivači postali su naš primarni alat prilikom otkrića novih čestica i testiranja teorija fundamentalnih interakcija. Trenutno najaktivniji sudarivač pomoću kojeg istražujemo fiziku na elektroslaboj skali te fiziku iznad Standardnog modela jakih i elektroslabih interakcija je Veliki hadronski sudarivač (LHC). Razlog konstrukcije pomenutog sudarivača leži u činjenici da samo ovakva vrsta eksperimentalne postavke može rasvijetliti teorijski postulirane mehanizme kao što su: spontano slamanje simetrije, te supersimetriju, postojanje dodatne prostorne dimenzije odnosno string efekta niskih razmjera, kosmologičke implikacije kao što su čestica tamne materije, barionska i CP antisimetričnost Univerzuma i tamna materija.

Sudarivači, odnosno njihova fenomenologija, igraju ključnu ulogu u izgradnji veze između teorije i eksperimenta. Sa jedne strane se žele ispitati teorijski modeli i utvrditi njihove eksperimentalno mjerljive veličine, dok je sa druge strane potrebno interpretirati eksperimentalno dobijene podatke i razumjeti njihove posljedice. Trenutni cilj naučnika jeste uspostavljanje što bolje veze između naizgled nemjerljive teorije i eksperimenta koji bi potvrdio ili negirao postuliranu hipotezu.

2.2 Sudarivači visokih energija

U ovom odjeljku ćemo definisati parametre koje možemo mjeriti u eksperimentima. Pored toga što te parametre možemo eksperimentalno odrediti, moramo biti u stanju i da ih povežemo sa odgovarajućim teorijskim varijablama. Inače mjerenje ne bi imalo smisla.

U sudaru dvije čestice masa m_1 i m_2 i impulsa \vec{p}_1 i \vec{p}_2 ukupna kvadrirana energija u sistemu centra masa može se izraziti preko Lorentz invarijantne Mandelstam varijable s :

$$s \equiv (p_1 + p_2)^2 = (E_1 + E_2)^2 \quad (10)$$

za sistem u kojem je $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$ imamo, dok je inače:

$$s \equiv (p_1 + p_2)^2 = m_1^2 + m_2^2 + (2E_1E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2) \quad (11)$$

U sudarima visokih energija koji se trenutno razmatraju, čestice snopa su ultra-relativističke tako da su im impulsi mnogo veći od njihovih masa. Zbog toga se ukupna energija u sistemu centra masa ($\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$) može aproksimirati sa:

$$E_{CM} \equiv \sqrt{s} \approx 2E_1 \approx 2E_2 \quad (12)$$

dok se u sistemu fiksne mete ($\vec{p}_2 = 0$) aproksimira sa:

$$E_{CM} \equiv \sqrt{s} \approx \sqrt{2E_1 m_2} \quad (13)$$

gdje je kinetička energija sistema $T = E_1$ vezana za sistem fiksne mete $\vec{p}_2 = 0$, a $T = 0$ kinetička energija sistema vezanog za centar masa $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$. Vidimo da jedino u sistemu vezanom za centar masa neće biti translatronog kretanja tako da su energije snopa maksimalno iskorištene. To znači da imamo više raspoložive energije za ispitivanje fenomena koji se javljaju na visokim energijama.

Faktor koji ograničava energiju sudarivača jeste gubitak energije tokom ubrzavanja poznat kao sinkotrono zračenje. Za kružne sudarivače radijusa R , energija koja se izgubi tokom jednog prolaska kroz akcelerator je proporcionalna sa:

$$\Delta E \propto \frac{1}{R} \left(\frac{E}{m} \right)^4 \quad (14)$$

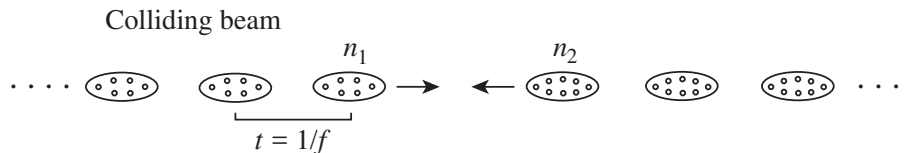
gdje je E energija snopa, a m masa čestice. Jasno se iz gornjeg izraza vidi da je akcelerator efikasniji ukoliko ima veći radijus ili ako se koriste masivnije čestice.

Jedan od važnih parametara sudarivača je i trenutni luminozitet odnosno sjaj. Luminozitet predstavlja broj čestica koje prolaze kroz jedinicu površine okomitu na smjer prostiranja u jedinici vremena na mjestu interakcije. U stvarnosti, snop čestica dolazi u klasterima čestica kao što je prikazano na slici 10.

Ako imamo n_1 čestica u svakom klasteru snopa 1 i n_2 čestica u svakom klasteru snopa 2, onda je luminozitet sudarivača dat sa:

$$L = \frac{f n_1 n_2}{a} \quad (15)$$

gdje je f frekvencija učestalosti prolaza snopa, a a poprečni presjek snopa. Trenutni luminozitet je obično dat u jednicama $cm^{-2}s^{-1}$.



Slika 10: Snopovi čestica neposredno prije sudara sa frekvencijom prolaska f .

Luminozitet je bitan jer nam daje broj rasijanja u jedinici vremena odnosno tzv. brzinu reakcije. Brzina reakcije je upravo proporcionalna luminozitetu i data je sa:

$$R(s) = \sigma(s)L \quad (16)$$

gdje je $\sigma(s)$ definisan kao totalni presjek rasijanja. Iako su jedinice presjeka rasijanja konvencionalno uzete sa cm^2 , uglavnom se ne koriste jer su prevelike za razmatranje rasijanja sub-atomskih čestica. Zbog toga se koriste primjerenije jedinice koje nazivamo *barn* i definišemo sa:

$$1bn = 10^{-24} cm^2 \quad (17)$$

Da bismo izračunali pesjek rasijanja, najprije trebamo izračunati kvadrat matričnog elementa ($|M|^2$) za kvantnu tranziciju koja nas interesuje pa zatim sumirati po svim dozvoljenim konačnim stanjima:

$$d\sigma = \frac{1}{2s} \left(\prod_{i=1}^N \frac{d^3\vec{p}_i}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_i} \right) (2\pi)^4 \delta^4 \left(p_a + p_b - \sum_i p_i \right) |M(p_a, p_b \rightarrow p_i)|^2 \quad (18)$$

gdje prvi faktor odgovara fluksu upadnih čestica (koje tretiramo kao bez masene), dok 4-delta funkcija osigurava očuvanje energije i impulsa. Gore napisani presjek rasijanja odgovara interakciji dvije čestice, označene indeksima a i b , koje daju N produkata interakcije označenih indeksom i . Kako matrični element M^7 predstavlja dinamiku sistema koju možemo izračunati za različite tipove interakcija, vidimo da su kod presjeka rasijanja odvojeni kinematički član koji mjerimo i dinamički član koji testiramo.

Na osnovu navedenog možemo zaključiti da određivanjem presjeka rasijanja i izučavanjem osobina rasijanja u funkciji energije, impulsa i ugaonih varijabli, možemo razotkriti novu dinamiku kod rasijanja sa visokim energetskei pragom.

Elektroni i protoni su dobri kandidati koje možemo iskoristiti u snopovima prilikom sudara. Električki su nabijeni tako da ih možemo ubrzati električnim poljem, osim toga su stabilni pa ih možemo skladištiti za ponovnu upotrebu kako bi povećali luminozitet akceleratora. Upravo su na osnovu ovih osobina razvijena dva najčesće korištena tipa sudarivača, e^+e^- sudarivač i Hadronski sudarivač. Sada ćemo ukratko spomenuti glavne osobine navedenih tipova sudarivača.

2.2.1 e^+e^- sudarivač

Ovaj sudarivač koristi snopove građene od elektrona i pozitrona. Najveći do sada izgrađeni e^+e^- sudarivač je Veliki elektronsko-pozitronski sudarivač (LEP) na CERN-u. On se sastoji od četiri ogromna detektora koji neprestano bilježe podatke. Navedimo neke od prednosti kod sudara ove vrste čestica:

⁷Matručni element M opisuje mjeru preklapanja početnog i konačnog stanja te je analogan amplitudi rasijanja.

- e^+e^- interakcija je dobro opisana standardnim modelom elektroslabe teorije. Njeni procesi se, upotrebom SM-a, mogu predvidjeti sa velikom preciznošću.
- Sistem elektrona i pozitrona ima naboj i leptonski broj jednak nuli tako da je pogodan za kreaciju novih čestica nakon e^+e^- anihilacije.
- Ukoliko su snopovi elektrona i pozitrona simetrični, onda je laboratorijski sistem referencije isti kao i sistem centra masa tako da se sva energija centra masa može iskoristiti za dostizanje najvećeg mogućeg praga.
- Sa precizno određenim osobinama snopa možemo dobro definisati kinematiku rasijanja.
- Može se postići veliki stepen polarizacije snopa tako da je moguće efektivnije istražiti osobine kiralnog uparivanja⁸.

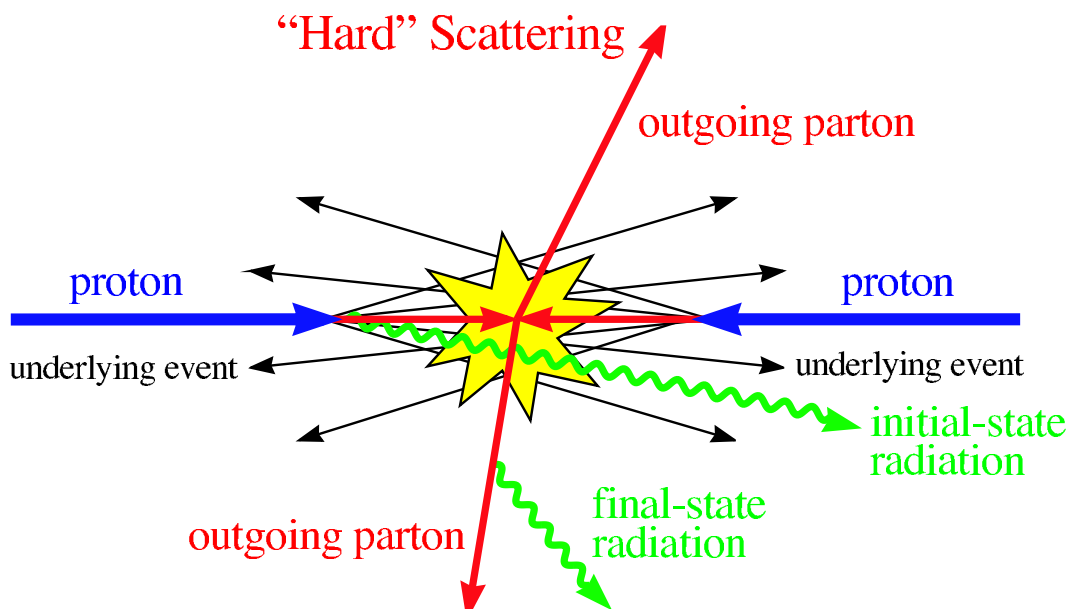
Pored nabrojanih prednosti ovaj tip akceleratora čestica ima i svoje mane. Jedna od njih svakako jeste sinkotrono zračenje koje nastaje usljed jako male elektronske mase. Upravo iz tog razloga e^+e^- sudarivači spadaju u vrstu linearnih sudarivača. Linearni sudarivač može postići jako velike energije, ali se kod ovakve konstrukcije akceleratora gubi na luminozitetu.

2.2.2 Hadronski sudarivač

Najveći hadronski sudarivač je Veliki hadronski sudarivač (LHC) na CERN-u. On u sudarima čestica koristi snopove protona (slika 11). Protoni su kompozitne čestice sastavljene od kombinacije kvarkova i gluona. Prema Kvantnoj kromodinamici (QCD) kvarkovi i gluoni predstavljaju stepene slobode koji učestvuju u jakim interakcijama na visokim energijama. Proton je mnogo masivniji od elektrona. Upravo ta činjenica predstavlja glavnu razliku između Hadronskog i e^+e^- sudarivača.

- Zahvaljujući većoj masi protona, hadronski sudarivači mogu osigurati veću energiju centra masa prilikom sudara.
- Upotrebom skladišnog prstena koji služi za recikliranje protona i njihovih antičestica moguće je postići jako veliki luminozitet.
- Obzirom da su učesnici hadronskih interakcija protoni, one unutar sudarivača daju velike presjeke rasijanja što omogućava preciznije mjerenje.
- Pri visokim energijama postoji veliki broj mogućih kanala reakcije. Kroz te kanale se proizvode stanja sa različitim kombinacijama spinova i naboja koja zavise od početne konfiguracije kvarkova.

⁸Kiralno uparivanje - uparivanje čestica iste kiralnosti, tj. uparivanje ljevorukih sa ljevorukim, odnosno desnorukih sa desnorukim česticama.



Slika 11: Ilustrativni prikaz hadronskog sudara.

2.3 Detektori

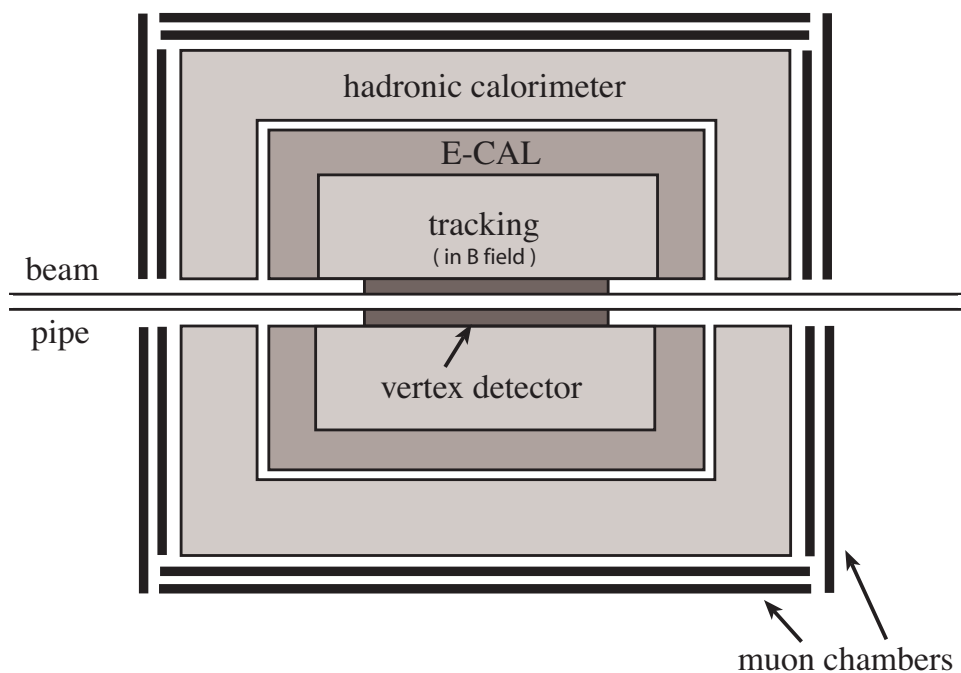
Da bi proizveli događaje rasijanja koristimo akceleratorne i sudarivače. Šansa otkrića novih fenomena fizike raste sa povećanjem broja događaja. Međutim, ukoliko imamo veći broj događaja onda nam je teže identifikovati one korisne. U svrhu detektovanja događaja koristimo detektore. Oni su naše "oči" pomoću kojih snimamo i identifikujemo korisne događaje kako bi otkrili prirodu fundamentalnih interakcija.

2.3.1 Detektori čestica kod sudarivača

Detekcija čestica se zasniva na interakciji čestica sa materijom od koje su detektori napravljeni. Moderni detektor čestica je elektronski kompleksna mašina koja koristi tradicionalne tehnike detekcije kao što su: sistem za praćenje nabijenih čestica, elektromagnetski kalorimetar, hadronski kalorimetar, mionska komora itd. (slika 12).

2.3.2 Kako čestice izgledaju u detektoru?

Prilikom izgradnje Lagranžijana u SM-u teoretičari se uglavnom prilikom proračuna koriste kvarkovima, leptonima, gauge bozonima itd. Istini za volju, većina pomenutih čestica nikada ne bude direktno opažena na detektorima. Teže čestice kao što su Z , W i t se raspadaju u leptone i kvarkove sa vremenom poluživota od $3.3 \cdot 10^{-25}$ s. Neki kvarkovi se raspadaju u singlet-obojene hadrone podstredstvom ograničenja QCD-a na vremenskoj



Slika 12: Moderni više-namjenski detektor na sudarivaču.

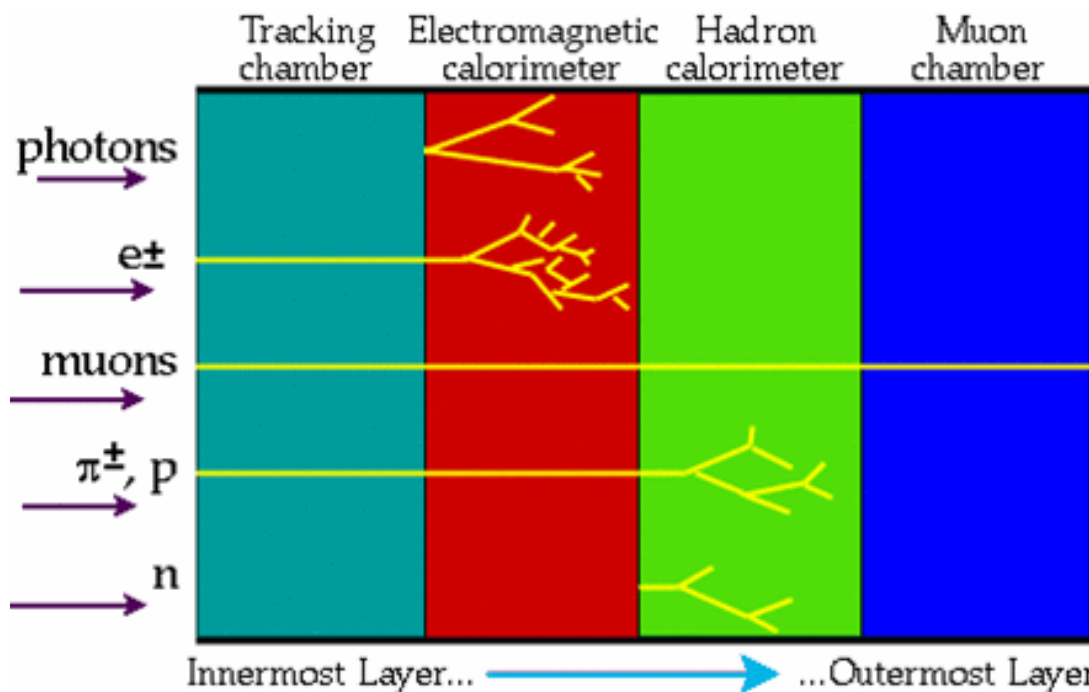
skali od $3.3 \cdot 10^{-24}$ s. Pojedini hadroni nastali raspadom mogu se ponašati potpuno različito u odnosu na neke druge što zavisi od njihove interakcije sa materijom. Stabilne čestice kao što su p , e^+ , e^- i γ će se na detektoru pojaviti u vidu energije unutar hadronskog i elektromagnetskog kalorimetra. Dakle, čestice ne opažamo direktno, već preko njihovih produkata raspada koji ostavljaju specifičan trag odnosno tzv. "potpis" (slika 13).

Kako bismo što bolje razumjeli opservaciju čestica, definišimo dužinu raspada nestabilne čestice:

$$d \approx (300\mu m) \left(\frac{\tau}{10^{-12}s} \right) \gamma \quad (19)$$

gdje je τ vrijeme poluživota čestice, a γ relativistički faktor. Sada možemo komentarisati na koje načine se čestice mogu pojaviti u detektorima.

- Kvazi-stabilne: čestice koje se kreću velikim brzinama sa vremenom poluživota $\tau > 10^{-10}$ s i intereaguju sa detektorom na međusobno slične načine. U njih spadaju čestice nastale slabim raspadom kao što su neutralni hadroni.
- Kratkotrajne rezonancije: čestice kao npr. π^0 , ρ^0 ... i veoma masivne čestice tipa: Z , W ... koje se raspadaju gotovo trenutno. Njih možemo vidjeti rekonstrukcijom njihovih produkata raspada.



Slika 13: Potpis kojeg ostavljaju različiti tipovi čestica unutar komponenti detektora.

- Pomjereni verteks: čestice vremena poluživota $\tau = 10^{-12}$ s, kao što su B , D i τ koje mogu proputovati značajne dužine prije raspada stvarajući time pomjerene vertekse. Opažamo ih kao nabijene tragove.
- "Nevidljive" stvari: čestice koje ne učestvuju u elektromagnetskim ili jakim interakcijama a žive dugo. one će pobjeći iz detektora kao npr. neutri i antineutri.

2.4 Mjerljive veličine

Razmotrimo sudar između dva hadrona A i B sa četverovektorom momenta $P_A = (E_A, 0, 0, p_A)$ i $P_B = (E_B, 0, 0, -p_B)$ u laboratorijskom sistemu referencije. Dvije čestice koje učestvuju u sub-procesu imaju impulse $p_1 = \chi_1 P_A$ i $p_2 = \chi_2 P_B$. Sistem nastalih čestica se u laboratorijskom sistemu referencije kreće sa četverovektorom momenta:

$$P_{cm} = [(\chi_1 + \chi_2)E_A, 0, 0, (\chi_1 - \chi_2)p_A] (E_A \approx p_A) \quad (20)$$

odnosno sa brzinom

$$\beta_{cm} = \frac{\chi_1 - \chi_2}{\chi_1 + \chi_2}, \quad (21)$$

ili sa rapidnošću

$$y_{cm} = \frac{1}{2} \ln \frac{\chi_1}{\chi_2}. \quad (22)$$

Rapidnost, matematički gledano, možemo definisati kao hiperbolni ugao koji dijeli dva sistema referencije relativnog kretanja. Sa druge strane, rapidnost u relativnosti koristimo kao mjeru relativne brzine. To je ustvari boost⁹ duž ose snopa koji posmatrača iz laboratorijskog sistema referencije prebacuje u sistem u kojem se čestice kreću okomito u odnosu na osu snopa.

Ako sa S označimo ukupnu hadronsku energiju centra masa koja iznosi $S = 4E_A^2$ i sa s energiju centra masa nastalih čestica, onda imamo:

$$s \equiv \tau S, \quad \tau = \chi_1 \chi_2 = \frac{s}{S}. \quad (23)$$

gdje veličina τ karakterizira invarijantnu masu reakcije. Pomenute veličine, zajedno sa azimutnim uglom, čine kinematičke varijable koje su invarijantne u odnosu na nepoznate longitudinalne boost-ove te ih upravo zbog toga i koristimo.

2.5 Mjerenje opservabli

Na kraju ovog poglavlja predstavimo kako se pomoću podataka sa nekog sudarivača, konkretno u našem slučaju LHC-a, može odrediti masa Higgosa. Kroz odjeljak će postati jasno zašto je bilo potrebno uvesti sve pomenute kinematičke veličine, te zašto nismo analitički ulazili u detalje prilikom opisivanja dinamike interakcija.

Razmotrimo fenomenologiju Higgsovog bozona. Između ostalog, predpostavljalo se da se Higgsov bozon raspada na četiri leptona gdje su virtuelne čestice, one koje prenose interakciju, Z bozoni ($h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$). Poznato je da masa Z bozona iznosi oko 91 GeV.

Kako bi izbjegli analitičko rješavanje dinamike problema, odnosno računanje matričnih elemenata radi dobijanja presjeka rasijanja, potreban je ogroman broj mjerenja. Pokazalo se da umjesto računanja zahtjevnih integrala koji se pojavljuju kod presjeka rasijanja možemo koristiti statistiku. Pošto je za upotrebu statistike potreban ogroman broj podataka, koje ne možemo sve izmjeriti na LHC-u, koriste se tzv. Monte Karlo simulacije.

Monte Karlo simulacije predstavljaju algoritam koji se oslanja na nasumično uzorkovanje radi dobijanja numeričkih rezultata. Osnovna ideja Monte Karlo simulacija jeste korištenje nasumičnosti u svrhu rješavanja determinističkog problema. Upravo je fizika čestica satkana od takvih problema. Potreban je ogroman broj podataka radi validnosti statistike. Međutim, trenutno je na LHC-u nemoguće napraviti dovoljan broj mjerenja tako da potrebe statistike budu zadovoljene. Zato je napravljen Monte Karlo algoritam koji simulira rad LHC-a. Pomoću njega se, za kratako vrijeme, dobiju mjerenja koja bi

⁹Ustaljeni engleski naziv koji se kao takav upotrebljava i u našoj literaturi.

sudarivač možda mjerio godinama. Dakle, algoritam uz odgovarajuće uslove, nasumično kreira podatke koje poslije koristimo kao stvarne podatke sa LHC-a.

U ovom radu su korištene Monte Karlo simulacije koje kreiraju fajl od oko 50000 događaja. Simulacija je za svaki događaj izmjerila određene kinematičke veličine. Monte Karlo simulacija je data u obliku tabele sa petnastak kolona i redova onoliko koliko je potrebno da se opiše 50-tak hiljada događaja. Svaki događaj se sastoji od nekoliko čestica, a svaka čestica je predstavljena jednim redom u fajlu.

2.5.1 Određivanje mase Higgsa

Sada ćemo opisati način na koji smo odredili invarijantne mase, između ostalog i masu Higgsa. koristili smo fajl sa ogromnim brojem podataka generisanim Monte Karlo simulacijom. Uz svaki fajl postoji dodatak na osnovu kojeg razumjemo značenje pojedinih oznaka unutar tog fajla.

Od mnoštva događaja koji su zastupljeni u fajlu nas interesuje samo onaj u kome se Higgs raspada na dva Z bozona, a zatim dalje na leptone. Događaji od interesa opisani su u odjeljku 1.3. Obzirom da su konačni produkti raspada elektroni ili mioni znači da se događaj od interesa desio ukoliko se u njemu nalaze kombinacije čestica: $4e$, 4μ , $2\mu 2e$ ili $2e 2\mu$. Kako je svaka čestica na početku reda unutar fajla obilježena odgovarajućom oznakom, lahko je selektovati događaj od interesa i znati tačno u kom redu fajla se nalazi koja čestica.

Nakon što pouzdano znamo gdje nam se nalaze čestice od interesa možemo početi sa konkretnim računom. Za svaku česticu je izmjeren ugao u odnosu na osu snopa θ , azimutalni ugao ϕ i transverzalni impuls p_t . Pomoću ovih veličina računamo komponente impulsa i to na sljedeći način¹⁰:

$$p_x = p_t \cos \phi \quad (24)$$

$$p_y = p_t \sin \phi \quad (25)$$

$$p_z = p_t \sinh \theta \quad (26)$$

Kada znamo komponente impulsa, možemo izračunati energiju čestice:

$$E = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2} \quad (27)$$

Konačno, znajući sve pomenute veličine moguće je izračunati invarijantnu masu dvije ili više čestica:

$$W^2 = \sum E^2 - \sum |\vec{p}|^2. \quad (28)$$

¹⁰Uzimamo da se snop prostire duž z-ose.

Gornju jednačinu smo koristili za izračunavanje invarijantne mase para elektron-pozitro (e^-e^+), odnosno para mion-antimion ($\mu^-\mu^+$). Pokazalo se da invarijantna masa jednog od parova odgovara masi "on-shel" Z bozona, dok invarijantna masa preostalog para odgovara masi "off-shel" Z bozona (slike 14 i 15).

Korištenjem jednačine (28) pri čemu se sumira po sve četiri čestice dobijamo invarijantnu masu produkata raspada koja, ukoliko je događaj validan, odgovara masi Higgsove i iznosi oko 125 GeV.

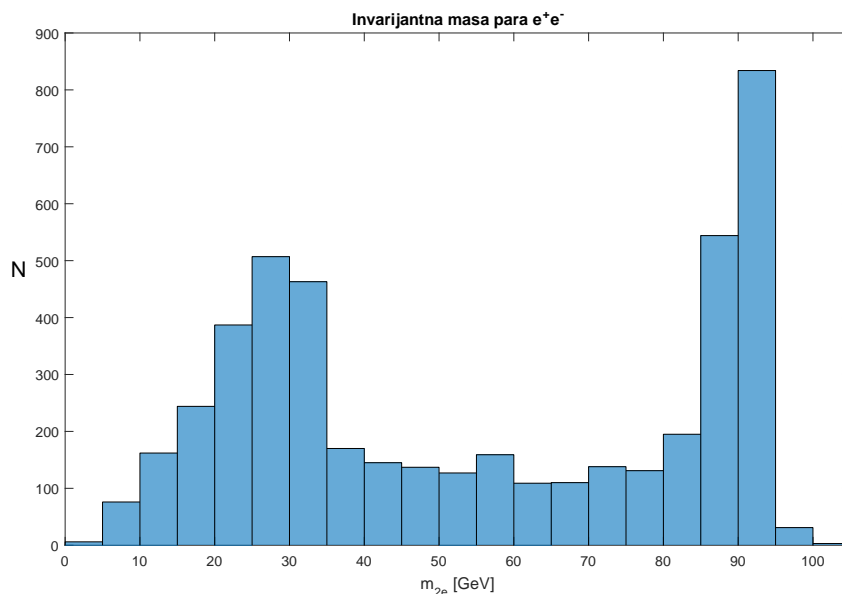
Vrlo je važno napomenuti da, pored računanja invarijantnih masa, na veoma jednostavan način možemo izračunati i presjek rasijanja nekog procesa. Obzirom da je presjek rasijanja proporcionalan broju opaženih događaja potrebno je prebrojati bitne događaje. Pošto je za svaki eksperiment tj. fajl iz kojeg učitavamo događaje poznat luminozitet onda smo u mogućnosti da izračunamo pomenuti presjek rasijanja, a samim time u Higgsove pseudo-opservable. Dakle mjerenje navedenih kinematičkih veličina iz ovog poglavlja, na neki način, predstavlja mjerenje Higgsovih pseudo-opservabli.

3 Mjerenje presjeka rasijanja procesa $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ upotrebom ATLAS detektora

Prilikom sudara hadrona, putem procesa $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$, mjereni su diferencijalni i totalni presjek rasijanja nastanka Higgasa. Tokom 2015 i 2016 godine detektor ATLAS je zabilježio podatke proton-protonskog sudara proizvedene na Velikom hadronskom sudarivaču (LHC) pri energijama centra masa od 13 TeV i integriranom luminozitetu od 14.8 fb^{-1} . Tada je izmjereni totalni presjek rasijanja raspada $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ iznosio $3.62 \pm 0.7 \text{ fb}$, što je u saglasnosti sa predviđanjem Standardnog modela koje iznosi $2.91 \pm 0.13 \text{ fb}$. Pored presjeka rasijanja mjereno je veliki broj drugih veličina kod raspada Higgasa te se pokazalo da se sve one dobro slažu sa predviđanjima SM-a. To pokazuje da je Standardni model teorija koja uspjeva opisati do sada poznatu fiziku. Sa druge strane, usljed slaganja eksperimenta i teorije, možemo zaključiti da imamo ispravnu eksperimentalnu postavku spremnu za istraživanje fenomena nove fizike.

3.1 Detektor ATLAS

ATLAS detektor je višenamjenski detektor sa unaprijed-unazad cilindričnom geometrijom. Njegove sastavne dijelove možemo razvrstati prema mjernom opsegu pseudo-rapidnosti. Unutar malog radijusa nalazi se unutrašnji detektor (ID), utisnut u magnetno polje jačine 2 T proizvedeno pomoću tankog superprovodnog solenoida smještenog ispred kalorimetra. ID je napravljen od finih granularnih piksela i mikrotrakastih detektora. Ovi detektori na bazi silicijuma pokrivaju opseg pseudo-rapidnosti od $|\eta| < 2.5$. ID nadopunjuje Silicijumski tragač, gasom napunjena cilindrična cijev koja prati prijenos zračenja na većem radijusu do $|\eta| < 2$. Nju koristimo za identifikaciju elektrona. Elektromagnetski (EM) kalorimetar je kalorimetar za uzorkovanje napravljen od olova i tečnog argona sa geometrijom harmonike. Podjeljen je na bačvasti dio koji pokriva $|\eta| < 1.475$ i dva krajnja dijela koja pokrivaju opseg pseudorapidnosti $1.375 < |\eta| < 3.2$. Za opsege od $|\eta| < 2.5$ je podjeljen u tri sloja. Tanki sloj prije uzorkovanja, koji pokriva $|\eta| < 1.8$, se koristi za korekcije fluktuacija usljed gubitka energije. Hadronski kalorimetar ispituje čestice unutar regiona od $|\eta| < 1.7$, a kao sredinu koristi čelične apsorbere i scintilatorske pločice. Kalorimetar na bazi tečnog argona sa bakarnim apsorberima koristi se unutar krajnjeg hadronskog kalorimetra. Prednji kalorimetar koji koristi bakarne ili tungstenove apsorbere sa tečnim argonom kompenzuje pokrivenost i do $|\eta| = 4.9$. Mionski spektrometar (MS) mjeri deflekciju mionskog traga unutar $|\eta| < 2.7$ upotrebom preciznih drift¹¹ cjevčica. Deflekciju osigurava toroidalno magnetsko polje proizvedeno superprovodnim magnetima.



Slika 14: Raspodjela masa para e^+e^- nastala selekcijom događaja opisanom u odjeljku 3.2.

3.2 Selekcija događaja

U ovom odjeljku ćemo opisati način na koji detektor odabire događaje od interesa tj. one događaje koji predstavljaju raspad Higgosa iz SM-a. Razlog zbog kojeg trebamo selektovati događaje leži u činjenici da detektor može zabilježiti produkte raspada identične onima koje daje raspad Higgsovog bozona iako oni nisu nastali tim putem. Zatim ćemo objasniti kako su selektovani događaji, dobijeni Monte Karlo simulacijom, koje smo koristili prilikom određivanja pseudo-opservabli predstavljenih u tablicama 4-18.

Elektroni su rekonstruisani na osnovu tragova unutar ID-a i klastera energija iz EM kalorimetra. Od njih se zahtjeva da zadovoljavaju labave identifikacione kriterije bazirane na informacijama uređaja za praćenje i kalorimetra. Mioni su rekonstruisani kao tragovi unutar ID-a i MS-a pod uslovom da leže unutar regiona $0.1 < |\eta| < 2.5$. Mioni se unutar oblasti $|\eta| < 0.1$, gdje MS ima umanjenu pokrivenost, rekonstruišu iz ID tragova i indentificiraju pomoću udara u MS. Ukoliko je $2.5 < |\eta| < 2.7$, onda se može koristiti samo MS. Za događaje koji sadrže četiri miona barem tri miona moraju biti rekonstruisana kombinacijom ID i MS komora za praćenje. Svaki mion (elektron) mora imati transverzalni impuls $p_T > 5$ GeV unutar opsega pseudo-rapidnosti od $|\eta| < 2.7$ (2.47) i sa longitudinalnim parametrom udara od $|z_0 \sin \theta| < 0.5$ mm. Mioni, porijeklom iz kosmičkih zraka, su uklonjeni zahtjevom transverzalnog parametra sudara $|d_0| < 1$ mm.

Kandidati za Higgsov bozon odabiru se selekcijom dva leptonska para istog okusa ali

¹¹Ustaljeni engleski naziv koji se kao takav upotrebljava i u našoj literaturi.

različitog znaka (SFOS) npr. e^+e^- ili $\mu^+\mu^-$. Kada kažemo različitog znaka onda prvens-
tveno mislimo na antičesticu. Dva SFOS leptonska para čine tzv. leptonski kvadriplet.
Analiza selekcije koju ćemo ovdje predstaviti odnosi se na četiri vrste konačnih stanja (4μ ,
 $2e2\mu$, $2\mu2e$, $4e$). Kvadriplet konačnih stanja se odabire tako da tri vodeća leptona, ona
sa najvećim transverzalnim impulsom, zadovoljavaju: $p_T(E_T) > 20, 15, 10$ GeV. Vodeći
par je definisan kao leptonski par istog okusa ali različitog znaka sa masom m_{12} najbližoj
masi Z bozona, dok je sub-vodeći par definisan kao leptonski par istog okusa ali različitog
znaka čija je masa m_{34} druga najbliža masi Z bozona. Uslovi načina odabira događaja
sumirani su u tablici 2.

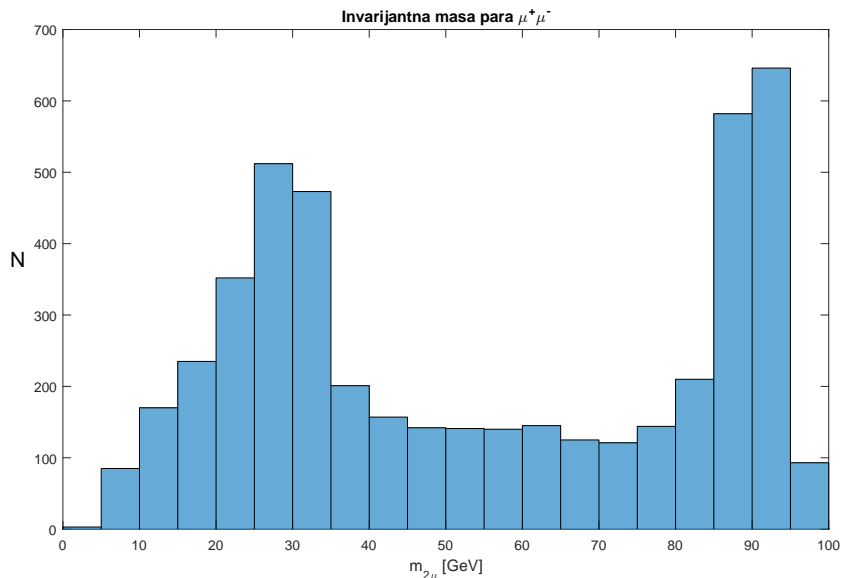
Leptoni	
Mioni:	$p_T > 5$ GeV, $ \eta < 2.7$
Elektroni:	$p_T > 7$ GeV, $ \eta < 2.47$
Uparivanje i selekcija leptona	
Kinematika leptona:	$p_T > 20, 15, 10$ GeV
Vodeći par (m_{12}):	SFOS leptonski par sa najmanjim $ m_Z - m_{ll} $
Sub-vodeći par (m_{34}):	preostali SFOS leptonski par sa najmanjim $ m_Z - m_{ll} $
Selekcija događaja (najviše jedan kvadriplet po vrsti raspada)	
Zahtjevi za masu:	$50 < m_{12} < 106$ GeV i $12 < m_{34} < 115$ GeV
Opseg mase:	115 GeV $< m_{4l} < 130$ GeV

Tablica 2: Lista zahtjeva selekcije događaja koji definišu fazni prostor mjerenja presjeka
rasijanja. SFOS - leptonski par istog okusa ali različitog znaka.

Prilikom izračunavanja invarijantnih masa leptonskih parova (m_{12} i m_{34}) najzahtjevniji
zadatak je bio odrediti koje čestice pripadaju kom leptonskom paru. U slučajevima $2e2\mu$
i $2\mu2e$ je to bio trivijalan posao jer smo imali leptone različitog okusa. Međutim, u
slučajevima $4e$ i 4μ imamo više mogućih načina uparivanja leptona tako da dobijemo
parove istog okusa ali različitog znaka. Tada odabiremo ona dva para čije su invarijantne
mase m_{12} i m_{34} najbliže masi Z bozona. Konačno, da bi se otklonili šumovi, odabiremo
samo one događaje čija invarijantna masa leptonskog kvadripleta leži unutar oblasti 115-
130 GeV. Na slikama 14 i 15 su prikazani rezultati primjenjene selekcije na neko od
mjerenja pri čemu su dobijeni događaji koji odgovaraju Higgsu iz SM-a. Dobijeno je
najviše događaja sa masom oko 90 GeV-a (masa "on-shell" Z bozona iznosi 91 GeV),
odnosno sa masom oko 30 GeV (masa "off-shell" Z bozona kojeg zapažamo u raspadu
Higgsa iz SM-a).

3.2.1 Procjena pozadinskog šuma

Nerezonantni nastanak ZZ^* SM-a putem $q\bar{q}$ anihilacije i fuzije gluona može dati četiri
leptona u konačnom stanju. Upravo ovaj proces čini najveći pozadinski šum razmatrane



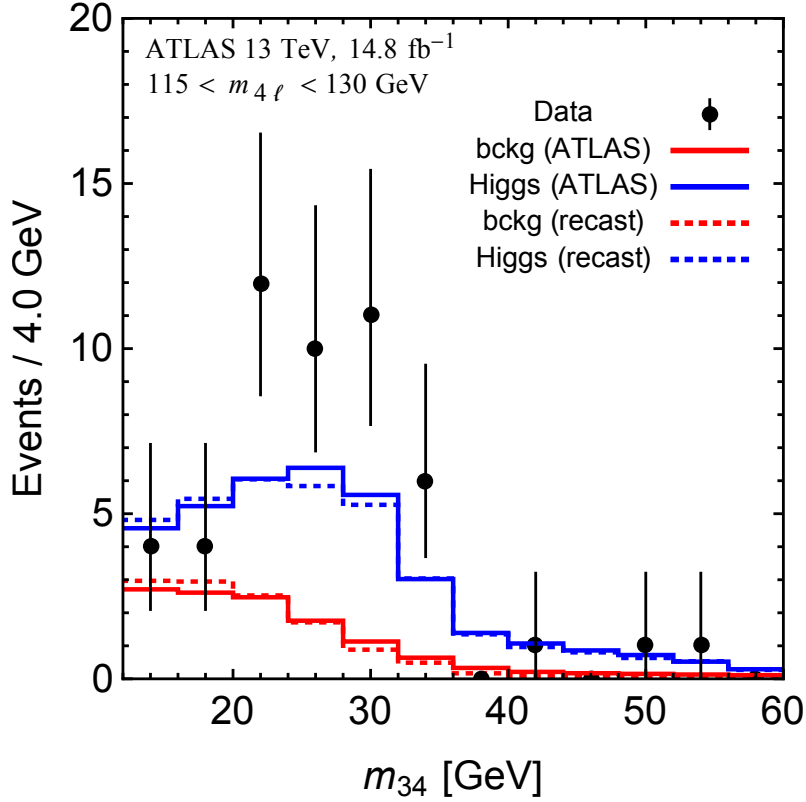
Slika 15: Raspodjela masa para $\mu^+\mu^-$ nastala selekcijom događaja opisanom u odjeljku 3.2.

analize. Da bismo unakrsno provjerili teorijsko modeliranje ovog pozadinskog procesa, formiramo ZZ^* obogaćeni kontrolni region¹² koristeći selekcijom gotovo sve događaje, ali zahtjevamo da je četvero-leptonska invarijantna masa izvan oblasti $115 < m_{4l} < 130$ GeV. U ovom kontrolnom regionu je opaženo dobro slaganje simulacije sa podacima za sve distribucije.

Drugi procesi koji doprinose pozadinskom šumu, kao što su $Z + jets$, $t\bar{t}$ i WZ sadrže barem jedan objekat koji se može greškom identifikovati kao lepton. Ovi pozadinski šumovi su značajno manji u odnosu na nerezonantni ZZ^* pozadinski šum te su procjenjeni pomoću podataka izmjerenih podataka. Procjena je izvršena korištenjem blago različitih pristupa za $ll\mu\mu$ i $llee$ konačna stanja.

Normalizacija za $Z + jets$ i $t\bar{t}$ pozadinski šum kod $ll\mu\mu$ konačnog stanja je određena fitovanjem invarijantne mase vodećeg leptonskog para u određenom kontrolnom regionu. Kontrolni regioni su formirani blažim zahtjevima na pojedinim parametrima sub-vodećeg mionskog para. Da bi se poboljšala procjena $t\bar{t}$ pozadinskog šuma koristimo dodatni kontrolni region ($e\mu\mu\mu$). Ekstrapolacija prijelaznih faktora iz kontrolnog regiona do signalnog regiona dobija se, upotrebom simulacije, odvojeno za $t\bar{t}$ i $Z + jets$. Oblik $t\bar{t}$ i $Z + jets$ pozadinskog šuma je, za različite opservable, uzet iz simulacije i normalizovan koristeći procjenu na osnovu izmjerenih podataka. Poređenja unutar kontrolnog regiona pokazuju dobro slaganje podataka sa simulacijom za različite opservable.

¹²Kontrolni region - posebno ispitivana oblast gdje se invarijantne mase odabiru po drugačijim kriterijumima od onih opisanih u odjeljku 3.2.



Slika 16: Raspodjela masa sud-vodećih leptonskih parova m_{34} koje su prošle selekciju (plava boja) zajedno sa masama m_{34} pozadinskog šuma (crvena boja).

Kontrolni region $llee$ selekcije zahtjeva da elektroni u sub-vodećem paru imaju isti naboj i opušta zahtjeve identifikacije i izolacije na čestici, koju greškom možemo smatrati elektronom, sa najmanjom transverzalnom energijom. Ova čestica, kandidat za elektron, može biti mlaz, foton ili elektron nastao hadronskim raspadom. Načini procjene pozadinskog šuma ove vrste raspada detaljno je opisan u radu [7]. Na slici 16 je, od strane ATLAS kolaboracije, punom linijom predstavljena raspodjela masa sub-vodećih leptonskih parova m_{34} zajedno sa masama koje nisu prošle selekciju, odnosno sa pozadinskim šumom. Isprekidanom linijom su predstavljeni naši rezultati upotrebom istih simulacija.

Sve u svemu, vidimo da postoje načini na koje možemo otkloniti neželjeni pozadinski šum nastao nesavršenostima detektora. Otklanjanjem šuma, upotrebom teorijskog modeliranja i kompjuterskih simulacija, postizemo veću tačnost mjerenja dobijajući pouzdanije rezultate. Veća tačnost mjerenja omogućava nam da ispitujemo događaje koje je teško opaziti i na taj način otkrijemo neke nove fenomene.

3.3 Trenutni broj događaja

Mjerenje presjeka rasijanja je jako usko vezano sa mjerenjem broja događaja. Ove dvije veličine su međusobno proporcionalne. Više zapaženih događaja određene vrste znači veću vjerovatnoću odnosno širinu raspada. Dakle, mjerenje broja trenutnih događaja je eksperimentalni način određivanja širine raspada.

Već smo u odjeljku 3.2 opisali kako na osnovu Monte Karlo simulacije odabiremo interesantne događaje. Broj trenutnih događaja¹³ dobijamo na osnovu odabranih događaja uz dodatne parametre simulacije. Broj trenutnih događaja N dobijamo na osnovu formule:

$$N = \frac{l \cdot miw \cdot 2,32 \cdot n}{n_{ukupno}} \quad (29)$$

gdje je l luminozitet akceleratora koji u našem slučaju uvijek iznosi 14.8 fb^{-1} , miw je usklađena integrisana težina data u femtobarnima (fb) i razlikuje se za svaku simulaciju, 2.32 je faktor korekcije detektorske nesavršenosti i rezolucije, n je broj događaja od interesa, a n_{ukupno} ukupan broj događaja dobijenih selekcijom.

Upravo broj N predstavlja broj koji može biti teorijski postuliran i u isto vrijeme eksperimentalno opažen. Prilikom predstavljanja rezultata fokusirat ćemo se na broj trenutnih događaja. Broj ćemo predstaviti sa određenom tačnošću. Ona predstavlja mjeru pouzdanosti vršenja eksperimenta. Obzirom da simulacije generišu događaje koji će LHC moći stvarno zabilježiti tek za nekoliko godina, tačnost mjerenja broja N može poslužiti kao predikcija očekivane preciznosti LHC-a u budućnosti.

¹³Broj trenutnih događaja se odnosi na broj događaja pri postignutom luminozitetu. Ovaj broj je ustvari broj događaja koji će LHC moći dati tek za nekoliko godina.

4 Higgsove pseudo-opservable

Na početku rada smo napomenuli da su Higgsove pseudo-opservable veličine koje grade podlogu za parametrizaciju malih odstupanja od Standardnog modela kod raspada Higgssa. Mogu biti definisane dekompozicijom "on-shell" amplituda raspada oko fizikalnih polova. Sa jedne strane, pseudo-opservable mogu biti određene iz eksperimantalnih podataka, pružajući time sistematsku generalizaciju " κ -okvira" koji je zasad usvojen od strane LHC eksperimenta. " κ -okvir" predstavlja okvir u kojem se mjerio jedan specifičan parametar za svaki mogući proces raspada odnosno produkcije Higgssa. U njemu se mase oko 125 GeV-a tumače kao Higgs iz Standardnog modela. Sa druge strane, pseudo-opservable mogu biti teorijski izračunate u raznim modelima Nove fizike. Mi ćemo podlogu za parametrizaciju malih odstupanja od SM-a izgraditi na osnovu broja izmjerenih događaja u kombinaciji sa konstantama kuplovanja.

4.1 Dekompozicija ampliude

U ovom odjeljku ćemo se podsjetiti dekompozicije amplitude za $h \rightarrow 4f$ raspad, gdje f označava fermione. Ovi raspadni su jako interesantni jer ispituju međudjelovanje Higgsovog bozona sa elektroslabim gauge bozonom. Da bismo detaljnije ispitali ovo međudjelovanje, vezivanje Higgssa sa gauge bozonima SM-a, pažljivo ćemo razmotriti korelacionu funkciju Higgsovog bozona i dvije fermionske struje:

$$\langle 0 | \mathcal{T} \{ J_f^\mu(x), J_{f'}^\nu(y), h(0) \} | 0 \rangle, \quad (30)$$

gdje su sva stanja "on-shell". Obzirom da ispitujemo raspad Higgssa sa neutralnim Z bozonom kao prenosnikom interakcije, radi se o neutralnim strujama.

Razmotrimo slučaj dvije različite vrste fermiona: $h \rightarrow f\bar{f} + f'\bar{f}'$. Doprinos neutralne struje amplitudi raspada dat je sa:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{n.c.} [h \rightarrow f(p_1)\bar{f}(p_2)f'(p_3)\bar{f}'(p_4)] &= i \frac{2m_Z^2}{v_F} \sum_{f=f_L, f_R} \sum_{f'=f'_L, f'_R} (\bar{f}\gamma_\mu f)(\bar{f}'\gamma_\nu f') \mathcal{T}^{\mu\nu}(q_1, q_2) \\ \mathcal{T}^{\mu\nu}(q_1, q_2) &= \left[F_L^{ff'}(q_1^2, q_2^2) g^{\mu\nu} + F_T^{ff'}(q_1^2, q_2^2) \frac{q_1 \cdot q_2 g^{\mu\nu} - q_2^\mu q_1^\nu}{m_Z^2} + F_{CP}^{ff'}(q_1^2, q_2^2) \frac{\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_{2\rho} q_{1\sigma}}{m_Z^2} \right], \end{aligned} \quad (31)$$

gdje je $q_1 = p_1 + p_2$ i $q_2 = p_3 + p_4$. Iz pretpostavke da nema novog lakog stanja ispod (ili oko) mase Higgssa, opravdano je primjeniti razvoj impulsa preko form faktora oko

fizikalnih Z i γ polova, zadržavajući samo vodeće članove:

$$F_L^{ff'}(q_1^2, q_2^2) = \kappa_{\mathbf{ZZ}} \frac{g_Z^f g_Z^{f'}}{P_Z(q_1^2) P_Z(q_2^2)} + \frac{\epsilon_{\mathbf{Zf}}}{m_Z^2} \frac{g_Z^{f'}}{P_Z(q_2^2)} + \frac{\epsilon_{\mathbf{Zf}'}}{m_Z^2} \frac{g_Z^f}{P_Z(q_1^2)} + \Delta_1^{\text{SM}}(q_1^2, q_2^2), \quad (32)$$

$$F_T^{ff'}(q_1^2, q_2^2) = \epsilon_{\mathbf{ZZ}} \frac{g_Z^f g_Z^{f'}}{P_Z(q_1^2) P_Z(q_2^2)} + \epsilon_{\mathbf{Z}\gamma} \left(\frac{e Q_{f'} g_Z^f}{q_2^2 P_Z(q_1^2)} + \frac{e Q_f g_Z^{f'}}{q_1^2 P_Z(q_2^2)} \right) + \epsilon_{\gamma\gamma} \frac{e^2 Q_f Q_{f'}}{q_1^2 q_2^2} \quad (33)$$

$$+ \Delta_3^{\text{SM}}(q_1^2, q_2^2), \quad (34)$$

$$F_{\text{CP}}^{ff'}(q_1^2, q_2^2) = \epsilon_{\mathbf{ZZ}}^{\text{CP}} \frac{g_Z^f g_Z^{f'}}{P_Z(q_1^2) P_Z(q_2^2)} + \epsilon_{\mathbf{Z}\gamma}^{\text{CP}} \left(\frac{e Q_{f'} g_Z^f}{q_2^2 P_Z(q_1^2)} + \frac{e Q_f g_Z^{f'}}{q_1^2 P_Z(q_2^2)} \right) + \epsilon_{\gamma\gamma}^{\text{CP}} \frac{e^2 Q_f Q_{f'}}{q_1^2 q_2^2}, \quad (35)$$

gdje su g_Z^f efektivna Z kuplovanja sa fermionima i $P_Z(q^2) = q^2 - m_Z^2 + im_Z \Gamma_Z$. Konačno, $\kappa_{\mathbf{ZZ}}$ i $\epsilon_{\mathbf{X}}$ su Higgsove pseudo-opservable koje mogu biti određene iz podataka i izračunate u modelima Nove fizike. Funkcija $\Delta_{1,3}^{\text{SM}}(q_1^2, q_2^2)$ sadrži doprinose višeg reda izračunate unutar Standardnog modela.

Obzirom da ispitujemo raspad $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ od interesa nam je samo izraz (32), te za njega definišimo sljedeći skup pseudo-opservabli:

$$\kappa \equiv (\kappa_{ZZ}, \epsilon_{Ze_L}, \epsilon_{Ze_R}, \epsilon_{Z\mu_L}, \epsilon_{Z\mu_R})^T, \quad (36)$$

gdje indeksi L i R označavaju lijevoruke i desnoruke čestice, respektivno. Vrijednosti za uvedene pseudo-opservable unutar SM-a su:

$$\kappa_{ZZ} = 1, \epsilon_{Ze_L} = 0, \epsilon_{Ze_R} = 0, \epsilon_{Z\mu_L} = 0, \epsilon_{Z\mu_R} = 0 \quad (37)$$

Ukoliko izmjerimo odstupanja od ovih vrijednosti onda bi to značilo da smo otkrili Novu fiziku! Konačno, vrijednosti pseudo-opservabli možemo odrediti preko amplitude raspada. Detaljnu vezu amplitude raspada sa pseudo-opservablama možete naći u radu [5].

4.2 Binovanje

Binovanje, odnosno smještanje podataka po binovima (kutijama) predstavlja tehniku pret-procesiranja podataka u cilju smanjenja efekta malih grešaka nastalih praćenjem podataka. Na ovaj način od određenog broja podataka stvaramo više statistike pri čemu je moguće odrediti grešku svakog pojedinog bina, odnosno dijela mjerenja umjesto mjerenja u cjelini.

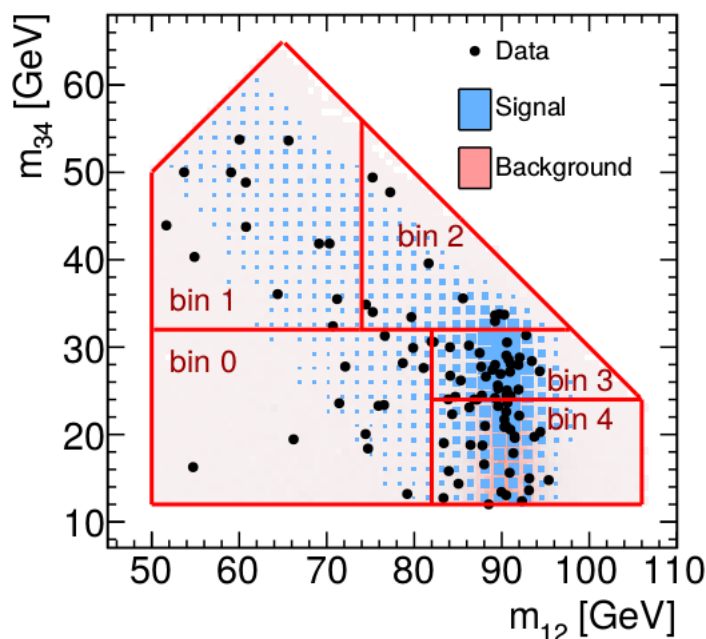
Način odabira binova preuzet je iz rada [7]. Opseg svakog bina je dat u tablici 3 te grafički predstavljen na slici 17. Obzirom da u navedenom radu eksperiment ATLAS koristi iste eksperimentalne simulacije kao i mi, sasvim je opravdano koristiti navedeno binovanje. Odabrano je ono binovanje koje daje najbolju statističku raspodjelu.

Binovi	Opseg bina
bin 0	$50 \text{ GeV} \leq m_{12} < 82 \text{ GeV}$
	$12 \text{ GeV} \leq m_{34} < 32 \text{ GeV}$
bin 1	$50 \text{ GeV} \leq m_{12} < 74 \text{ GeV}$
	$32 \text{ GeV} \leq m_{34} < 66 \text{ GeV}$
bin 2	$74 \text{ GeV} \leq m_{12} < 100 \text{ GeV}$
	$32 \text{ GeV} \leq m_{34} < 56 \text{ GeV}$
bin 3	$82 \text{ GeV} \leq m_{12} < 106 \text{ GeV}$
	$24 \text{ GeV} \leq m_{34} < 32 \text{ GeV}$
bin 4	$82 \text{ GeV} \leq m_{12} < 106 \text{ GeV}$
	$12 \text{ GeV} \leq m_{34} < 24 \text{ GeV}$

Tablica 3: Pet binova sa određenim opsegom, pokrivaju sav region dozvoljenih invarijantnih masa odabranih selekcijom opisanom u odjeljku 3.2. Veličine m_{12} i m_{34} predstavljaju mase vodećeg i sub-vodećeg leptonskog para istog okusa ali različitog znaka, respektivno.

4.3 Rezultati

Simulacije su vršene za različite $\kappa_{\mathbf{ZZ}}$ i $\epsilon_{\mathbf{X}}$ Higgsove pseudo-opservable. Za svaku simulaciju, postupkom opisanom u odjeljku 3.2, dobijen je trenutni broj događaja. Određivanjem tog broja određujemo da li je uopšte moguće imati raspad Higgusa sa navedenom kombinacijom parametara $\kappa_{\mathbf{ZZ}}$ i $\epsilon_{\mathbf{X}}$. Drugim riječima, ispitujemo da li postoji Nova fizika, fizika izvan SM-a. Rezultati rada, trenutni broj događaja po binu, predstavjeni su u tablicama 4-18.



Slika 17: Grafički prikaz opsega binova, datih u tablici 3 preuzet iz rada [7] sa masama izračunatim od strane ATLAS-a.

Sva mjerenja su predstavljena preko srednje vrijednosti sa opsegom jedne standardne devijacije. Relativna greška data je kao srednja vrijednost relativnih grešaka pojedinih mjerenja u odnosu na srednju vrijednost mjerenja. Produkt raspada $2e2\mu$ predstavlja proces u kojem je vodeći elektronski par, dok je proces $2\mu 2e$ onaj sa mionskim vodećim parom.

Primjetimo da većina podataka u tablicama 4-14 kod kojih je broj događaja manji od jedan imaju jako veliku grešku mjerenja. To znači da je jako teško odrediti da li se u tom binu nalazi ijedan događaj. Dakle, greška dolazi usljed skoro jednakih šansi da se u binu nalazi odnosno ne nalazi događaj, dok je to kod binova sa više događaja sasvim drugačije. Tamo se može govoriti o konačnom broju događaja pa su zato greške manje. Vidimo da smo upravo binovanjem uspjeli povećati tačnost mjerenja u binovima od interesa, binovima sa velikim brojem događaja.

U tablicama 15-18 imamo jako specifičan broj događaja po binovima. Očigledno je da izborom parametara κ_{ZZ} i ϵ_X , utičemo na taj broj.

Parametri:		$\kappa_{ZZ} = 1 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$	
Bin	Produkt raspada	Broj događaja	Relativna greška
0	$4e$	0.46 ± 0.02	3.6%
	4μ	0.76 ± 0.04	4.4%
	$2e2\mu$	0.40 ± 0.02	4.6%
	$2\mu 2e$	0.38 ± 0.02	3.4%
1	$4e$	0.78 ± 0.04	4.1%
	4μ	1.18 ± 0.04	2.6%
	$2e2\mu$	0.64 ± 0.04	3.8%
	$2\mu 2e$	0.62 ± 0.03	3.3%
2	$4e$	0.72 ± 0.04	5.5%
	4μ	1.18 ± 0.08	5.2%
	$2e2\mu$	0.73 ± 0.03	2.7%
	$2\mu 2e$	0.69 ± 0.04	4.5%
3	$4e$	1.38 ± 0.06	3.2%
	4μ	2.46 ± 0.16	5.0%
	$2e2\mu$	1.91 ± 0.05	2.0%
	$2\mu 2e$	1.70 ± 0.07	2.6%
4	$4e$	1.20 ± 0.03	1.9%
	4μ	2.23 ± 0.03	1.4%
	$2e2\mu$	1.74 ± 0.05	2.0%
	$2\mu 2e$	1.41 ± 0.04	2.2%

Tablica 4: Korištena simulacija sa parametrima $\kappa_{ZZ} = 1 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$.

Parametri: $\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 1 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$			
Bin	Produkt raspada	Broj događaja	Relativna greška
0	$4e$	11.21 ± 0.35	2.6%
	$2e2\mu$	1.01 ± 0.13	9.7%
	$2\mu 2e$	4.74 ± 0.24	4.2%
1	$4e$	18.17 ± 0.34	1.1%
	$2e2\mu$	2.27 ± 0.23	6.8%
	$2\mu 2e$	4.87 ± 0.28	4.7%
2	$4e$	10.79 ± 0.43	3.1%
	$2e2\mu$	0.34 ± 0.02	3.9%
	$2\mu 2e$	7.34 ± 0.47	5.0%
3	$4e$	18.62 ± 0.88	3.9%
	$2e2\mu$	0.12 ± 0.06	32.8%
	$2\mu 2e$	20.95 ± 0.56	1.9%
4	$4e$	16.26 ± 0.24	1.0%
	$2e2\mu$	0.09 ± 0.05	43.1%
	$2\mu 2e$	18.62 ± 0.73	3.1%

Tablica 5: Korištena simulacija sa parametrima $\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 1 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$. Navedeni parametri ne daju raspad 4μ .

Parametri: $\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 1 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$			
Bin	Produkt raspada	Broj događaja	Relativna greška
0	$4e$	9.42 ± 0.22	2.0%
	$2e2\mu$	0.96 ± 0.22	20.0%
	$2\mu 2e$	4.64 ± 0.17	2.5%
1	$4e$	14.99 ± 0.41	2.1%
	$2e2\mu$	2.41 ± 0.14	4.6%
	$2\mu 2e$	5.04 ± 0.31	5.1%
2	$4e$	9.93 ± 0.27	2.2%
	$2e2\mu$	0.31 ± 0.05	13.2%
	$2\mu 2e$	7.43 ± 0.29	3.4%
3	$4e$	17.86 ± 1.22	5.0%
	$2e2\mu$	0.10 ± 0.04	31.7%
	$2\mu 2e$	20.57 ± 0.45	1.4%
4	$4e$	16.11 ± 0.38	1.9%
	$2e2\mu$	0.08 ± 0.04	36.7%
	$2\mu 2e$	18.66 ± 0.24	0.9%

Tablica 6: Korištena simulacija sa parametrima $\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 1 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$. Navedeni parametri ne daju raspad 4μ .

Parametri:		$\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 1 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$	
Bin	Produkt raspada	Broj događaja	Relativna greška
0	4μ	18.17 ± 0.28	1.3%
	$2e2\mu$	5.08 ± 0.45	7.0%
	$2\mu 2e$	0.89 ± 0.05	4.7%
1	4μ	27.25 ± 0.73	2.1%
	$2e2\mu$	5.01 ± 0.32	4.4%
	$2\mu 2e$	2.32 ± 0.16	5.3%
2	4μ	17.76 ± 0.71	2.9%
	$2e2\mu$	7.30 ± 0.44	4.9%
	$2\mu 2e$	0.32 ± 0.03	8.4%
3	4μ	32.49 ± 0.46	1.2%
	$2e2\mu$	22.36 ± 0.59	1.9%
	$2\mu 2e$	0.08 ± 0.04	33.3%
4	4μ	31.17 ± 0.65	2.2%
	$2e2\mu$	21.76 ± 0.63	2.5%
	$2\mu 2e$	0.08 ± 0.04	34.7%

Tablica 7: Korištena simulacija sa parametrima $\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 1 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$. Navedeni parametri ne daju raspad $4e$.

Parametri:		$\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 1$	
Bin	Produkt raspada	Broj događaja	Relativna greška
0	4μ	15.89 ± 1.73	7.5%
	$2e2\mu$	5.02 ± 0.29	4.3%
	$2\mu 2e$	0.85 ± 0.08	6.9%
1	4μ	24.74 ± 2.87	8.0%
	$2e2\mu$	4.92 ± 0.36	5.0%
	$2\mu 2e$	2.36 ± 0.21	6.9%
2	4μ	15.87 ± 0.81	4.1%
	$2e2\mu$	7.21 ± 0.33	3.0%
	$2\mu 2e$	0.28 ± 0.03	8.0%
3	4μ	30.81 ± 1.34	3.3%
	$2e2\mu$	22.22 ± 0.46	1.7%
	$2\mu 2e$	0.09 ± 0.05	42.2%
4	4μ	30.26 ± 1.19	1.5%
	$2e2\mu$	21.88 ± 0.41	1.2%
	$2\mu 2e$	0.05 ± 0.03	41.0%

Tablica 8: Korištena simulacija sa parametrima $\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 1$. Navedeni parametri ne daju raspad $4e$.

Parametri:		$\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 1 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 1$	
Bin	Produkt raspada	Broj događaja	Relativna greška
0	4μ	29.51 ± 0.75	1.8%
	$2e2\mu$	10.06 ± 0.66	4.8%
	$2\mu 2e$	1.71 ± 0.22	10.6%
1	4μ	41.89 ± 1.46	2.5%
	$2e2\mu$	10.75 ± 0.50	3.3%
	$2\mu 2e$	4.54 ± 0.20	3.8%
2	4μ	27.87 ± 0.99	2.9%
	$2e2\mu$	14.25 ± 0.18	1.0%
	$2\mu 2e$	0.58 ± 0.15	18.7%
3	4μ	60.92 ± 1.78	2.2%
	$2e2\mu$	43.58 ± 1.15	2.0%
	$2\mu 2e$	0.21 ± 0.08	29.55%
4	4μ	58.83 ± 0.88	1.2%
	$2e2\mu$	44.39 ± 0.74	1.2%
	$2\mu 2e$	0.22 ± 0.03	11.1%

Tablica 9: Korištena simulacija sa parametrima $\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 1 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 1$. Navedeni parametri ne daju raspad $4e$.

Parametri:		$\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 1 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 1$	
Bin	Produkt raspada	Broj događaja	Relativna greška
0	$4e$	9.25 ± 0.55	5.0%
	4μ	15.49 ± 0.74	3.4%
	$2e2\mu$	7.96 ± 0.81	7.1%
	$2\mu2e$	7.23 ± 0.30	2.7%
1	$4e$	15.38 ± 0.73	3.4%
	4μ	24.28 ± 0.53	1.7%
	$2e2\mu$	10.21 ± 0.55	4.3%
	$2\mu2e$	10.35 ± 0.52	4.2%
2	$4e$	9.68 ± 0.95	7.2%
	4μ	15.60 ± 0.78	4.2%
	$2e2\mu$	8.77 ± 0.28	2.6%
	$2\mu2e$	8.53 ± 0.58	4.7%
3	$4e$	18.29 ± 0.78	3.2%
	4μ	30.77 ± 0.67	1.8%
	$2e2\mu$	22.16 ± 0.35	1.1%
	$2\mu2e$	21.56 ± 0.54	1.8%
4	$4e$	16.08 ± 0.79	3.2%
	4μ	29.93 ± 0.61	2.6%
	$2e2\mu$	22.44 ± 1.08	3.3%
	$2\mu2e$	18.85 ± 0.94	3.8%

Tablica 10: Korištena simulacija sa parametrima $\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 1 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 1$.

Parametri:		$\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 1 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 1 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$	
Bin	Produkt raspada	Broj događaja	Relativna greška
0	$4e$	9.25 ± 0.36	3.1%
	4μ	18.46 ± 0.64	2.6%
	$2e2\mu$	3.87 ± 0.40	8.7%
	$2\mu2e$	3.50 ± 0.22	5.0%
1	$4e$	15.92 ± 1.04	5.3%
	4μ	28.20 ± 1.10	2.9%
	$2e2\mu$	4.06 ± 0.45	8.6%
	$2\mu2e$	4.04 ± 0.26	5.0%
2	$4e$	9.85 ± 0.38	1.7%
	4μ	17.38 ± 0.68	3.1%
	$2e2\mu$	6.58 ± 0.27	2.6%
	$2\mu2e$	6.03 ± 0.40	5.2%
3	$4e$	18.26 ± 0.38	1.7%
	4μ	32.40 ± 0.51	1.2%
	$2e2\mu$	21.40 ± 0.37	1.2%
	$2\mu2e$	20.26 ± 0.48	1.8%
4	$4e$	15.97 ± 0.57	2.4%
	4μ	30.59 ± 0.83	1.9%
	$2e2\mu$	22.52 ± 0.95	3.0%
	$2\mu2e$	18.80 ± 0.69	2.9%

Tablica 11: Korištena simulacija sa parametrima $\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 1 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 1 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$.

Parametri:		$\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 1 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 1$	
Bin	Produkt raspada	Broj događaja	Relativna greška
0	$4e$	11.36 ± 0.98	6.3%
	4μ	15.05 ± 0.79	3.7%
	$2e2\mu$	4.10 ± 0.50	9.2%
	$2\mu2e$	3.54 ± 0.30	6.8%
1	$4e$	17.56 ± 0.64	2.9%
	4μ	23.30 ± 0.52	1.8%
	$2e2\mu$	4.07 ± 0.50	9.2%
	$2\mu2e$	4.10 ± 0.25	6.8%
2	$4e$	10.79 ± 0.37	2.7%
	4μ	16.36 ± 0.59	3.0%
	$2e2\mu$	6.23 ± 0.29	3.2%
	$2\mu2e$	6.18 ± 0.67	7.1%
3	$4e$	18.56 ± 0.75	2.8%
	4μ	29.98 ± 1.19	2.7%
	$2e2\mu$	21.48 ± 0.50	1.9%
	$2\mu2e$	20.25 ± 0.33	1.4%
4	$4e$	16.54 ± 0.68	3.5%
	4μ	31.01 ± 0.63	1.9%
	$2e2\mu$	22.21 ± 0.82	3.0%
	$2\mu2e$	19.67 ± 0.75	2.9%

Tablica 12: Korištena simulacija sa parametrima $\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 1 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 1$.

Parametri:		$\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 1 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 1 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$	
Bin	Produkt raspada	Broj događaja	Relativna greška
0	$4e$	10.92 ± 0.59	4.1%
	4μ	18.54 ± 0.66	2.9%
	$2e2\mu$	8.09 ± 0.81	7.0%
	$2\mu2e$	7.52 ± 0.54	5.0%
1	$4e$	17.70 ± 0.87	3.3%
	4μ	28.07 ± 1.04	3.0%
	$2e2\mu$	11.12 ± 0.55	4.1%
	$2\mu2e$	10.68 ± 0.88	7.1%
2	$4e$	11.08 ± 0.70	4.7%
	4μ	17.14 ± 0.52	2.4%
	$2e2\mu$	9.08 ± 0.50	3.3%
	$2\mu2e$	8.98 ± 0.37	3.5%
3	$4e$	18.36 ± 0.91	4.2%
	4μ	31.20 ± 1.21	2.7%
	$2e2\mu$	22.55 ± 0.39	1.2%
	$2\mu2e$	21.59 ± 1.08	4.0%
4	$4e$	16.65 ± 0.91	4.2%
	4μ	30.36 ± 0.79	2.3%
	$2e2\mu$	22.26 ± 1.00	2.9%
	$2\mu2e$	18.70 ± 1.07	3.9%

Tablica 13: Korištena simulacija sa parametrima $\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 1 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 1 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$.

Parametri:		$\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 1 ; \epsilon_{Ze_R} = 1 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$	
Bin	Produkt raspada	Broj događaja	Relativna greška
0	$4e$	17.87 ± 1.12	4.5%
	$2e2\mu$	2.12 ± 0.37	14.8%
	$2\mu 2e$	9.43 ± 0.45	3.4%
1	$4e$	27.07 ± 1.18	3.3%
	$2e2\mu$	5.03 ± 0.29	4.5%
	$2\mu 2e$	10.05 ± 0.78	5.7%
2	$4e$	17.35 ± 0.28	1.3%
	$2e2\mu$	0.61 ± 0.10	13.3%
	$2\mu 2e$	14.20 ± 0.55	2.8%
3	$4e$	36.45 ± 1.39	2.7%
	$2e2\mu$	0.19 ± 0.10	41.4%
	$2\mu 2e$	41.93 ± 1.32	2.4%
4	$4e$	31.46 ± 0.91	2.4%
	$2e2\mu$	0.15 ± 0.06	34.5%
	$2\mu 2e$	37.32 ± 1.04	2.1%

Tablica 14: Korištena simulacija sa parametrima $\kappa_{ZZ} = 0 ; \epsilon_{Ze_L} = 1 ; \epsilon_{Ze_R} = 1 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$. Navedeni parametri ne daju raspad 4μ .

Parametri: $\kappa_{ZZ} = 1 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0.37$			
Bin	Produkt raspada	Broj događaja	Relativna greška
0	$4e$	0.47 ± 0.03	4.2%
	4μ	1.15 ± 0.06	4.2%
	$2e2\mu$	0.40 ± 0.03	5.9%
	$2\mu2e$	0.26 ± 0.01	4.4%
1	$4e$	0.71 ± 0.04	4.1%
	4μ	1.64 ± 0.06	3.0%
	$2e2\mu$	0.43 ± 0.03	4.4%
	$2\mu2e$	0.35 ± 0.03	6.1%
2	$4e$	0.69 ± 0.05	5.1%
	4μ	1.14 ± 0.06	4.1%
	$2e2\mu$	0.62 ± 0.04	4.5%
	$2\mu2e$	0.54 ± 0.04	5.3%
3	$4e$	1.48 ± 0.10	5.8%
	4μ	2.45 ± 0.08	2.5%
	$2e2\mu$	1.85 ± 0.07	2.5%
	$2\mu2e$	1.69 ± 0.03	1.2%
4	$4e$	1.18 ± 0.05	2.7%
	4μ	2.37 ± 0.07	3.8%
	$2e2\mu$	1.78 ± 0.06	2.4%
	$2\mu2e$	1.35 ± 0.08	3.9%

Tablica 15: Korištena simulacija sa parametrima $\kappa_{ZZ} = 1 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0.37$

Parametri: $\kappa_{ZZ} = 1 ; \epsilon_{Ze_L} = 0.37 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$			
Bin	Produkt raspada	Broj događaja	Relativna greška
0	$4e$	3.40 ± 0.12	2.8%
	4μ	0.79 ± 0.06	5.4%
	$2e2\mu$	0.88 ± 0.12	10.11%
	$2\mu2e$	1.80 ± 0.10	4.4%
1	$4e$	5.20 ± 0.12	1.5%
	4μ	1.10 ± 0.12	7.7%
	$2e2\mu$	1.61 ± 0.08	3.4%
	$2\mu2e$	2.18 ± 0.07	2.6%
2	$4e$	3.72 ± 0.22	3.9%
	4μ	1.17 ± 0.08	5.0%
	$2e2\mu$	0.96 ± 0.06	4.0%
	$2\mu2e$	2.88 ± 0.08	2.4%
3	$4e$	7.01 ± 0.09	1.1%
	4μ	2.46 ± 0.12	3.2%
	$2e2\mu$	1.99 ± 0.07	2.5%
	$2\mu2e$	8.23 ± 0.28	2.4%
4	$4e$	5.99 ± 0.18	2.1%
	4μ	2.21 ± 0.14	7.1%
	$2e2\mu$	1.68 ± 0.13	5.4%
	$2\mu2e$	6.95 ± 0.14	1.1%

Tablica 16: Korištena simulacija sa parametrima $\kappa_{ZZ} = 1 ; \epsilon_{Ze_L} = 0.37 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$.

Parametri: $\kappa_{ZZ} = 1 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 0.37 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$			
Bin	Produkt raspada	Broj događaja	Relativna greška
0	$4e$	0.66 ± 0.06	7.1%
	4μ	0.72 ± 0.03	3.2%
	$2e2\mu$	0.25 ± 0.03	10.9%
	$2\mu2e$	0.37 ± 0.03	5.8%
1	$4e$	1.02 ± 0.03	2.2%
	4μ	1.13 ± 0.05	3.9%
	$2e2\mu$	0.37 ± 0.03	5.3%
	$2\mu2e$	0.46 ± 0.03	4.8%
2	$4e$	0.70 ± 0.02	2.1%
	4μ	1.14 ± 0.03	2.5%
	$2e2\mu$	0.59 ± 0.05	6.1%
	$2\mu2e$	0.60 ± 0.04	6.2%
3	$4e$	1.43 ± 0.05	2.6%
	4μ	2.43 ± 0.08	2.7%
	$2e2\mu$	1.83 ± 0.06	2.6%
	$2\mu2e$	1.71 ± 0.10	4.2%
4	$4e$	1.29 ± 0.06	4.0%
	4μ	2.19 ± 0.05	2.0%
	$2e2\mu$	1.65 ± 0.03	1.6%
	$2\mu2e$	1.51 ± 0.04	1.9%

Tablica 17: Korištena simulacija sa parametrima $\kappa_{ZZ} = 1 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 0.37 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$.

Parametri: $\kappa_{ZZ} = 1 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0.37 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$			
Bin	Produkt raspada	Broj događaja	Relativna greška
0	$4e$	1.88 ± 0.20	7.5%
	4μ	0.82 ± 0.06	5.7%
	$2e2\mu$	0.44 ± 0.07	10.0%
	$2\mu2e$	5.31 ± 0.16	5.1%
1	$4e$	2.36 ± 0.07	2.0%
	4μ	1.67 ± 0.06	3.5%
	$2e2\mu$	0.77 ± 0.07	6.5%
	$2\mu2e$	8.46 ± 0.16	1.4%
2	$4e$	2.89 ± 0.14	3.4%
	4μ	0.91 ± 0.08	7.4%
	$2e2\mu$	0.70 ± 0.04	3.5%
	$2\mu2e$	6.07 ± 0.32	4.6%
3	$4e$	8.51 ± 0.22	1.8%
	4μ	1.91 ± 0.04	1.6%
	$2e2\mu$	1.49 ± 0.13	7.0%
	$2\mu2e$	11.74 ± 0.22	1.5%
4	$4e$	8.19 ± 0.26	2.3%
	4μ	1.40 ± 0.05	2.0%
	$2e2\mu$	1.09 ± 0.07	5.1%
	$2\mu2e$	10.71 ± 0.20	1.4%

Tablica 18: Korištena simulacija sa parametrima $\kappa_{ZZ} = 1 ; \epsilon_{Ze_L} = 0 ; \epsilon_{Ze_R} = 0 ; \epsilon_{Z\mu_L} = 0.37 ; \epsilon_{Z\mu_R} = 0$.

5 Zaključak

Mjerenja trenutnog broja događaja predstavljena su po binovima odabranim od strane eksperimenta ATLAS. Iz tablica 4-18 se može primjetiti da pojedina mjerenja daju ogromnu relativnu grešku. Sa jedne strane greška dolazi iz razoga opisanih u odjeljku 4.3. Sa druge strane povećanje greške nastaje usljed lošeg odabira binova. Dakle, mjerenja iz navedenih tablica možemo iskoristiti za poboljšanje binovanja! Novo, poboljšano binovanje se u budućnosti može iskoristiti za dobivanje tačnijih rezultata.

Povećanje relativne greška jednim svojim dijelom biva uzrokovano samim odabirom Monte Karlo simulacije. Dakle, osim smanjena greške usljed boljeg binovanja, relativnu grešku je moguće smanjiti i popravkom simulacije. Zaključujemo da predstavljeni rezultati mogu biti korišteni u cilju usavršavanja kompjuterske simulacije! Napomenimo da poboljšanje kompjuterske simulacije ima ograničenja jer ona također simulira nesavršenosti detektora.

Kako smo ranije naveli, mjerenja trenutnog broja događaja mogu biti iskorištena za testiranje modela Nove fizike. U nju spadaju razni postulirani fenomeni koji do sada nisu eksperimentalno ispitivani. Jedan od interesantnih fenomena svakako jeste narušenje leptonske univerzalnosti. Konkretna način primjene rezultata ovog rada prilikom testiranja leptonske univerzalnosti možete pronaći u radu [9].

Konačno, numerički rezultati dobijeni u ovom radu se planiraju iskoristiti za proračun i optimiziranje preciznosti mjerenja Higsovih pseudo-opservabli koju je moguće ostvariti u budućnosti na LHC-u [10]. Drugim riječima, moguće je predvidjeti tačnost mjerenja u budućnosti te tako procijeniti da li se neke stvari isplati mjeriti ili ne.

Literatura

- [1] M. Gonzalez-Alonso, A. Greljo, G. Isidori and D. Marzocca, Eur. Phys. J. C **75** (2015) 128 doi:10.1140/epjc/s10052-015-3345-5 [arXiv:1412.6038 [hep-ph]].
- [2] M. Gonzalez-Alonso, A. Greljo, G. Isidori and D. Marzocca, Eur. Phys. J. C **75** (2015) 341 doi:10.1140/epjc/s10052-015-3555-x [arXiv:1504.04018 [hep-ph]].
- [3] M. Bordone, A. Greljo, G. Isidori, D. Marzocca and A. Pattori, Eur. Phys. J. C **75** (2015) no.8, 385 doi:10.1140/epjc/s10052-015-3611-6 [arXiv:1507.02555 [hep-ph]].
- [4] A. Greljo, G. Isidori, J. M. Lindert and D. Marzocca, Eur. Phys. J. C **76** (2016) no.3, 158 doi:10.1140/epjc/s10052-016-4000-5 [arXiv:1512.06135 [hep-ph]].
- [5] A. Greljo, PoS LeptonPhoton **2015** (2016) 049.
- [6] Heather E. Logan, TASI 2013 lectures on Higgs physics within and beyond Standard Model, Otawwa-Carleton Institute for Physics, June 2014, [arXiv:1406.1786v1 [hep-ph]].
- [7] The ATLAS Collaboration, Measurement of inclusive and differential cross sections in the $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ decay channel at 13 TeV with the ATLAS detector, ATLAS CONF Note, May 2017.
- [8] Tao Han, COLLIDER PHENOMENOLOGY-Basic Knowledge and Techniques, University of Wisconsin, August 2005. [arXiv:0508097v1 [hep-ph]]
- [9] Nudžeim Selimović, Narušenje leptonske univerzalnosti u raspadu Higgsovog bozona u četiri leptona, Diplomski rad, PMF Sarajevo (2017).
- [10] A. Greljo, S. Isaković, N. Selimović: Testing Lepton Flavour Universality in $h \rightarrow 4\ell$ Decays, rad u izradi.