



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Mogućnosti ATLAS eksperimenta za detekciju trostrukе produkcije W bozona

-master rad-

Mentor: dr Nenad Vranješ
doc. dr Jovana Nikolov

Student: Evelin Bakoš

2018. Jun, Novi Sad

Ovaj rad je urađen u Laboratoriji za fiziku visokih energija Instituta za fiziku u Beogradu.

Iskreno se zahvaljujem svom mentoru, dr Nenadu Vranješu na svoj pruženoj pomoći i korisnim savetima, pri realizaciji rada, kao i na prenesenom znanju koje će mi sigurno koristiti u budućnosti. Veliku zahvalnost dugujem dr Jovani Nikolov na ukazanom poverenu, podršci i strpljenju.

Posebnu zahvalnost dugujem dr Mariji Vranješ Milosavljević za mnogobrojne korisne savete, pomoć tokom izrade rada i podršku.

Veliku zahvalnost dugujem roditeljima koji su mi pomogli da ostvarim svoj cilj. Ovom prilikom bih želela da se zahvalim prijateljima i kolegama koji su bili uz mene tokom studiranja i koji su mi pružili neizmernu podršku.

Evelin Bakoš

Sadržaj

Uvod	1
1 Standardni Model	2
1.1 <i>Glashow-Wenberg-Salam</i> model elektroslabih interakcija	2
1.2 Uzajamna sprezanja gradijentnih bozona	4
1.3 Trostruka produkcija W bozona ($W^\pm W^\mp W^\pm$) na hadronskim sudaračima	5
1.3.1 Dosadašnji eksperimentalni rezultati	6
2 Veliki sudarač hadrona i eksperiment ATLAS	8
2.1 Veliki sudarač hadrona u CERN-u (LHC)	8
2.2 Veliki sudarač hadrona visoke luminoznosti (HL-LHC)	9
2.2.1 Detektor ATLAS	10
2.2.2 Unutrašnji detektor	12
2.2.3 Elektromagnetski i hadronski kalorimetar	12
2.2.4 Mionski spektrometar	13
2.2.5 Triger	13
2.3 <i>Upgrade</i> detektora ATLAS na HL-LHC-u	14
2.4 Rekonstrukcija i identifikacija elektrona, miona, džetova, b -džetova, i merenje nedostajuće transverzalne energije na eksperimentu ATLAS . .	14
3 Rekonstrukcija WWW događaja	18
3.1 Simulacija detektora ATLAS	18
3.2 Statistički značaj signala	19
3.3 Modeliranje signala i fona	21
3.4 Selekcija objekata	23
3.4.1 Kinematička selekcija događaja u čisto leptonskom kanalu $WWW \rightarrow 3\ell 3\nu$	23
3.4.2 Kinematička selekcija događaja u delimično leptonskom kanalu $WWW \rightarrow 2\ell 2\nu 2j$	31
4 Mogućnosti za detekciju WWW na HL-LHC	40
4.1 Rezultati u čisto leptonskom kanalu	40
4.2 Rezultati u delimično leptonskom kanalu	41
5 Zaključak	45
6 Bibliografija	46
Biografija	48

Uvod

Sva dosadašnja znanja o fizici čestica sakupljena su u teoriji koja se naziva Standardni model (*Standard Model*), ponekad i Standardni model elementarnih čestica. Standardni model je bio intenzivno testiran na eksperimentima na sudaračima visokih energija, i izdržao je sve eksperimentalne provere do danas.

Jedan od testova Standardnog modela odnosi se na precizna merenja njegovih parametara. Odstupanja od predviđanja modela, ili nekonzistentnost u okviru modela, ukazivali bi na postojanje nove fizike na višim energetskim skalama. Između ostalog, na sudaračima visokih energija predviđanja Standardnog modela se mogu testirati mereњem preseka i uzajamnih (trostrukih i četverostrukih) sprezanja gradijentnih¹ bozona: fotona (γ), i elektroslabih bozona (W^\pm , Z^0). Elektroslabi bozoni se mogu proizvoditi pojedinačno, u parovima, ili višestruko. Što je veći broj gradijentnih bozona u produkciji to je taj proces manje verovatan, odnosno ima manji presek interakcije (*cross section*, σ). Izučavanje višestruke produkcije gradijentnih bozona predstavlja osnovu za merenje uzajamnih sprezanja gradijentnih bozona. Takođe, trostruka produkcija gradijentnih bozona predstavlja izvor fona u potrazi za hipotetičkim supersimetričnim česticama.

Na hadronskim sudaračima Tevatron (proton-antiproton sudarač u Fermilabu, prestao sa radom 2011), kao i na Velikom sudaraču hadrona (*Large hadron collider*, *LHC*, današnji proton-proton sudarač u CERN-u) izučava se produkcija parova elektroslabih bozona sa velikom preciznošću. Trostruka produkcija je daleko manje verovatna. Na Tevatronu eksperimenti nisu imali dovoljnu osetljivost da bi detektovali ove procese, dok na LHC-u do danas još nije prikupljena dovoljna količina podataka da bi bila detektovana statistički značajna produkcija tri gradijentna bozona.

U ovom radu izučavana je trostruka produkcije W bozona u pp sudarima na energiji $\sqrt{s} = 14$ TeV na Velikom hadronskom sudaraču visoke luminoznosti (*High-Luminosity Large Hadron Collider*, *HL-LHC*) na eksperimentu ATLAS. Korišćene su Monte Karlo simulacije sa uključenim detektorskim efektima kao što su rezolucija merenja impulsa i energije miona, džetova, b -džetova, nedostajuća energija, kao i efikasnost za rekonstrukciju elektrona i miona. Pretpostavljena integralna luminoznost iznosi 3000 fb^{-1} .

Rad je organizovan na sledeći način. U prvom poglavlju ukratko su opisane elektroslabe interakcije u okviru Standardnog modela, opisana je produkcija $W^\pm W^\mp W^\pm$ na pp sudaraču, i dat pregled postojećih eksperimentalnih rezultata na LHC-u. U drugom poglavlju ukratko su prikazani LHC i detektor ATLAS, kao i upgrade detektora ATLAS za potrebe *HL-LHC*-a. U trećem poglavlju opisana je rekonstrukcija $W^\pm W^\mp W^\pm$ događaja dok su rezultati prikazani u četvrtom poglavlju.

¹U našoj terminologiji se koristi još i izrazi: *gauge*, vektorski, kalibracioni bozoni.

1. Standardni Model

1.1 Glashow-Weinberg-Salam model elektroslabih interakcija

Glashow-Weinberg-Salam-ov model elektroslabih interakcija ujedinjuje elektromagnetičnim sa slabom nuklearnom silom uvodeći masivne gradijentne bozone kao prenosioce slabih interakcija [1]. Ovaj model elektroslabih interakcija, je uz teoriju jakih interakcija (kvantnu hromodinamiku, QCD) deo Standardnog modela (SM). Standardni model (SM) je fizička teorija koja opisuje poznate elementarne čestice i njihove interakcije.

U osnovi SM kao teorije leži princip lokalne gradijentne (*gauge*) invarijantnosti. Usled lokalne gradijentne invarijantnosti lagranžijan interakcije ne menja (invarijantan je) u odnosu na infinitezimalne lokalne fazne transformacije za datu grupu simetrije. Transformacije se nazivaju lokalnim pošto su funkcija prostorno-vremenskih koordinata. Jedna od posledica lokalne gradijentne invarijantnosti je postojanje bezmasenih vektorskih bozona, koje se nazivaju gradijentna bozoni, i koji predstavljaju prenosioce interakcije.

Standardni model elektroslabih interakcija je zasnovan na invarijantnosti u odnosu na neabelovu grupu simetrije $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Generatori $SU(2)_L$ grupe odgovaraju komponentama slabog izospina $T_i, i = 1, 2, 3$, a generator $U(1)_Y$ grupe odgovara slabom hipernaboju Y . Slabi izospin i slabi hipernaboj predstavljaju očuvane kvantne brojeve, odnosno karakteristične naboje interakcije. Gel-Man-Nišidžima relacija povezuje ova dva naboja sa nailektrisanjem kroz relaciju $Q = T_3 + Y/2$. Oznaka L za $SU(2)$ grupu ukazuje da gradijentno polje ove grupe interaguje samo sa fermionima leve kiralnosti, što je posledica činjenice da slabe interakcije maksimalno narušavaju parnost. Gradijentni bozoni koji odgovaraju datim grupama simetrije su:

$$\begin{aligned} SU(2)_L &\rightarrow W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3 \\ U(1)_Y &\rightarrow B_\mu. \end{aligned} \tag{1.1}$$

Lagranžijan kojim su opisane elektroslabe interakcije može se zapisati na sledeći način:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EW} = & -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + i\bar{\psi}_j \gamma^\mu D_\mu \psi_j \\ & + (D_\mu \Phi)(D^\mu \Phi)^+ - \mu^2 \Phi \Phi^+ - \lambda (\Phi \Phi^+)^2 \\ & + \lambda_{e_k} \bar{L}_{L_k} \Phi_{eR_k} + \lambda_{u_{jk}} \bar{Q}_{L_j} \Phi_{uR_k} + \lambda_{d_{jk}} \bar{Q}_{L_j} \Phi_{dR_k} + h.c. \end{aligned} \tag{1.2}$$

Sa $W_{\mu\nu}^i$ i $B_{\mu\nu}$ obeleženi tenzori jačine $SU(2)_L$ i $U(1)_Y$ polja:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk} W_{\mu j} W_{\nu k} \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \end{aligned} \tag{1.3}$$

a sa D_μ kovarijantni izvod:

$$D_\mu = \partial_\mu - igT_i W_\mu^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu. \quad (1.4)$$

Veličine g i g' u prethodnim izrazima predstavljaju slobodne parametre modela: konstante sprezanja $SU(2)_L$ i $U(1)_Y$ polja. Naelektrisani gradijentni bozoni definisani su na sledeći način: $W^\pm = (W_\mu^1 \mp W_\mu^2)/\sqrt{2}$. Treća komponenta W_μ^3 meša se sa poljem $U(1)$ i dajući nova fizička stanja, Z bozon i foton γ :

$$\begin{aligned} Z_\mu &= W_\mu^3 \cos\theta_W - B_\mu \sin\theta_W \\ A_\mu &= W_\mu^3 \sin\theta_W + B_\mu \cos\theta_W, \end{aligned} \quad (1.5)$$

gde je θ_W slabi ugao mešanja (*Weinberg-ov ugao*). *Weinberg-ov ugao* povezan sa konstantama sprezanja g i g' : $\tan\theta_W = g'/g$.

Da bi lokalna gradijentna invarijantnosti neabelove $SU(2)$ grupe bila zadovoljena gradijentni bozoni treba da budu bezmasene čestice. Eksperimentalna činjenica da je slaba interakcija kratkodometna, ukazuje je da prenosoci ove interakcije moraju biti masivne čestice sa masom¹ ~ 100 GeV. U *Glashow-Weinberg-Salam*-ovom modelu mase gradijentnih bozona (i fermiona) generišu se Higsovim mehanizmom kroz spontano narušenje simetrije neabelove $SU(2)_L \times U(1)_Y$ grupe. Higsov mehanizam se ostvaruje uvođenjem Higsovog polja u formi kompleksnog skalaranog (spina 0) dubleta (ϕ^+, ϕ^0) . Ovo polje ima četiri stepena slobode. Elektroslabe interakcije Higsovog polja su opisane članovima u drugom redu jednačine 1.2. Za vrednost $\mu^2 < 0$, osnovno stanje Higsovog dubleta se može dobiti kada neutralni član Higsovog dubleta ima vakuumsku očekivanu vrednost različitu od nule, na primer:

$$\langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.6)$$

gde je $v^2 = -\mu^2/\lambda$. Nenultom vrednošću za vakuumsku očekivanu vrednost narušena je $SU(2) \times U(1)$ simetrija, ostavljajući samo $U(1)_{em}$ očuvanom. Tri od četiri stepena slobode sada se interpretiraju kao longitudinalne komponente W^\pm i Z bozona dajući im masu. Foton ostaje bezmasena čestica, a četvrti stepen slobode kao nova skalarana čestica Higsov bozon. Fermioni masu dobijaju kroz *Yukawa*-interakciju sa Higsovim poljem. Interakcija fermiona su opisane članovima u trećem redu lagranžijiana 1.2.

Jedan od najvećih uspeha *Glashow-Weinberg-Salam*-ove teorije činjenica da je ona renormalizabilna. Renormalizabilnost omogućava da sve merljive veličine izrazimo preko skupa osnovni nezavisnih parametara modela. Za osnovne nezavisne parametre modela uzimaju se one veličine koje su najpreciznije izmerene u eksperimentima². Uobičajeno je da se za elektroslabe procese uzimaju:

$$\alpha_{em}, \quad G_F, \quad M_Z, \quad (1.7)$$

gde su α_{em} konstanta fine strukture, G_F *Fermi*-jeva konstanta i M_Z masa Z bozona. Ove konstante su dovoljne ako se u obzir uzme samo prvi red perturbacione teorije (*Leading Order, LO*). *Born*-ovom nivou odgovaraju osnovni *Feynman*-ovi dijagrami.

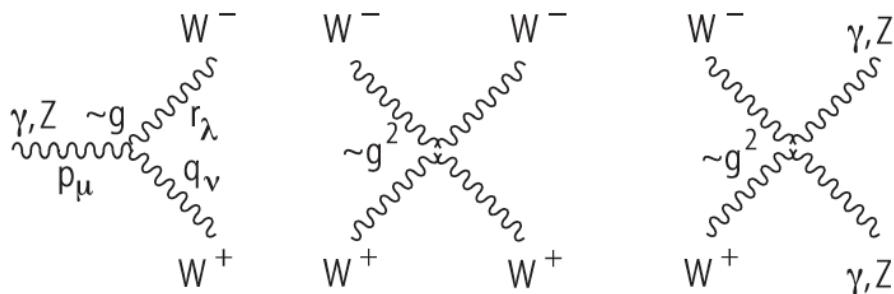
¹U celom radu koristi se prirodni sistem jedinica, $c = 1 = \hbar$.

²Ove veličine su zapravo povezane sa slobodnim parametrima koji se pojavljuju u Lagranžijanu elektroslabih interakcija.

Pored osnovnih *Feynman*-ovih dijagrama postoje i petlja dijagrami (*loop graphs*), u kojima mogu biti prisutne i druge čestice. Stoga meren veličine mogu zavisiti i od drugih parametara modela: konstante jake interakcije, masa fermiona, mase Higsovog bozona i članova CKM matrice. Korekcije višeg reda, koje se nazivaju još i radijativne korekcije, osetljive su na prisustvo novih čestica. Ukoliko postoje fizički fenomeni izvan SM, njihovo prisustvo se može otkriti kroz precizna merenja parametara SM osetljivih na radijativne korekcije. Zahvaljujući činjenici da je *Glashow-Weinberg-Salam*-ove teorije kao i ceo SM renormalizabilna teorija, ovakva pretpostavka je opravdana.

1.2 Uzajamna sprezanja gradijentnih bozona

Lagranđian elektroslabih interakcija 1.2 predviđa postojanje dva tipa sprezanja (interakcija) gradijentnih bozona: sprezanje gradijentnih bozona sa fermionima i uzajamna sprezanja gradijentnih bozona. Postojanje uzajamnih sprezanja gradijentnih bozona je direktna posledica gradijentne simetrije neabelove $SU(2)_L \times U(1)_Y$ grupe. SM predviđa postojanje uzajamnih sprezanja tri gradijentna bozona (TGC, od *Triple Gauge boson Couplings*): $WW\gamma$ i WWZ , i sprezanja četiri gradijentna bozona (QGC, *Quartic Gauge boson Couplings*): $WWWW$, $WWZZ$, $WWZ\gamma$ i $WW\gamma\gamma$. Fotoni nemaju nanelektrisanje, dok Z bozoni ne poseduju slabi hipernaboj, pa su sprezanja koja sadrže samo te bozone³ zabranjena u SM.



Slika 1.1: Uzajamna sprezanja tri (levo) i četiri gradijentna bozona (desno). g je jačina sprezanja, trostruko sprezanje je jačine g , a četvorostruko jačine g^2 .

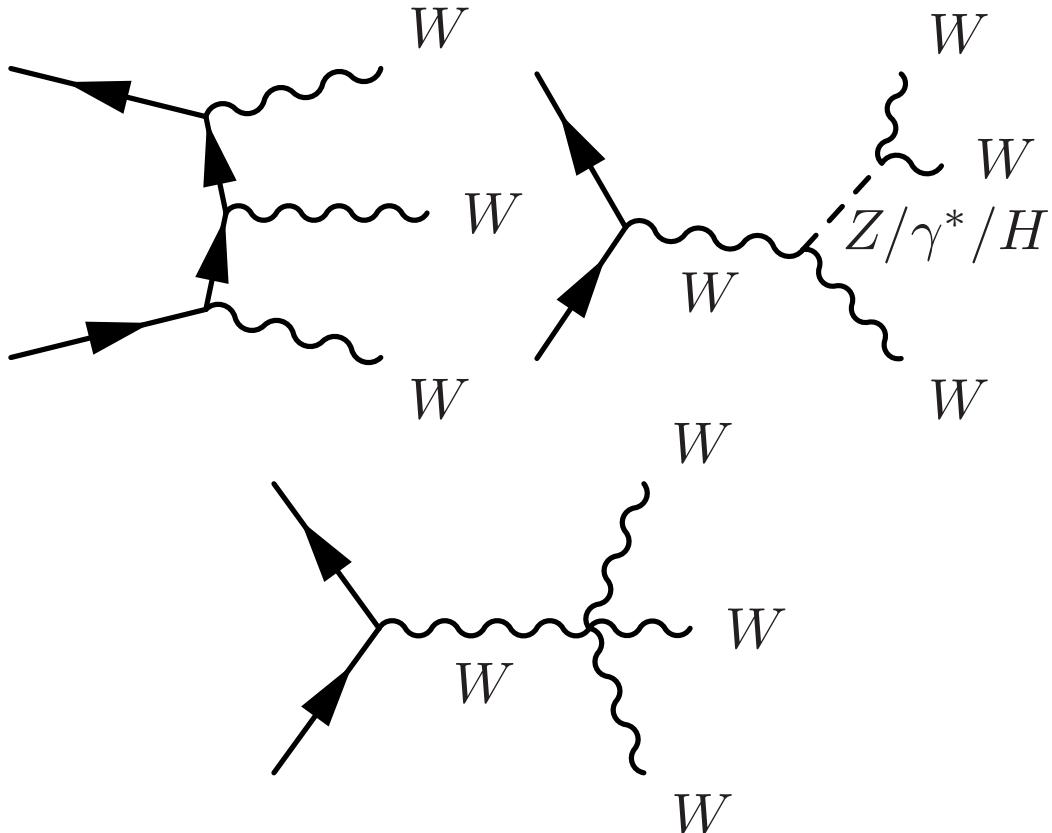
Standardni Model ne predviđa samo postojanje i tip sprezanja, već i jačinu sprezanja. Anomalna sprezanja, a to su ona čija jačina odstupa od predviđenja SM, mogu

³U sprezanja koja su zabranjena po SM spadaju ZZZ , $ZZ\gamma$, $Z\gamma\gamma$, $\gamma\gamma\gamma$, $ZZZZ$, $ZZ\gamma\gamma$, $Z\gamma\gamma\gamma$ i $\gamma\gamma\gamma\gamma$.

poticati, na primer, od hipotetičkih teških gradijentnih bozona (Z'), ili biti posledica postojanja unutrašnje strukture gradijentnih bozona. Ukoliko je potrebno proširiti spektar gradijentnih bozona sa novim česticama, treba uzeti u obzir njihova sprezanja sa W bozonom. Ako su gradijentni bozoni kompozitne čestice, vertekse sa Slike 1.1 je potrebno zameniti novim koji bi sadržali sprezanja konstituenata gradijentnih bozona. Eventualno postojanje anomalnih sprezanja gradijentnih bozona se može eksperimentalno manifestovati kroz povećanje preseka za produkciju gradijentnih bozona u odnosu na vrednost predviđenu SM. Stoga je prvi zadatak detektovati trostruku produkciju gradijentnih bozona

1.3 Trostruka produkcija W bozona ($W^\pm W^\mp W^\pm$) na hadronskim sudaračima

Na hadronskim sudaračima kao što je LHC trostruka produkcija $W^\pm W^\mp W^\pm$ se odvija, u prvom redu teorije perturbacije, kroz Fejnmanove dijagrame prikazane na Slici 1.2. Postoje tri tipa produkcije: (i) preko fermiona, (ii) dva W bozona suprotnog znaka kroz izmenu Z/γ^* ili Higsovog bozona H , (iii) produkcija kroz verteks sa četiri W bozona (QGC verteks). Može se primetiti da proces (ii) sadrži i TGC verteks (WWZ , $WW\gamma$). Pored prikazanih postoje i dijagrami višeg reda koji sadrže dodatne petlje sa kvarkovima i gluonima, kao i petlje sa elektroslabim bozonima i fotonima. Svi navedeni procesi se odigravaju kroz proces kvark-antikvark ($q\bar{q}$) anihilacije.



Slika 1.2: Fejnmanovi dijagrami za produkciju 3 W bozona u najnižem redu teorije perturbacije.

W bozon je teška čestica i nakon produkcije trenutno se raspada na lepton i odgovarajući neutrino ($\sim 1/3$ svih raspada), ili na par kvark-antikvark ($\sim 2/3$ raspada). Leptoni su elektron, mion ili tau lepton (kao i njihove antičestice), a kvarkovi mogu biti *up*, *down*, *strange* ili *charm*. Raspadi na parove kvarkova i antikvarkova poštuju selekciona pravila. Prema mogućim načinima raspada W bozona razlikujemo sledeće kanale raspada:

- čisto hadronski kanal raspada, $WWW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}q\bar{q}$, čiji faktor grananja iznosi $BR = 29.7\%$,
- kanal sa jednim leptonom, $BR(WWW \rightarrow \ell\nu q\bar{q}q'\bar{q}') = 44.4\%$,
- kanal sa dva letona, $BR(WWW \rightarrow \ell\nu\ell\nu q\bar{q}) = 22.2\%$,
- čisto leptonski kanal, $BR(WWW \rightarrow \ell\nu\ell\nu\ell\nu) = 3.6\%$.

Ovde q označava kvarkove ($q = u, d, s, c$), a ℓ je lepton ($\ell = e, \nu, \tau$). Ovi kanali imaju određene eksperimentalne signature. Čisto hadronski kanal karakteriše prisustvo šest energičnih hadronskih džetova. Džetovi predstavljaju eksperimentalnu manifestaciju kvarkova i gluona i nastaju njihovom fragmentacijom i hadronizacijom usled osobina jake interakcije. Prednost ovog kanala su visok faktor grananja i mogućnost potpune kinematičke rekonstrukcije finalnih objekata. Glavna poteškoća kod izučavanja ovog kanala dolazi iz činjenice da je efikasni presek za direktnu produkciju hadronskih džetova jako veliki na LHC-u. Producija hadronskih džetova predstavlja fonski proces, pa je izdvajanje WWW signala u čisto hadronskom kanalu raspada praktično nemoguće kod ovog tipa sudarača. Slično važi i za kanal sa jednim leptonom, gde iako jedan lepton iz raspada W daje čistiji eksperimentalni potpis, direktna produkcija hadronskih džetova, kao i asocirana produkcija džetova sa W i Z bozonima imaju vrlo velike preseke da je praktično nemoguće izdvojiti ovaj signal na LHC-u.

Kanal sa dva letona karakterišu dva energična letona, nedostajući transverzalni impuls koji potiče od neutrina i dva energična hadronska džeta. U slučaju kada leptoni potiču iz raspada W bozona istog znaka ($W^\pm W^\mp W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu q\bar{q}\ell^\pm \nu$), ovaj kanal se razlikuje od dominantnih fonskih procesa i odgovarajućim selekcionim kriterijumima se može izdvojiti. U drugom slučaju kada su leptoni suprotnog znaka ($W^\pm W^\mp W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu \ell^\mp \nu q\bar{q}$), signal je smešten unutar velikog fona sa istim karakteristikama, koji potiče pre svega od top kvarkova i produkcije dibozona (WW, WZ, ZZ).

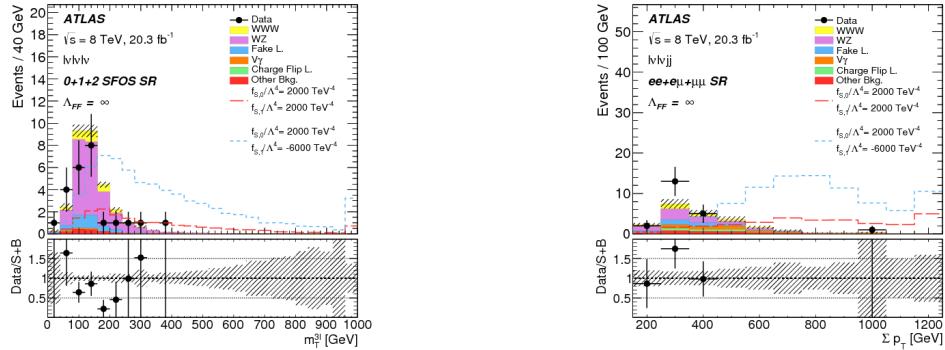
Treći kanal je čisto leptonski kanal raspada, $WWW \rightarrow \ell\nu\ell\nu\ell\nu$. Karakteristična signatura ovog kanala su tri energična letona i veliki nedostajući transverzalni impuls koji potiče od neutrina. Pošto je rekonstrukcija τ letona u $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ raspodu komplikovana, obično se razmatraju samo kombinacije sa elektronskim i mionskim kanalima raspada W bozona. U tom slučaju faktor grananja je relativno nizak u poređenju sa čisto hadronskim i semileptonskim kanalima. Sa druge strane, glavna prednost čisto leptonskog kanala je jasna eksperimentalna signatura i relativno nizak fon. U ovom radu analiziranu su čisto leptonski i kanal raspada sa dva letona.

1.3.1 Dosadašnji eksperimentalni rezultati

Treba napomenuti da do sada ima veoma malo rezultata vezanih za produkciju tri gradijentan bozona. Kolaboracija ATLAS vezana za istoimeni eksperiment na LHC-u

je objavila rezultate sa $W\gamma\gamma$ [2] i $Z\gamma\gamma$ [3] procesima, dok su na CMS-u, drugom velikom eksperimentu na LHC-u, objavljeni rezultati u $WW\gamma$ i $ZZ\gamma$ kanalu [4].

Jedini rezultat isključivo sa elektroslabim bozonima objavljen je od strane ATLAS kolaboracije i odnosi se na potragu za WWW u čisto leptonskom i kanalu raspada sa dva leptona [5]. Rezultati su dobijeni iz proton-proton sudara na energiji $\sqrt{s} = 8$ TeV sa podacima prikupljenim tokom 2012. Ukupan broj opserviranih događaja odgovara predviđanjima zasnovanim na SM. Neke karakteristične raspodele su prikazane na Slici 1.3. Rezultati sa podacima iz Run-2 na energiji $\sqrt{s} = 13$ TeV još uvek nisu publikovani.



Slika 1.3: Karakteristične raspodele dobijene u čisto leptonskom (gore), i kanalu sa dva leptona (dole) WWW produkcije na Velikom sudaru hadrona. Rezultati su dobijeni na eksperimentu ATLAS sa podacima na energiji $\sqrt{s} = 8$ TeV [5]. U donjim panelima su prikazani odnosi broja opserviranih događaja u podacima i očekivanog broja događaja dobijenih na osnovu MC simulacija. Prikazani su histogrami iz anomalnih četvorostrukih sprezanja gradijentnih bozona.

2. Veliki sudarač hadrona i eksperiment ATLAS

2.1 Veliki sudarač hadrona u CERN-u (LHC)

Veliki sudarač hadrona (LHC) je najveći akcelerator čestica do sada izgrađen. Projektovana energija snopova 7 TeV obezbediće energiju u sistemu centra mase $\sqrt{s} = 14$ TeV, što će omogućiti izučavanje parton-parton¹ sudara na energetskoj skali ~ 1 TeV. Protonski snopovi se ubrzavaju u kružnom tunelu obima 26.7 km gde superprovodni magneti na temperaturi od 1.9 K stvaraju magnetno polje od 8.36 T. Radio-frekventni sistem LHC-a obezbeđuje frekvencu sudaranja snopova od 40 MHz.

Treba napomenuti da LHC nije samo akcelerator sa najvećom energijom do danas, već i sa najvećom projektovanom luminoznosću. U akceleratorima sa sudarajućim snopovima luminoznost se računa kao:

$$L = fn \frac{N_1 N_2}{A}, \quad (2.1)$$

gde je f frekvenca ukrštanja snopova, n broj skupina (*bunch*-eva) čestica po jednom snopu, N_1 i N_2 su brojevi čestica u svakom snopu, dok je A je efektivna površina snopa. Projektovano luminoznost LHC-a je $10^{34} cm^{-2}s^{-1}$. Integralna luminoznost \mathcal{L} za određeni vremenski period određuje broj događaja N za proces sa efikasnim presekom σ ,

$$\mathcal{L} = \frac{N}{\sigma}. \quad (2.2)$$

\mathcal{L} se meri u jedinicama inverznog preseka: pb^{-1} .

Vrednost maksimalne luminoznosti koja može biti postignuta ograničen je srednjim brojem neelastičnih interakcija po *bunch*-u. Ova vrednost karakteriše količinu aktivnosti zabeleženu u detektoru. Veća luminoznost povećava broj srednjih interakcija po jednom ukrštanju snopova. Usled velikog preseka za neelastične interakcije protona na LHC-u ($\sigma_{pp} \sim 70$ mb) i velikog broja protona u svakom *bunch*-u ($\sim 10^{11}$) višestruke interakcije protona se odigravaju pri svakom ukrštanju snopova. Ovaj fenomen se naziva "nagomilavanje" (*pile-up*). Broj neelastičnih pp interakcija (μ) proporcionalan je proizvodu σ_{pp} i trenutne lumiznosti u *bunch*-u. Sa svakim ukrštanjem snopova pri luminoznosti od $10^{33} cm^{-2}s^{-1}$ očekuje se u srednjem 25 interakcija. Sa ovako ogromnim brojem događaja eksperimenti na LHC-u se suočavaju sa dve poteškoće. Prva je da visok *pile up* vodi ka degradaciji rezolucije detektora, a druga visok fluks niskoenergetskih neutrona u prednjoj oblasti detektora. Svaka od ovih poteškoća utiče na konstrukciju i rad detektora na LHC-u. Da bi se izdvojili interesantni događaji od

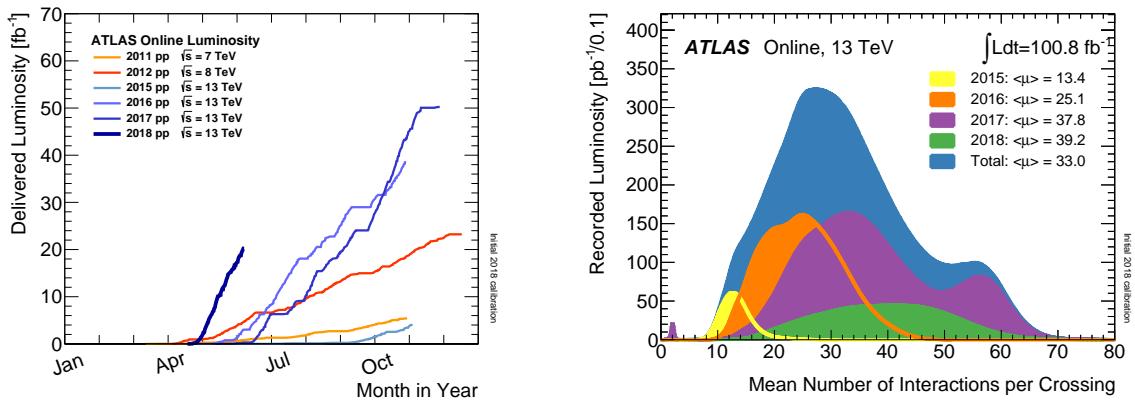
¹Pod partonima se podrazumevaju konstituenti protona, odnosno kvarkovi i gluoni.

pile-up-a, neohodno je da LHC detektori imaju brz odgovor i sofisticiranu elektroniku za očitavanje signala (veliki broj kanala, visoku granularnost i dr.). Takode, detektori moraju biti radijaciono izdržljivi.

Dva snopa protona kruže u odvojenim cevima i ukrštaju se na 4 mesta na kojima se nalaze detektori: ATLAS, CMS, LHCb i ALICE. Eksperimenti ATLAS i CMS imaju opšti program izučavanja fizike elementarnih čestica, LHCb je namenjen izučavanjima fizike B mezona, dok ALICE služi za analiziranje sudara teških jona. Osim navedena 4 eksperimenta postoje još dva, TOTEM i LHCf čiji su detektori smešteni u blizini CMS i ATLAS detektora i služe za dodatna merenja.

2.2 Veliki sudarač hadrona visoke luminoznosti (HL-LHC)

LHC je počeo sa radom 2009. godine i do sada su protoni dostigli energiju $\sqrt{s} = 13$ TeV. Maksimalna luminoznost do sada ostvarena iznosi $2.09 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, što je dva puta veća vrednost od dizajnirane. Maksimalan broj interakcija po jednom ukrštanju snopova dostigao je blizu 80, dok je srednji broj interakcija u 2017. bio oko 38. Trenutno, prikupljeni podaci odgovaraju integralnoj luminoznosti $\sim 120 \text{ fb}^{-1}$. Ovi rezultati su ilustrovani na Slici 2.1.



Slika 2.1: Levo: intergralna luminoznost po godinama (uzimanje podataka u 2018. još nije završeno). Desno: srednji broj interakcija po jednom ukrštanju snopova u 2015., 2016., 2017. i 2018. [6].

U toku je period prikupljana podataka označen kao *Run – 2* koji će se završiti krajem 2018 (*Run – 1* je trajao u periodu 2009-2013). Nakon toga sledi dugačka pauza (prva takva pauza je bila u periodu 2013-2014) da bi potom tokom *Run – 3* predviđenog za period 2021-2023. LHC trebalo da dostigne dizajniranu energiju protonskih sudara $\sqrt{s} = 14$ TeV i da prikupi podatke koji odgovaraju integralnoj luminoznosti 300 fb^{-1} . Uzimajući u obzir jedinstvene mogućnosti koje pruža LHC, napravljeni su planovi za unapređenje ovog sudarača kako bi on dostigao luminoznost sedam puta veću od dizajnirane ($L \approx 7.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) i prikupio $\sim 3000 \text{ fb}^{-1}$ podataka [7]. Navedena faza se odnosi na periode *Run – 4* i *Run – 5*, i uobičajeno se označava kao Veliki sudarač hadrona visoke luminoznosti (*High Luminosity Large Hadron Collider, HL-LHC*). Za ovaj poduhvat neophodna su poboljšanja kako samog akceleratora tako i detektora. Srednji broj interakcija koje će se dešavati po jednom ukrštanju snopova će

se kretati između 140 i 200. To su veoma teški uslovi u kojima detektor treba da održava zadovoljavajući nivo rada. Sa uvećanom luminoznošću LHC će omogućiti izučavanje retkih procesa. Vremenski okvir rada LHC-a je prikazan na Slici 2.2. *HL-LHC* bi trebalo da počne sa radom oko 2025. godine.



Slika 2.2: Vremenski okvir rada LHC-a, uključujući HL-LHC [8].

2.2.1 Detektor ATLAS

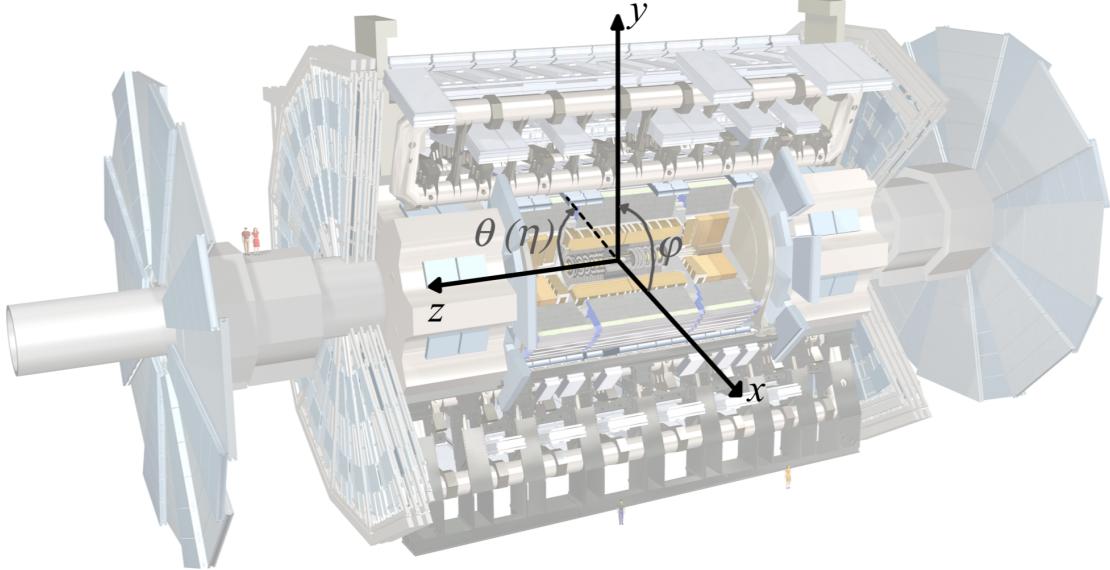
ATLAS (*A Thoroidal Lhc ApparatuS*) [9] je detektor opšte namene za istraživanja u fizici elementarnih čestica koji treba da registruje sve čestice produkovane u neelastičnim protonskim sudarima na izrazito visokoj energiji LHC sudarača i pri velikom broju istovremenih interakcija. Izlistane su osnovne karakteristike koje zadovoljavaju ovaj zahtev:

- Efikasno praćenje tragova čestica pri visokoj luminoznosti.
- Identifikacija elektrona i fotona elektromagnetskim kalorimetrom; identifikacija džetova i merenje nedostajuće transverzalne energije hadronskim kalorimetrom.
- Precizna merenja impulsa miona za koja je pri visokoj luminoznosti dovoljan samo mionski spektrometar.
- Velika pokrivenost oblasti prostornog ugla, odnosno pseudorapiditeta ².
- Trigerovanje i merenja vezana za čestice sa niskim transverzalnim impulsom, što obezbeđuje visoku efikasnost za većinu fizičkih procesa.

Dužina ATLAS detektora iznosi 44 m, prečnik je 22 m, a težina je oko 7000 tona. Trodimenzionalni presek ATLAS detektora je prikazan na Slici 2.3. Njegove glavne komponente koje odgovaraju traženim karakteristikama su unutrašnji detektor, elektromagnetski i hadronski kalorimetarski sistem, mionski spektrometar i magnetni sistem. Osnovne komponente ATLAS detektora biće detaljno objašnjene u sledećim odeljcima.

²Pseudorapiditet je definisan u narednom odeljku

Detektorske komponente u *barrel* oblasti sadrže slojeve detektora cilindrično postavljene oko ose snopa. *Forward* i *end-cup* oblasti zatvaraju *barrel* oblast. U ovim dvema oblastima detektorske komponente imaju oblik diskova postavljenih normalno na osu snopa.



Slika 2.3: Detektor ATLAS sa koordinatnim sistemom.

Koordinatni sistem

Za merenje energije/impulsa čestica i njihovih uglovnih varijabli na ATLAS detektoru se koristi desni Dekartov koordinatni sistem gde je centar sistema vezan za tačku u kojoj se ukrštaju snopovi, z -osa je duž ose snopa, $x - y$ ravan je normalna na osu snopa, x -osa pokazuje ka centru prstena. Azimutalni ugao (ϕ) je definisan oko ose snopa od x - ka y - osi, polarni ugao (θ) je definisan u odnosu na z -osu (Slika 2.3):

$$\phi = \arctan \frac{y}{x}, \quad \theta = \arctan \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2}}, \quad r = \sqrt{x^2 + y^2}. \quad (2.3)$$

Strana 'A' odgovara $z > 0$ ($0 < \theta < \pi/2$), a strana 'C' $z < 0$ ($\pi/2 < \theta < \pi$), dok gornji deo detektora odgovara $\phi > 0$. Za opis položaja čestica se koristi varijabla rapiditet:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}, \quad (2.4)$$

pri čemu je E energija čestice, a p_z je longitudinalna komponenta impulsa. Rapiditet je Lorenc-invarijsantan, odnosno ne menja se pod relativističkim transformacijama. U slučaju bezmasene čestice $E \gg m$ rapiditet je jednak pseudorapiditetu:

$$\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2}). \quad (2.5)$$

Može se primetiti da $\eta = 0$ odgovara $x - y$ ravni ($\theta = \pi/2$), dok $\eta = \pm\infty$ odgovara z -osi (osi snopa). Često se koristi i rastojanje u $\eta - \phi$ ravni između dve čestice definisano sa:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\phi_1 - \phi_2)^2}. \quad (2.6)$$

Pored toga često se koriste varijable u transverzalnoj ravni, na primer za energiju čestica:

$$E_T = Esin\theta, \quad E_x = E_Tcos\phi, \quad Ey = E_Tsin\phi. \quad (2.7)$$

Analogne definicije se koriste za impuls čestica.

Očekivana rezolucija osnovnih komponenti ATLAS detektora prikazana je u Tabeli 2.1 [9].

detektorska komponenta	očekivana rezolucija	oblast merenja	$ \eta $ trigerovanje
unutrašnji detektor	$\sigma_{pT}/pT = 0.05\% p_T \oplus 1\%$	± 2.5	
elektromagnetni kalorimetar	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	± 3.2	± 2.5
hadronski kalorimetar			
<i>barrel</i> i <i>end-cap</i>	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	± 3.2	± 3.2
<i>forward</i>	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3.1 < \eta < 4.9$	$3.1 < \eta < 4.9$
mionski spektrometar	$\sigma_{pT}/pT = 2-10\%$ za $p_T = 1$ TeV	± 2.7	± 2.4

Tabela 2.1: Rezolucija osnovnih komponenti detektora ATLAS danas.

2.2.2 Unutrašnji detektor

Unutrašnji detektor (*Inner detector*), smešten je najbliže tački interakcije. Unutrašnji detektor ima cilindričnu geometriju, dužinu 7 m, prečnik 1.15 m i pokriva oblast $|\eta| < 2.5$. Dimenzije su mu ograničene unutrašnjom površinom kriostata i *end cup*-ovima kalorimetra. *Barrel* deo se proteže 80 cm levo i desno od tačke interakcije, dok se na krajevima nalaze dva *end-cup* dela. U *barrel* delu detektorski slojevi su poređani cilindrično oko ose snopa, a u *end-cup*-u po diskovima normalno na osu snopa. Unutrašnji detektor leži u magnetnom polju jačine 2 T. Unutrašnji detektor se sastoji iz tri detektorska sistema: finih silikonskih objekata (*silicon pixels*) koji leže najbliže liniji snopa, silikonskih tračica (*silicon strips*) i na kraju cevčica u spoljašnjoj oblasti unutrašnjeg detektora. Tokom prve dugačke pauze u radu LHC-a (2013-2014) dodat je još jedan sloj piksel detektora najbliže liniji snopa. Ovaj sloj se naziva *Insertable B-layer*, i predstavlja jedan mobilni detektor dizajniran kako bi se održale potrebne karakteristike detektora usled povećane luminoznosti i radijacije [10]. Navedenom kombinacijom detektorskih sistema omogućena je visoka rezolucija u rekonstrukciji impulsa nanelektrisanih čestica, kao i odlična efikasnost rekonstrukcije tragova koji potiču iz primarnih verteksa i vrlo dobra efikasnost rekonstrukcije tragova iz sekundarnih verteksa.

2.2.3 Elektromagnetni i hadronski kalorimetar

ATLAS-ov kalorimetarski sistem smešten je između *Inner* detektora i Mionskog sistema. Čine ga elektromagnetni i hadronski kalorimetar. Elektromagnetni kalorimetar pokriva oblast $|\eta| < 3.2$ i podeljen je na *barrel* ($|\eta| < 1.5$) i *end-cup* ($1.4 < |\eta| < 3.2$) deo. Po svojoj građi predstavlja tečni *sampling* kalorimetar, sa tečnim argonom kao aktivnom sredinom i olovom kao apsorberom. Odlika ovakvih kalorimetaara je visoka uniformnost odgovora, jednostavna kalibracija i visoka radijaciona izdržljivost. Geometrija ATLAS-ovog elektromagnetskog kalorimetra je veoma specifična: slojevi aktivne sredine i apsorbera su raspoređeni u obliku harmonike (*accordion*). Na taj način je smanjeno

vreme sakupljanja signala, što je kritičan parametar za rad u LHC okruženju. ATLAS-ov elektromagnetski kalorimetar se odlikuje i visokom granularnošću, $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.003 \times 0.1$. Na ovaj način je obezbeđeno dobro razdvajanje fotona i neutralnih pionova (π^0).

Hadronski kalorimetar pokriva sve tri oblasti pseudorapiditeta, *barrel* ($|\eta| > 1.7$), *end-cup* ($1.4 < |\eta| < 3.2$) i *forward* region ($3.2 < |\eta| < 4.9$). *End-cup* i *forward* kalorimetri su, kao i elektromagnetski kalorimetri, *sampling* kalorimetri, sa tečnim argonom kao aktivnom sredinom i gvožđem kao apsorberom. *Barrel* region je scintilacioni kalorimetar sa gvozdenim pločama (*TileCal*). I kod *barrel*-a je primenjena nekonvencionalna geometrija: umesto normalno na pravac pljuska koji se razvija u hadronskoj kaskadi, ploče su orijentisane paralelno sa njim. Na ovaj način se naglašava longitudinalna i transverzalna segmentacija i omogućava odlična energetska rezolucija hadronskog kalorimetra. Hadronski kalorimetar je mnogo manje segmentisan od elektromagnetskog pošto ne mora da obezbedi tako dobru prostornu separaciju (pljusak džetova je mnogo širi od pljuska elektrona ili fotona). Sa druge strane, hadronski kalorimetar je mnogo veći u poređenju sa elektromagnetskim kako bi sprečio proboj hadronskih pljuskova u mionski sistem.

Posebna odlika hadronskog kalorimetra je njegov *forward* deo, koji se proteže do $|\eta| < 4.9$, i na taj način omogućava tagiranje, rekonstrukciju i trigerovanje *forward* džetova. Ovaj kalorimetarski deo povećava i pokrivenost i hermetičnost ATLAS detektora i obezbeđuje tačno merenje nedostajuće transverzalne energije.

2.2.4 Mionski spektrometar

Jedinstvenost mionskog spektrometra ATLAS detektora ogleda se u činjenici da on može da meri impulse miona potpuno nezavisno od *Inner* detektora. Jako magnetno polje koje generišu superprovodni *air core* toroidni magneti vrši skretanje miona u magnetnom polju i time omogućava merenje njihovog impulsa i određivanje znaka. Mionski spektrometar takođe ima *barrel* region ($|\eta| < 1.4$) i *end-cup* region. U *barrel*-u merenje impulsa se obavlja u tri cilindrično raspoređena nivoa, tzv. stanice. U *end-cup*-ovima stanice su postavljene vertikalno. Merenje impulsa se odvija u MDT (*Monitored Drift Tubes*) tubama i CSC (*Cathode Strip Chambers*) komorama. CSC komore se nalaze bliže tački interakcije i u oblasti $2 < |\eta| < 2.7$ i imaju veću granularnost zbog većeg broja tragova. Za trigerovanje događaja sa mionima koriste se detektori zasnovani na *Thin Gap Chambers*, *TGC* i *Resistive Plate Chambers*, *RPC* tehnologijama. Ove komore pokrivaju oblast $|\eta| < 2.4$.

2.2.5 Triger

U najvećem broju interakcija koje se dešavaju u sudarima na LHC-u ne produkuju se nikakve interesantne čestice, pa se ti događaji ne zapisuju trajno u podatke koji se koriste za analizu. Za selekciju događaja od interesa zadužen je ATLAS-ov triger i DAQ sistem (*Data Acquisition System*) koji vrši selekciju događaja u tri nivoa: L1, L2 i EF (*Level1*, *Level2*, *Event Filter*). L2 i EF se jednim imenom nazivaju HLT (*High Level Trigger*). Svaki sledeći nivo redefiniše odluke koji donosi prethodni i primenjuje nove kriterijume. Tako bi ovaj sistem trebalo da početnu frekvencu događaja od 40 MHz svede na 100 kHz (L1), 1kHz (L2) i na kraju na ~ 100 događaja koji bi bili trajno zapisani svake sekunde. L1 trigger selektuje događaje na osnovu direktnе informacije

cije iz detektorskih sistema. Kandidati za elektrone, fotone, džetove, τ leptone koji se raspadaju na hadrone, kao i velika nedostajuća transverzalna energija, dobijaju se iz redukovane kalorimetarske informacije, dok se mionski kandidati visokog p_T trigeriju pomoću RPC i TGC komora. Glavni kriterijum za trigerovanje događaja je p_T prag. Treba napomenuti da vreme potrebno L1 trigeru za procesiranje mora biti minimalno imajući na umu zahtevno LHC okruženje (frekvencu sudara) i iznosi $2.5 \mu s$. Tokom ovog vremena sva informacija se zadržava u *pipeline* memoriji. Ovu memoriju čine integrisana elektronska kola, i zbog toga se kaže da je L1 nivo hardverski triger. Događaji se zapisuju u privremenu memoriju gde ostaju dok ne budu prihvaćeni/odbačeni od strane L2 nivoa. Poslednji korak u *online* selekciji čini EF nivo. EF koristi *offline* algoritme za rekonstrukciju čestica. EF takođe koristi informacije o kalibraciji, poravnjanju (*alignment*) detektorskih sistema i mapi magnetnog polja.

2.3 Upgrade detektora ATLAS na HL-LHC-u

Kako bi se izborio sa zahtevnim uslovima na *HL-LHC-u* ATLAS detektor mora proći kroz niz unapređenja (*upgrade*) [11–13]. Prvo, sistem za trigerovanje treba da bude unapređen dodavanjem novog nivoa (L0) koji bi mogao da procesira događaje sa nešto većim vremenom u odnosu na L1. To vreme bi bilo $6 \mu s$ i vodilo bi redukciju do 1 MHZ. Triger bi trebalo da koristi podatke i iz *Internal Tracker* sistema, a predviđeno je instaliranje novih TGC i RPC komora u mionskom spektrometru, kao i komora zasnovanih na *MicroMegas* tehnologijama. Takođe, jedna dodatna mogućnost je uspostavljanje dodatnog mionskog sistema za trigerovanje koji bi pokrio oblast $2.6 < |\eta| < 4.0$ (*forward muon tagger*).

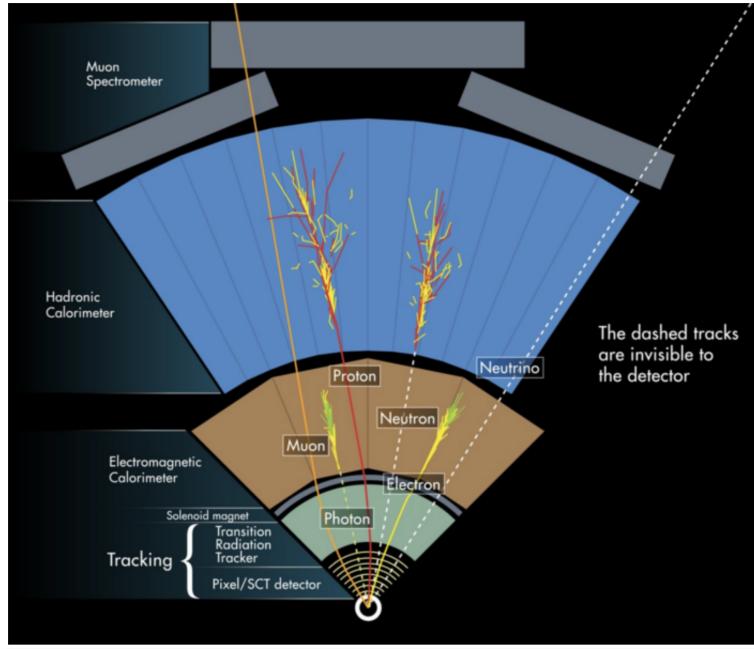
Internal Tracker (ITk) [14] predstavlja novi silikonski detektor tragova koji će biti instaliran za rad ATLAS-a u fazi *HL-LHC*. Ovaj detektor tragova sa proširenom pokrivenošću do $|\eta| < 4$, bi imao dve komponente zasnovane na piksel tehnologiji i tehnologiji silikonskih traka. Središnji deo piksel detektora bi trebalo da ima pomicnu komponentu (*insertable layer*) jer će biti potrebno da se deo detektora najbliži tački interakcije zameni usled radijacionog oštecenja tokom desetak godina rada *HL-LHC*. Kalorimetri (*LAr*, *Tile* i hadronski *End-cap*) bi trebalo da zadrže svoje karakteristike i u uslovima *HL-LHC* i neće biti zamenjeni. Kako bi se kontrolisali uslovi velikog *pile up*-a u prednjoj oblasti detektora planirano je dodavanje još jednog detektora visoke rezolucije *High Granularity Timing Detector (HGTD)*, [15] ispred LAr kalorimetra u oblasti $2.6 < |\eta| < 4.0$. HGTD bi spričio degradaciju rezolucije primarnih verteksa i popravio rekonstrukciju leptona u prednjoj oblasti. Usled povećane doze zračenja celokupna propratna elektronika *LAr* i *TileCal* kalorimetara će biti zamenjena.

2.4 Rekonstrukcija i identifikacija elektrona, miona, džetova, b –džetova, i merenje nedostajuće transverzalne energije na eksperimentu ATLAS

Na eksperimentu ATLAS je moguće rekonstruisati³ i identifikovati mali broj čestica (objekata). Moguće je rekonstruisati elektrone, fotone, mione, τ –leptone koji se ras-

³Pod "rekonstrukcijom" se podrazumeva merenje 4-impulsa date čestice (p_T, η, ϕ, m).

padaju hadronski. Pored toga moguće je rekonstruisati džetove (kolinisane mlazeve hadrona koji potiču od kvarkova ili gluona u finalnom stanju) i među njima posebno izdvajiti one džetove koji potiču iz raspada b -kvarkova (*bottom* kvarkova). Na kraju, moguće je izmeriti nedostajuću transverzalnu energiju u događaju. Velika nedostajuća energija u događaju je manifestacija prisustva neutrina, ili drugih hipotetičkih slabointeragujućih čestica. Rekonstrukcija navedenih čestica odvija se kombinovanjem informacija iz različitih delova detektora ATLAS, što je prikazano na Slici 2.4. U ovom radu su za selekciju WWW događaja korišćeni elektroni, mioni, džetovi, b -džetovi i nedostajuća transverzalna energija. Karakteristike rekonstrukcije i identifikacije elektrona, miona, (b -)džetova i nedostajuće transverzalne energije nakon *upgrade-a* izučavane korišćenjem detaljnih Monte Karlo simulacija odgovora ATLAS detektora [13].



Slika 2.4: Rekonstrukcija i identifikacija različitih čestica na eksperimentu ATLAS.

Elektroni su nanelektrisane čestice i interaguju elektromagnetskom interakcijom. Zbog toga ostavljaju trag u *Inner detector*-u i formiraju kaskadni pljusak u elektromagnetskom kalorimetru. Rekonstrukcija započinje pronalaženjem klastera celija u elektromagnetskom kalorimetru [9, 16]. Pored elektrona, takav klaster celija formiraju i fotoni i džetovi. Da bi razlikovali (identifikovali) elektrone od fotona i džetova koristi se jedan broj selekcionih kriterijuma na oblik pljusaka i prisustvo traga u *Inner detector*-u. Fotoni nisu nanelektrisane čestice pa ne ostavljaju trag u *Inner*-u, a i oblik kaskade je nešto drugačiji u odnosu na elektrone. Energija deponovana u hadronskom kalorimetru u pravcu klastera celija je daleko manja u slučaju elektrona u odnosu na džetove. Za potrebe identifikacije elektrona razvijen su različiti nivoi kriterijuma po opadajućoj efikasnosti identifikacije (odnosno rastućoj vrednosti faktora potiskivanja džetova). Ti nivoi identifikacije su označeni kao *loose* (najveća efikasnost, najviše pogrešno identifikovanih elektrona⁴), *medium* i *tight* (najmanja efikasnost, najmanje pogrešno identifikovanih elektrona). Optimalan izbor nivoa identifikacije zavisi od topologije izučavanih

⁴Pogrešno identifikovani elektroni su džetovi ili fotoni pogrešno identifikovani kao elektroni. U žargonu se takvi elektroni nazivaju *fake*-ovima.

događaja. Na *HL-LHC* efikasnost identifikacije *loose* elektrona sa transverzalnim impulsom od 50 GeV iznosi 90%, a *tight* 65% [13, 14]. Transverzalna energija elektrona se izračunava iz energije klastera u elektromagnetskom kalorimetru, a uglovi η, ϕ iz odgovarajućeg traga [14].

Mioni su kao i elektroni nanelektrisane čestice, ali znatno veće mase. Mioni formiraju trag kako i *Inner detector*-u, tako i u mionskom spektrometru. Za razliku od elektrona mioni daleko manje interaguju sa detektorskim materijalom, tako da deponuju samo malu energiju ispred mionskog spektrometra (prevashodno u kalorimetrima) [16]. Optimálno merenje impulsa miona postiže se kombinovanjem tragova u *Inner*-u i mionskom spektrometru. Energija deponovana u kalorimetru se dodaje u konačnom merenju impulsa. Kao i kod elektrona, postoje tri nivoa identifikacije (*loose*, *medium*, *tight*) koji se prevashodno odnose na kvalitet tragova rekonstruisanih u dva detektora. Na *HL-LHC* efikasnost identifikacije *tight* miona je procenjena na oko 90% [17]. Nivo pogrešno identifikovanih miona je mnogo manji od nivoa pogrešno identifikovanih elektrona.

Za rekonstrukciju džetova u okviru eksperimenta ATLAS koristi se algoritam koji vrši sekvensijalnu rekombinaciju, tzv. k_T algoritam [18, 19]. Navedeni algoritam kao ulazne podatke koristi bilo koje rekonstruisane objekte predstavljene kao četvorovektore. Na taj način se kao ulazni podaci mogu koristiti kalorimetarske celije, nanelektrisani tragovi, ili pojedinačne čestice. Kod k_T algoritma se za svaki par ulaznih objekata ij posmatra odnos minimuma d_{min} funkcije $d_{ij} = \min(p_{T,i}^2, p_{T,j}^2) \frac{\Delta\eta_{ij}^2 + \Delta\phi_{ij}^2}{R^2}$ i vrednosti $d_i = p_{T,i}^2$ i -tog objekta. Ako je $d_{min} = d_{ij}$, odgovarajući objekti i i j se kombinuju korišćenjem njihovih četvorovektora u novi objekat k , koji sada zamjenjuje objekte i i j sa liste ulaznih objekata. Ako je $d_{min} = d_i$, objekat i se smatra džetom i uklanja se sa liste. Procedura se ponavlja dok se ne uklone svi objekti sa liste. To znači da ulazni objekti mogu biti tretirani ili kao džetovi ili kao konstituenti džetova. Jedini slobodan parametar kod ovog algoritma je veličina konusa za rekonstrukciju džeta, ΔR , koja tipično ima vrednost 0.4.

Identifikacija b –džetova se zasniva na prepoznavanju nekih njihovih specifičnih osobina, što omogućava razlikovanje b džetova od džetova nastalih iz lakoih kvarkova. Formirani B –hadron zadržava oko 70% impulsa b –kvarka od koga potiče, a pored toga, masa B –hadrona je relativno velika (> 5 GeV), tako da njihovi produkti raspada mogu imati velike vrednosti transverzalnih impulsa, a ugao između njih mora biti dovoljno veliki da bi se omogućila separacija. Još jedna važna osobina je dugačko vreme života hadrona koji u sebi sadrže b kvark, reda veličina 1.5 ps. To znači da, na primer, b hadron u džetu sa transverzalnim impulsom od 50 GeV prelazi put od oko 3mm u transverzalnoj ravni pre nego što se raspade. Ovi pomereni verteksi se mogu identifikovati merenjem parametara sudara (impakt parametara)⁵ tragova koji odgovaraju produktima raspada B –hadrona. Transverzalni parametar sudara, d_0 , je najkraće rastojanje od traga do tačke primarnog verteksa u $R - \phi$ ravni. Longitudinalni parametar sudara, z_0 , je z koordinata traga u $R - \phi$ ravni. Tragovi koji potiču od produkata raspada B –hadrona obično imaju veće vrednosti parametara sudara, pa se tako mogu razlikovati od tragova koji dolaze iz primarnog verteksa. Za identifikaciju b –džetova na HL-LHC-u korišćen je algoritam koji daje efikasnost od 70% [14].

Nedostajuća transverzalna energija se meri korišćenjem informacija svih rekonstru-

⁵Impakt parametri su transverzalni parametar sudara, d_0 , je najkraće rastojanje od traga do tačke primarnog verteksa u $R - \phi$ ravni i longitudinalni parametar sudara, z_0 , je z koordinata traga u $R - \phi$ ravni

isanih objekata u dogadjaju:

$$\vec{E}_T^{miss} = -(\sum \vec{E}_T^{jets} + \sum \vec{E}_T^{electrons} + \sum \vec{E}_T^{photon} + \sum \vec{E}_T^{\tau} + \sum \vec{p}_T^{\mu} + \sum \vec{E}_T^{soft}). \quad (2.8)$$

Ovde je E_T^{soft} energija čestica niskog impulsa (na primer u čelijama kalorimetra koje nisu uključene u džetove). Rezolucija E_T^{miss} zavisi od rezolucije izmerenih objekata, koja opet zavisi između ostalog i od pokrivenosti detektora po η , hermetičnosti detektora, kao i od nivoa *pile-up-a*. Veći nivo *pile-up-a* degradira rezoluciju E_T^{miss} .

3. Rekonstrukcija WWW događaja

3.1 Simulacija detektora ATLAS

Kao što je već rečeno LHC ubrzava dva snopa protona koje se kreću u suprotnim smerovima, a u sredini svakog od četiri detektora snopovi su udaraju. Protoni se sastoje od kvarkova koji su vezani gluonima, i u proton-proton sudaru, ovi kvarkovi i gluoni interaguju. Kada se protoni sudaraju sa takvim velikim energijama, sudari rezultiraju produkcijom različitih čestica.

Tipičan događaj¹ u protonskim sudarima na LHC-u se sastoji od oko više stotina nanelektrisanih i nenanelektrisanih čestica. Najveći broj čestica nalazi se u kolinisanim mlazevima hadrona(džetovima) nastalih hadronizacijom kvarkova i gluona.

Monte Karlo simulacije su osnovni je alat koji se koristi u fizici visokih energija. Simulacije se koriste za:

- izučavanje kompleksnih višečestičnih procesa;
- izračunavanje poprečnog preseka i predviđanja topologije događaja čime se omogućava dizajniranje eksperimenta,
- simuliranje fonskih događaja, čime se razvija strategija za analizu određenih kanala reakcije,
- izučavanje zahteva i karakteristika detektora, što je značajno za optimizaciju detektora i procenu njegove efikasnosti i rezolucije.

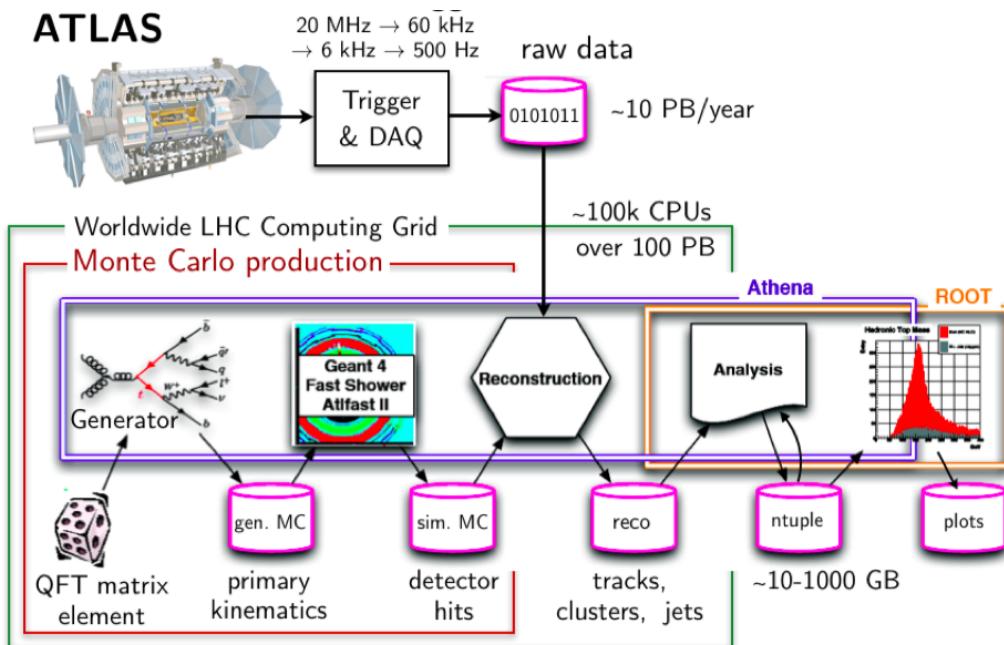
Lanac simulacije je generalno podeljen na tri koraka, iako se oni mogu kombinovati u jedan: generisanje događaja uključujući tu produkciju čestica i njihove raspade, simulaciju interakcije produkovanih stabilnih čestica sa detektorom i na kraju rekonstrukciju čestica onako kako se one rekonstruišu u realnom detektoru.

Osnova svake simulacije događaja je Monte Karlo generator događaja. Rad Monte Karlo generatora događaja zasnovan je na teorijskim modelima - kao što su Standardni model fizike čestica, supersimetrični modeli itd. Postoji veliki broj različitih programa *Pythia* [20], *Herwig* [21], *Sherpa* [22] itd koji se koriste kao generatori događaja. Izlaz ovih programa odgovara rezultatima bez detektora: ako zamislimo savršen detektor, koji nema ograničenja preciznost ili pokrivenost, to bi dalo rezultat sličan onom koje obezbeđuje generator. Takva simulacija nije realistična pošto detektori imaju ograničenu pokrivenost, efikasnost rekonstrukcije i konačnu rezoluciju objekata. Kako bi se ti efekti uračunali potrebno je simulirati odgovor detektora, u ovoj tezi na primeru ATLAS detektora. Odgovor detektora se simulira propuštanjem izlaza iz Monte Karlo

¹Pod "događajem" se podrazumeva proizvod jednog ukrštanja snopova.

generatora događaja kroz odgovarajući program za simulaciju. Razlikuju se dva tipa simulacije detektora:

- Prva je zasnovana na detaljnoj geometriji detektorskih komponenti i materijala od kojih su napravljene. Omogućava se detaljno praćenje trajektorija čestica kroz detektor i raspada čestica unutar zapremine detektora. Simulacija detektora se obično završava kada ili sve čestice imaju energiju ispod definisanog praga ili odlaze iz detektora. Ovakva simulacija se često naziva detaljna ili potpuna (*full simulation*) i na ATLAS eksperimentu je zasnovana na GEANT4 paketu [23]. Grafički prikaz koraka potpune simulacije prikazan je na Slici 3.1.
- Drugi tip simulacije pruža osnovne karakteristike detektora uzimajući u obzir parametrizovan model za odgovor detektora i rezoluciju objekata.



Slika 3.1: Ilustracija toka ATLAS podataka uključujući i Monte Karlo simulacije odgovora detektora i korake rekonstrukcije podataka sve do analize i konačnih rezultata.

Iako je potpuna simulacija daleko detaljnija (pa zato i tačnija) za nju je potrebno mnogo više kompjuterskog vremena (CPU) od parametrizovane simulacije. Povsto smo u ovom master radu koristili simulirane događaje velike statistike korišćene su simulacije zasnovane na parametrizovanom odgovoru ATLAS detektora u uslovima *HL-LHC-a*. Parametrizacija je zasnovana na studijama koje su uključivale detaljne simulacije detektora i rekonstrukcije elektrona miona i nedostajuće transverzalne energije, identifikacije b -džetova [24].

3.2 Statistički značaj signala

Da bi se procenila mogućnost detekcije nekog signala kroz analizu različitih tipova događaja potrebno je uzeti u obzir sistematske neodređenosti poznavanja fonskih pro-

cesa. Pomenute neodređenosti uzimaju se u obzir prilikom izračunavanja statističkog značaja signala tako što se posmatra Poasonova verovatnoća da su fluktuacije fona opisane Gausovom funkcijom čija je srednja vrednost N_b (broj događaja fona) i standardna devijacija δN_b . Na osnovu ovakve pretpostavke, verovatnoća p da fon fluktuiru u posmatranom broju događaja signala i fona zajedno, N_{data} , je data izrazom:

$$p = A \int_0^{\infty} db G(b; N_b, \delta N_b) \sum_{i=N_{data}}^{\infty} \frac{e^{-b} b^i}{i!}, \quad (3.1)$$

gde $G(b; N_b, \delta N_b)$ predstavlja Gausovu funkciju, a faktor

$$A = \left[\int_0^{\infty} db G(b; N_b, \delta N_b) \sum_{i=0}^{\infty} e^{-b} b^i / i! \right]^{-1} \quad (3.2)$$

obezbeđuje da je funkcija normirana na jedinicu. Ako bi se Gausova funkcija G zamnila Dirakovom delta funkcijom $\delta(b - N_b)$, tada bi p predstavljalo uobičajenu Poasonovu verovatnoću.

Statistički značaj za posmatrani signal može biti kvantifikovan pomoću p-vrednosti ili njegove ekvivalentne standardne devijacije σ . Često je korisno kvantifikovati osetljivost nekog signala izračunavanjem očekivanog statističkog značaja signala (*significance*) koji bi se dobio za dato merenje pod pretpostavkom različitih hipoteza. Jedan od najzastupljenijih pristupa za računanje statističkog značaja signala zasniva se na '*frequentist significance test*' metodu korišćenjem odnosa verovatnoća (*likelihood ratio*). Osim parametara od interesa kao što je efikasni presek za produkciju signalnog procesa, i broja događaja signala i fona, sistematske neodređenosti se tretiraju kao tzv. *nuisance* parametri, čije se vrednosti mogu proceniti iz samih podataka.

Sistematske neodređenosti signala i fona prilikom analize realnih podataka proističu iz merenja integralne luminoznosti, od eksperimentalnog i teorijskog modeliranja signala i iz efikasnosti detekcije. Eksperimentalne greške obuhvataju neodređenosti merenja energije leptona i džeta, efikasnosti rekonstrukcije i identifikacije leptona i džeta, modeliranje nedostajuće energije i efikasnosti identifikacije b-džetova. Oni se ocenjuju zasebno i za signal i za fonske procese. Postoje i neodređenosti i koje se odnose na ukupnoj normalizaciji signala i MC efikasnog preseka.

Zbog svih navedenih neodređenosti javlja se fluktuacija u broj događaja. Pošto se za analizu u ovom radu ne koriste realni podaci, već se procenjuje mogućnost registrovanja datih procesa na energiji HL-LHC-a korišćenjem isključivo MC simulacija, za izračunavanje statističkog značaja signala preko odnosa verovatnoća koristi se tzv. asimptotska formula. Pod pretpostavkom da broj događaja signala sledi Poissonovu distribuciju statistički značaj signala Z_σ izračunava se iz broja procenjenih događaja signala i fona, za svaki tip događaja kao [25]:

$$Z_\sigma = \sqrt{2 \left[(N_{sig} + N_{bkg}) \log \frac{N_{sig} + N_{bkg}}{B_0} + B_0 - N_{sig} - N_{bkg} \right] + \frac{(N_{bkg} - B_0)^2}{\sigma_B^2}} \quad (3.3)$$

gde je

$$B_0 = \frac{1}{2} \left(N_{bkg} - \sigma_B^2 + \sqrt{(N_{bkg} - \sigma_B^2)^2 + 4(N_{sig} + N_{bkg})\sigma_B^2} \right) \quad (3.4)$$

Sa N_{sig} se označava očekivani broj događaja signala, N_{bkg} je broj događaja koji potiču od fonskih procesa, a σ_B je neodređenost fona.

Cilj analize je da dobijemo rezultate sa što većem vrednošću Z_σ , odnosno da rezultat bude statistički značajan.

3.3 Modeliranje signala i fona

Da bi se odredio trostruka W produkcija, događaji su generisanih pomoću generatora događaja **Sherpa** [22]. Za modeliranje fonskih procesa je takođe korišćen Sherpa, ili kod nekih procesa program Powheg [26]. Svi procesi su koristili parametrizovanu simulaciju odgovora detektora kroz paket **UpgradePerformanceFunctions** [27].

Signalni procesi su generisani Monte Karlo generatorom događaja **Sherpa**, verzija 2.2. Prilikom generisanja WWW događaja *Sherpa* uračunava sve dijagrame u najnižem redu teorije perturbacije prikazane na Slici 1.2, uključujući tu i dijagram sa Higsovim bozonom (takozvani *Higgsstrahlung*). Sa druge strane produkcija je tako modelirana da uključuje samo rezonantne *on-shell* raspade. U takvoj konfiguraciji nemoguće je postići raspad Higsovog bozona na dva W bozona pošto je $m_H < 2 \times m_W$, $m_H \approx 125$ GeV [28]. Da bismo u našoj analizi uračunali dogdaje sa Higsovim bozonom u signal su dodati događaji iz asocirane produkcije Higsovog bozona sa W bozonom, WH . Fejmanov dijagram za ovu produkciju je identičan dijagramu sa Slike 1.2. Ovi događaji su generisani Monte Karlo programom Powheg.

Fonski procesi:

- Producija tribozona (osim WWW): WWZ , WZZ , i ZZZ .
- Producija parova top-antitop kvarkova ($t\bar{t}$) i pojedinačnih top kvarkova (*single top*). Top kvark je najteža čestica SM i trenutno se raspada na W bozon i b kvark: $t \rightarrow Wb$.
- Dibozoni: WW , WZ , ZZ .
- Procesi sa produkcijom Higgs bozona: ZH , $t\bar{t}H$
- *Fake*-ovi: pogrešno identifikovani elektroni kao što je objašnjeno u prethodnim poglavljju.

Lista svih signala i fona se nalazi u tabeli 3.2 i 3.1, sa odgovarajućim generatorom i efikasnom presekom.

Proces	Generator	$\sigma [fb]$	filter Eff	Σwgt
Tribozon fon:				
$ZZZ \rightarrow 6\ell$	Sherpa	2.194	100%	44
$ZZZ \rightarrow 4\ell 2\nu$	Sherpa	0.503	23%	1 163
$ZZZ \rightarrow 2\ell 4\nu$	Sherpa	0.508	45%	1 166
$WWZ \rightarrow 4\ell 2\nu$	Sherpa	2.049	100%	698
$WWZ \rightarrow 2\ell 4\nu$	Sherpa	4.031	100%	1 381
$WWZ \rightarrow 3\ell 1\nu 2j$	Sherpa	19.649	44%	24850
$WZZ \rightarrow 5l 1\nu$	Sherpa	0.214	100%	221
$WZZ \rightarrow 3\ell 3\nu$	Sherpa	1.905	45%	1 961
$WZZ \rightarrow 4\ell 2j$	Sherpa	0.449	100%	1723
$WZZ \rightarrow 3\ell 1\nu 2j$	Sherpa	13.572	22%	51970
Top fon:				
4top	Powheg	10.767	100%	200 000
ttWW	Powheg	9.512	100%	50 000
ttZ $\nu\nu$	Powheg	182.008	100%	231 855
ttZ qq	Powheg	620.506	100%	1 586 745
tWZ	Powheg	18.278	100%	1 400
t $\ell\ell$ e	Powheg	43.316	100%	52 234
t $\ell\mu\mu$	Powheg	43.320	100%	52 240
t $\tau\tau\tau$	Powheg	42.905	100%	34 225
Dibozon fon:				
$\ell\ell\ell\ell + b - džetovi$	Sherpa	1015.318	6%	502 602
$\ell\ell\ell\ell$ bez $b - džetova$	Sherpa	1015.147	94%	3 013 600
$\ell\ell\ell\nu$ SFMinus + $b - džetovi$	Sherpa	527.307	5%	100 449
$\ell\ell\ell\nu$ SFMinus bez $b - džetova$	Sherpa	527.360	95%	452 295
$\ell\ell\ell\nu$ OFMinus + $b - džetovi$	Sherpa	1046.691	5%	100 367
$\ell\ell\ell\nu$ OFMinus bez $b - džetova$	Sherpa	1046.410	95%	1 003 260
$\ell\ell\ell\nu$ SFPlus + $b - džetovi$	Sherpa	769.490	5%	100 723
$\ell\ell\ell\nu$ SFPlus bez $b - džetova$	Sherpa	769.330	95%	604 314
$\ell\ell\ell\nu$ OFPlus + $b - džetovi$	Sherpa	1578.330	5%	100 992
$\ell\ell\ell\nu$ OFPlus bez $b - džetova$	Sherpa	1582.400	95%	1 211 127
$\ell\ell\nu\nu$	Sherpa	15957.720	100%	10 210 547
$\ell\ell\nu\nu jj$ ssWW EW4	Sherpa	29.409	100%	511 207
$\ell\ell\nu\nu jj$ ssWW EW6	Sherpa	49.025	100%	514 395
$\ell\ell\nu\nu jj$ EW6	Sherpa	47.918	100%	1 045 234
$\ell\ell\ell\ell jj$ EW6	Sherpa	13.926	100%	51 297
$W^+ W^- \rightarrow \ell\nu jj$	Sherpa	28378.000	100%	478 359
$W^+ W^- \rightarrow jj\ell\nu$	Sherpa	28384.000	100%	478 356
$WZ \rightarrow \ell\nu jj$	Sherpa	13110.000	100%	501 721
$WZ \rightarrow jj\ell\ell$	Sherpa	3905.400	100%	37 863
$ZZ \rightarrow jj\ell\ell$	Sherpa	18733.600	14%	332 179
$ZZ \rightarrow jj\nu\nu$	Sherpa	18737.100	28%	332 372
Z incl	Sherpa	1.215	19%	609
VH ittH fon:				
ZH inc	Powheg	705.846	100%	100 000
ttH $\rightarrow \ell\nu\ell\nu H$	Powheg	62.780	100%	244 357
ttH $\rightarrow \ell\nu jj H$	Powheg	261.743	100%	2 304 349
ttH $\rightarrow jjjj H$	Powheg	271.213	100%	2 306 523

Tabela 3.1: Lista svih fona korišćena za analizu. U prvoj koloni je dat proces, u drugi Monte Karlo generator događaja koji je korišćen. U sledećoj koloni je dat presek dobijen iz navedenog Monte Karlo programa, zatim efikasnost primjenjenog filtera i statistika navedenog uzorka. Efikasnost filtera predstavlja broj događaja koji su prošli filter u odnosu na početni broj događaja.

Proces	Generator	$\sigma [fb]$	filter Eff	Σwgt
Signal:				
$W^\pm W^\pm W^\mp \rightarrow 3\ell 3\nu$	Sherpa	8.246	100%	2 282
$W^+ W^+ W^- \rightarrow ss 2\ell 2\nu 2j$	Sherpa	10.847	46%	7888
$W^- W^- W^+ \rightarrow ss 2\ell 2\nu 2j$	Sherpa	6.158	45%	4681
$W^+ W^+ W^- \rightarrow os 2\ell 2\nu 2j$	Sherpa	49.463	32%	10.810
$W^- W^- W^+ \rightarrow os 2\ell 2\nu 2j$	Sherpa	28.395	32%	3591
$W^+ H \rightarrow e\nu WW \rightarrow e\nu l\nu l\nu$	Powheg	1.335	100%	61062
$W^+ H \rightarrow e\nu WW \rightarrow e\nu q\bar{q}l\nu$	Powheg	12.607	44%	8785
$W^+ H \rightarrow \mu\nu WW \rightarrow \mu\nu l\nu l\nu$	Powheg	1.335	100%	189714
$W^+ H \rightarrow \mu\nu WW \rightarrow \mu\nu q\bar{q}l\nu$	Powheg	12.664	44%	8802
$W^+ H \rightarrow \tau\nu WW \rightarrow \tau\nu l\nu l\nu$	Powheg	1.193	100%	8492
$W^+ H \rightarrow \tau\nu WW \rightarrow \tau\nu q\bar{q}l\nu$	Powheg	11.327	44%	7898
$W^- H \rightarrow e\nu WW \rightarrow e\nu l\nu l\nu$	Powheg	1.927	100%	295789
$W^- H \rightarrow e\nu WW \rightarrow e\nu q\bar{q}l\nu$	Powheg	18.296	44%	13728
$W^- H \rightarrow \mu\nu WW \rightarrow \mu\nu l\nu l\nu$	Powheg	1.927	100%	295623
$W^- H \rightarrow \mu\nu WW \rightarrow \mu\nu q\bar{q}l\nu$	Powheg	18.284	44%	13232
$W^- H \rightarrow \tau\nu WW \rightarrow \tau\nu l\nu l\nu$	Powheg	1.927	100%	13730
$W^- H \rightarrow \tau\nu WW \rightarrow \tau\nu q\bar{q}l\nu$	Powheg	18.298	44%	13726

Tabela 3.2: Lista svih signala korišćena za analizu. U prvoj koloni je dat proces, u drugi Monte Karlo generator događaja koji je korišćen. U sledećoj koloni je dat presek dobijen iz navedenog Monte Karlo programa, zatim efikasnost primjenjenog filtera i statistika navedenog uzorka. Efikasnost filtera predstavlja broj događaja koji su prošli filter u odnosu na početni broj događaja.

3.4 Selekcija objekata

Produkcija WWW je bila posmatrana u čisto leptonskom, kao i kanalu sa dva leptona. Za selekciju WWW događaja su korišćeni elektroni, mioni, džetovi, b -džetovi i nedostajuća transverzalna energija, koji su opisani niže.

3.4.1 Kinematička selekcija događaja u čisto leptonskom kanalu $WWW \rightarrow 3\ell 3\nu$

Početni selekcioni uslovi su preuzeti iz [5]. Za selekciju događaja u kojima se WWW raspada na $\ell\nu l\nu l\nu$, osnovni selekcioni uslovi su:

- tačno tri leptona sa transverzalnom impulsom $p_T > 20$ GeV i $|\eta| < 2.5$,
- najviše jedan džet sa $p_T > 25$ GeV i $|\eta| < 4.5$,
- nijedan b -džet (b -džetovi se identifikuju $|\eta| < 2.5$),
- apsolutna vrednost azimutalnog ugla između trilepton sistema i \vec{p}_T^{miss} , $|\Phi \vec{p}_T^{3\ell} - \Phi \vec{p}_T^{miss}|$ mora da bude veća od 2.5.

Na osnovu nanelektrisanja i tipa leptona može se razdvojiti osam finalnih stanja, grupisanih u tri osnovne grupe. Te grupe se:

- **0SFOS** (*zero same flavor opposite sign*): ne sadrži nijedan para leptona koji su istog tipa ali imaju suprotno nanelektrisanje. Predstavnici ove grupe su: $e^\pm e^\pm \mu^\mp$, $\mu^\pm \mu^\pm e^\mp$
- **1SFOS** (*one same flavor opposite sign*): Sadrži jedan par leptona koji su istog tipa ali imaju različito nanelektrisanje. Članovi ove grupe su: $e^\pm e^\mp \mu^\pm$, $e^\pm e^\mp \mu^\mp$, $\mu^\pm \mu^\mp e^\pm$, $\mu^\pm \mu^\mp e^\mp$

- **2SFOS** (*two same flavor opposite sign*): u ovoj grupi ima dva para istog tipa leptona sa istim nanelektrisanjem. U ovu grupu spadaju: $e^\pm e^\pm e^\mp$, $\mu^\pm \mu^\pm \mu^\mp$

U slučaju 0SFOS invarijantna masa dileptonskog sistema $m_{\ell\ell}$ definisana sa:

$$m_{\ell\ell} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (p_{x_1} + p_{x_2})^2 - (p_{y_1} + p_{y_2})^2 - (p_{z_1} + p_{z_2})^2} \quad (3.5)$$

mora da bude veća od 20 GeV, kako bi se odbacio fon od rezonanci male mase (J/ψ , Y). Ako je u događaju javlja dva elektrona ($e^\pm e^\pm \mu^\mp$), invarijantna masa tih dva elektrona, m_{ee} treba da zadovoljava uslov $|m_{ee} - m_Z| > 15$ GeV, gde je m_Z masa Z bozona $m_Z = 91.1876$ GeV [28]. Nema uslova za vrednost E_T^{miss} , jer ovaj uslov nema nikakav značaj na smanjenje fona.

U slučaju druge grupe, odnosno kod 1SFOS potrebno da je masa SFOS dileptona m_{SFOS} zadovoljavaju uslov $m_Z - 35 \text{ GeV} < m_{SFOS} < m_Z + 20 \text{ GeV}$. Dodatno događaji mora da imaju E_T^{miss} vrednost od $E_T^{miss} > 45$ GeV.

U poslednjem slučaju 1SFOS invarijantna masa dilepton sistema mora da zadovoljavaju uslov $|m_{SFOS} - m_Z| > 20$ GeV, i vrednost E_T^{miss} mora da bude veća od 55 GeV. Selektioni uslovi za m_{SFOS} i za E_T^{miss} su potrebnii da eliminišemo događaje $Z + jets$ i $WZ + jets$. Selektioni uslovi su prikazani u Tabeli 3.3.

$\ell\nu\ell\nu\ell\nu$	0 SFOS	1 SFOS	2 SFOS
Preselekcija	Tačno 3 nanelektrisana leptona sa $p_T > 20$ GeV $\&\&$ $ \eta < 4$		
E_T^{miss}	-	$E_T^{miss} > 45$ GeV	$E_T^{miss} > 55$ GeV
Masa leptona istog tipa	$m_{\ell\ell} > 20$ GeV		-
Ugao između trileptona i \vec{p}_T^{miss}		$ \Phi^{3\ell} - \Phi^{\vec{p}_T^{miss}} > 2.5$	
Z bozon veto	$ m_{ee} - m_Z > 15$ GeV	$m_Z - m_{SFOS} > 35$ GeV or $m_{SFOS} - m_Z > 20$ GeV	$ m_{SFOS} - m_Z > 20$ GeV
Džet veto	Najviše jedan džet sa $p_T > 25$ GeV i $ \eta < 4.5$		
b-džet veto	Nijedan b-džet sa $p_T > 25$ GeV i $ \eta < 2.5$		

Tabela 3.3: Početni selektioni uslovi za kanal $WWW \rightarrow 3\ell 3\nu$, koji su preuzeti iz [5].

Optimizacija selektacionih uslova

Gore navedeni selektioni uslovi je korišćeni za slučaj $\sqrt{s} = 8$ TeV, i potrebna je optimizacija uslova za slučaj $\sqrt{s} = 14$ TeV u uslovima na *HL-LHC-a*.

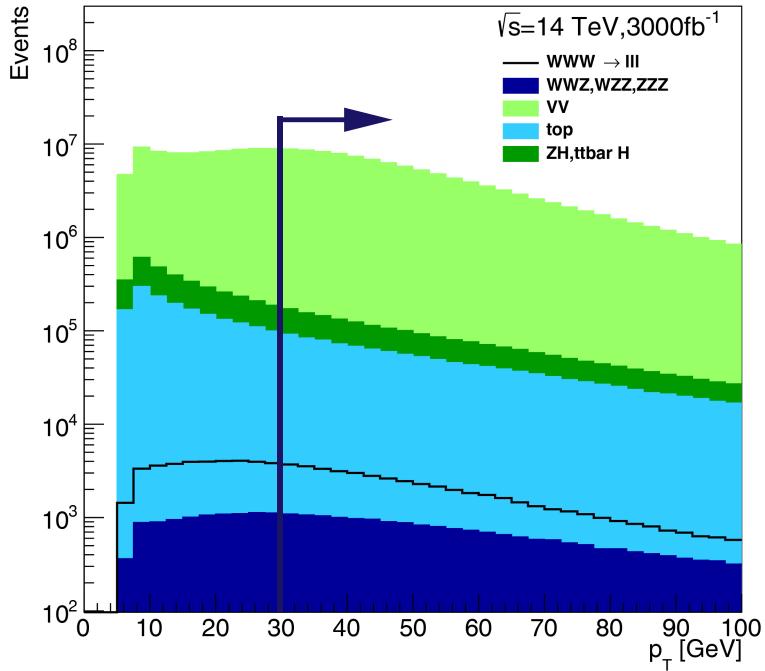
Ono što je i dalje strogo važi da se potrebna tačno tri leptona u svakom događaju, ali kako se vidi na slici 3.2, koji je predstavlja raspodelu p_T vrednosti leptona. Srednja vrednost na histogramu se ne nalazi na $p_T = 20$ GeV, već na $p_T = 30$ GeV, tako da ovaj selektioni uslov može da bude povećan iz $p_T > 20$ GeV na $p_T > 30$ GeV.

Traženi leptoni imaju *tight* identifikacije. Oni imaju najmanju efikasnost, ali najmanja je broj pogrešno identifikovanih elektrona. Na ovakav način smanjen je nivo fona, odnosno broj pogrešno identifikovanih elektrona, i samim tim povećana statistički značaj signala.

U svakoj događaji traženi su leptoni sa $|\eta|$ vrednošću manji od 4. Kao što je već rečeno, posle *Upgrade-a* će biti korišćeni novi detektori tragova (*ITk*), koji će omogućiti

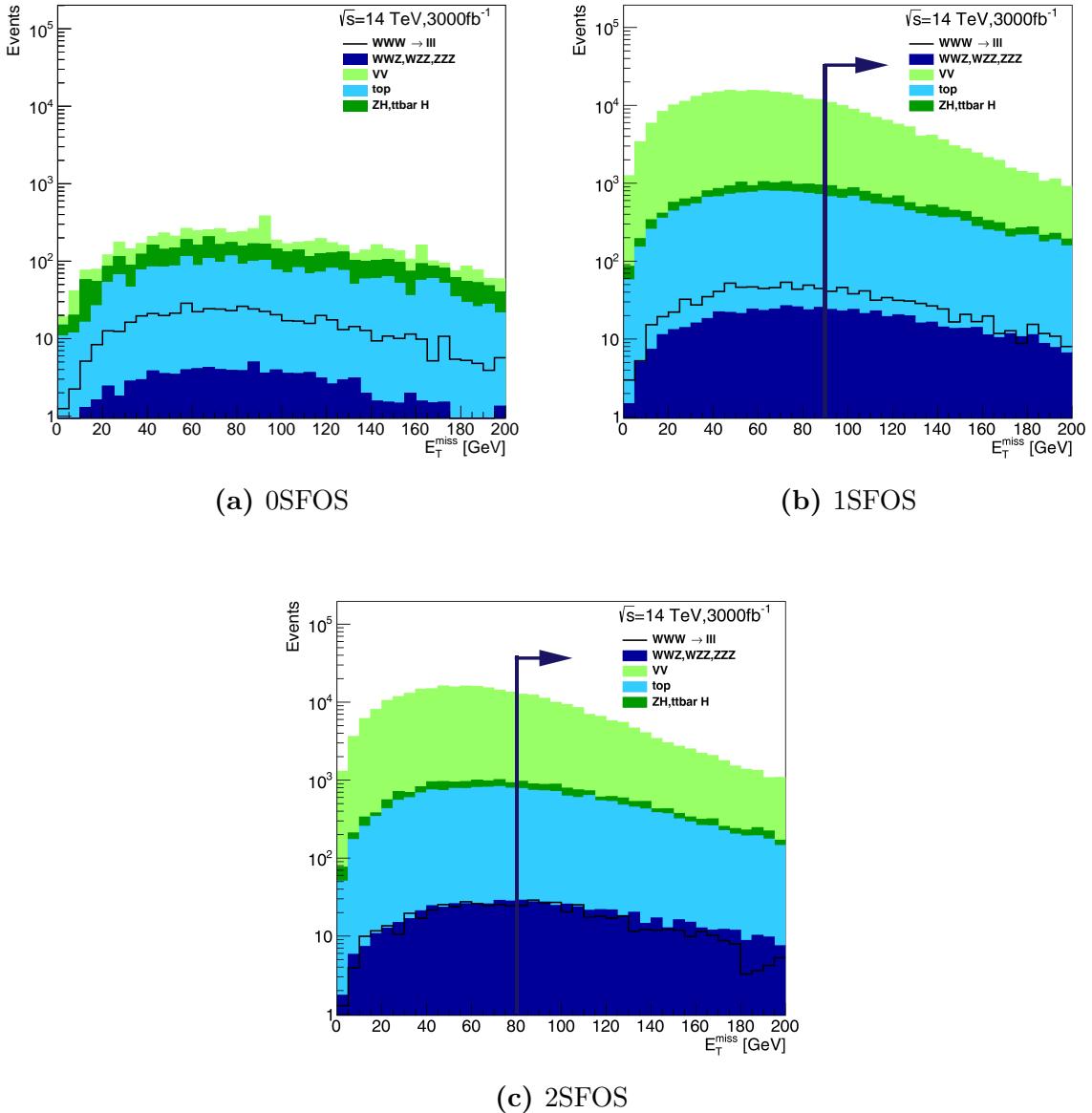
detektovanje leptona sa vrednošću $|\eta| < 4$. Džetovi su rekonstruisani pomoću *Anti K_T* algoritmom, koji je napisana u poglavu 2.4. Odbačeni su džetovi koji su nalazi u blizini elektrona, odnosno kad je ΔR vrednost manje od 0.2. b -džetovi su identifikovani algoritmom koji daje efikasnost selekcije 70%. Identifikacija je izvršen na osnovu informacije iz generatora Monte Karlo programa.

Dodatni uslov da je bar neki od leptona bude trigerovan. Triger je potrebno da može da izaberemo potencijalno zanimljive događaje. Prepostavili smo da će oni događaji biti trigerovani trigerom sa bar jednim leptonom koji ima najveću efikasnost.



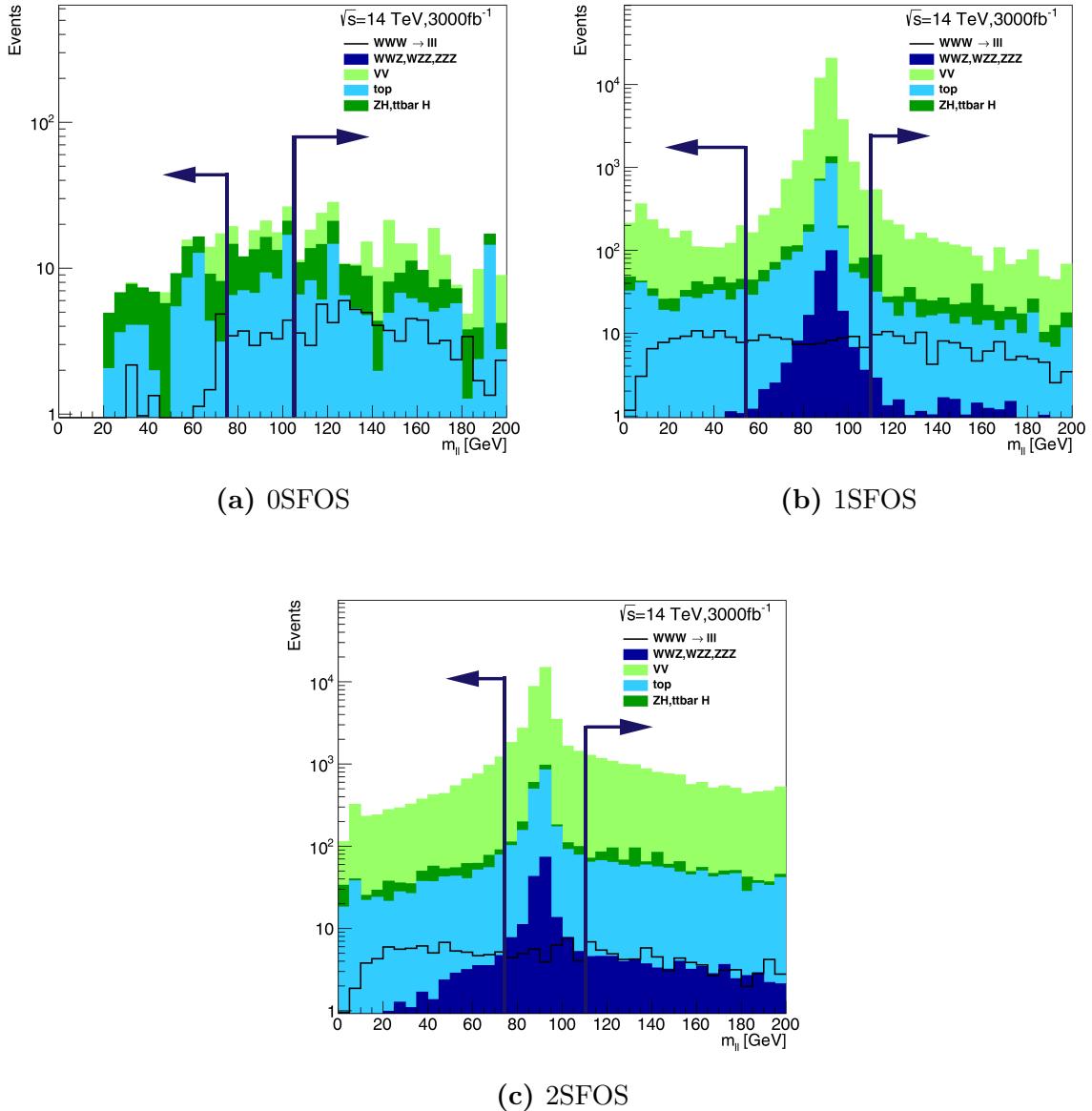
Slika 3.2: Vrednost transverzalnog impulsa leptona (p_T) u signalu i fonskim procesima za $WWW \rightarrow \ell\nu\ell\nu\ell\nu$ dobijena iz Monte Karlo simulacija. Rezultat je prikazan pre selekcionog uslova na leptone. Histogrami su normirani na osnovu preseka za dati proces i prepostavljene integralne luminoznosti od 3000 fb^{-1} . Elektroni i mioni su prikazani zajedno. Plava strelica označena gde je uslov primenjen ($p_T > 30 \text{ GeV}$).

U poređenju sa LHC-om danas, na *HL-LHC*-u predviđa se veći pile-up, što vodi lošijoj rezoluciji merenja nedostajuće transverzalne energije i zbog toga je potrebno da se poveća selekcioni uslovi za E_T^{miss} u grupama 1 SFOS i 2 SFOS. U prvoj grupi, odnosno kod 0SFOS nije primenjen nikakva selekcija na vrednosti E_T^{miss} kako se to može videti na slici 3.3a. Na slikama 3.3b i 3.3c se vidi da signal je relativno ravan, ali fonski procesi imaju pik na 50 GeV. Selekcioni uslovi $E_T^{miss} > 80(90) \text{ GeV}$ kod 1SFOS i 2SFOS dali su odgovarajući rezultat.

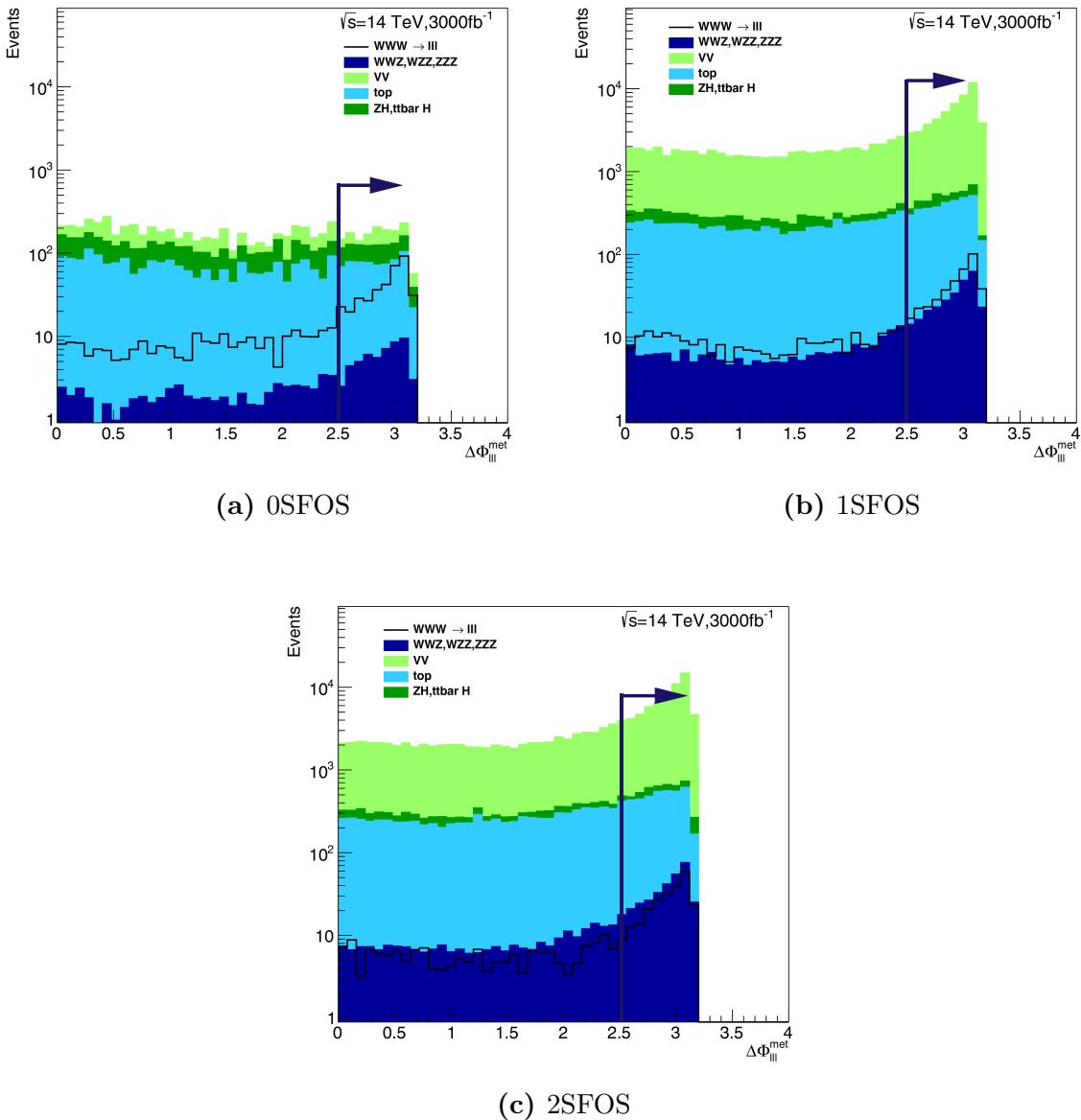


Slika 3.3: E_T^{miss} vrednost dobijena iz Monte Karlo simulacija. Rezultat je prikazan pre selekcionog uslova na vrednosti E_T^{miss} . Histogrami su normirani na osnovu preseka za dati proces i prepostavljene integralne luminoznosti od 3000 fb^{-1} . Sa plavom strelicom označena gde je histogram uslov primenjen. Kod 0SFOS selekcija nije primenjena a kod 1SFOS i 2SFOS histogram sečen je kod vrednosti 90 i 80 GeV respektivno.

Optimizacija selekcionih uslova na $m_{\ell\ell}$ (slika 3.4), $|\Phi^{3\ell} - \Phi^{\vec{p}_T^{miss}}|$ (slika 3.5) nije dovela do promene u odnosu na uslove definisane u Tabeli 3.3. Selektivni uslov $|\Phi^{3\ell} - \Phi^{\vec{p}_T^{miss}}| > 2.5$ vodi značajnoj redukciji fona, ali i velikog dela signala.



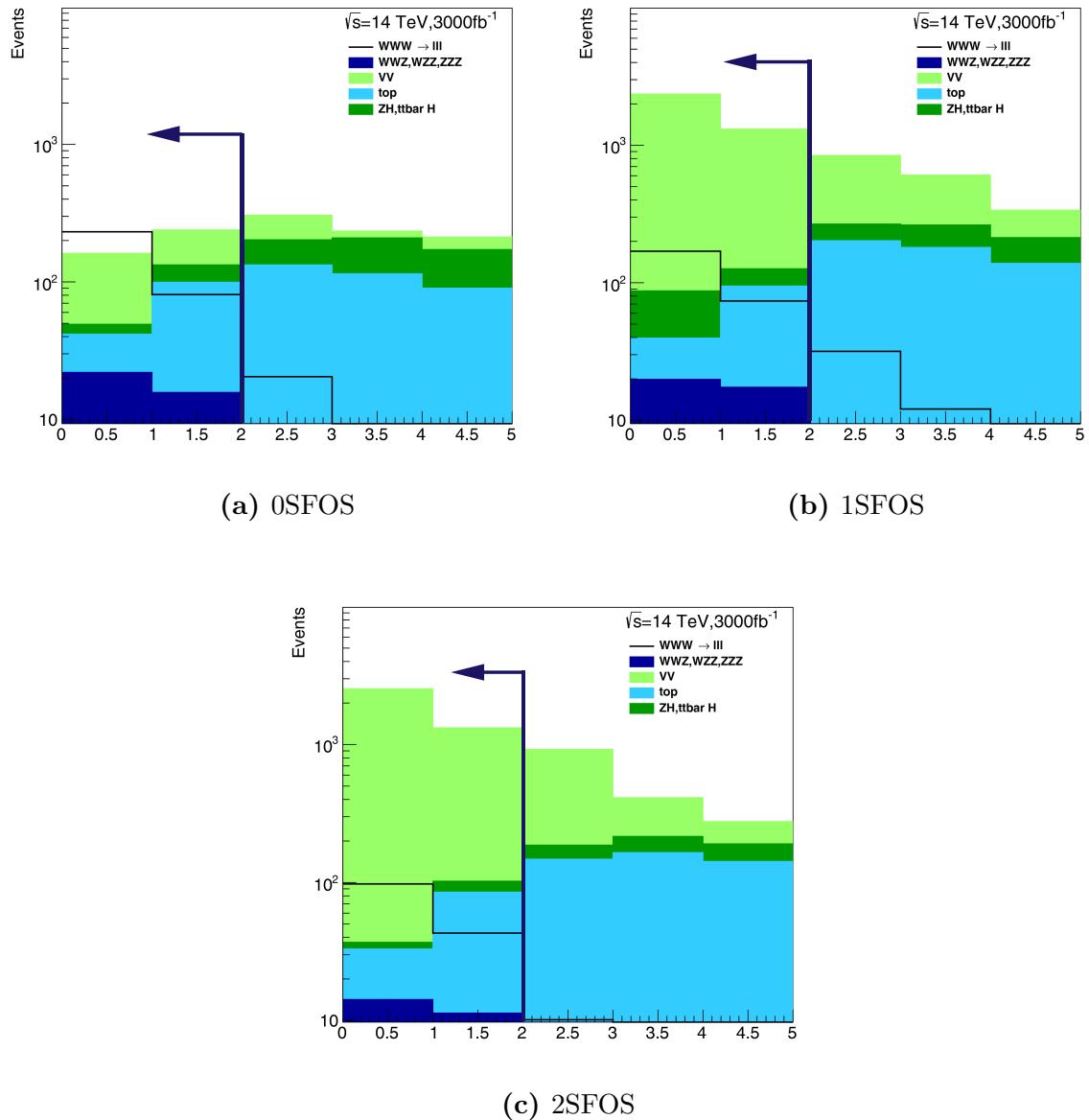
Slika 3.4: $m_{\ell\ell}$ vrednost leptona dobijena iz Monte Karlo simulacija, označena kao Z bozon veto uslov. Rezultat je prikazan pre primjenjenog uslova na invarijantnu masu dileptonskog sistema. Histogrami su normirani na osnovu preseka za dati proces i prepostavljene integralne luminoznosti od 3000 fb^{-1} . Sa plavom strelicom označena gde je selektioni uslov korišćen. Kod prethodna $m_{\ell\ell}$ selekcija kod 0SFOS histogram je sečen na vrednost 20 GeV a kod 1SFOS i 2SFOS histogram selekcija nije primjenjena.



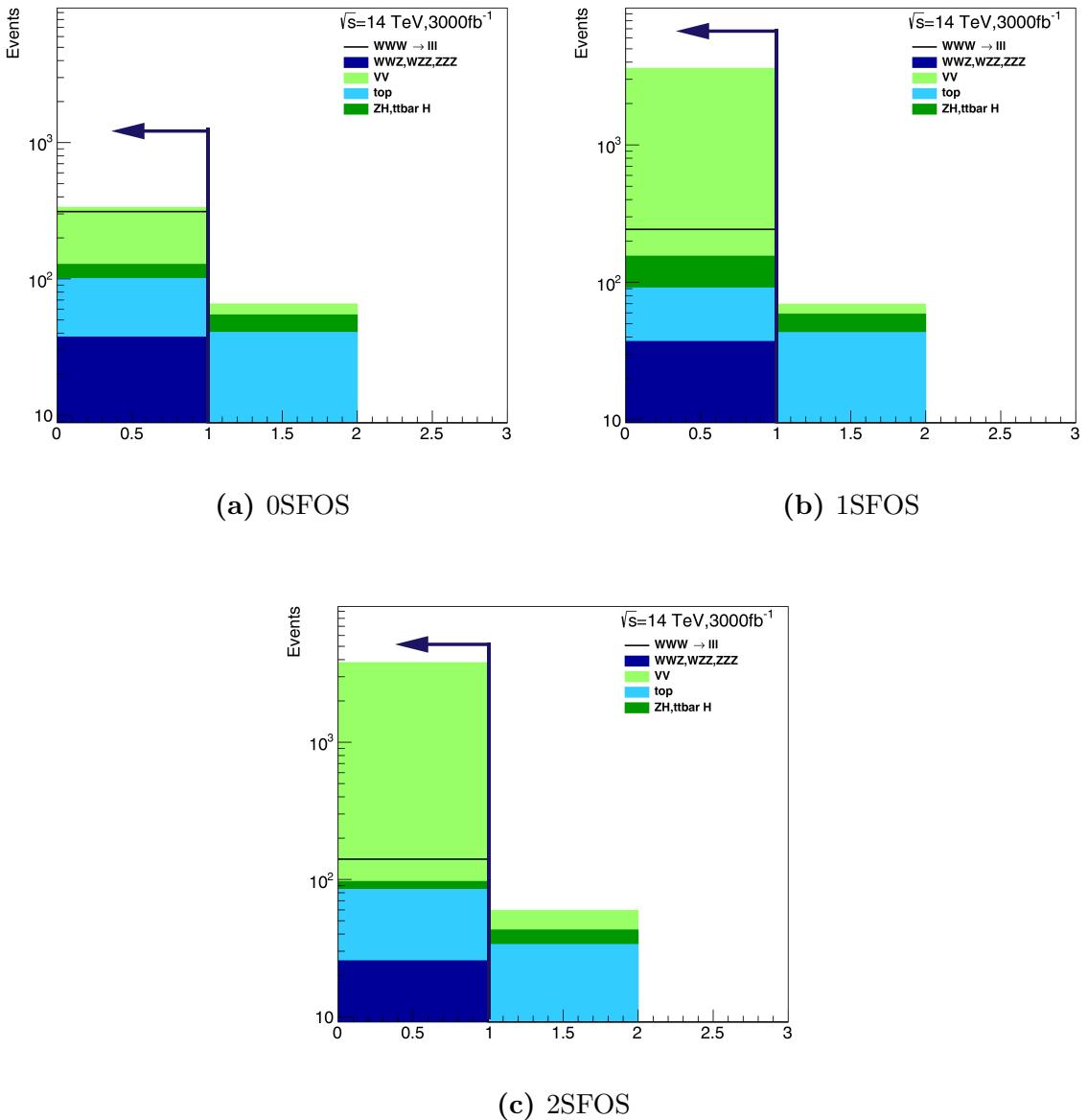
Slika 3.5: Raspodela vrednosti ugla između trileptonskog sistema i nedostajuće energija dobijena iz Monte Karlo simulacije. Histogrami su prikazani pre korišćenja uslova, normirani na osnovu preseka za dati proces i prepostavljene integralne luminoznosti od 3000 fb^{-1} . Sa plavom strelicom označena gde je uslov primenjen. Izabrani su događaji sa vrednostima ugla veći od 2.5 i to je primenjena na sva tri grupa.

Za multiplicitet džetova i b-džetova dalje važi da potrebno najviše jedan džeta po događaju, i izabrani su samo događaji kod kojih nema nijedan b -džeta. Promenjeni su preselektacionih uslovi za p_T vrednosti džetova i selektovani su događaji kod kojih p_T džeta veća od 30 GeV, a pseudorapiditet džetova je ograničen na $|\eta| < 2.5$. Ove promene su uvedene kako bi se potisnuli džetovi koji potiče od pile up-a. Na slikama 3.6 i 3.7 su pokazani raspodela džetova i b -džetova respektivno. Navedeni selekcioni uslovi najviše potiskuju fon iz procesa koji su vezani za produkciju top kvarkova i Higgs bozona.

U tabeli 3.4 su pokazane finalne selekcione uslove koji su bili promenjeni kod kanala $WWW \rightarrow 3\ell 3\nu$.



Slika 3.6: Multiplicitet džetova. Selektovani su događaji koji imaju najviše jedan džet. Histogrami su prikazani pre korišćenja uslova, normirani na osnovu preseka za dati proces i prepostavljene integralne luminoznosti od 3000 fb^{-1} . Sa plavom strelicom označena gde je uslov primenjen.



Slika 3.7: Multiplicitet b -džetova. Selektovani su događaji koji nemaju b -džetova. Histogrami su prikazani pre korišćenja uslova, normirani na osnovu preseka za dati proces i pretpostavljene integralne luminoznosti od 3000 fb^{-1} . Sa plavom strelicom označena gde je uslov primjenjen.

$\ell\nu\ell\nu\ell\nu$	0 SFOS	1 SFOS	2 SFOS
Preselekcija	Tačno 3 naelektrisanih leptona sa $p_T > 30 \text{ GeV} \&\& \eta < 4$		
E_T^{miss}	-	$E_T^{miss} > 90 \text{ GeV}$	$E_T^{miss} > 80 \text{ GeV}$
Masa dileptona istog tipa	$m_{\ell\ell} > 20 \text{ GeV}$		-
Ugao između trileptona i \vec{p}_T^{miss}		$ \Phi^{3\ell} - \Phi^{\vec{p}_T^{miss}} > 2.5$	
Z bozon veto	$ m_{ee} - m_Z > 15 \text{ GeV}$	$m_Z - m_{SFOS} > 35 \text{ GeV}$ or $m_{SFOS} - m_Z > 20 \text{ GeV}$	$ m_{SFOS} - m_Z > 20 \text{ GeV}$
Džet veto	Najviše jedan džet sa $p_T > 30 \text{ GeV}$ i $ \eta < 2.5$		
b-džet veto	Nijedan b-džet sa $p_T > 30 \text{ GeV}$ i $ \eta < 2.5$		

Tabela 3.4: Konačni selekcioni uslovi za kanal $WWW \rightarrow 3\ell 3\nu$.

3.4.2 Kinematička selekcija događaja u delimično leptonskom kanalu $WWW \rightarrow 2\ell 2\nu 2j$

U slučaju kanala $WWW \rightarrow 2\ell 2\nu 2j$ potrebno je tačno dva leptona, najmanje dva džeta, i selektujemo događaje koji ne sadrži b -džetove. Prvo su selektovani događaji su dva leptona istog nanelektrisanja. Finalna stanja su podeljena na tri grupe:

- $e^\pm e^\pm$ odnosno dva elektrona sa istim nanelektrisanjem;
- $e^\pm \mu^\pm$ odnosno jedan elektron i jedan mion sa istim nanelektrisanjem;
- $\mu^\pm \mu^\pm$ odnosno dva miona sa istim nanelektrisanjem

Početni uslovi za selekciju su takođe preuzeti iz [5]. Selektovani su leptoni sa p_T vrednosti veći od 20 GeV , i sa $E_T^{miss} > 55 \text{ GeV}$. Selekcija E_T^{miss} nije primenjena na trećoj grupi zbog manjeg $Z + jets$ fona na ovom kanalu. Najenergičniji džet mora da bude $p_T > 30 \text{ GeV}$, dok za drugi najenergičniji džet treba da važi $p_T > 20 \text{ GeV}$ i $|\eta| < 2.5$. Invarijantna masa za didžet sistem mora da zadovoljava uslov $65 \text{ GeV} < m_{jj} < 105 \text{ GeV}$, odnosno konzistentna sa masom W bozona $m_W = 80.385 \text{ GeV}$ [28]. Kako bi se potisnuo fon koji potiče iz asocirane produkcije WW parova sa džetovima u prednjoj oblasti postavljen je uslov da dva energičnija džeta ne mogu istovremeno biti u prednjoj oblasti, odnosno: $|\Delta\eta| = |\eta_1 - \eta_2| < 1.5$. Invarijantna masa dva leptona mora da zadovoljavaju uslov $m_{ll} > 40 \text{ GeV}$, i kod prve grupe, odnosno u slučaju $e^\pm e^\pm$, m_{ee} mora da bude $m_{ee} < 80 \text{ GeV}$ i $m_{ee} > 100 \text{ GeV}$, kako bi se potisnuli događaj iz $Z \rightarrow e^+ e^-$, od kojih jedan od elektrona ima pogrešno identifikovan znak nanelektrisanja. Da bi se potisnuli procesi vezani sa $WZ + jets$ i $ZZ + jets$ produkciju, događaji su odbačeni ako postoji lepton sa $p_T > 6 \text{ GeV}$ i koji su prolazi slabiji nivo identifikacije (*medium*). Početni selekcioni uslovi su prikazani u tabeli 3.5.

$\ell\nu\ell\nu qq$	$e^\pm e^\mp$	$e^\pm \mu^\mp$	$\mu^\pm \mu^\mp$
Leptoni	Tačno dva leptona sa istim nanelektrisanjem i $p_T > 30$ GeV		
Džetovi	Najmanje 2 džeta sa $p_T(1) > 30$ GeV, $p_T(2) > 20$ GeV i $ \eta < 2.5$		
$m_{\ell\ell}$	$m_{\ell\ell} > 40$ GeV		
E_T^{miss}	$E_T^{miss} > 55$ GeV		
m_{jj}	65 GeV $< m_{jj} < 105$ GeV		
$\Delta\eta_{jj}$	$ \Delta\eta_{jj} < 1.5$		
Z bozon veto	80 GeV $> m_{ee}$ $m_{ee} > 100$ GeV	-	-
Treći lepton veto	Nema trećeg medium leptona sa $p_T > 6$ GeV i $ \eta < 2.5$		
b -džet veto	Nema b -džetova sa $p_T > 25$ GeV i $ \eta < 2.5$		

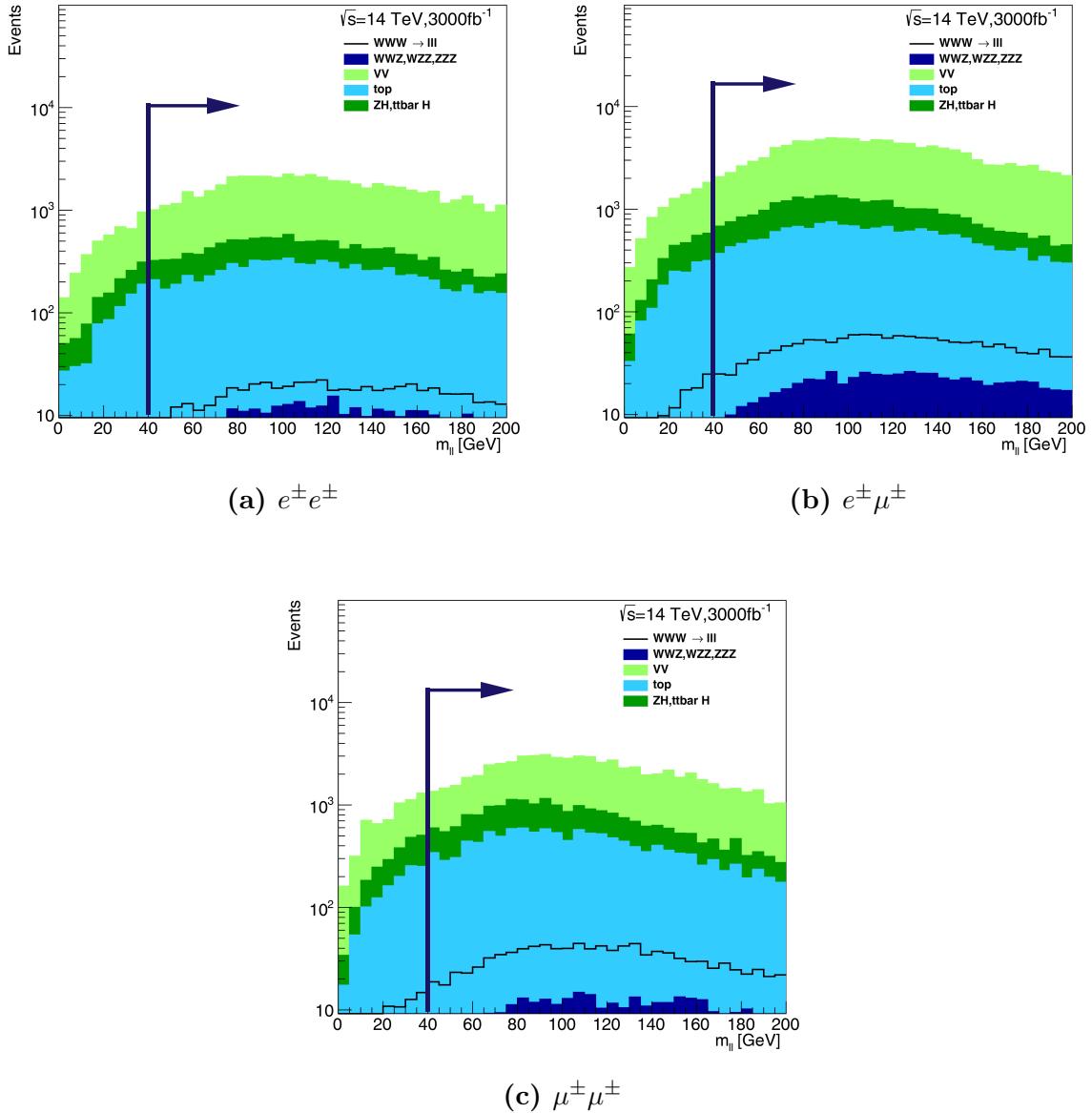
Tabela 3.5: Početni selekcioni uslovi za kanal $WWW \rightarrow 2\ell 2\nu 2j$.

Isti početni selekcioni uslovi su bili primjenjeni i u slučaju kad je finalna stanja raspada su dva leptona sa različitim nanelektrisanjem. Grupe su podeljene na sledeći način:

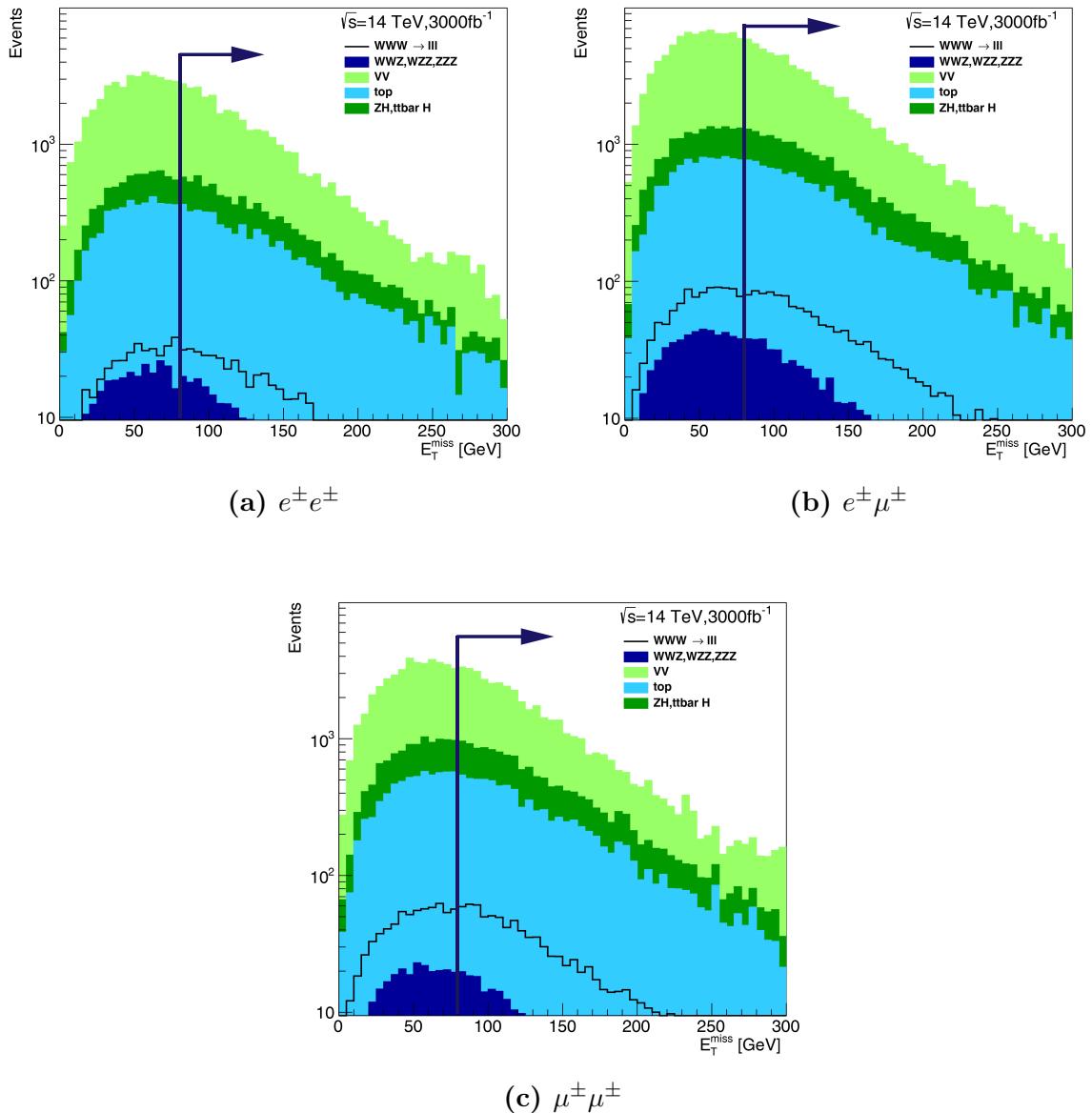
- $e^\pm e^\mp$ odnosno dva elektrona sa različitom nanelektrisanjem
- $e^\pm \mu^\mp$ odnosno jedna elektrona i jedna miona sa različitom nanelektrisanjem
- $\mu^\pm \mu^\mp$ odnosno dva miona sa različitom nanelektrisanjem

Optimizacija selekcionih uslova

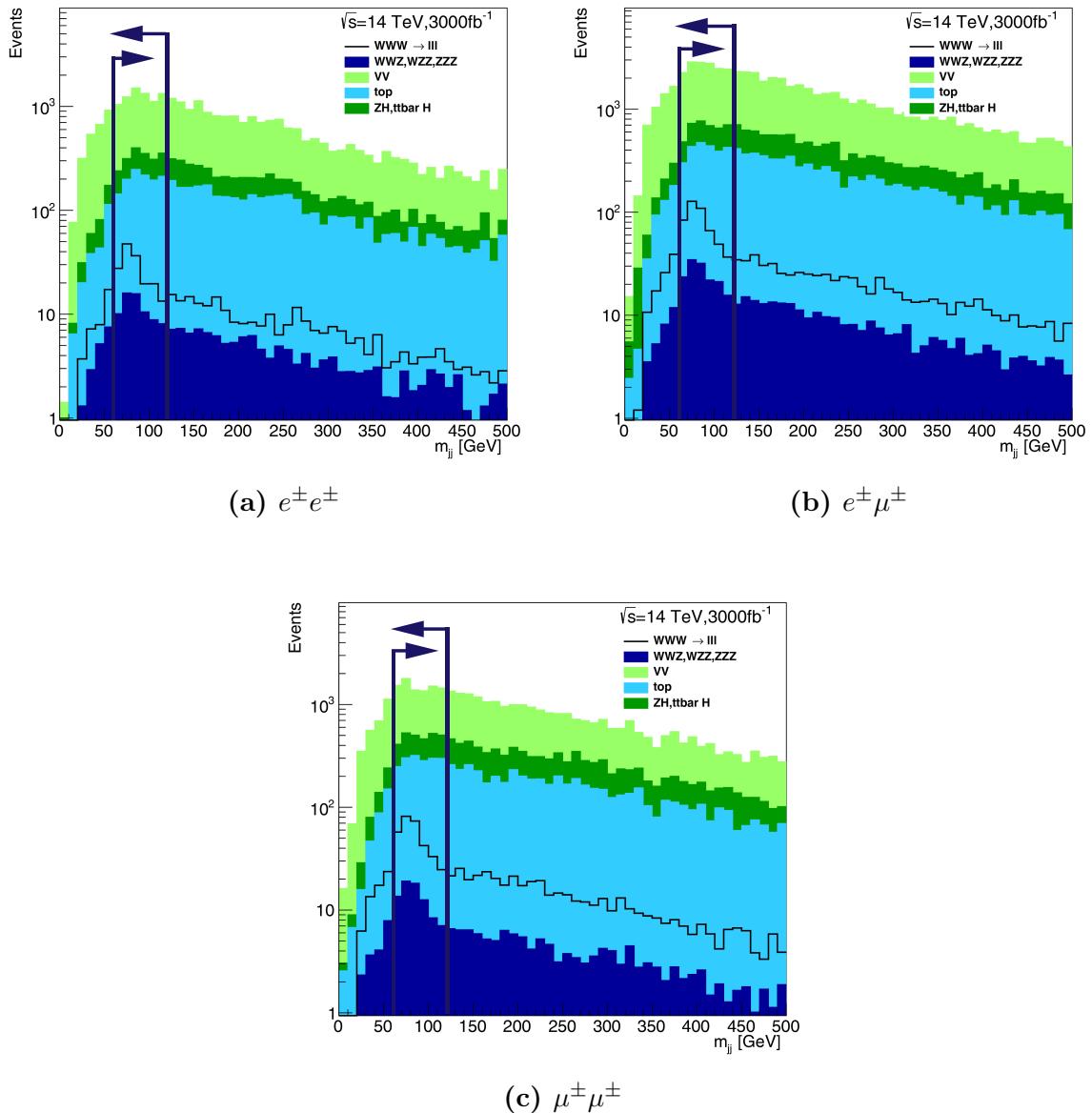
Kao i kod kanala $WWW \rightarrow 3\ell 3\nu$, i ovde je potrebno izvršiti optimizaciju selekcionih uslova kako bi se povećao statističkog značaja signala. Ono što je i dalje strogo važi da potrebna je tačno dva leptona u svakom događaju. Vrednosti invarijantne mase za dilepton sistem je prikazana na Slici 3.8, raspodela E_T^{miss} na 3.9. Na slikama 3.10 i 3.11 su prikazane raspodele invarijantne mase m_{jj} kao i razlike u η između dva džeta, dok su na slikama 3.12 i 3.13 prikazani multipliciteti dodatnih leptona i b -džetova.



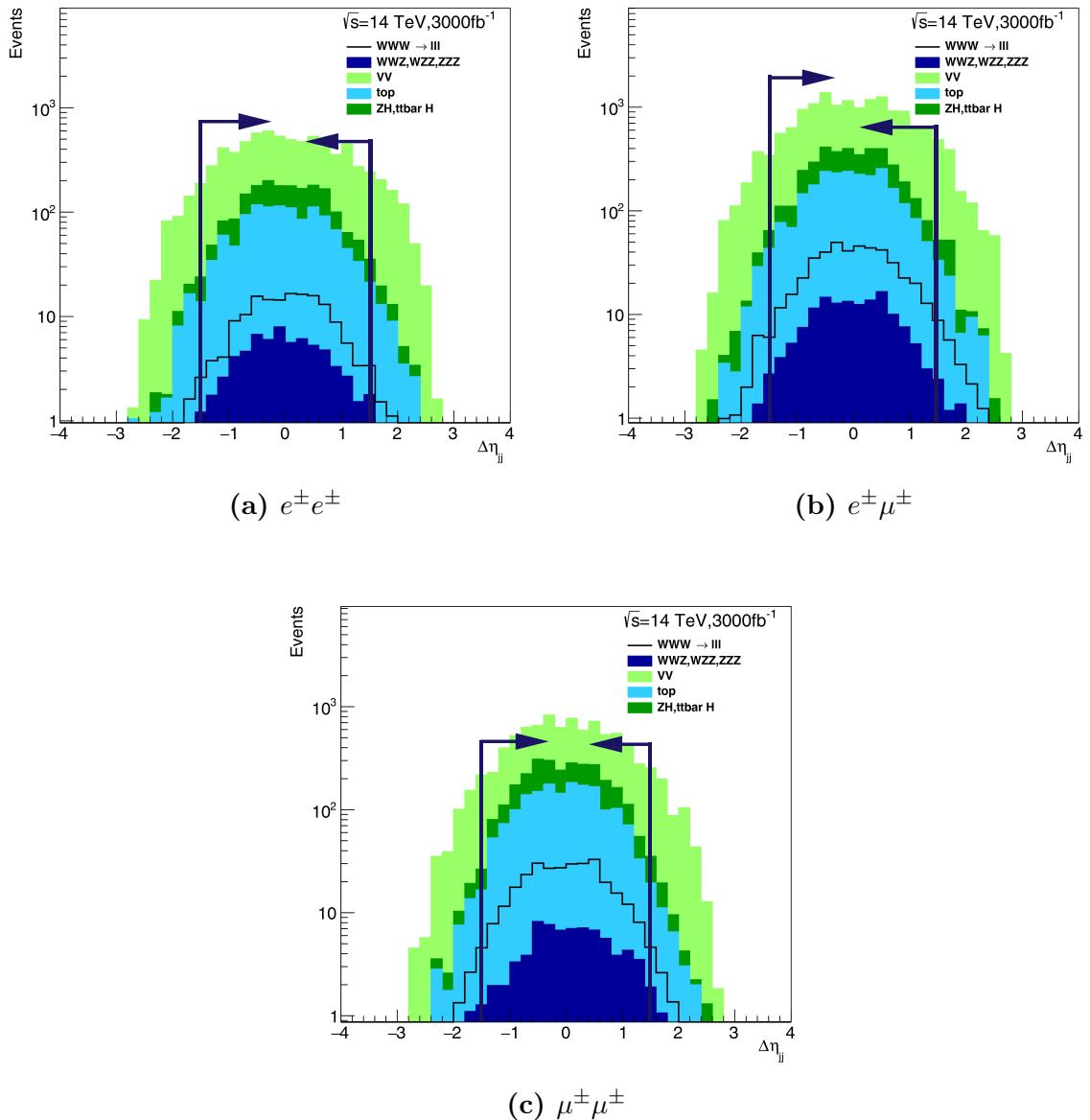
Slika 3.8: Vrednosti invarijantne mase za dileptonskog sistema, $m_{\ell\ell}$ dobijena iz Monte Karlo simulacija. Histogrami su prikazani pre korišćenja uslova, normirani na osnovu preseka za dati proces i prepostavljene integralne luminoznosti od 3000 fb^{-1} . Sa plavom strelicom označena gde je uslov primenjen. Kao što je strelica ilustruje, selektovani su događaji sa vrednostima veća od 40 GeV.



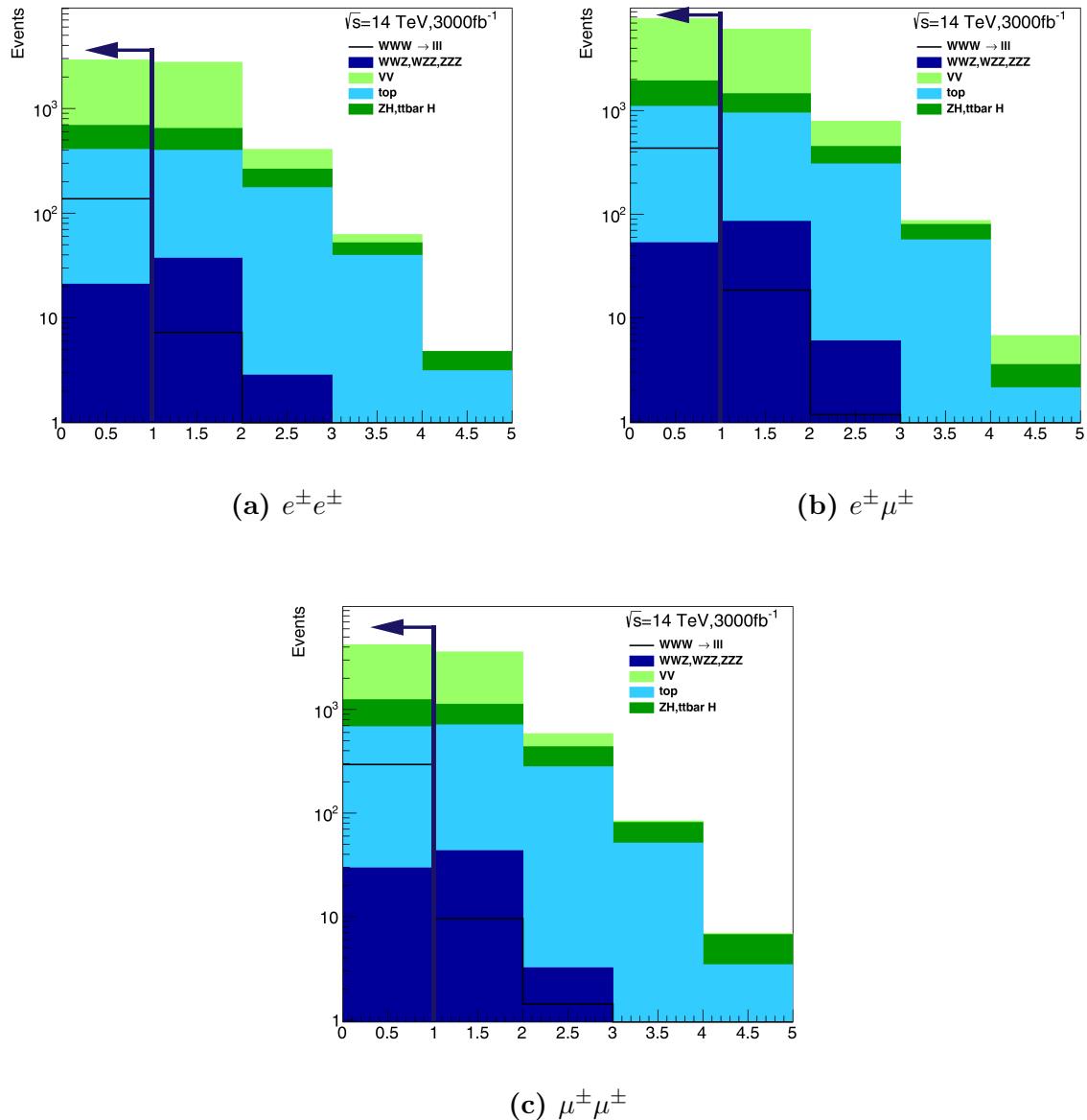
Slika 3.9: Vrednosti nedostajuće energije, E_T^{miss} dobijena iz Monte Karlo simulacija. Histogrami su prikazani pre korišćenja uslova, normirani na osnovu preseka za dati proces i prepostavljene integralne luminoznosti od 3000 fb^{-1} . Sa plavom strelicom označena gde je uslov primenjen. Selektovani su događaji sa vrednosti veći od 80 GeV.



Slika 3.10: Vrednosti invarijantne mase didžet sistema, m_{jj} , dobijena pomoću Monte Karlo simulacija. Rezultat je prikazan pre selekcionog uslova na vrednosti m_{jj} . Histogrami su normirani na osnovu preseka za dati proces i prepostavljene integralne luminoznosti od 3000 fb^{-1} . Sa plavom strelicom označena gde je histogram uslov primjenjen.

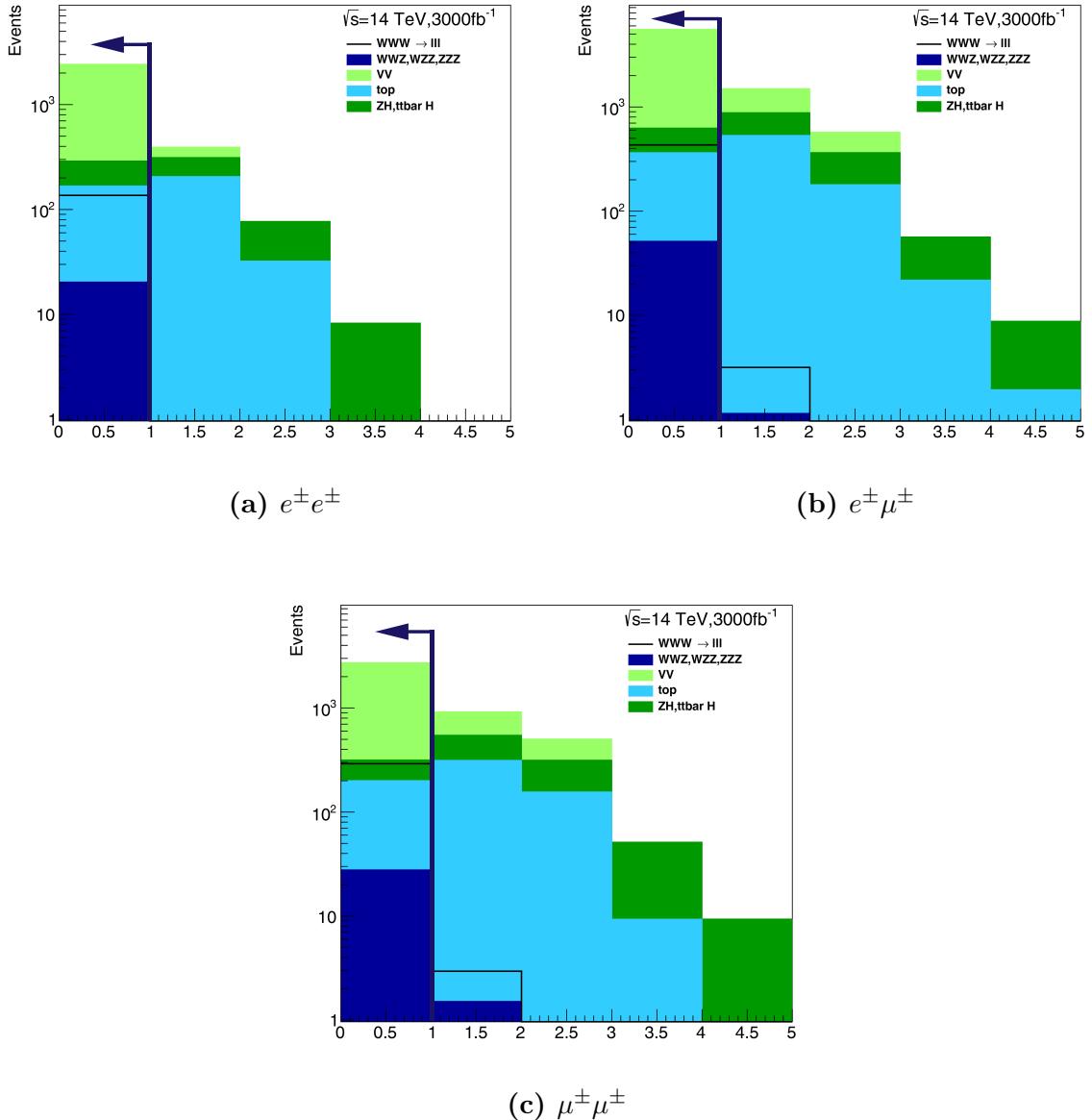


Slika 3.11: Vrednosti $\Delta\eta_{jj}$ dobijena pomoću Monte Karlo simulacija. Rezultat je prikazan pre selekcionog uslova na vrednosti $\Delta\eta_{jj}$. Histogrami su normirani na osnovu preseka za dati proces i prepostavljene integralne luminoznosti od 3000 fb^{-1} . Sa plavom strelicom označena gde je histogram uslov primenjen.



Slika 3.12: Multiplicitet dodatnih leptona u događaju. Dodatni leptoni treba da zadovoljavaju uslov $p_T > 6$ GeV i *loose* nivo identifikacije. Histogrami su normirani na osnovu preseka za dati proces i prepostavljene integralne luminoznosti od 3000 fb^{-1} .

Uslov je primenjen gde je to označena sa plavom strelicom.



Slika 3.13: Broj b -džetova dobijena iz Monte Karlo simulacije. Histogrami su normirani na osnovu preseka za dati proces i pretpostavljene integralne luminoznosti od 3000 fb^{-1} . selektovali su događaji bez b -džetova, kao što je označeno sa plavom strelicom.

U odnosu na [5] promenjeni su sledeći selekcioni uslovi.

- p_T leptona je povećan na $p_T > 30 \text{ GeV}$, $|\eta| < 4.0$ a nivo identifikacije je podignuta na *tight*, iz istih razloga kao i u selekciji $WWW \rightarrow \ell\nu\ell\nu\ell\nu$.
- $E_T^{miss} > 80 \text{ GeV}$ usled lošije rezolucije na *HL-LHC-u*. Uslov na E_T^{miss} je dodat i za $\mu^+ \mu^+$ kanal.
- Takođe su optimizovani selekcionih uslovi za m_{jj} , sa novim vrednostima $60 \text{ GeV} < m_{jj} < 120 \text{ GeV}$. Ova promena je povećava vrednost za statistički značaj signala, iako je efikasnost signala relativno mala.

- Odbacuju se događaji koji imaju dodatnih leptona, ali je uslov da ti leptoni zadovoljavaju makar *loose* nivo identifikacije, kao i da budu rekonstruisani u $|\eta| < 2.5$. Na ovaj način je minimizovana mogućnost da u treći lepton brojimo i *fake* leptone, pa je samim tim i sistematska neodređenost manja.

Uslovi na $|\Delta\eta_{jj}|$, $m_{\ell\ell}$ i multiplicitete b -džetova nisu menjani u odnosu na [5]. Finalni selekcioni uslovi su prikazani u tabeli 3.6.

Ovi selekcioni uslovi su bili optimizovani za slučaj kada je finalni produkti raspada su dva letona sa istim nanelektrisanjem. Nivo fonskih procesa u ovom kanalu je daleko veći od nivoa fonskih procesa u kanalu sa leptonima istog znaka. Rezultati su pokazali da ni sa optimizacijom selekcionih uslova nije moguće postići visok statistički značaj signala.

$\ell\nu\ell\nu qq$	$e^\pm e^\pm$	$e^\pm \mu^\pm$	$\mu^\pm \mu^\pm$
Leptoni	Tačno dva letona sa istim nanelektrisanjem i $p_T > 30$ GeV		
Džetovi	Najmanje 2 džeta sa $p_T > 30$ GeV i $ \eta < 2.5$		
$m_{\ell\ell}$	$m_{\ell\ell} > 40$ GeV		
E_T^{miss}	$E_T^{miss} > 80$ GeV		
m_{jj}	60 GeV $< m_{jj} < 120$ GeV		
$\Delta\eta_{jj}$	$ \Delta\eta_{jj} < 1.5$		
Z bozon veto	80 GeV $> m_{ee}$ $m_{ee} > 100$ GeV	-	-
Treći lepton veto	Nema trećeg <i>loose</i> letona sa $p_T > 6$ GeV i $ \eta < 2.5$		
b -džet veto	Nema b -džetova sa $p_T > 30$ GeV i $ \eta < 2.5$		

Tabela 3.6: Finalni selekcioni uslova za kanal $WWW \rightarrow 2\ell 2\nu 2j$.

4. Mogućnosti za detekciju WWW na HL-LHC

4.1 Rezultati u čisto leptonskom kanalu

U tabeli 4.1 sumarizovani su rezultati dobijeni za $WWW \rightarrow 3\ell 3\nu$ kanal.

Neodređenost na ukupan nivo fona se dobije kombinovanjem neodređenosti po svim grupama. Pretpostavili smo da je neodređenost na dibozonski presek $\pm 5\%$, računali smo $\pm 15\%$ neodređenost na fake-ove. Neodređenost za procese koji su vezani sa producijom Higs bozona, za procese koji vezani sa produkцију top kvarka, i za tribozonske procese iznosi $\pm 10\%$. Ovo vodi ukupnoj neodređenosti na nivou fona od 10% .

Kao što se vidi iz tabele 4.1, najveća vrednost statističkog značaja signala je kod grupe 0SFOS. Najveći deo fona dolazi od dibozona i od *fake* leptona. Kod grupe 1SFOS i 2 SFOS manja je vrednost statističkog značaj signala. Kod obe grupe najznačajniji fon ponovo dolazi od procesa vezani za produkciјu dibozona. Producija dibozona je ireducibilan fon jer ima istu topologiju kao i signal (ista kinematika, iste karakterističnih objekata). Statistički značaj signala u prvoj (0SFOS) kategoriji iznosi 5.08 standardnih devijacija (5.08σ).

	0SFOS	1SFOS	2SFOS
Signal:			
$WWW \rightarrow 3\ell 3\nu$	191.1	145.6	84.5
$WH \rightarrow 3\ell 3\nu$	120.8	97.5	56.1
Zajedno:	311.9	243.1	140.6
Fon:			
<i>Diboson</i>	208.1	3455	3712
$VH, t\bar{t}H$	27.2	63.9	12
<i>top</i>	63.3	54	60
<i>Triboson</i>	37.4	37.2	25.5
<i>fakes</i>	207.3	302.8	302.7
Zajedno:	543.3	3912.9	4111.27
Statistički značaj za 10% neodređenost fona	5.08	0.61	0.34

Tabela 4.1: Očekivani broj događaja signala i fona posle selekcija za kanal $WWW \rightarrow 3\ell 3\nu$ i $WH \rightarrow 3\ell 3\nu$ na $\sqrt{s} = 14$ TeV i za $\mathcal{L} = 3000 fb^{-1}$.

Selekcija:	0SFOS	1SFOS	2SFOS
Tačno 3 leptona:	7%	7%	7%
Trigger:	99%	99%	99%
E_T^{miss} :	100%	54%	62%
Masa dileptona istog tipa:	99%	100%	100%
Trilepton i E_T^{miss} ugao:	54%	55%	52%
Z veto	95%	75%	64%
Džet veto	90%	79%	89%
b -džet veto	100%	100%	100%
Apsolutna efikasnost:	0.77%	0.59%	0.34%

Tabela 4.2: Relativna efikasnost za selekciju za $WWW \rightarrow 3\ell 3\nu$.

U tabeli 4.2 se vidi efikasnost selekcije signala za sve selekcione uslove. Najveći deo signala smo izgubili na uslov vezano sa broj leptona. Drugi najjači uslov, kao što je veće rečeno potiče od ugla između trileptona i nedostajuće energije. Uslov za triger je $\approx 100\%$ efikasan. Uslovi vezani za invarijantnu masu dileptona, broj džetova, i broj b -džetova su efikasni, u tom smislu da se posle korišćenja tih selekcionih uslove preostaje najveći deo signala, ali će u većem meru smanjiti fona. Kod svih tri grupa, posle cele selekcije ostaje manje od 1% signala, odnosno apsolutna efikasnost selekcije je manja od 1%.

4.2 Rezultati u delimično leptonskom kanalu

Rezultati u delimično leptonskom kanali u slučaju kada su finalna stanja sadrži dva letona sa istim nanelektrisanjem, prikazani u tabeli 4.3. Statistički značaj signala ima najveću vrednost u trećoj grupu, ali to je dalje manje nego kod čisto leptonskom kanalu u slučaju 0SFOS. Prva i druga grupa ima manji statistički značaj od 1. I kod ove grupe najveći je dibozonski fon, a nakon njega nivo fona koji potiče od *fake*-ova, i procesa vezanih za top kvark. Tribozonki fon je mali.

Kao što je već rečeno, *fake*-ovi su procenjenje pomoću *UpgradeFunctions*, i samo primenjeni na elektrone. Zbog toga u trećoj grupi, fona koji potiče od *fake*-ova nema.

	$e^\pm e^\pm$	$e^\pm \mu^\pm$	$\mu^\pm \mu^\pm$
Signal:			
$WWW \rightarrow 2\ell 2\nu 2qq$	132.8	418.7	282.5
$WH \rightarrow 2\ell 2\nu 2qq$	3.6	13.2	9.1
Zajedno:	136.4	431.9	291.6
Fon:			
<i>Diboson</i>	2139.4	4953.2	2411
<i>VH, t̄H</i>	122.4	263	116
<i>top</i>	147.4	313.4	173
<i>Triboson</i>	20.4	51.5	27.9
<i>fakes</i>	416.7	458.3	-
Zajedno:	2846.3	6039.4	2727.7
Statistički značaj za 10% neodređenosti	0.47	0.71	1.04

Tabela 4.3: Očekivani broj događaja signala i fona posle selekcije za kanal $WWW \rightarrow 2\ell 2\nu 2j$ i $WH \rightarrow 2\ell 2\nu 2j$ kada leptoni imaju isto nanelektrisanje na $\sqrt{s} = 14$ TeV i za $\mathcal{L} = 3000 fb^{-1}$.

Selekcija:	$e^\pm e^\pm$	$e^\pm \mu^\pm$	$\mu^\pm \mu^\pm$
Tačno 2 letona sa istim nanelektrisanjem:	6%	15%	10%
Trigger:	100%	99%	99%
Prvi džet $p_T > 30$ GeV:	69%	70%	70%
$m_{\ell\ell} > 40$:	97%	96%	96%
E_T^{miss} :	60%	60%	60%
Masa didžet sistema:	30%	32%	32%
$\Delta\eta_{jj}$:	97%	96%	98%
Z bozon veto	91%	100%	100%
treći lepton veto:	95%	96%	96%
b -džet veto:	99%	99%	99%
Apsolutna efikasnost:	0.57%	1.8%	1.2%

Tabela 4.4: Relativna efikasnost za selekciju za $WWW \rightarrow 2\ell 2\nu 2j$ kada leptoni imaju isto nanelektrisanje.

U tabeli 4.4 su prikazani efikasnost selekciji za sve tri grupe. Drugi najjači selekcioni uslov, kao što je već rečeno, je uslov za invarijantnu masu didžet sistema. Posle tog uslova, preostalo samo 30% signala u sve tri grupe. Ostali uslovi, odnosno selekcija vezana sa broj džetova, trećeg letona, invarijantnu masu dilepton sistema, i za vrednosti $\Delta\eta$ su efikasni sa većom od 90% signala, ali će se značajno smanjiti fona.

I kod ovog kanala potreban je uslov, da bar jedan lepton bude trigerovan, i taj uslov zadovoljavaju skoro svih događaja.

U tabeli 4.5 su prikazani rezultati u delimično leptonskom kanalu, u slučaju kad su finalni produkti sadrže dva letona sa različitim nanelektrisanjem. Statistički značaj signala za 10% neodređenosti na fona je zanemarljiv u odnosu druge kanale. Efikasnost selekcija je slična sa prethodnim slučajem. Krajnji broj signala je oko dva puta veća nego u slučaju sa dva letona sa istim nanelektrisanjem, ali je fon oko deset puta veći. I ovde najveći deo fona čine ireducibilni dibozonski procesi. Ovaj kanal ima zanemarljiv doprinos u rezultatima.

Selekcija:	$e^\pm e^\mp$	$e^\pm \mu^\mp$	$\mu^\pm \mu^\mp$
Tačno 2 leptona sa različitim naelektrisanjem:	6%	14%	10%
Trigger:	100%	99%	99%
Prvi džet $p_T > 30$ GeV:	57%	61%	57%
$m_{\ell\ell} > 40$:	95%	95%	95%
E_T^{miss} :	60%	61%	64%
Masa didžet sistema:	26%	27%	27%
$\Delta\eta_{jj}$:	94%	98%	96%
Z bozon veto	88%	100%	100%
treći lepton veto:	91%	91%	86%
b -džet veto:	99%	99%	99%
Apsolutna efikasnost:	0.37%	1.2%	0.76%
Signal:	275.3	880.7	575.4
Fon:	31234.1	60479.5	158010
Statistički značaj za 10% neodređenosti fona:	0.09	0.15	0.04

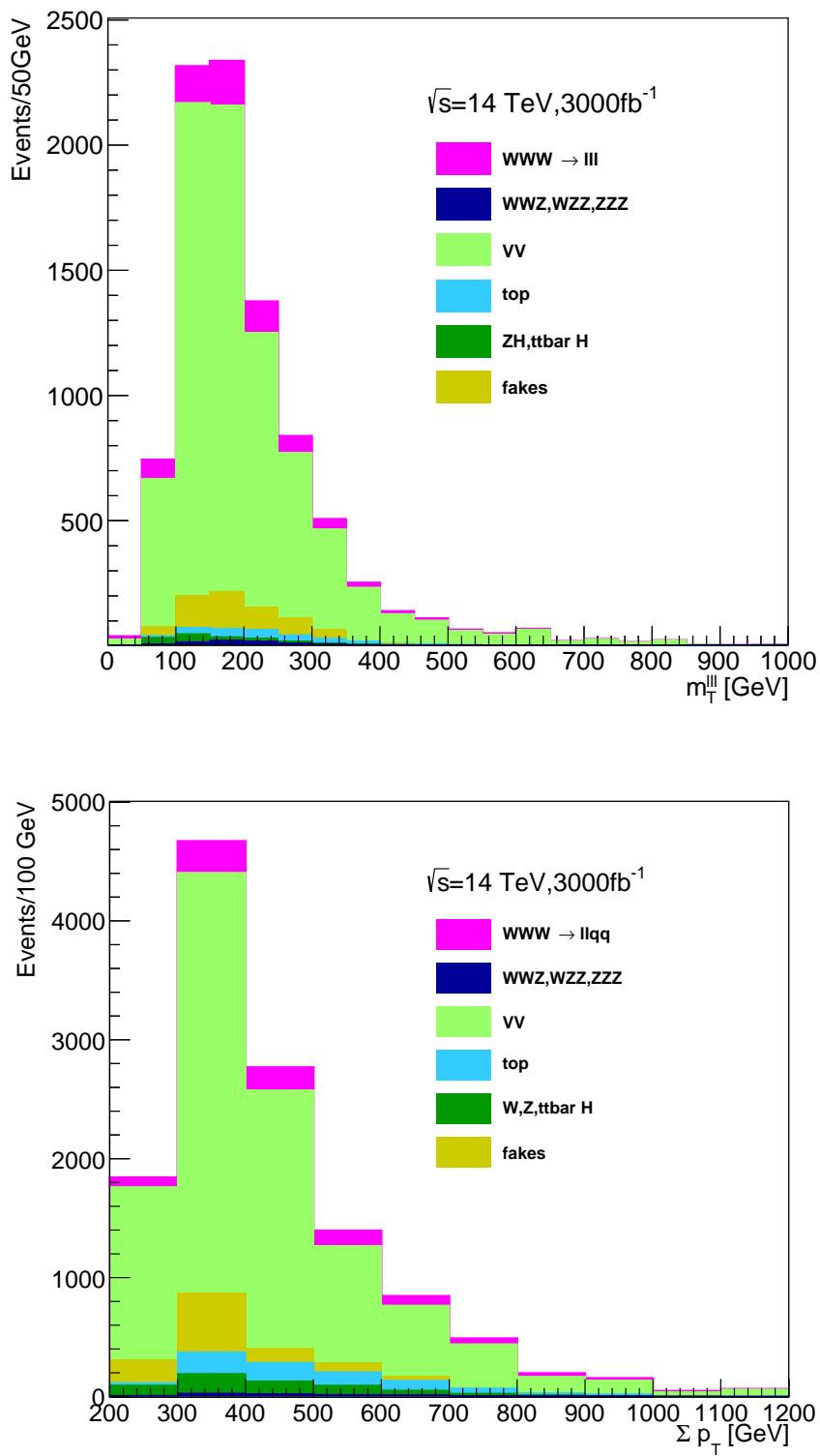
Tabela 4.5: Relativna efikasnost za selekciju za $WWW \rightarrow 2\ell 2\nu 2j$ kada su leptoni suprotno naelektrisani. Dat je ukupan broj događaja signala i fona za 3000fb^{-1} i statistički značaj signala za 10% neodređenosti na nivo fona.

Karakteristične raspodele u čisto leptonskom kanalu i kod kanala sa dva leptona posle svih selekcionih uslova su prikazanih na slici 4.1 U $WWW \rightarrow 3\ell 3\nu$ kanalu prikazana je raspodela transverzalne mase trileptona:

$$m_T = \sqrt{2p_T^{\ell\ell\ell} E_T^{miss} (1 - \cos(\phi^{3\ell} - \phi^{\vec{p}_T^{miss}}))}. \quad (4.1)$$

U kanalu sa džetovima prikazana je skalarna suma svih rekonstruisanih objekata:

$$\Sigma p_T = p_T^{\ell 1} + p_T^{\ell 2} + p_T^{j 1} + p_T^{j 2} + E_T^{miss}. \quad (4.2)$$



Slika 4.1: Raspodela trileptonske transverzalne mase u čisto leptonskom kanalu (gore), i skalarne sume rekonstruisanih objekata u kanalu sa dva leptona (dole) WWW produkcije na Velikom sudaraču hadrona. Rezultat je dobijen iz Monte Karlo simulacija. Histogrami su normirani na osnovu preseka za dati proces i prepostavljene integralne luminoznosti od 3000 fb^{-1} .

5. Zaključak

Izučavanje trostrukе produkcije W bozona ($W^\pm W^\mp W^\pm$) na hadronskim sudaračima omogućava testiranje neabelove gradijentne strukture Standardnog modela i postavljanje ograničenja na četvorostruka anomalna sprezanja gradijentnih bozona $WWWW$. Takođe, produkcija $W^\pm W^\mp W^\pm$ predstavlja važan fonski proces u potrazi za novim česticama, pre svega česticama supersimetrije.

U ovom radu su analizirane mogućnosti ATLAS detektora za detekciju $W^\pm W^\mp W^\pm$ produkcije na Velikom sudaraču hadrona visoke luminoznosti (*HL-LHC*) na energiji pp sudara $\sqrt{s} = 14$ TeV u sistemu centra mase, i sa podacima koji odgovaraju integralnoj luminoznosti od 3000 fb^{-1} . Za analizu su korišćene Monte Karlo simulacije signala i fona uz parametrizovanu simulaciju odziva detektora. Posmatrana su dva kanala raspada: čisto leptonski $W^\pm W^\mp W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu \ell^\mp \nu \ell^\pm \nu$ (pri čemu je $\ell = e, \mu$, a ν odgovarajući neutrino), kao i kanal sa dva leptona i bar dva hadronska džeta $W^\pm W^\mp W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu jj \ell^\pm \nu$, (gde j označava džet). Ovi kanali, uprkos malom faktoru grananja, imaju karakterističan eksperimentalni potpis koji čine tri nanelektrisana letona sa velikim p_T i nedostajuća transverzalna energija koja potiče od neutrina, odnosno dva letona istog znaka, nedostajuća transverzalna energija koja potiče od neutrina i prisustvo bar dva energična džeta. Sa druge strane nivo fona je relativno nizak, a dominantni fonski procesi koji imaju isti eksperimentalni potpis su VV i VVV produkcija ($V = W, Z$), $t\bar{t}$, VH i $t\bar{t}H$ ($V = Z, H$ je Higsov bozon, kao i eksperimentalni fon koji potiče od džetova pogrešno identifikovanih kao elektroni).

Analiza mogućnosti ATLAS detektora za izučavanje trostrukе produkcije W bozona pokazala je da je, sa relativno jednostavnim kinematičkim ograničenjima na leptone i džetove, u uslovima *HL-LHC*-a na ATLAS eksperimentu moguće izdvojiti ≈ 700 $W^\pm W^\mp W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu \ell^\mp \nu \ell^\pm \nu$, odnosno ≈ 850 događaja u $W^\pm W^\mp W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu jj \ell^\pm \nu$ kanalu. Statistički značaj signala je veći od 5σ prepostavljajući neodređenost nivoa fona od 10%. Na osnovu ovih rezultata može se zaključiti da će presek za produkciju $W^\pm W^\mp W^\pm$ moći da se izmeri sa relativnom statističkom greškom od 2.5%, te da će konačna preciznost izmerenog preseka značajno zavisiti od nivoa eksperimentalnih sistematskih neodređenosti detektora na *HL-LHC*-u: pre svega efikasnosti rekonstrukcije elektrona i miona, kao i rezolucije džetova i nedostajuće transverzalne energije.

6. Bibliografija

- [1] Dragan S. Popovic. *Teorija elektroslabih interakcija*. SFIN VIII(2) 1-78, Beograd, 1995.
- [2] Georges Aad et al. Evidence of $W\gamma\gamma$ Production in pp Collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV and Limits on Anomalous Quartic Gauge Couplings with the ATLAS Detector. *Phys. Rev. Lett.*, 115(3):031802, 2015.
- [3] Georges Aad et al. Measurements of $Z\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev.*, D93(11):112002, 2016.
- [4] CMS Collaboration. A Search for WWgamma and WZgamma production in pp Collisions at $\text{sqrt}(s) = 8$ TeV. (CMS-PAS-SMP-13-009), 2013.
- [5] Morad Aaboud et al. Search for triboson $W^\pm W^\pm W^\mp$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J.*, C77(3):141, 2017.
- [6] Luminosity results run2. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>.
- [7] The high-luminosity lhc. <https://cds.cern.ch/record/2114693>.
- [8] The hl-lhc project. <http://hilumilhc.web.cern.ch/about/hl-lhc-project>.
- [9] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003, 2008.
- [10] M Capeans, G Darbo, K Einsweiller, M Elsing, T Flick, M Garcia-Sciveres, C Gemme, H Pernegger, O Rohne, and R Vuillermet. ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report. Technical Report CERN-LHCC-2010-013. ATLAS-TDR-19, Sep 2010.
- [11] ATLAS Phase-II Upgrade Scoping Document. Technical Report CERN-LHCC-2015-020. LHCC-G-166, CERN, Geneva, Sep 2015.
- [12] ATLAS Collaboration. Letter of Intent for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Experiment. Technical Report CERN-LHCC-2012-022. LHCC-I-023, CERN, Geneva, Dec 2012. Draft version for comments.
- [13] Expected performance for an upgraded ATLAS detector at High-Luminosity LHC. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2016-026, CERN, Geneva, Oct 2016.
- [14] ATLAS Collaboration. Technical Design Report for the ATLAS Inner Tracker Strip Detector. Technical Report CERN-LHCC-2017-005. ATLAS-TDR-025, CERN, Geneva, Apr 2017.

- [15] The atlas high granularity timing detector for phase-ii upgrade. <https://indico.cern.ch/event/731927/>.
- [16] G. Aad et al. Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics. (SLAC-R-980, CERN-OPEN-2008-020), 2009.
- [17] ATLAS Collaboration. Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Muon Spectrometer. Technical Report CERN-LHCC-2017-017. ATLAS-TDR-026, CERN, Geneva, Sep 2017.
- [18] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The Anti- k_t Jet Clustering Algorithm. *JHEP*, 04:063, 2008.
- [19] Matteo Cacciari and Gavin P. Salam. Dispelling the N^3 Myth for the k_t Jet-Finder. *Phys. Lett.*, B 641:57, 2006.
- [20] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. *Comput. Phys. Commun.*, 178(CERN-LCGAPP-2007-04, LU-TP-07-28, FERMILAB-PUB-07-512-CD-T):852–867, 2008.
- [21] Stefan Gieseke, Alberto Ribon, Michael H Seymour, P. Stephens, and Bryan Webber. Herwig++ 1.0: An Event generator for e+ e- annihilation. *JHEP*, 02(CAVENDISH-HEP-03-19, CERN-TH-2003-265):005, 2004.
- [22] T. Gleisberg, Stefan Hoeche, F. Krauss, M. Schonherr, S. Schumann, F. Siegert, and J. Winter. Event generation with SHERPA 1.1. *JHEP*, 02(FERMILAB-PUB-08-477-T, SLAC-PUB-13420, ZU-TH-17-08, DCPT-08-138, IPPP-08-69, EDINBURGH-2008-30, MCNET-08-14):007, 2009.
- [23] S. Agostinelli et al. GEANT4: A Simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506(SLAC-PUB-9350, FERMILAB-PUB-03-339):250–303, 2003.
- [24] Performance assumptions based on full simulation for an upgraded ATLAS detector at a High-Luminosity LHC. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2013-009, CERN, Geneva, Sep 2013.
- [25] Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross, and Ofer Vitells. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. *Eur. Phys. J.*, C71:1554, 2011. [Erratum: Eur. Phys. J.C73,2501(2013)].
- [26] Stefano Frixione, Paolo Nason, and Carlo Oleari. Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method. *JHEP*, 11(BICOCCA-FT-07-9, GEF-TH-21-2007):070, 2007.
- [27] Upgrade performance functions. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/UpgradePerformanceFunctions>.
- [28] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10):100001, 2016.

Biografija



Evelin Bakoš rođena je 01. juna. 1994. u Senti. Završila Gimnaziju "Svetozar Marković" u Subotici kao đak generacije i sa nagradom "obećavajući talenat". 2013.godine upisala Fiziku, istraživački smer, na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu. Pripustvovala je na četiri Internacionalnih konferencijsko-predavačkih radova na kojima su predstavljene rezultati njenih istraživanja. Dobitnik je stipendije Ministarstva prosvete, kao i Mađarskog Nacionalnog Saveza. Master studije upisala 2017.godine na Katedri za nuklearnu fiziku na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu.

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije:

TD

Tip zapisa:

TZ

Vrsta rada:

VR

Autor:

AU

Mentor:

MN

Naslov rada:

NR

Jezik publikacije:

JP

Jezik izvoda:

JI

Zemlja publikovanja:

ZP

Uže geografsko područje:

UGP

Godina:

GO

Izdavač:

IZ

Mesto i adresa:

MA

Fizički opis rada:

FO

Naučna oblast:

NO

Naučna disciplina:

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči:

PO

UDK

Čuva se:

ČU

Važna napomena:

VN

Izvod:

IZ

Datum prihvatanja teme od NN veća:

DP

Datum obrane:

DO

Monografska dokumentacija

Tekstualni štampani materijal

Master rad

Evelin Bakoš

dr Nenad Vranješ i doc. dr Jovana Nikolov

Mogućnosti ATLAS eksperimenta za detekciju trostrukе produkcije W bozona

srpski (latinica)

srpski/engleski

Republika Srbija

Vojvodina

2018

Autorski reprint

Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

5 poglavља/48 strana/25 reference/12 tabele/ 21 slike

Fizika

Fizika elementarne čestice visoke energije

ATLAS eksperiment, tribozoni, WWW, HL-LHC

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

nema

Izučavane su mogućnosti za detekciju trostrukе produkcije W bozona na Velikom hadronskom sudaru visoke luminoznosti pomoću detektora ATLAS. Rezultati su dobijeni pretpostavljajući podatke koji odgovaraju integralnoj luminoznosti 3000 fb^{-1} na energiji protonskih sudara 14 TeV u sistemu centra mase. Posmatrana su dva kanala raspada $W^\pm W^\pm W^\mp \rightarrow l^\pm v l^\pm v l^\mp v$ i $W^\pm W^\pm W^\mp \rightarrow l^\pm v l^\pm v j j$, selekcijom događaja sa tačno tri nanelektrisana leptona, ili dva leptona istog nanelektrisanja zajedno sa bar dva energična džeta. Pokazano je da će biti moguće opservirati ovaj signal sa velikim statističkim značajem u kombinaciji oba navedena kanala.

Jun, 2018.

12.06.2018

Članovi komisije:

KO

Predsednik:

prof. dr Dušan Mrđa

član:

doc. dr Goran Štrbac

član:

dr Nenad Vranješ

član:

doc. dr Jovana Nikolov

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type:

DT

Monograph publication

Type of record:

TR

Textual printed material

Content code:

CC

Final paper

Author:

AU

Evelin Bakos

Mentor/comentor:

MN

dr Nenad Vranješ i doc dr Jovana Nikolov

Title:

TI

Prospects for the detection of WWW production with ATLAS

Language of text:

LT

Serbian (Latin)

Language of abstract:

LA

English

Country of publication:

CP

Republic of Serbia

Locality of publication:

LP

Vojvodina

Publication year:

PY

2017

Publisher:

PU

Author's reprint

Publication place:

PP

Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

Physical description:

PD

5 chapter/48 pages/25 references/12 tables/21 pictures

Scientific field:

SF

Physics

Scientific discipline:

SD

High energy particle physics

Subject/ Key words:

SKW

ATLAS experiment, tribosons, WWW, HL-LHC

UC

Holding data:

HD

Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

Note:

N

none

Abstract:

AB

Prospects for the detection of triboson $W^\pm W^\pm W^\mp$ production in two decay channels ($W^\pm W^\pm W^\mp \rightarrow l^\pm v l^\pm v l^\mp v$ and $W^\pm W^\pm W^\mp \rightarrow l_\pm v l_\pm v jj$) with the ATLAS detector at the High-Luminosity Large Hadron Collider are presented.

Results are obtained assuming an integrated luminosity of 3000 fb^{-1} at a centre-of-mass energy for proton-proton collisions of 14 TeV. Events with exactly three charged leptons, or two leptons with the same electric charge in association with two jets, are selected. It has been demonstrated that $W^\pm W^\pm W^\mp$ production can be observed with high statistical significance in the combination of both studied channels.

June, 2018.

Accepted by the Scientific Board:

ASB

Defended on:

12.06.2018.

DE

Thesis defend board:

DB

President:

prof. dr Dušan Mrđa

Member:

doc. dr Goran Štrbac

Member:

dr Nenad Vranješ

Member:

doc. dr Jovana Nikolov