SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Dinko Ferenček

Diplomski rad

PRODUKCIJA WZ BOZONA U proton-proton SUDARIMA NA $\sqrt{s} = 14$ TeV

Zagreb, 2006.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

SMJER: DIPL. INŽ. FIZIKE

Dinko Ferenček

Diplomski rad

PRODUKCIJA WZ BOZONA U proton-proton SUDARIMA NA $\sqrt{s} = 14$ TeV

Voditelj diplomskog rada: **Doc. dr. sc. Mirko Planinić**

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2006.

Ovaj je rad nastao u sklopu analize simulacije produkcije WZ bozona na CMS detektoru čiji su rezultati, između ostalog, uvršteni u "The CMS Physics Technical Design Report, Volume 2: Physics Performance" koji izdaje CMS kolaboracija.

Ovom bih se prilikom želio posebno zahvaliti doc. dr. Mirku Planiniću na voditeljstvu diplomskog rada i svoj pomoći oko odabira teme. Posebno bih se zahvalio i dr. Vuki Brigljeviću s Instituta "Ruđer Bošković" na originalnom prijedlogu teme i bez čije nesebične pomoći ovaj rad ne bi bio moguć. Također bih se zahvalio Ministarstvu znanosti, obrazovanja i športa na financiranju mojeg boravka na ljetnoj školi "The CERN Summer Student Programme" koja je poslužila kao svojevrstan uvod u temu diplomskog rad.

Na kraju bih se zahvalio svojoj obitelji, djevojci i prijateljima na njihovoj podršci tijekom cijelog dodiplomskog studija čiji je vrhunac, ali i završetak upravo ovaj diplomski rad.

Sadržaj

1 Uvod **1**

2 Elektroslabi sektor Standardnog modela **2**
2.1 Baždarni princip . . . 2
2.2 Teorija elektroslabog ujedinjenja . . . 5
2.3 Vezanje baždarnih bozona . . . 9
2.4 Dosadašnji eksperimentalni rezultati . . . 10

3 CMS detektor **11**
3.1 Koordinatne i mjerne konvencije . . . 12
3.2 Dijelovi CMS detektora . . . 12
3.3 Zahtjevi na detektor . . . 16
3.4 Simulacija CMS detektora . . . 16

4 Signal i pozadina **17**
4.1 Definicija i generiranje signala . . . 17
4.1.1 Monte Carlo generatori . . . 17
4.1.2 Definicija i karakteristike signala . . . 17
4.2 Definicija i generiranje pozadine . . . 22

5 Analiza **24**
5.1 Rekonstrukcija . . . 24
5.1.1 Rekonstrukcija i identifikacija leptona . . . 24
5.1.2 Rekonstrukcija mlazova i nedostajuće energije . . . 25
5.2 Selekcija . . . 26
5.2.1 Selekcija WZ događaja . . . 26
5.2.2 Efikasnost selekcije sustava za okidanje . . . 31
5.3 Rezultati . . . 32
5.3.1 Procjena nepouzdanosti rezultata . . . 35

6 Zaključak **41**

Dodaci

A Kiralna fermionska stanja **42**

B Pseudorapiditet i transverzalni impuls **44**
B.1 Pseudorapiditet . . . 44
B.2 Transverzalni impuls . . . 46

C Efikasnost selekcije **47**

Poglavlje 1

Uvod

Početkom rada LHC* sudarivača započet će novo poglavlje istraživanja u fizici visokih energija. Sudari protona odvijat će se na $\sqrt{s} = 14$ TeV† što će biti najviša dotad ostvarena energija. Na tako visokim energijama, pored potencijala za otkrivanje novih fizikalnih fenomena, pruža se prilika za iscrpno testiranje konzistentnosti Standardnog modela i njegovog elektroslabog sektora. Jedan od važnih aspekata elektroslabog sektora Standardnog modela je međusobna interakcija baždarnih bozona prijenosnika elektromagnetske i slabe interakcije. Proces produkcije para W i Z bozona u pp sudarima osjetljiv je na njihovo međusobno vezanje i mjerenje njegovog udarnog presjeka direktan je uvid u valjanost predviđanja Standardnog modela i njegove baždarne strukture. Ukoliko energije dostupne na LHC-u neće biti dovoljne za direktno opažanje novih fizikalnih fenomena, svako značajnije odstupanje udarnog presjeka za produkciju para W i Z bozona od vrijednosti predviđenih Standardnim modelom smatrat će se indirektnom naznakom "nove fizike".

Tema ovog rada je proučavanje mogućnosti mjerenja udarnog presjeka za produkciju para W i Z bozona na CMS‡ detektoru u uvjetima pp sudara na LHC sudarivaču. U tu je svrhu izvršena puna simulacija CMS detektora i procesa koji će se odvijati u pp sudarima. U radu će biti prezentirane *opservable* na osnovu kojih se navedeni proces može uspješno identificirati. Dodatno je proučavana *pozadina* za navedeni proces i načini na koje ju se može maksimalno odbaciti uz minimalan utjecaj na *signal*. U radu će također biti prezentiran skup varijabli koje učinkovito izdvajaju signal i odbacuju pozadinu.

Struktura rada je sljedeća: u Poglavlju 2 dan je kratak pregled dijelova Standardnog modela važnih za ovaj rad; u Poglavlju 3 je ukratko opisan CMS detektor, njegove karakteristike i način na koji je simuliran; u Poglavlju 4 je detaljno opisan signal i kako ga identificirati, također je opisana pozadina i navedeni su generatori događaja korišteni za njihovo generiranje; u Poglavlju 5 opisan je način rekonstrukcije pojedinih elemenata nužnih u rekonstrukciji cijelog događaja, opisana je selekcija signalnih događaja, prezentirane su varijable na osnovu kojih se može dodatno izdvojiti signal te su dani konačni rezultati i procjena njihove nepouzdanosti; u Poglavlju 6 dan je kratak zaključak i osvrt na dobivene rezultate.

*Large Hadron Collider

†s je Mandelstamova varijabla definirana kao $s = (p_1 + p_2)^2$ gdje su p_1 i p_2 impulsi dviju ulaznih čestica u procesu. U sustavu mirovanja tih dviju čestica $\sqrt{s}$ jednak je njihovoj ukupnoj energiji.

‡Compact Muon Solenoid

Poglavlje 2

Elektroslabi sektor Standardnog modela

Prema dosadašnjim spoznajama temeljni gradivni elementi materije su *fermioni* spina 1/2 koji se dijele na kvarkove i leptone, a dolaze u 3 generacije. Prvu generaciju čine elektron (e^-), elektronski neutrino (ν_e) te u i d kvark, drugu mion (μ), mionski neutrino (ν_μ) te c i s kvark dok treću generaciju čine τ lepton, τ neutrino (ν_τ) te t i b kvark. Razlika između navedenih generacija su mase čestica koje se nalaze u pojedinoj generaciji pa su tako čestice u trećoj generaciji najmasivnije. Za svaku navedenu česticu postoji i odgovarajuća joj antičestica sa svim aditivnim kvantnim brojevima (nabojem, bojom,...) suprotnog predznaka. Važno je istaknuti da je sva materija koja nas okružuje izgrađena samo od čestica iz prve generacije, ali ne i pripadnih antičestica.

Teorijski okvir unutar kojeg su opisane prethodno spomenute čestice i njihove interakcije naziva se Standardni model [1]. Temelji se na kvantnoj teoriji polja te je stoga konzistentan s kvantnom mehanikom i specijalnom teorijom relativnosti. Od temeljnih interakcija između čestica materije opisuje *elektromagnetsku*, *slabu* i *jaku* interakciju. Elektromagnetsku i slabu interakciju ujedinjuje u jednu *elektroslabu* interakciju, ali ne opisuje *gravitacijsku* interakciju što je jedan od razloga zašto ga se smatra nepotpunom teorijom. Interakcije između čestica materije odvijaju se izmjenom *bozona*, čestica cjelobrojnog spina. U teoriju se uvode interakcije pomoću baždarnog principa detaljnije objašnjenog u sljedećem odjeljku. Svakoj interakciji odgovara određena baždarna transformacija bazirana na odgovarajućoj grupi simetrije dok su sve čestice materije raspoređene u odgovarajuće multiplete u odnosu na pojedinu grupu simetrije. Za svaku interakciju postoji onoliko baždarnih polja prijenosnika sile koliko ima generatora grupe simetrije koja odgovara toj intertakciji. Čestice unutar određenog multipleta mogu odgovarajućom interakcijom prelaziti u bilo koju drugu česticu unutar istog multipleta.

2.1 Baždarni princip

Kao što je već spomenuto, elementarne čestice materije su fermioni spina 1/2 i kao takvi moraju biti opisani Diracovim lagrangianom

$$\mathcal{L} = \overline{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi, \tag{2.1}$$

iz kojeg onda slijedi Diracova jednadžba za fermionska polja ψ i $\overline{\psi}$. Diracov lagrangian je invarijantan na globalnu $U(1)$ baždarnu transformaciju oblika

$$\psi(x)' = e^{-i\chi}\psi(x). \tag{2.2}$$

Fizikalno nema razloga da fermionsko polje mora imati globalno zadanu fazu već se želi neovisnost fizikalnih zakona o tome koja se faza, odnosno baždarenje odabere. Zato se želi postići invarijantnost lagrangiana na lokalnu baždarnu transformaciju, tj. na transformaciju oblika

$$\psi(x)' = e^{-i\chi(x)}\psi(x), \tag{2.3}$$

gdje parametar transformacije χ postaje funkcija prostornovremenskih koordinata $\chi(x)$. Da bi gornji lagrangian bio invarijantan i na lokalnu baždarnu transformaciju, potrebno je uvesti baždarno polje $B_\mu(x)$ koje se istovremeno transformira kao

$$B_\mu(x)' = B_\mu(x) + \frac{1}{g}\partial_\mu\chi(x), \tag{2.4}$$

a umjesto derivacije ∂_μ kovarijantnu derivaciju D_μ definiranu kao

$$D_\mu = \partial_\mu + igB_\mu(x). \tag{2.5}$$

D_μ se transformira kao i spinor $\psi(x)$, tj.

$$D'_\mu\psi(x)' = e^{-i\chi(x)}(D_\mu\psi(x)). \tag{2.6}$$

Osim što je Diracov lagrangian sada invarijantan na lokalnu baždarnu transformaciju, dodatno smo uveli interakciju oblika $g(\overline{\psi}\gamma^\mu\psi)B_\mu$ gdje je g jakost takve interakcije. Da bi u potpunosti opisali sve elemente teorije, puni lagrangian mora uključivati i kinetički član za baždarno polje B_μ pa sada glasi

$$\mathcal{L} = \overline{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \tag{2.7}$$

gdje je $F^{\mu\nu}$ antisimetričan tenzor jakosti baždarnog polja definiran kao

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu, \tag{2.8}$$

i invarijantan je na transformaciju (2.4). Važno je uočiti da u gornjem lagrangianu nema člana mase $-\frac{1}{2}m_B^2 B^\mu B_\mu$ koji bi narušavao baždarnu invarijantnost pa proizlazi da je nužan uvjet za baždarnu invarijantnost da baždarno polje $B_\mu(x)$ bude bezmaseno. Upravo opisani primjer interakcije koja je posljedica lokalne $U(1)$ baždarne invarijantnosti odgovarao bi elektromagnetskoj interakciji.

U prirodi postoje i interakcije u kojima čestice jedne vrste prelazi u čestice druge vrste pa za opis takvih interakcija nije dovoljna samo fazna transformacija (2.3). Za takve je interakcije potrebno uvesti poopćenu $SU(n)$ transformaciju fermionskih multipleta oblika

$$\psi(x)'_i = \Omega_{ij}\psi(x)_j, \tag{2.9}$$

gdje je $\psi(x)_i$ i-ta komponenta nekog fermionskog multipleta

$$\psi^\tau(x) = (\psi(x)_1, \psi(x)_2, \ldots, \psi(x)_n), \tag{2.10}$$

a transformacija Ω je funkcija prostornovremenskih koordinata, definirana kao

$$\Omega_{ij}(x) = (e^{-i\theta^a(x)\tau^a})_{ij}, \tag{2.11}$$

gdje su $\theta^a(x)$ proizvoljne skalarne funkcije prostornovremenskih koordinata. τ^a su generatori $SU(n)$ grupe transformacija čiji je Ω element i za njih vrijedi

$$\left[\tau^a, \tau^b\right] = if^{abc}\tau^c, \tag{2.12}$$

gdje su f^{abc} strukturne konstante $SU(n)$ grupe. Transformacija (2.11) je neabelova lokalna baždarna transformacija gdje se pojam neabelova odnosi na činjenicu da generatori, a samim time i elementi takve grupe transformacija ne komutiraju. Prethodno promatrani primjer lokalne $U(1)$ baždarne transformacije je primjer abelove grupe transformacija budući da elementi grupe $U(1)$ međusobno komutiraju. Kako bi Diracov lagrangian za ovakav multiplet bio invarijantan na lokalnu neabelovu baždarnu transformaciju (2.11), ponovno se uvodi kovarijantna derivacija D_μ koja je ovaj put definirana kao

$$D_\mu = \partial_\mu + ig\tau^a B^a_\mu(x), \tag{2.13}$$

gdje su $B^a_\mu(x)$ baždarna polja kojih sada ima onoliko koliko i generatora grupe transformacija. Da bi i dalje vrijedila transformacija

$$D'_\mu\psi(x)' = e^{-i\theta^a(x)\tau^a}(D_\mu\psi(x)), \tag{2.14}$$

$B^a_\mu(x)$ se moraju transformirati kao

$$B^a_\mu(x)' = B^a_\mu(x) + \frac{1}{g}\partial_\mu\theta^a(x) + f^{abc}\theta^b(x)B^c_\mu(x). \tag{2.15}$$

Puni lagrangian sada mora sadržavati kinetičke članove za sva baždarna polja te glasi

$$\mathcal{L} = \overline{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{a\mu\nu}, \tag{2.16}$$

gdje je $F^a_{\mu\nu}$ definiran kao

$$F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu B^a_\nu - \partial_\nu B^a_\mu - gf^{abc}B^b_\mu B^c_\nu, \tag{2.17}$$

tj. nešto drugačije nego u izrazu (2.8) kako bi kinetički član za baždarna polja i dalje bio invarijantan na transformaciju baždarnih polja (2.15). Kao i ranije, nužan uvjet za baždarnu invarijantnost je da polja $B^a_\mu(x)$ budu bezmasena.

Primjer za interakciju koja je posljedica lokalne $SU(n)$ baždarne transformacije je jaka interakcija kojoj odgovara $SU(3)_C$ grupa transformacija gdje C označava *boju*, naboj jake interakcije. $SU(3)$ grupa ima 8 generatora pa stoga postoji i 8 bezmasenih gluona, prijenosnika jake sile. Kvarkovi su u odnosu na $SU(3)_C$ grupu raspoređeni u triplete i jedino oni međudjeluju jakom interakcijom. Leptoni su singleti u odnosu na $SU(3)_C$ grupu jer ne posjeduju boju.

2.2 Teorija elektroslabog ujedinjenja

Standardni model elektromagnetsku i slabu interakciju prikazuje samo kao različite komponente jedne baždarne teorije; u ovom slučaju radi se o baždarnoj teoriji baziranoj na $SU(2)_L \times U(1)_Y$ grupi simetrije [2]. Razlika u odnosu na $SU(3)_C$ teoriju jake interakcije je ta što su grupe $SU(2)_L$ i $U(1)_Y$ kiralne baždarne grupe, tj. različito transformiraju lijeve i desne kiralne projekcije fermionskih stanja (vidi Dodatak A). Tako su u odnosu na $SU(2)_L$ grupu *slabog izospina* lijeve projekcije nabijenih leptona i pripadnih im neutrina, kao i kvarkova gornjeg (u,c,t) i donjeg (d,s,b) tipa, stavljene u dublete koji se transformiraju kao

$$L(x)' = e^{-i\alpha^i(x)\frac{\tau^i}{2}} L(x), \tag{2.18}$$

gdje su $\frac{\tau^i}{2}$ $(i = 1, 2, 3)$ generatori grupe $SU(2)$ za koje su strukturne konstante u komutatoru (2.12) komponente antisimetričnog tenzora ε_{ijk}. $L(x)$ je za leptone definiran kao

$$L(x) = \begin{pmatrix} \nu_e(x) \\ e^-(x) \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu(x) \\ \mu^-(x) \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau(x) \\ \tau^-(x) \end{pmatrix}_L, \tag{2.19}$$

odnosno kao

$$L(x) = \begin{pmatrix} u(x) \\ d(x) \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c(x) \\ s(x) \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t(x) \\ b(x) \end{pmatrix}_L, \tag{2.20}$$

za kvarkove gdje je zanemareno njihovo miješanje*. Desne projekcije stanja svih fermiona su singleti u prostoru slabog izospina pa se ne transformiraju. $U(1)_Y$ grupa *slabog hipernaboja* također različito transformira fermionska stanja ovisno o vrsti čestice i kiralnoj projekciji pa tako za dublete imamo

$$L(x)' = e^{-i\beta(x)\frac{Y_L}{2}} L(x), \tag{2.21}$$

a za singlete

$$f_R(x)' = e^{-i\beta(x)\frac{Y_R}{2}} f_R(x), \tag{2.22}$$

gdje je $f_R(x)$ desna projekcija stanja za neki fermion. Za slabi hipernaboj Y vrijedi relacija

$$Y = 2(Q - T_3), \tag{2.23}$$

gdje je Q električni naboj, a T_3 svojstvena vrijednost treće komponente slabog izospina.

Važna novost koju donosi $SU(2)_L \times U(1)_Y$ baždarna transformacija odnosi se na masu fermiona opisanog Diracovim lagrangianom (2.1). Maseni član $-m\overline{\psi}\psi$ može se napisati preko kiralnih projekcija fermionskih stanja kao

$$-m\overline{\psi}\psi = -m(\overline{\psi}_R\psi_L + \overline{\psi}_L\psi_R), \tag{2.24}$$

a takav nije invarijantan na $SU(2)_L$ transformaciju. To znači da fermioni moraju biti bezmaseni ako želimo sačuvati baždarnu invarijantnost. Kovarijantna derivacija koja osigurava baždarnu invarijantnost lagrangiana definirana je za lijeve dublete kao

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_1\frac{Y_L}{2}B_\mu(x) + ig_2\frac{\tau^i}{2}W^i_\mu(x), \tag{2.25}$$

*Miješanje kvarkova omogućuje njihov prijelaz iz jedne generacije u drugu.

Tablica 2.1: Fermionska stanja Standardnog modela i neki od njihovih kvantnih brojeva

	T	T_3	Y	Q	Generacija 1	Generacija 2	Generacija 3
Leptoni	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	-1	0 -1	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$
	0	0	-2	-1	e_R	μ_R	τ_R
Kvarkovi	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	$1/3$	$2/3$ $-1/3$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$
	0	0	$4/3$	$2/3$	u_R	c_R	t_R
	0	0	$2/3$	$-1/3$	d_R	s_R	b_R

a za desne singlete kao

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_1 \frac{Y_R}{2} B_\mu(x), \tag{2.26}$$

gdje su $B_\mu(x)$ i $W^i_\mu(x)$ baždarna polja lokalnih $U(1)_Y$ i $SU(2)_L$ transformacija, a g_1 i g_2 jakosti vezanja tih polja. Polja $B_\mu(x)$ i $W^i_\mu(x)$ moraju slijediti transformacije

$$B_\mu(x)' = B_\mu(x) + \frac{1}{g_1}\partial_\mu \beta(x), \tag{2.27}$$

$$W^i_\mu(x)' = W^i_\mu(x) + \frac{1}{g_2}\partial_\mu \alpha^i(x) + \varepsilon_{ijk}\alpha^j(x) W^k_\mu(x). \tag{2.28}$$

Puni elektroslabi lagrangian sada glasi

$$\mathcal{L}_{\text{ew}} = \sum_L \overline{L} i\gamma^\mu D_\mu L + \sum_{f_R} \overline{f}_R i\gamma^\mu D_\mu f_R - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W^i_{\mu\nu} W^{i\mu\nu}, \tag{2.29}$$

gdje su tenzori $B_{\mu\nu}$ i $W^i_{\mu\nu}$ definirani kao

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \tag{2.30}$$

$$W^i_{\mu\nu} = \partial_\mu W^i_\nu - \partial_\nu W^i_\mu - g_2 \varepsilon_{ijk} W^j_\mu W^k_\nu. \tag{2.31}$$

Kako bi lagrangian (2.29) opisivao fizikalnu situaciju, u njemu između ostalog mora biti uključena i elektromagnetska interakcija. Lagrangian elektromagnetske interakcije za elektron naboja $-e$ glasi

$$\mathcal{L}_{\text{em int}} = e(\overline{\psi}\gamma^\mu\psi)A_\mu = e(\overline{\psi}_L\gamma^\mu\psi_L + \overline{\psi}_R\gamma^\mu\psi_R)A_\mu, \tag{2.32}$$

odnosno elektromagnetska interakcija ne razlikuje lijeve i desne projekcije elektronskih stanja. K tome, neutrini ne međudjeluju elektromagnetski pa slijedi da su fizikalna polja definirana kao [1]

$$W^\pm_\mu = \frac{W^1_\mu \mp i W^2_\mu}{\sqrt{2}}, \tag{2.33}$$

$$A_\mu = B_\mu \cos\theta_w + W^3_\mu \sin\theta_w, \tag{2.34}$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin\theta_w + W_\mu^3 \cos\theta_w, \tag{2.35}$$

odnosno linearne su kombinacije polja iz lagrangiana (2.29). Slabi kut miješanja θ_w određen je jakostima vezanja g_1 i g_2 kao $\tan\theta_w = g_1/g_2$ i slobodni je parametar Standardnog modela. Vrijednost mu se određuje eksperimentalno†, a veza između elektromagnetske jakosti vezanja e i jakosti g_1 i g_2 dana je kao $e = g_1\cos\theta_w = g_2\sin\theta_w$.

Sada je moguće članove iz lagrangiana (2.29) koji sadrže interakciju fermiona i baždarnih bozona napisati preko fizikalnih polja $W_\mu^\pm$, A_μ i Z_μ. Uvedemo li fermionska polja ψ_i gdje indeks i označava i-ti fermion, lagrangian elektroslabe interakcije moguće je napisati u kompaktnoj formi

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{ew int}} = &- e\sum_i q_i\overline{\psi}_i\gamma^\mu\psi_i A_\mu - \\ &- \frac{g_2}{2\sqrt{2}}\sum_i \overline{\psi}_i\gamma^\mu(1-\gamma^5)(\tau^+W_\mu^+ + \tau^-W_\mu^-)\psi_i - \\ &- \frac{g_2}{2\cos\theta_w}\sum_i \overline{\psi}_i\gamma^\mu(g_V^i - g_A^i\gamma^5)\psi_i Z_\mu,\end{aligned} \tag{2.36}$$

gdje je q_i naboj u jedinicama e, τ^+ i τ^- su operatori podizanja i spuštanja u prostoru slabog izospina, a vektorsko i aksijalno vektorsko vezanje definirani su kao

$$g_V^i = t_{3L}^i - 2q_i\sin^2\theta_w, \tag{2.37}$$

$$g_A^i = t_{3L}^i, \tag{2.38}$$

gdje je t_{3L}^i svojstvena vrijednost treće komponente slabog izospina. Interakcije opisane lagrangianom (2.36) prikazane su na Slici 2.1.

Ono što nedostaje dosadašnjem teorijskom opisu su mase $W^\pm$ i Z bozona te mase fermiona. Moguće rješenje je *Higgsov mehanizam* [3] kojim se *spontano lomi* $SU(2)_L \times U(1)_Y$ baždarna simetrija na $U(1)_{\text{em}}$ simetriju elektromagnetske interakcije i dolazi do generiranja potrebnih masa. U teorijski opis se uvode Higgsov $SU(2)$ dublet

$$\phi = \begin{pmatrix}\phi^+ \\ \phi^0\end{pmatrix}, \tag{2.39}$$

gdje su ϕ^+ i ϕ^0 kompleksna skalarna polja, i Higgsov potencijal

$$V(\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2, \tag{2.40}$$

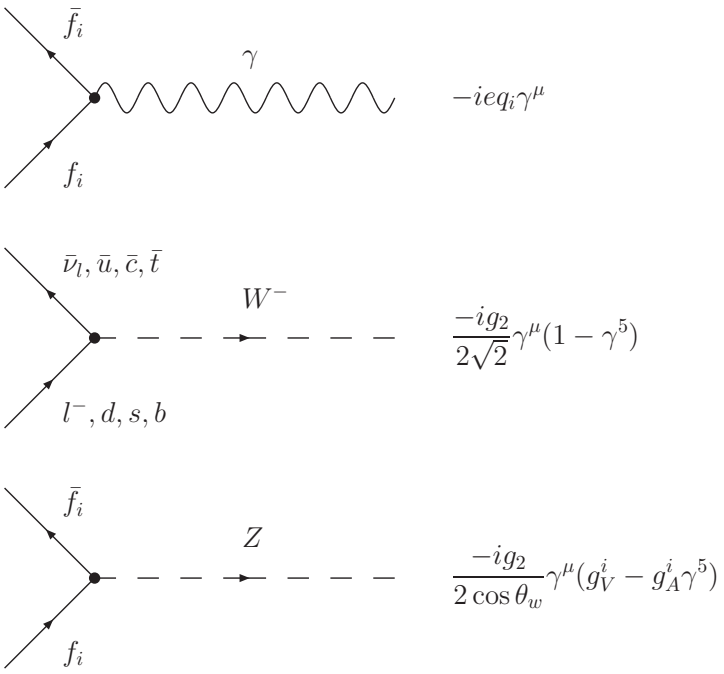
koji ima minimum za

$$\phi^\dagger\phi = \frac{-\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}, \tag{2.41}$$

i invarijantan je na lokalnu $SU(2)$ baždarnu transformaciju. U minimumu potencijala Higgsov dublet spontano poprima tzv. *vakuumsku očekivanu* vrijednost

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0 \\ v\end{pmatrix}, \tag{2.42}$$

†Eksperimentalno izmjerena vrijednost za slabi kut miješanja iznosi $\sin^2\theta_w \approx 0.23$.



Slika 2.1: Vrhovi koji opisuju interakciju fermiona i baždarnih bozona

koja sada narušava $SU(2)_L \times U(1)_Y$ baždarnu invarijantnost pa oko minimuma Higgsovo polje ima oblik

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \tag{2.43}$$

Uvođenjem kovarijantne derivacije (2.25) i polja (2.43) u lagrangian za Higgsov dublet

$$\mathcal{L}_\phi = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial_\mu \phi) - V(\phi), \tag{2.44}$$

dolazi do generiranja masa $W^\pm$ i Z bozona koje iznose

$$m_W = \frac{g_2 v}{2}, \tag{2.45}$$

$$m_Z = \frac{g_2 v}{2\cos\theta_w} = \frac{m_W}{\cos\theta_w}, \tag{2.46}$$

dok foton ostaje bezmasen. Prema *Goldstoneovom teoremu* [4] svako spontano lomljenje kontinuirane globalne simetrije za posljedicu ima pojavu jednog ili više bezmasenih *Goldstoneovih bozona* spina 0. Jedno takvo sponatno lomljenje globalne $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrije predstavlja vakuumska vrijednost Higgsovog dubleta (2.42). U teoriji invarijantnoj na lokalnu baždarnu transformaciju moguće je odgovarajućim izborom baždarenja nastale Goldstoneove bozone pretvoriti u treće polarizacijsko stanje bezmasenih baždarnih bozona, odnosno dati im masu. Međutim, vakuumska vrijednost Higgsovog dubleta (2.42) invarijantna je na određenu podgrupu $SU(2)_L \times U(1)_Y$ grupe transformacija. To znači da kontinuirana globalna simetrija određena tom podgrupom i dalje ostaje neslomljena, a baždarno polje povezano s njom ostaje bezmaseno. Generator Q te podgrupe definiran je kao

$$Q = \frac{\tau^3}{2} + \frac{Y}{2}, \tag{2.47}$$

odnosno linearna je kombinacija generatora $\frac{\tau^3}{2}$ i $\frac{Y}{2}$. Navedena linearna kombinacija generator je elektromagnetske $U(1)_{\text{em}}$ baždarne transformacije, a polje koje ostaje bezmaseno upravo je fotonsko polje.

Yukawinim vezanjem Higgsovog polja i polja fermiona generiraju se mase fermiona koje sada iznose

$$m_f = \frac{g_f v}{\sqrt{2}}, \tag{2.48}$$

gdje su jakosti Yukawinog vezanja g_f slobodni parametri Standardnog modela.

2.3 Vezanje baždarnih bozona

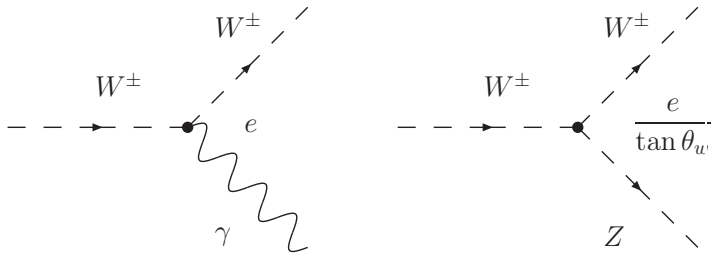
Za neabelove baždarne transformacije iz definicije tenzora jakosti polja (2.31) slijedi da kinetički član $-\frac{1}{4}W^i_{\mu\nu}W^{i\mu\nu}$ u lagrangianu (2.29) uvodi dodatne članove interakcije između baždarnih bozona

$$\mathcal{L}_{\text{GC}} = \frac{1}{2}g_2(\partial_\mu W^i_\nu - \partial_\nu W^i_\mu)\varepsilon_{ijk}W^{j\mu}W^{k\nu} - \frac{1}{4}g_2^2\varepsilon_{ijk}\varepsilon_{imn}W^j_\mu W^k_\nu W^{m\mu}W^{n\nu}, \tag{2.49}$$

gdje prvi član predstavlja trobozonsku, a drugi četverobozonsku interakciju, a GC je oznaka za baždarno vezanje (engl. *gauge coupling*). Za proces produkcije para W i Z bozona posebno je važno trobozonsko vezanje koje raspisano preko fizikalnih polja glasi

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{TGC}} &= \frac{1}{2}g_2(\partial_\mu W^i_\nu - \partial_\nu W^i_\mu)\varepsilon_{ijk}W^{j\mu}W^{k\nu} \\
&= \frac{1}{2}g_2\hat{W}^i_{\mu\nu}\varepsilon_{ijk}W^{j\mu}W^{k\nu} \\
&= g_2\hat{W}^i_{\mu\nu}\varepsilon_{ij3}W^{j\mu}W^{3\nu} + \frac{1}{2}g_2\hat{W}^3_{\mu\nu}\varepsilon_{3jk}W^{j\mu}W^{k\nu} \\
&= g_2\left[\hat{W}^1_{\mu\nu}W^{2\mu} - \hat{W}^2_{\mu\nu}W^{1\mu}\right]W^{3\nu} + \frac{1}{2}g_2\hat{W}^3_{\mu\nu}\left[W^{1\mu}W^{2\nu} - W^{2\mu}W^{1\nu}\right] \\
&= ig_2\left[\hat{W}^-_{\mu\nu}W^{+\mu} - \hat{W}^+_{\mu\nu}W^{-\mu}\right]W^{3\nu} + i\frac{1}{2}g_2\hat{W}^3_{\mu\nu}\left[W^{-\mu}W^{+\nu} - W^{+\mu}W^{-\nu}\right] \\
&= ig_2\left[\hat{W}^-_{\mu\nu}W^{+\mu} - \hat{W}^+_{\mu\nu}W^{-\mu}\right]W^{3\nu} + ig_2\hat{W}^3_{\mu\nu}W^{-\mu}W^{+\nu} \\
&= ig_2\sin\theta_w\left[\hat{W}^-_{\mu\nu}W^{+\mu} - \hat{W}^+_{\mu\nu}W^{-\mu}\right]A^\nu + ig_2\sin\theta_w\hat{A}_{\mu\nu}W^{-\mu}W^{+\nu} + \\
&\quad + ig_2\cos\theta_w\left[\hat{W}^-_{\mu\nu}W^{+\mu} - \hat{W}^+_{\mu\nu}W^{-\mu}\right]Z^\nu + ig_2\cos\theta_w\hat{Z}_{\mu\nu}W^{-\mu}W^{+\nu} \\
&= ie\left[\hat{W}^-_{\mu\nu}W^{+\mu} - \hat{W}^+_{\mu\nu}W^{-\mu}\right]A^\nu + ie\hat{A}_{\mu\nu}W^{-\mu}W^{+\nu} + \\
&\quad + i\frac{e}{\tan\theta_w}\left[\hat{W}^-_{\mu\nu}W^{+\mu} - \hat{W}^+_{\mu\nu}W^{-\mu}\right]Z^\nu + i\frac{e}{\tan\theta_w}\hat{Z}_{\mu\nu}W^{-\mu}W^{+\nu},
\end{aligned} \tag{2.50}$$

gdje je uvedena pokrata $\hat{V}_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$ za $V_\mu = W^\pm_\mu, Z_\mu, A_\mu$, a TGC je oznaka za trobaždarno vezanje (engl. *triple gauge coupling*). Prva dva člana predstavljaju vezanje fotona i W bozona očekivane jakosti e dok treći i četvrti član predstavljaju vezanje W i Z bozona jakosti $e/\tan\theta_w$. Za svaki od vrhova postoje dva doprinosa istih jakosti, ali različitih struktura. Upravo opisana vezanja s pripadnim jakostima prikazana su na Slici 2.2.



Slika 2.2: Trobaždarna vezanja i njihove jakosti

Lagrangian (2.50) nije najopćenitiji mogući Lorentz invarijantan opis trobaždarnog vezanja [5] nego samo dio koji je opisan Standardnim modelom. Postojanje dodatnih članova ili odstupanje od vrijednosti predviđenih Standardnim modelom može biti naznakom "nove fizike" za koju bi Standardni model bio tek efektivna niskoenergijska teorija.

2.4 Dosadašnji eksperimentalni rezultati

Vezanja baždarnih bozona proučavana su na LEP[‡] sudarivaču na CERN-u. Budući da se radi o elektron-pozitron sudarivaču, direktna produkcija para W i Z bozona u konačnom stanju preko dijagrama na Slikama 2.1 i 2.2 nije moguća. Vezanje baždarnih bozona je na LEP sudarivaču proučavano između ostalih i preko procesa $e^+e^- \to W^+W^-$ koji ima doprinos s-kanalne izmjene fotona i Z bozona. Budući da snopovi elektrona i pozitona nisu polarizirani, proces $e^+e^- \to W^+W^-$ je istodobno osjetljiv i na $W\gamma$ i na WZ vezanje, odnosno nije moguće odvojeno promatrati ta dva doprinosa. Z bozon se za razliku od fotona veže različitim jakostima na lijeve i desne kiralne projekcije fermionskih stanja i kada bi se snopovi elektrona i pozitrona mogli proizvoljno polarizirati, tada bi se moglo odvojeno promatrati proces $e^+e^- \to W^+W^-$ s leptonima u samo lijevim i samo desnim projekcijama stanja. U oba bi slučaja doprinos fotona bio jednak pa bi se usporedbom rezultata za ta dva slučaja mogao izdvojiti doprinos Z bozona. Na energijama dostupnim na LEP sudarivaču eksperimentalni rezultati [6] ne pokazuju značajnija odstupanja od predviđanja Standardnog modela.

Za razliku od elektron-pozitron sudarivača, na hadronskim je sudarivačima moguća direktna produkcija para W i Z bozona pod uvjetom da na raspolaganju imamo dovoljno energije. Na Tevatron ubrzivaču u sklopu Fermilab-a u $p\bar{p}$ sudarima na $\sqrt{s} \approx 2$ TeV moguće je direktno producirati par W i Z bozona pa tako CDF eksperiment opaža 3 kandidata za WZ plus ZZ produkciju i postavlja gornju granicu na vrijednost udarnog presjeka [7] dok D0 eksperiment opaža 3 kandidata za WZ produkciju i postavlja gornju granicu na vrijednost udarnog presjeka te granice na jakost WZ vezanja [8].

[‡]Large Electron-Positron Collider

Poglavlje 3

CMS detektor

CMS detektor samo je jedan od 4 detektora u sklopu LHC sudarivača smještenog na CERN-u. LHC sudarivač namijenjen je sudaranju protona i sudaranju *teških iona*. Glavna motivacija za njegovu konstrukciju bila je želja da se rasvijetli mehanizam spontanog lomljena elektroslabe simetrije i generiranja masa u Standardnom modelu za koji je Higgsov mehanizam glavni kandidat. Postoje i alternativni mehanizmi čija će se predviđanja također moći testirati, a zbog visokih energija koje će biti na raspolaganju, postoji nada u otkrića koja će pomoći usmjeriti sadašnja nastojanja prema *teorijama ujedinjenja*.

LHC sudarivač smješten je u isti kružni tunel duljine 27 km u kojemu se nalazio LEP sudarivač. U njemu će se paralelno ubrzavati u suprotnim smjerovima dva snopa čestica. Ti snopovi će se presjecati na mjestima gdje su postavljeni detektori i gdje će dolaziti do sudaranja čestica iz ta dva snopa. Svaki snop će se sastojati od određenog broja međusobno razmaknutih nakupina čestica. Sam LHC se sastoji od 1232 dipolna, 858 kvadrupolnih i 6208 korekcionih magneta te 8 radiofrekventnih šupljina po snopu za ubrzavanje čestica koje će energiju protona uvećavati za 0.5 MeV/okret. Ukupna potrošnja električne energije iznosit će 120 MW. Neki od parametara LHC suradivača važni za rad CMS detektora dani su u Tablici 3.1. Početak rada LHC sudarivača očekuje se u drugoj polovici 2007. godine kada će se uglavnom testirati rad sudarivača i detektora te vršiti njihova kalibracija. U 2008. godini očekuju se prva fizikalna mjerenja i *integrirani luminozitet** do 5 fb^{-1} dok se u sljedećih nekoliko godina rada na dizajniranom luminozitetu ($\mathcal{L} = 10^{34}$ cm^{-2}s^{-1}) očekuje ukupno 100-300 fb^{-1} integriranog luminoziteta.

Tablica 3.1: Neki od parametara LHC sudarivača važni za rad CMS detektora

Parametar		pp	teški ioni	
Energija po čestici	E	7	2.76	TeV
Dipolno polje na 7 TeV	B	8.33	8.33	T
Dizajnirani luminozitet	$\mathcal{L}$	10^{34}	10^{27}	cm^{-2}s^{-1}
Razmak između nakupina		25	100	ns
Broj nakupina	k_B	2808	592	
Broj čestica/nakupina	N_p	1.15×10^{11}	7.0×10^7	
Broj sudara/prolaz nakupina	n_c	≈ 20	–	

CMS je detektor opće namjene i njime će se pored pp sudara proučavati i sudari teških iona. Ukupni pp udarni presjek na $\sqrt{s} = 14$ TeV iznosi oko 100 mb što znači da će za dizaj-

*Integrirani luminozitet je vremenski integrirani luminozitet, odnosno definiran je kao $\int \mathcal{L} dt$.

nirani luminozitet detektor opažati oko 10^9 neeleastičnih procesa svake sekunde. Taj broj je prevelik za bilo kakvu vrstu analize pa je potrebno od tih 10^9 događaja/s selektirati oko 100 događaja/s koje se onda želi pohraniti i naknadno analizirati. Na dizajniranom luminozitetu će za svaki prolaz nakupina na jedan interesantan događaj dolaziti u prosjeku još 20 drugih neelastičnih procesa što znači da će svakih 25 ns iz područja interakcije izlaziti oko 1000 nabijenih čestica. U ovakvoj situaciji produkti promatranog procesa mogu biti zamijenjeni s produktima nekog drugog procesa. Ukoliko je vrijeme odziva detektorskih elemenata veće od 25 ns, tada problem postaje još veći. Kako bi se izbjegli problemi takvog *nakupljanja događaja* (engl. *pile-up*), potrebna je velika granularnost detektora s dobrom vremenskom rezolucijom što onda smanjuje zauzetost pojedinih detektorskih elemenata. To ujedno uvodi i vrlo veliki broj detektorskih kanala koje je potrebno očitati i koji moraju biti vrlo dobro sinkronizirani. Veliki tok čestica iz područja interakcije predstavlja visoku razinu zračenja pa detektori i prateća elektronika moraju biti otporni na takvo zračenje.

3.1 Koordinatne i mjerne konvencije

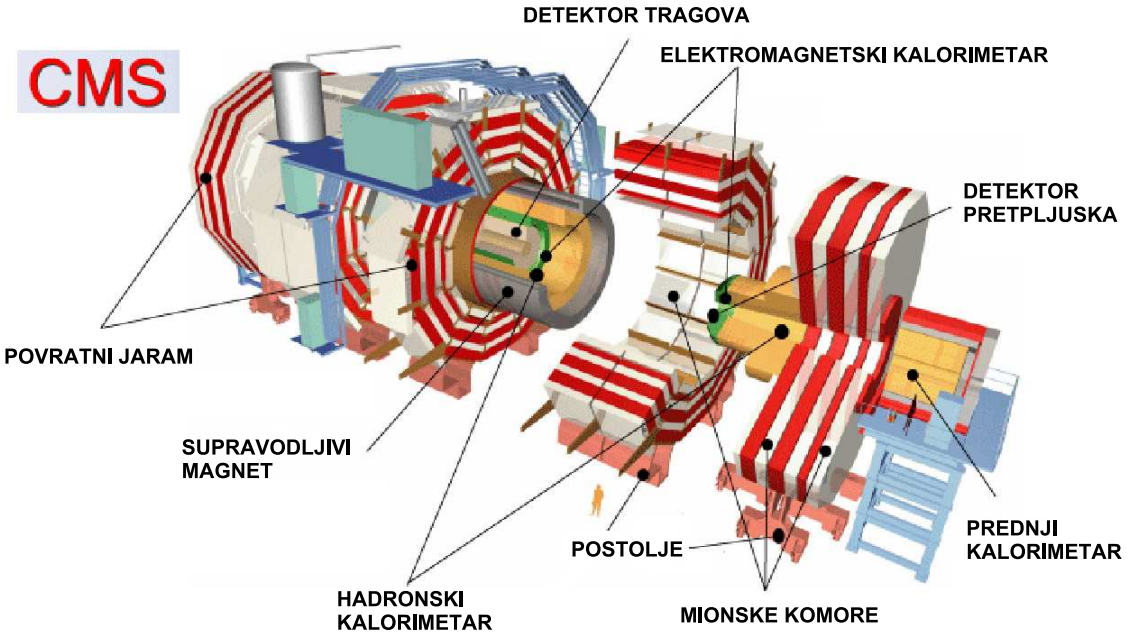
Koordinatni sustav koji se koristi za CMS detektor ima ishodište u nominalnoj točki interakcije unutar detektora. y-os koordinatnog sustava usmjerena je vertikalno prema gore, x-os prema središtu LHC prstena dok je z-os usmjerena duž snopa tako da se formira *desni koordinatni sustav*. Azimutalni kut ϕ mjeri se od x-osi u xy ravnini u radijanima i poprima vrijednosti u rasponu $-\pi < \phi \leq \pi$ dok se polarni kut θ mjeri od z-osi u radijanima i poprima vrijednosti u rasponu $0 \leq \theta \leq \pi$. Za opis čestica i njihovih putanja umjesto polarnog kuta θ koristi se *pseudorapiditet* η definiran kao $\eta = -\ln\tan(\theta/2)$ (vidi Dodatak B). Impuls i energija mjereni transverzalno na smjer snopa, p_{T} i E_{T} , računaju se stoga iz x i y komponenata (vidi Dodatak B). Neravnoteža u energiji izmjerenoj u transverzalnoj ravnini naziva se nedostajuća transverzalna energija i označava s $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$. Od ostalih veličina energija se mjeri u GeV, impuls u GeV/c, masa u GeV/c^2, vrijeme u ns, a udaljenost i položaj u cm.

3.2 Dijelovi CMS detektora

Glavni zahtjev koji je vodio dizajn CMS detektora je mogućnost preciznog mjerenja impulsa miona. Za to je potrebno jako magnetsko polje kako bi se postiglo dovoljno jako zakretanje putanja nabijenih čestica. Ako želimo da detektor bude kompaktan, nužna je upotreba supravodljivog magneta za generiranje dovoljno jakog magnetskog polja. Zahtjev za što manjom potrošnjom električne energije također diktira upotrebu supravodljivog magneta. CMS detektor i njegova izvedba prikazani su na Slici 3.1. Detektor je dugačak ukupno 21.6 m, ima promjer od 14.6 m i masu od 12500 t.

CMS detektor se sastoji od više zasebnih detektorskih podsustava koji su zaduženi za detekciju različitih produkata jednog događaja i čija se mjerenja zajedno koriste u njihovoj rekonstrukciji. Neki od važnih dijelova CMS detektora su [9]:

- **Detektor tragova** - Nalazi se u samom središtu detektora i služi za rekonstrukciju tragova nabijenih čestica. Volumen koji zauzima je cilindar dužine 5.8 m i promjera 2.6 m. Zbog visoke brojnosti tragova sustav se sastoji od 10 slojeva silicijskih



Slika 3.1: Izvedba CMS detektora i dijelovi od kojih je sastavljen. U podnožju detektora je u odgovarajućem mjerilu prikazan čovjek kao usporedba za veličinu detektora.

mikrotrakastih detektora (engl. *microstrip detector*) kako bi se postigla tražena granularnost i preciznost. Da bi se poboljšala preciznost mjerenja parametra udara tragova nabijenih čestica i položaja sekundarnih *vrhova interakcije*[†], u blizinu područja interakcije postavljena su još 3 sloja silicijskih *piksel detektora* (engl. *pixel detector*). Kako će se u jednom prolazu nakupina odvijati više neelastičnih procesa s vrhovima interakcije raspršenim duž z-osi u rasponu od oko 5 cm, vrlo je važno precizno odrediti njihove položaje. Na taj će se način moći razlikovati pojedine procese i njihove produkte.

- **Elektromagnetski kalorimetar** - Služi za detekciju čestica koje elektromagnetskim interakcijama u njemu deponiraju svu svoju energiju, posebice fotona i elektrona. Elektromagnetski kalorimetar okružuje detektor tragova s pokrivenošću u pseudorapiditetu do $|\eta| < 3.0$. Izgrađen je od kristala olovnog volframata ($PbWO_4$), a scintilacijsko svjetlo nastalo pri prolazu čestica detektirat će se pomoću silicijskih *lavinskih fotodioda* (engl. *avalanche photodiode* - APD) u središnjem (engl. *barrel*) dijelu detektora i pomoću *vakuumskih fototrioda* (engl. *vacuum phototriode* - VPT) u završnim (engl. *endcap*) dijelovima detektora. Detektor pretpljuska postavljen je ispred elektromagnetskog kalorimetra u završnim dijelovima detektora u svrhu razlučivanja neutralnih piona (π^0).

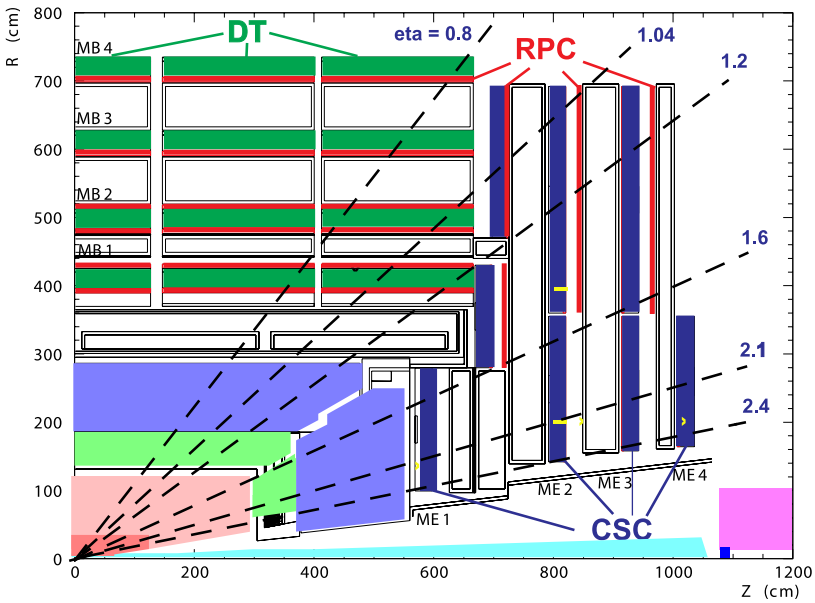
- **Hadronski kalorimetar** - Služi za detekciju hadrona, nabijenih i nenabijenih, koji u njemu deponiraju svu svoju energiju preostalu nakon prolaska kroz elektromagnetski kalorimetar. Hadronski kalorimetar okružuje elektromagnetski i izgrađen je od mjedi i scintilatora s pokrivenošću do $|\eta| < 3.0$. Scintilacijsko svjetlo se konvertira pomoću vlakana za *promjenu valne duljine* (engl. *wavelength-shifting* - WLS) pos-

[†]Vrh interakcije je točka u detektoru u kojoj se dogodio određeni neelastični proces i iz koje dolaze produkti tog procesa.

tavljenih u scintilatorske pločice i prenosi preko prozirnih vlakana do fotodetektora. Ulogu fotodetektora imaju *hibridne fotodiode* (engl. *hybrid photodiode* - HPD) koje mogu funkcionirati u jakom aksijalnom magnetskom polju. Pokrivenost u pseudorapiditetu do 5.0 osigurava prednji kalorimetar izgrađen od željeza i kvarcnih vlakana. Svjetlost emitirana u kvarcnim vlaknima detektira se pomoću fotomultiplikatora.

- **Magnet** - Glavni dio CMS detektora ukupne dužine 12.9 m i unutrašnjeg promjera 5.9 m u koji su smješteni detektor tragova, elektromagnetski i hadronski kalorimetar. Izgrađen je kao veliki solenoid od 2168 namotaja posebnog supravodljivog vodiča duljine 2.65 km. Kroz vodič prolazi struja od 19.5 kA koja generira polje od 4 T. Proizvedeno polje pohranjuje energiju od 2.7 GJ i zakreće putanje nabijenih čestica produciranih u sudarima čestica iz dva snopa.

- **Mionske komore** - Služe za detekciju miona koji prolaze kroz njih pri izlasku iz magneta i postavljene su unutar željeznog jarma. Željezni jaram okružuje magnet i kroz njega prolazi povratno magnetsko polje. Kao mionske komore koriste se 3 tipa plinskih detektora gdje odabir detektora ovisi o okolini u kojoj će se on nalaziti s obzirom na razinu zračenja i tok miona. Komore s *driftnim cijevima* (engl. *drift tube* - DT) koriste se u središnjem dijelu detektora, a *komore s katodnim trakama* (engl. *cathode strip chamber* - CSC) u završnim dijelovima detektora. *Komore s otpornim pločama* (engl. *resistive plate chamber* - RPC) koriste se i u središnjem i u završnim dijelovima detektora. Izvedba mionskih komora na CMS detektoru prikazana je na Slici 3.2.

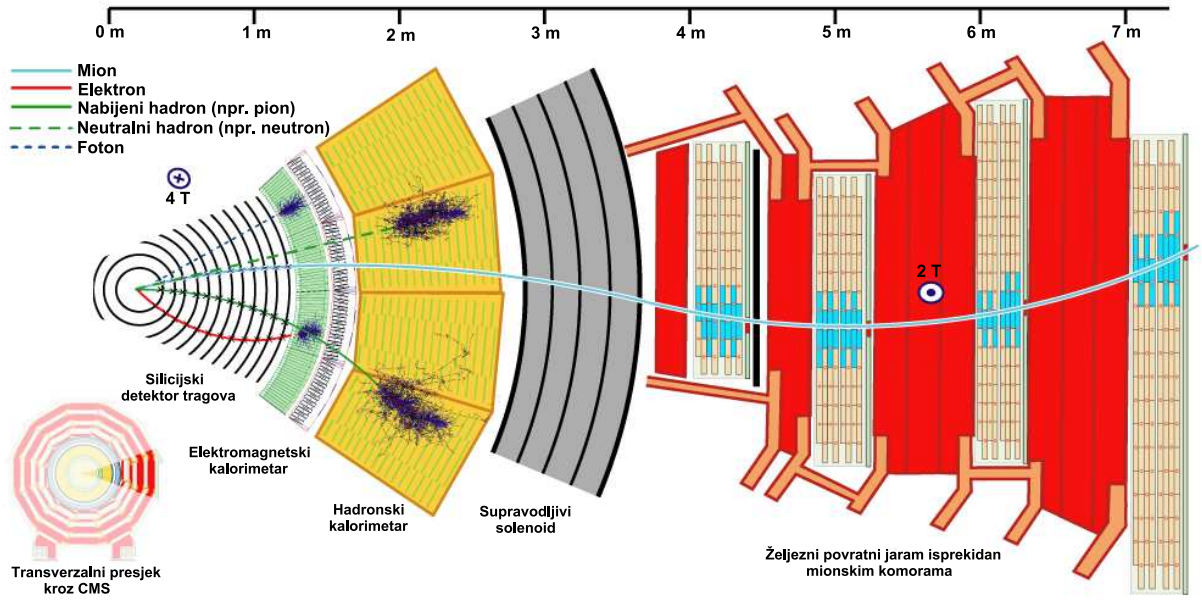


Slika 3.2: Izvedba mionskih komora prikazana na četvrtini longitudinalnog presjeka kroz CMS detektor. Označene su dimenzije u cm u radijalnom i z smjeru i pravci s pripadajućim vrijednostima pseudorapiditeta η.

- **Sustav za okidanje i prikupljanje podataka** - Zadatak ovog sustava je da od ukupnog broja događaja u CMS detektoru odabere one koji će se pohraniti za kasniju analizu. Budući da se očekuje oko 10^9 događaja/s, a pohraniti se želi

samo oko 100 događaja/s, ovaj sustav mora imati faktor odbacivanja veći od 10^6. Sustav se sastoji od 4 dijela: detektorske elektronike, L1 (engl. *Level-1*) okidačkih procesora (kalorimetarskih, mionskih i globalnih), mreže za očitavanje mjerenja i *online* HLT (engl. *High Level Triggers*) sustava koji se sastoje od farme procesora koja izvršava algoritme za filtriranje događaja. Prva L1 razina okidanja mora se izvršavati vrlo brzo ($\approx 1\ \mu$s) i koristi informacije smanjene rezolucije iz kalorimetara i mionskog sustava te određene korelacije između njih kako bi se odredila eventualna prisutnost fotona, elektrona, miona ili mlazova s E_{T} ili p_{T} iznad zadanog praga. Također se koriste i globalne sume E_{T} i $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$. Nakon L1 razine okidanja frekvencija događaja je smanjena na 100 kHz. Ukoliko događaj prođe L1 razinu okidanja, podaci visoke rezolucije, koji su za vrijeme L1 odlučivanja samo privremeno pohranjeni, prosljeđuju se višoj HLT razini okidanja. HLT razina okidanja koristi složenije algoritme za rekonstrukciju. Ukoliko je moguće, rekonstruiraju se samo određeni objekti i samo određeni dijelovi detektora kako bi utrošilo što manje vremena, a kvaliteta rekonstrukcije je vrlo blizu kvalitete konačne rekonstrukcije. Nakon HLT razine okidanja frekvencija događaja je smanjena na 100 Hz.

Redoslijed postavljanja pojedinih dijelova detektora mora biti takav da se najprije detektiraju čestice koje najjače interagiraju s materijalom detektora, a najkasnije one koje interagiraju najslabije. Ovaj zahtjev je zadovoljen za gore opisane dijelove CMS detektora i njihov redoslijed postavljanja. Detekcijski slijed za različite vrste čestica prikazan je u transverzalnom presjeku kroz CMS detektor na Slici 3.3.



Slika 3.3: Detekcijski slijed za različite vrste čestica u CMS detektoru. U detektoru tragova detektiraju se samo tragovi nabijenih čestica koji su označeni punom linijom. U elektromagnetskom kalorimetru energiju deponiraju sve nabijene čestice i fotoni dok u hadronskom kalorimetru energiju deponiraju svi hadroni. Unutar solenoida se zakreću samo putanje nabijenih čestica. Mioni prolaze kroz cijeli detektor pri čemu im se u magnetskom polju zakreću putanje.

3.3 Zahtjevi na detektor

Kao što je već spomenuto, na LHC sudarivaču će se moći proučavati široki spektar fizikalnih modela i njihovih predviđanja. Tako će se pored potrage za Higgsovim bozonom, između ostalog, tragati za *supersimetričnim* česticama, novim masivnim vektorskim bozonima i *ekstra dimenzijama*, dodatno će se testirati predviđanja Standardnog modela i njegova konzistentnost na visokim energijama te će se proučavati fizika teških iona. Fizika koja se želi proučavati na LHC sudarivaču postavlja pred CMS detektor neke generalne zahtjeve:

- Dobru identifikaciju miona i rezoluciju impulsa preko širokog raspona vrijednosti impulsa u području $|\eta| < 2.5$, dobru dvomionsku rezoluciju mase (≈ 1 % na 100 GeV/c^2) i mogućnost nedvosmislenog određivanja naboja miona s $p < 1$ TeV/c.

- Dobru rezoluciju impulsa za nabijene čestice i dobru efikasnost rekonstrukcije u unutrašnjem detektoru tragova. Efikasno okidanje i naknadno označavanje τ leptona i b-mlazova što zahtijeva prisutnost piksel detektora blizu područja interakcije.

- Dobru rezoluciju elektromagnetske energije, dobru dvofotonsku i dvoelektronsku rezoluciju mase (≈ 1 % na 100 GeV/c^2), široku geometrijsku pokrivenost ($|\eta| < 2.5$), mjerenje pravca fotona i ispravnu lokalizaciju primarne točke interakcije, odbacivanje neutralnih piona (π^0) i efikasno izoliranje fotona i leptona na visokom luminozitetu.

- Dobru $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ rezoluciju i dvomlaznu rezoluciju mase što zahtijeva hadronski kalorimetar sa širokom hermetičnom geometrijskom pokrivenošću ($|\eta| < 2.5$) i finom lateralnom segmentacijom ($\Delta\eta \times \Delta\phi < 0.1 \times 0.1$).

3.4 Simulacija CMS detektora

Simulaciji detektora prethodi generiranje čestica produciranih u sudarima unutar detektora. Za to se koriste Monte Carlo generatori događaja o čemu će više riječi biti u sljedećem poglavlju. Tako generirane čestice su ulazni podaci za simulaciju samog detektora. Simulacija CMS detektora vrši se u više faza. Prva faza je simulacija interakcije čestica produciranih u sudarima unutar detektora i samog materijala detektora. Ova je faza bazirana na simulacijskom alatu `GEANT4` [10]. Sljedeća faza je simulacija rada pojedinih dijelova detektora i načina na koji se iz pojedinih detektorskih elementata iščitava ono što je detektirano. Tako dobiveni podaci su identični onima koji bi se dobili na stvarnom detektoru i koriste se za rekonstrukciju čestica produciranih u sudarima. Ova faza simulacije je napravljena pomoću objektno orijentiranog rekonstrukcijskog paketa za CMS detektor `ORCA` [11].

Poglavlje 4

Signal i pozadina

U fazi pripreme za analizu stvarnih eksperimentalnih podataka koriste se računalne simulacije fizikalnih procesa. Kako bi se optimizirali kriteriji po kojima će se iz eksperimentalnih podataka izdvojiti neki određeni proces koji se želi proučavati potrebno je simulirati taj proces, koji se sada naziva *signalom*, ali i ostale procese koji mogu u detektoru izgledati poput signala i koje se skupno naziva *pozadinom*. Rezultati simulacije fizikalnih procesa potom prolaze kroz simulaciju samog detektora iz koje se onda može predvidjeti način na koji će se detektor ponašati za pojedine procese. Prednost simulacija je da postoji potpuna kontrola nad time koji procesi prolaze kroz simulaciju detektora dok u stvarnosti naravno nije moguće odabrati koji će se procesi odvijati u detektoru. Što simulacija bolje opisuje stvarnosti, to će i analiza optimizirana na takvoj simulaciji biti efikasnija na stvarnim eksperimentalnim podacima.

4.1 Definicija i generiranje signala

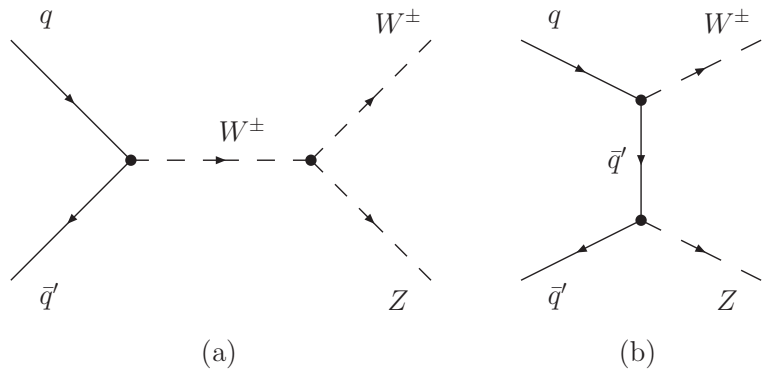
4.1.1 Monte Carlo generatori

Za generiranje signala, odnosno procesa produkcije para W i Z bozona korišten je Monte Carlo generator događaja `PYTHIA` [12]. Ograničenje `PYTHIA` generatora događaja je da uključuje samo račune *vodećeg reda* (engl. *leading order* - LO) pa kako bi se uključili efekti *do vodećeg reda* (engl. *next-to-leading order* - NLO), korišteno je reskaliranje konstantnim k-faktorom*. Za računanje NLO diferencijalnih udarnih presjeka za WZ proces korišten je `MCFM` generator događaja [13].

4.1.2 Definicija i karakteristike signala

Proces koji se želi proučavati je produkcija para W i Z bozona u proton-proton sudarima. Sama produkcija se odvija preko procesa prikazanih odgovarajućim *Feynmanovim dijagramima* na Slici (4.1). Vidljivo je da samo s-kanalni proces prikazan na dijagramu (a) sadrži trobaždarno vezanje, no budući da je doprinos procesa prikazanog na dijagramu (b) mnogo manji, produkcija para W i Z bozona izravno ovisi o jakosti trobaždarnog vezanja. Kvarkovi uključeni u produkciju para W i Z bozona su sadržani unutar protona koji

*k-faktor je omjer između NLO i LO raspodjele za neku odabranu veličinu, npr. p_{T}, i može biti konstantan ili ovisiti o toj veličini.



Slika 4.1: Feynmanovi dijagrami vodećeg reda za produkciju para W i Z bozona u pp sudarima

se sudaraju. Takav se proces može eksperimentalno detektirati opažanjem fermionskih produkata raspada W i Z bozona. W i Z bozoni se mogu raspadati preko više mogućih modova raspada [14] određenih interakcijom između njih i pojedinih fermiona što je prikazano na Slici 2.1. Jedini modovi raspada pogodni za eksperimentalnu rekonstrukciju procesa produkcije para W i Z bozona su leptonski modovi. Kvarkove nastale raspadom baždarnih bozona nije moguće izravno detektirati budući da oni ne ostaju izolirani poput leptona nego *hadroniziraju*[†] što je posljedica prirode jake sile. Pored toga, zbog QCD pozadine uzrokovane raznim popratnim procesima jake interakcije do kojih dolazi pri sudarima protona, kvarkovski modovi su dodatno onečišćeni. Stoga je za detekciju signala potrebno potpuno leptonsko konačno stanje s dva leptona istog okusa i suprotnih naboja iz raspada Z bozona te jednim nabijenim leptonom i odgovarajućim mu neutrinom iz raspada W bozona, odnosno promatramo proces $pp \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l'^{\pm}\nu_{l'}l^{+}l^{-}$, $(l = e, \mu)$. τ lepton nije uključen jer ga je teško detektirati pa tako ostaju samo elektroni i mioni u konačnom stanju. Jedan konkretan primjer takvog procesa prikazan je na Slici 4.2. Međutim, moguće je da se u konačnom stanju pojavi elektron ili mion iz raspada τ leptona i bude prividno detektiran kao produkt raspada W ili Z bozona. Eksperimantalan "potpis" signala u detektoru sastoji se od detekcije 3 izolirana leptona s velikim transverzalnim impulsom p_{T} i nedostajuće energije budući da neutrino nije moguće detektirati. Veliki transverzalni impuls leptona posljedica je činjenice da oni dolaze iz raspada masivnih W i Z bozona koji k tome i sami mogu imati veliki transverzalni impuls. Za 3 vidljiva leptona u konačnom stanju postoje 4 različite kategorije konačnih stanja: $e^{\pm}e^{+}e^{-}$, $\mu^{\pm}e^{+}e^{-}$, $e^{\pm}\mu^{+}\mu^{-}$ i $\mu^{\pm}\mu^{+}\mu^{-}$. Grafički prikaz rekonstrukcije procesa produkcije para W i Z bozona s 3 miona u konačnom stanju u CMS detektoru prikazan je na Slici 4.3.

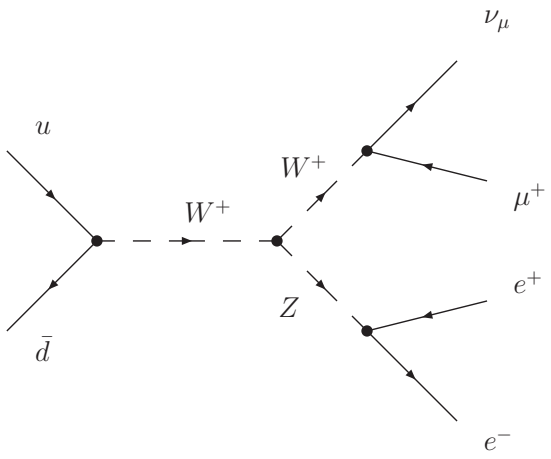
Važno je spomenuti da potpuno leptonsko konačno stanje ($l'^{\pm}\nu_{l'}l^{+}l^{-}$) također ima doprinos $W\gamma^{*}$ procesa gdje je γ^{*} virtualni foton. To se može vidjeti iz raspodjele invarijantne mase $l^{+}l^{-}$ para na generatorskom nivou prikazanoj na Slici 4.4. Zato za invarijantnu masu $l^{+}l^{-}$ para zahtijevamo da bude konzistentna s masom Z bozona M_Z[‡] [14] i postavljamo uvjet

$$|M_{l^{+}l^{-}} - M_Z| < 20 \text{ GeV/c}^2, \tag{4.1}$$

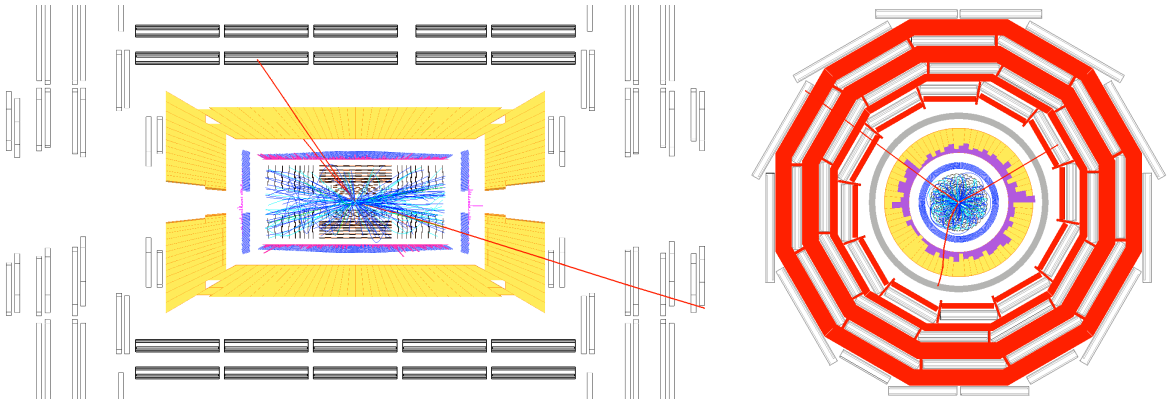
odnosno Z bozon mora biti blizu masene ljuske. Ukoliko je Z bozon na masenoj ljusci, tada s-kanalni W bozon to više nije što je vidljivo iz raspodjele invarijantne mase za sva

[†]Hadronizacija je proces produkcije mlaza hadrona iz početnog izoliranog kvarka.

[‡]Eksperimentalno utvrđena vrijednost mase Z bozona iznosi $M_Z = 91.1876 \pm 0.0021$ GeV/c^2.



Slika 4.2: Primjer procesa produkcije para W i Z bozona s potpuno leptonskim konačnim stanjem



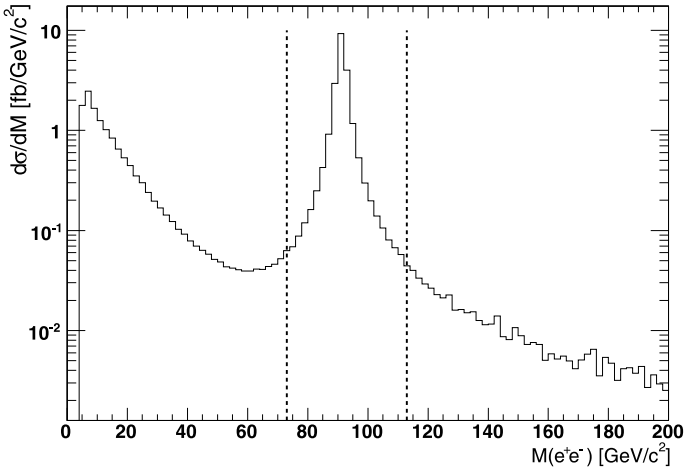
Slika 4.3: Longitudinalni (lijevo) i transverzalni (desno) prikaz rekonstrukcije procesa produkcije para W i Z bozona s 3 miona u konačnom stanju u CMS detektoru. Crvene linije koje izlaze iz središta detektora su rekonstruirani tragovi miona.

4 konačna leptona prikazane na Slici 4.5. Međutim, konačni W bozon je sada na masenoj ljusci što je vidljivo iz raspodjele invarijantne mase za $l'^{\pm}\nu_{l'}$ par prikazane na Slici 4.6. To znači da uvjetom (4.1) oba baždarna bozona u konačnom stanju dolaze na masenu ljusku, odnosno takvi procesi postaju najvjerojatniji. Od preostalih kinematičkih karakteristika signala na Slici 4.7 su prikazani spektri transverzalnog impulsa p_{T} leptona u konačnom stanju dobiveni `MCFM` generatorom događaja.

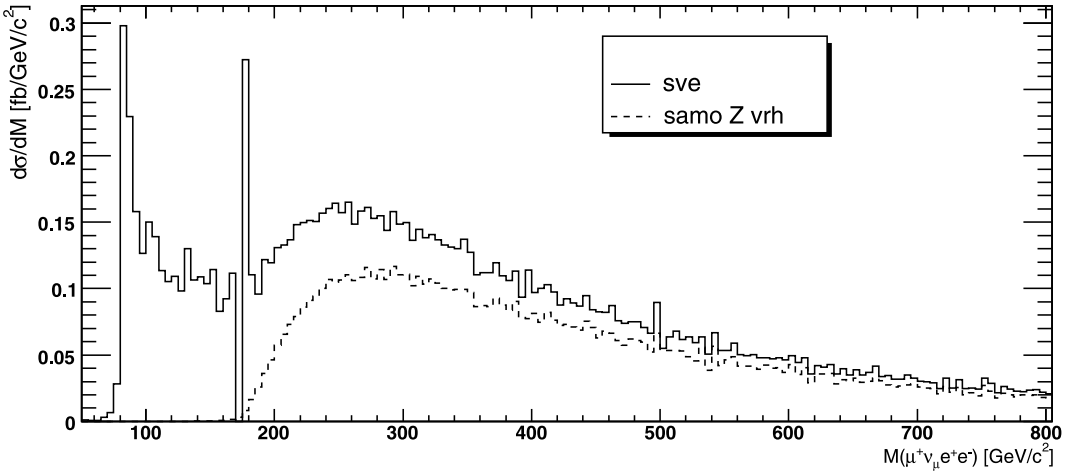
Pomoću `MCFM` generatora događaja su za ukupni NLO udarni presjek za $W^{\pm}Z$ produkciju na $\sqrt{s} = 14$ TeV dobivene vrijednosti

$$\begin{aligned} \sigma_{\mathrm{NLO}}(pp \to W^+Z; \sqrt{s} = 14\ \mathrm{TeV}) &= 32\ \mathrm{pb}, \\ \sigma_{\mathrm{NLO}}(pp \to W^-Z; \sqrt{s} = 14\ \mathrm{TeV}) &= 19.5\ \mathrm{pb}, \end{aligned} \tag{4.2}$$

što odgovara ukupnom k-faktoru od $k = 1.92$. Kao što se može vidjeti na Slici 4.8, k-faktor, osim što mijenja vrijednost udarnog presjeka, mijenja i oblik spektra pojedinih kinematičkih veličina. Međutim, ukoliko efikasnost rekonstrukcije ne ovisi značajno o toj veličini, tada je za određivanje očekivanog broja detektiranih događaja opravdano koristiti konstantni k-faktor. Također je moguće iz udarnih presjeka (4.2) uočiti kako je udarni



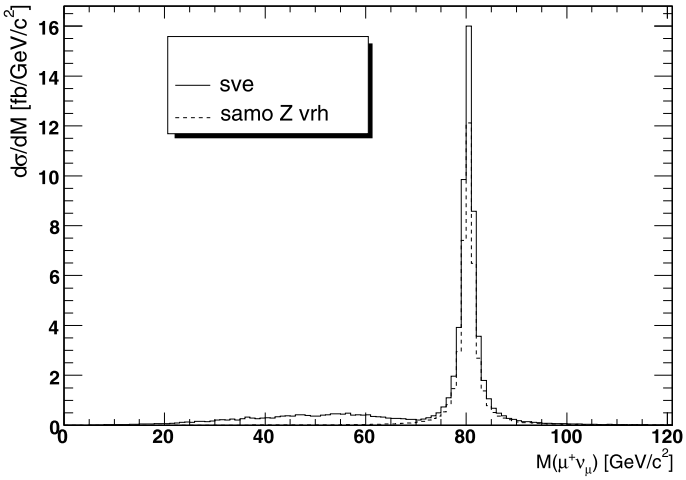
Slika 4.4: Diferencijalni udarni presjek kao funkcija invarijantne mase e^+e^- para dobiven `MCFM` generatorom događaja za proces $pp \to W^+Z \to \mu^+\nu_\mu e^+e^-$ na $\sqrt{s} = 14$ TeV. Vertikalne linije označavaju područje koje zadovoljava uvjet $|M_{e^+e^-} - M_Z| < 20$ GeV/c^2.



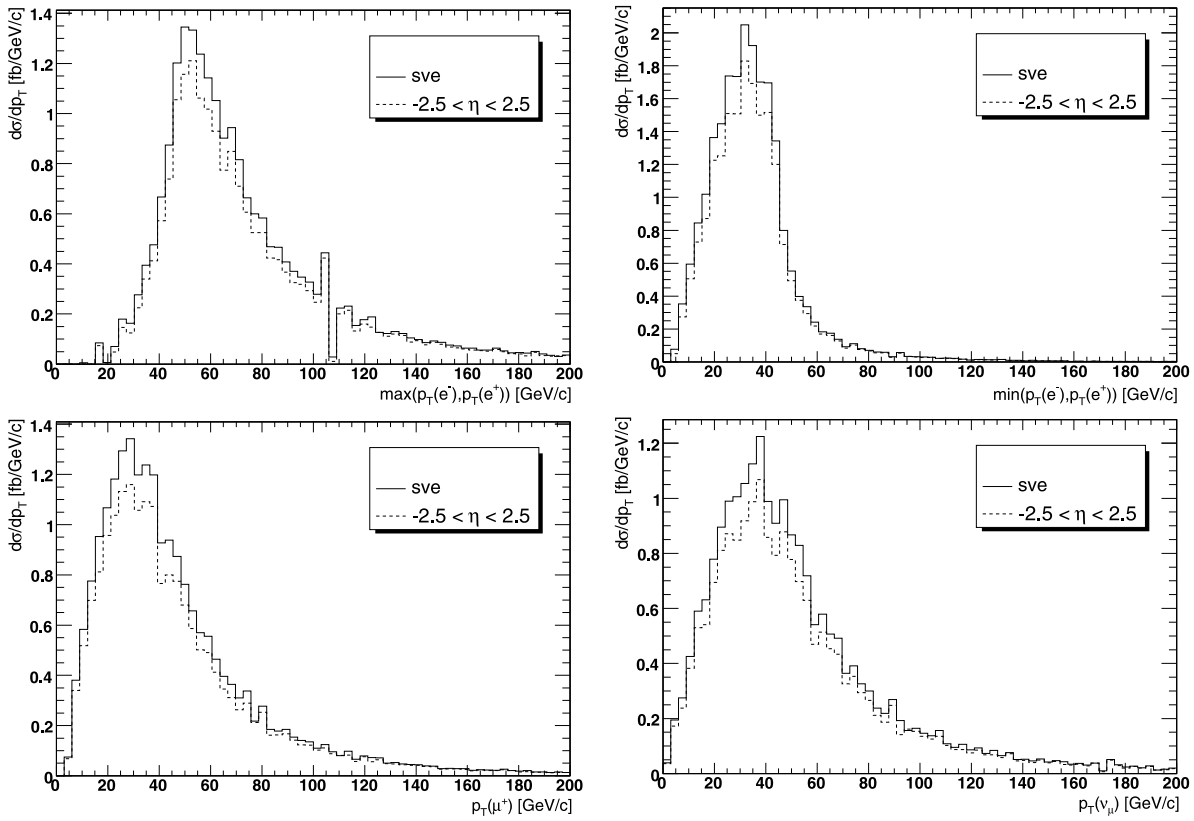
Slika 4.5: Diferencijalni udarni presjek kao funkcija invarijantne mase sva 4 leptona u konačnom stanju dobiven `MCFM` generatorom događaja za proces $pp \to W^+Z \to \mu^+\nu_\mu e^+e^-$ na $\sqrt{s} = 14$ TeV. Vrh na masi od približno 80 GeV/c^2 odgovara s-kanalnom W bozonu na masenoj ljusci. Isprekidana linija označava doprinos događaja koji zadovoljavaju uvjet $|M_{e^+e^-} - M_Z| < 20$ GeV/c^2.

presjek za W^+Z proces veći nego za W^-Z. Razlog tome leži u činjenici da se sudaraju protoni koji sadrže više u nego d kvarkova. Gornji udarni presjeci su ukupni udarni presjeci za $W^\pm Z$ produkciju, a da bi se dobio udarni presjek za proces s potpuno leptonskim konačnim stanjem potrebno je ukupni udarni presjek σ_{NLO} pomnožiti s odgovarajućim *omjerima grananja* $\mathcal{B}$ [14]:

$$\begin{aligned}
\mathcal{B}(Z \to e^+e^-) &= 0.0337, \\
\mathcal{B}(Z \to l^+l^-;\ l = e/\mu) &= 0.067, \\
\mathcal{B}(Z \to l^+l^-;\ l = e/\mu/\tau) &= 0.101, \\
\mathcal{B}(W^+ \to l^+\nu_l;\ l = e/\mu/\tau) &= 0.32, \\
\mathcal{B}(W^+ \to l^+\nu_l;\ l = e/\mu/\tau,\ \tau \to l\nu_l;\ l = e/\mu) &= 0.25.
\end{aligned} \tag{4.3}$$

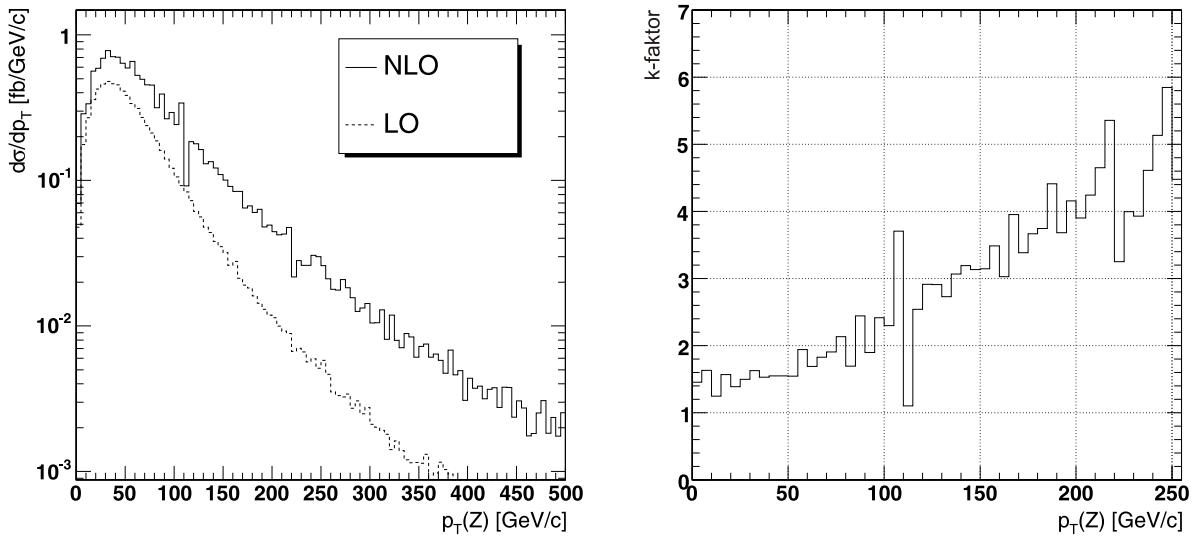


Slika 4.6: Diferencijalni udarni presjek kao funkcija invarijantne mase $\mu^+\nu_\mu$ para dobiven mcfm generatorom događaja za proces $pp \to W^+Z \to \mu^+\nu_\mu e^+e^-$ na $\sqrt{s} = 14$ TeV. Isprekidana linija označava doprinos događaja koji zadovoljavaju uvjet $|M_{e^+e^-} - M_Z| < 20$ GeV/c^2.



Slika 4.7: Diferencijalni udarni presjek kao funkcija transverzalnog impulsa p_{T} pojedinog leptona u onačnom stanju dobiven `MCFM` generatorom događaja za proces $pp \to W^+Z \to \mu^+\nu_\mu e^+e^-$ na $\sqrt{s} = 14$ TeV i ograničen na događaje u Z vrhu ($|M_{e^+e^-} - M_Z| < 20$ GeV/c^2). Isprekidana linija označava doprinos događaja u kojima sva 3 vidljiva leptona zadovoljavaju uvjet $|\eta| < 2.5$.

Pomoću generatora događaja `PYTHIA` generiran je ukupno 91181 WZ događaj gdje su W i Z bozoni prisiljeni na leptonski raspad, odnosno na elektrone, mione i τ leptone dok



Slika 4.8: Lijevo: Diferencijalni udarni presjek kao funkcija transverzalnog impulsa p_{T} Z bozona dobiven `MCFM` generatorom događaja za proces $pp \to W^+Z \to \mu^+\nu_\mu e^+e^-$ na $\sqrt{s} = 14$ TeV i ograničen na događaje u Z vrhu ($|M_{e^+e^-} - M_Z| < 20$ GeV/c^2). Desno: k-faktor, odnosno omjer NLO i LO diferencijalnog udarnog presjeka sa slike lijevo.

je za τ leptone dozvoljeno da se raspadaju preko svih dozvoljenih modova raspada [14]. Za tako generirane događaje izvršena je puna simulacija CMS detektora.

4.2 Definicija i generiranje pozadine

Pozadinu čini svaki proces koji se u detektoru rekonstruira tako da izgleda poput signala. Pozadina se može općenito podijeliti na *reducibilnu* i *ireducibilnu*. Reducibilnu pozadinu čine svi procesi čiji se rekonstruirani produkti u konačnom stanju kinematički razlikuju od onih u signalu. Ireducibilnu pak pozadinu čine svi oni procesi čiji se rekonstruirani produkti u konačnom stanju kinematički ne razlikuju od onih u signalu i takvu pozadinu je nemoguće razlikovati od signala. Pozadina ne mora imati isti broj i vrstu produkata u konačnom stanju kao i signal već je moguće da neki od tih produkata ne bude rekonstruiran ili da bude pogrešno identificiran. Vjerojatnost pogrešne identifikacije je općenito vrlo mala, no ukoliko se radi o procesu koji ima vrlo veliki udarni presjek, čak i mala vjerojatnost pogrešne identifikacije može rezultirati značajnom pozadinom.

Za WZ produkciju postoji više procesa koji čine pozadinu, a neki od njih su:

- $\boldsymbol{t\bar{t}(2l)}$ - Produkcija $t\bar{t}$ kvarkova odvija se preko fuzije gluona ili anihilacije kvarkova. U situaciji kada se W bozon iz procesa raspada t kvarka ($t \to Wb$) raspada leptonski, tada u konačnom stanju imamo 2 vidljiva leptona. Dodatni leptoni mogu doći iz direktnog raspada b kvarka ili iz raspada nekog od kasnijih direktnih ili indirektnih produkata istog b kvarka, prvenstveno B i D hadrona. Također je moguća pogrešna identifikacija mlaza nastalog iz b kvarka kao elektrona. U oba su slučaja u detektoru rekonstruirana 3 leptona što može izgledati poput signala. Kod generiranja $t\bar{t}$ pozadine oba se t kvarka raspadaju preko procesa $t \to Wb$ dok su W bozoni prisiljeni na leptonski raspad preko procesa $W \to l\nu_l$ ($l = e, \mu, \tau$). τ leptoni i b kvarkovi

raspadaju se preko svih dozvoljenih modova raspada [14]. NLO udarni presjek kao i ostali podaci vezani uz generiranje $t\bar{t}$ pozadine nalaze se u Tablici 4.1.

- $\boldsymbol{Zb\bar{b}(e^+e^-b\bar{b})}$ i $\boldsymbol{Zb\bar{b}(\mu^+\mu^-b\bar{b})}$ - Kao i u prethodnom slučaju, $Zb\bar{b}$ konačno stanje producira se iz početnih gluona (80 %) i kvarkova (20 %). Takvo konačno stanje može biti pozadina za signal ukoliko se Z bozon raspada leptonski, a b kvark bude odgovoran za produkciju trećeg leptona. Dodatni problem u odnosu na $t\bar{t}$ pozadinu je taj što ovaj put dva leptona istog okusa i suprotnih naboja stvarno dolaze iz Z bozona. Kod generiranja $Zb\bar{b}$ pozadine Z bozon je prisiljen na raspad na elektrone i mione dok za b kvarkove nisu postavljena nikakva ograničenja. NLO udarni presjek i ostali podaci vezani uz generiranje $Zb\bar{b}$ pozadine nalaze se u Tablici 4.1.

- $\boldsymbol{ZZ(4l)}$ - Proces produkcije dva Z bozona čini pozadinu za signal ukoliko se oba bozona raspadaju leptonski i jedan od leptona nije rekonstruiran. Ovakva pozadina je ireducibilna i nemoguće ju je razlikovati od signala. U konačnom stanju postoji i doprinos $Z\gamma^*$ i $\gamma^*\gamma^*$ procesa gdje je γ^* virtualni foton. U analizi se koriste 3 uzorka ZZ pozadine, prvi s 4 elektrona u konačnom stanju, drugi s 4 miona i treći s 2 elektrona i 2 miona u konačnom stanju. Na generatorskom nivou također postoji ograničenje na kinematičke parametre leptona pa tako mora biti zadovoljeno $|\eta(e)| < 2.7$, $|\eta(\mu)| < 2.4$ i $p_{\mathrm{T}}(e/\mu) > 5$ GeV/c da bi događaji bili prihvaćeni. U ovakvim se slučajevima ukupni udarni presjek, osim s omjerom grananja $\mathcal{B}$, mora pomnožiti i s kinematičkim faktorom ϵ_{kin}[§]. NLO udarni presjek i ostali podaci vezani uz generiranje ZZ pozadine nalaze se u Tablici 4.1.

Pored navedenih procesa, pozadinu još mogu činiti $\boldsymbol{Wb\bar{b}}$ i $\boldsymbol{Z+mlazovi}$, ali se njihov utjecaj može zanemariti [15]. Kao i za signal, za pozadinu je izvršena puna simulacija CMS detektora.

Tablica 4.1: Ukupni efektivni udarni presjek ($\sigma_{\mathrm{NLO}} \cdot \mathcal{B} \cdot \epsilon_{\mathrm{kin}}$), korišteni Monte Carlo generatori i broj generiranih događaja N_{gen} za signal i pozadinu

Proces	$\sigma_{\mathrm{NLO}} \cdot \mathcal{B} \cdot \epsilon_{\mathrm{kin}}$ [fb]	Generator	N_{gen}
WZ (signal)	1664	`PYTHIA`	91181
$Zb\bar{b}(e^+e^-b\bar{b})$	60336	`CompHEP`	99000
$Zb\bar{b}(\mu^+\mu^-b\bar{b})$	60336	`CompHEP`	110148
$t\bar{t}(2l)$	62648	`TopReX`	200000
$Z/\gamma^*Z/\gamma^* \to 4e$	26.0	`PYTHIA`	250000
$Z/\gamma^*Z/\gamma^* \to 4\mu$	26.0	`PYTHIA`	8241
$Z/\gamma^*Z/\gamma^* \to 2e2\mu$	32.3	`PYTHIA`	10000

[§]Kinematički faktor ϵ_{kin} opisuje koliki udio udarnog presjeka za neki proces zadovoljava određenuu kinematičku selekciju, npr. određeni raspon u η za leptone u konačnom stanju ili slično.

Poglavlje 5

Analiza

Početnu fazu analize čini rekonstrukcija i identifikacija produciranih čestica koje će se koristiti u analizi proučavanog procesa i njegovih karakteristika. Kod takve je rekonstrukcije važno što efikasnije i što preciznije odrediti kinematička svojstva tih čestica. U sljedećoj fazi analize, selekciji, nastoji se iz izmjerenih ili simuliranih podataka izdvojiti samo željeni proces uz što manju prisutnost procesa pozadine. U tu svrhu nastoji se pronaći što više dinamičkih i kinematičkih karakteristika po kojima se signal razlikuje od pozadine i postaviti određene uvjete, tzv. *rezove* na njih kako bi se što više izdvojio signal i odbacila pozadina. Da bi se odredila efikasnost određene selekcije, presudnu ulogu imaju upravo simulirani podaci jer se kod njih može točno odrediti kako selekcija djeluje na signal, a kako na pozadinu.

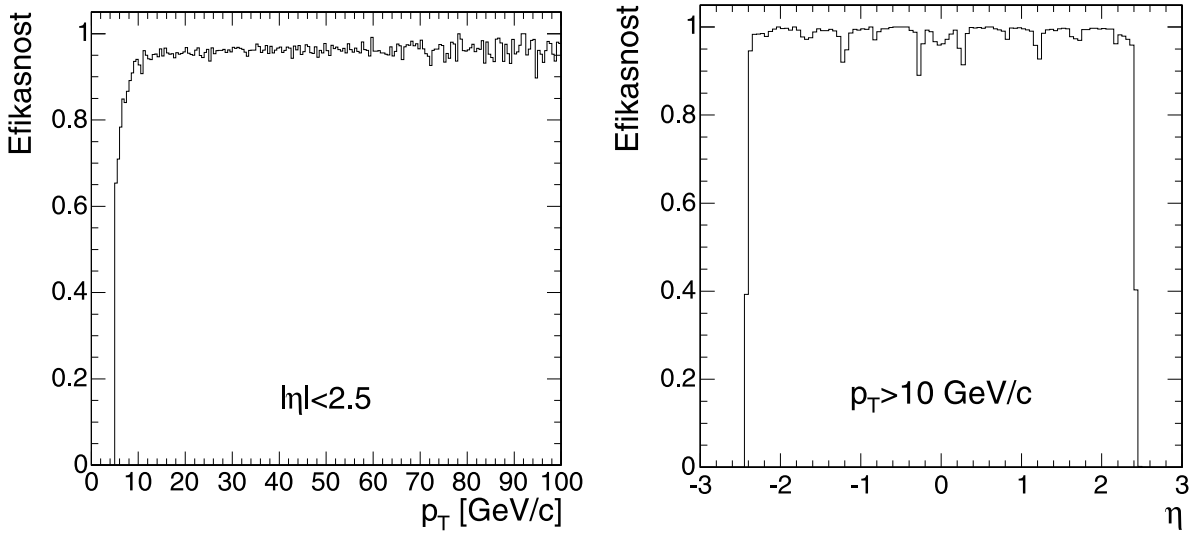
5.1 Rekonstrukcija

5.1.1 Rekonstrukcija i identifikacija leptona

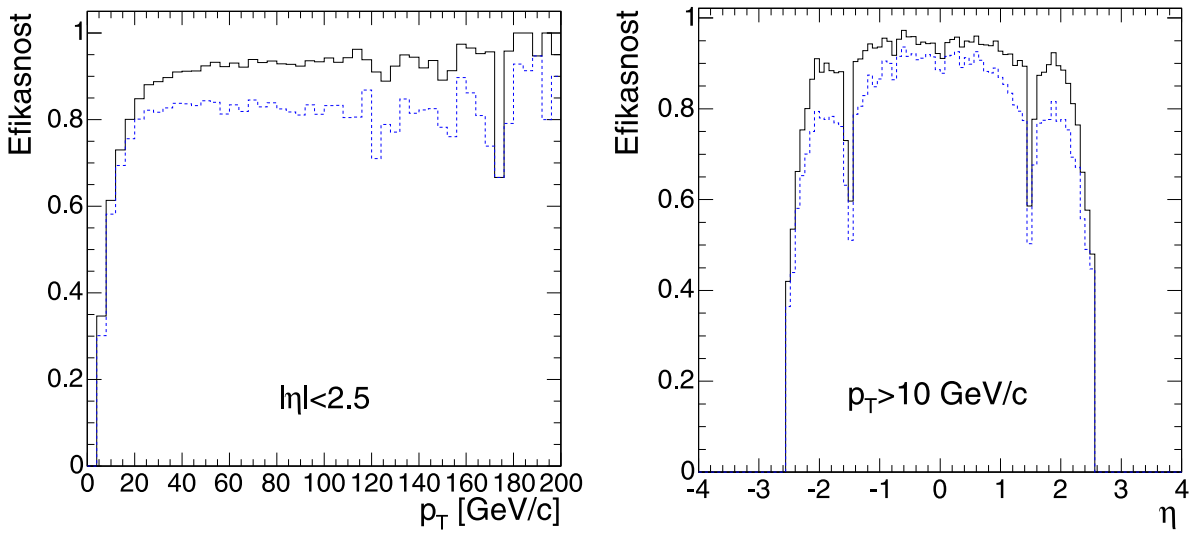
Budući da se u konačnom stanju očekuju 3 leptona, njihova uspješna rekonstrukcija i identifikacija od presudne su važnosti. Kandidati za elektrone su identificirani kao *superklasteri*[*] u elektromagnetskom kalorimetru kojima je pridružen trag u detektoru tragova [16] i za koje vrijedi $0.75 < E_{\text{superklaster}}/p_{\text{trag}} < 3$, gdje je $E_{\text{superklaster}}$ ukupna energija superklastera, a p_{trag} ukupan impuls detektiranog traga. Kandidati za mione su identificirani uz pomoć algoritma za globalnu rekonstrukciju miona [9]. Svakoj generiranoj čestici, prvenstveno elektronu ili mionu, pridružena je rekonstruirana čestica iste vrste ukoliko se nalazi unutar (η, ϕ) stošca *pseudoradijusa* $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} < 0.15$ u odnosu na generiranu česticu, a efikasnost rekonstrukcije određena je kao omjer broja generiranih čestica s pridruženim rekonstruiranom česticom i ukupnog broja generiranih čestica. Dobivene efikasnosti rekonstrukcije za mione i elektrone u ovisnosti o transverzalnom impulsu p_{T} i pseudorapiditetu η prikazane su na Slikama 5.1 i 5.2. U sljedećoj fazi analize, selekciji, koriste se samo leptoni koji zadovoljavaju uvjete $p_{\text{T}} > 10$ GeV/c i $|\eta| < 2.5$ budući da izvan tog područja efikasnost rekonstrukcije naglo opada. Postavljanjem donjeg praga na vrijednost za p_{T} dodatno se uklanja neželjena QCD pozadina s produktima niskog p_{T}. Rezolucija, odnosno raspodjela razlike između generirane i rekonstruirane vrijednosti

[*]Klaster (engl. *cluster*) je skup bliskih kalorimetarskih ćelija u kojima je deponirana energija dok je superklaster skup bliskih klastera koji se nalaze u širem ϕ rasponu i vrlo uskom η rasponu.

transverzalnog impulsa p_{T} i pseudorapiditeta η za mione prikazana je na Slici 5.3.



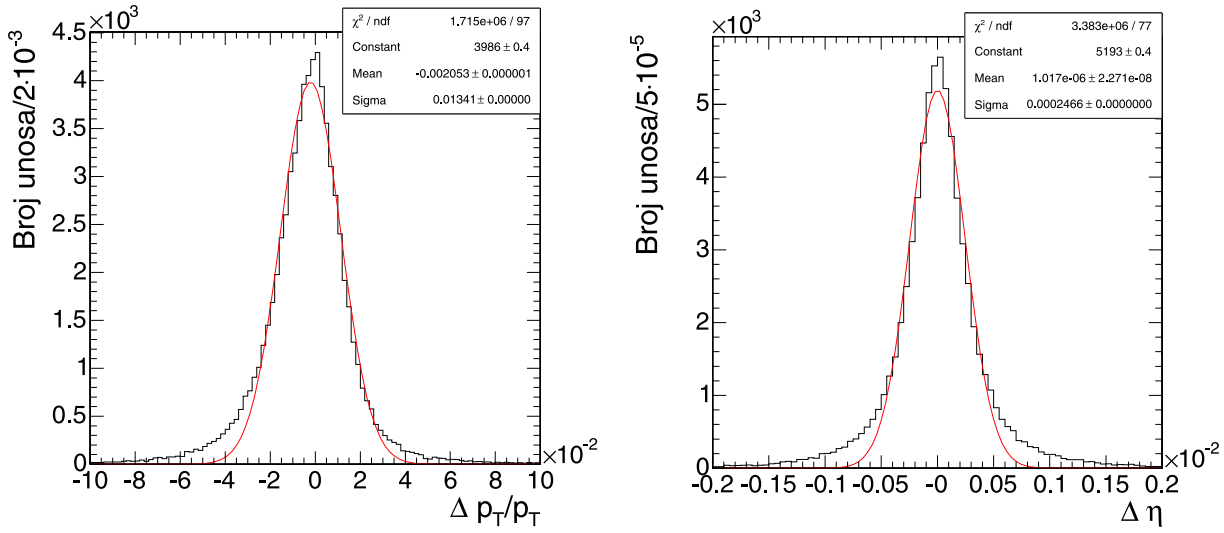
Slika 5.1: Efikasnost rekonstrukcije miona u ovisnosti o transverzalnom impulsu p_{T} i pseudorapiditetu η



Slika 5.2: Efikasnost rekonstrukcije elektrona u ovisnosti o transverzalnom impulsu p_{T} i pseudorapiditetu η. Puna linija predstavlja efikasnost rekonstrukcije superklastera dok isprekidana linija predstavlja efikasnost rekonstrukcije superklastera s pridruženim tragom za koje vrijedi $0.75 < E_{\mathrm{superklaster}}/p_{\mathrm{trag}} < 3$.

5.1.2 Rekonstrukcija mlazova i nedostajuće energije

Uspješna rekonstrukcija hadronskih mlazova vrlo je važna jer omogućuje odbacivanje pozadine u kojoj postoji značajna hadronska aktivnost. Mlazovi se rekonstruiraju *iterativnim algoritmom stošca* [9] (engl. *iterative cone algorithm*). Kako bi se izbjegao



Slika 5.3: Rezolucija transverzalnog impulsa p_{T} i pseudorapiditeta η za mione. Δp_{T} i $\Delta\eta$ označavaju razliku između generirane i rekonstruirane vrijednosti za p_{T} i η.

utjecaj lažnih mlazova i šumova u detektoru, za izgradnju mlazova koriste se kalorimetarski *tornjevi*† koji zadovoljavaju uvjete $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{toranj}} > 0.5$ GeV i $E^{\mathrm{toranj}} > 0.8$ GeV [17]. Kalorimetarski se tornjevi sastoje od sume energija u elektromagnetskom i hadronskom kalorimetru. Dodatni zahtjev je da mlazovi budu izolirani od leptona koji dolaze iz W i Z bozona, odnosno da vrijedi $\Delta R(\mathrm{mlaz}, \mathrm{lepton}) > 0.3$ budući da algoritam za rekonstrukciju može identificirati elektron kao mlaz. Raspodjela brojnosti mlazova s $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{mlaz}} > 25$ GeV za pojedinačne događaje u signalu i pozadini prikazana je na Slici 5.4.

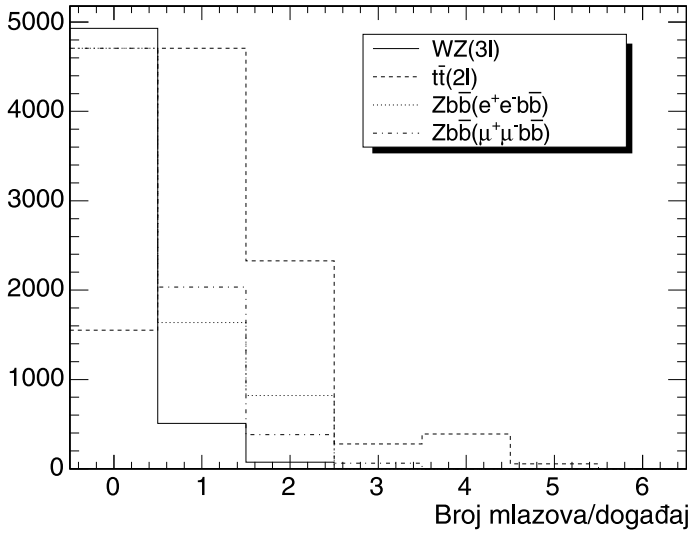
Za detektor je važno da pokriva što veći prostorni kut kako bi se dobila što potpunija slika događaja te opazila eventualna prisutnost neutrina i potencijalno drugih slabointeragirajućih čestica. Način da se detektira prisutnost slabointeragirajućih čestica je mjerenjem nedostajuće energije u procesu. Točnost mjerenja nedostajuće energije u transverzalnom smjeru dovoljna je da se opazi prisutnost visokoenergetskih slabointeragirajućih čestica. Nedostajuća energija rekonstruira se sumiranjem energije u elektromagnetskim i hadronskim kalorimetarskim tornjevima.

5.2 Selekcija

5.2.1 Selekcija WZ događaja

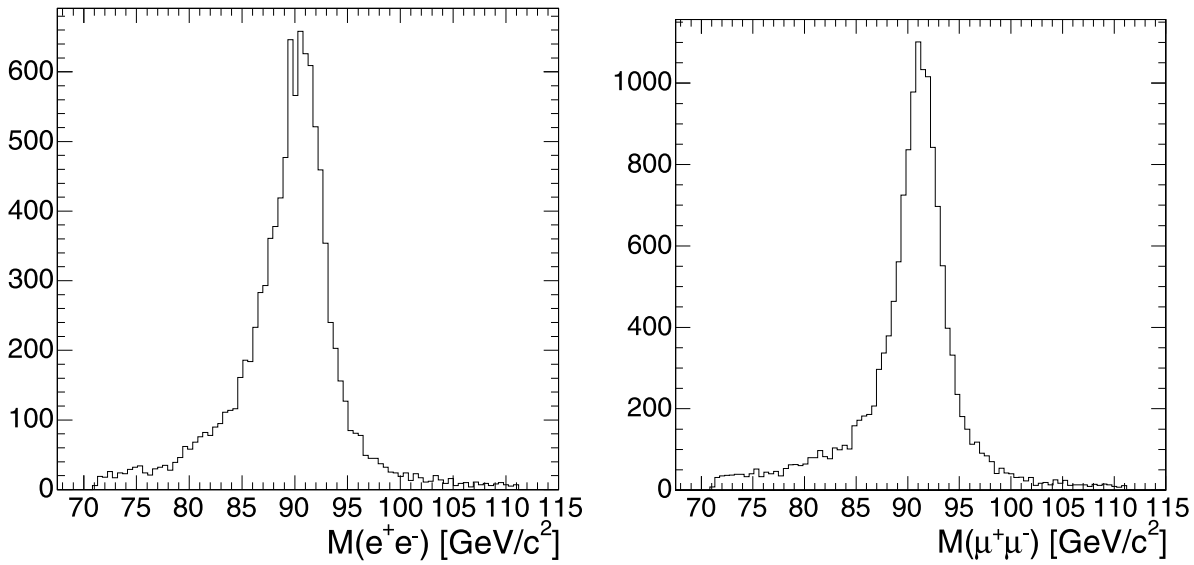
Prvi korak u selekciji WZ događaja je rekonstrukcija barem 3 leptona, elektrona ili miona, u konačnom stanju koji zadovoljavaju već spomenute uvjete $p_{\mathrm{T}} > 10$ GeV/c i $|\eta| < 2.5$. Od svih parova takvih leptona istog okusa i suprotnih naboja grade se kandidati za Z bozone. Lepton iz Z kandidata s većim transverzalnim impulsom mora imati $p_{\mathrm{T}} > 15$ GeV/c što je u skladu s Monte Carlo podacima prikazanim na Slici 4.7. Ako se invarijantna masa nekog od Z kandidata nalazi unutar raspona od 20 GeV/c^2 oko mase Z bozona M_Z, tada se takav događaj zadržava. Ukoliko je prisutan još jedan *nepreklapajući*

† Detektorske ćelije u kalorimetrima su u (η, ϕ) prostoru segmentirane u tornjaste strukture u odnosu na nominalnu točku interakcije.



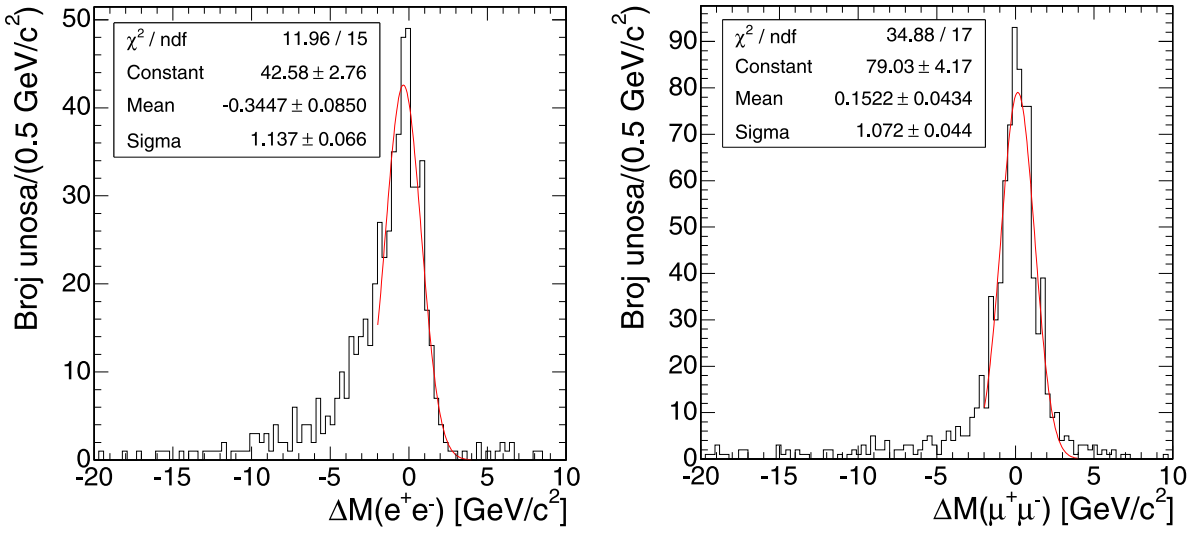
Slika 5.4: Raspodjela brojnosti mlazova s $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{mlaz}} > 25$ GeV za signal i pozadinu. U obzir su uzeti samo oni mlazovi koji su izolirani od sva 3 leptona iz W i Z bozona, odnosno za koje vrijedi $\Delta R(\mathrm{mlaz}, \mathrm{lepton}) > 0.3$.

Z kandidat, odnosno kandidat koji ne sadrži neki od leptona već iskorištenih za izgradnju prvog Z kandidata, unutar 40 GeV/c^2 oko mase M_Z, tada se takav događaj odbacuje budući da u signalu postoji samo jedan Z bozon. Ovakav *veto* na prisutnost drugog Z kandidata pomaže odbacivanju ZZ pozadine. Raspodjela invarijantne mase ovako prihvaćenih Z kandidata iz signalnog WZ uzorka prikazana je na Slici 5.5, a rezolucija u rekonstruiranju njihove mase prikazana je na Slici 5.6. Raspodjela mase Z kandidata za pozadinu prikazana je na Slici 5.7. Uočljivo je kako u $t\bar{t}$ pozadini nema jasno izraženog vrha na masi M_Z kao kod ostalih pozadina koje stvarno sadrže jedan ili više Z bozona.



Slika 5.5: Raspodjela invarijantne mase prihvaćenih Z kandidata iz signalnog WZ uzorka izgrađenih od elektrona (lijevo) i miona (desno)

Nakon selekcije Z kandidata preostaje jedan ili više od jednog leptona. Ukoliko je preostao samo jedan lepton koji zadovoljava uvjet $p_{\mathrm{T}} > 20$ GeV/c, tada se on pridružuje



Slika 5.6: Rezolucija invarijantne mase prihvaćenih Z kandidata za signalni WZ uzorak izgrađenih od elektrona (lijevo) i miona (desno)

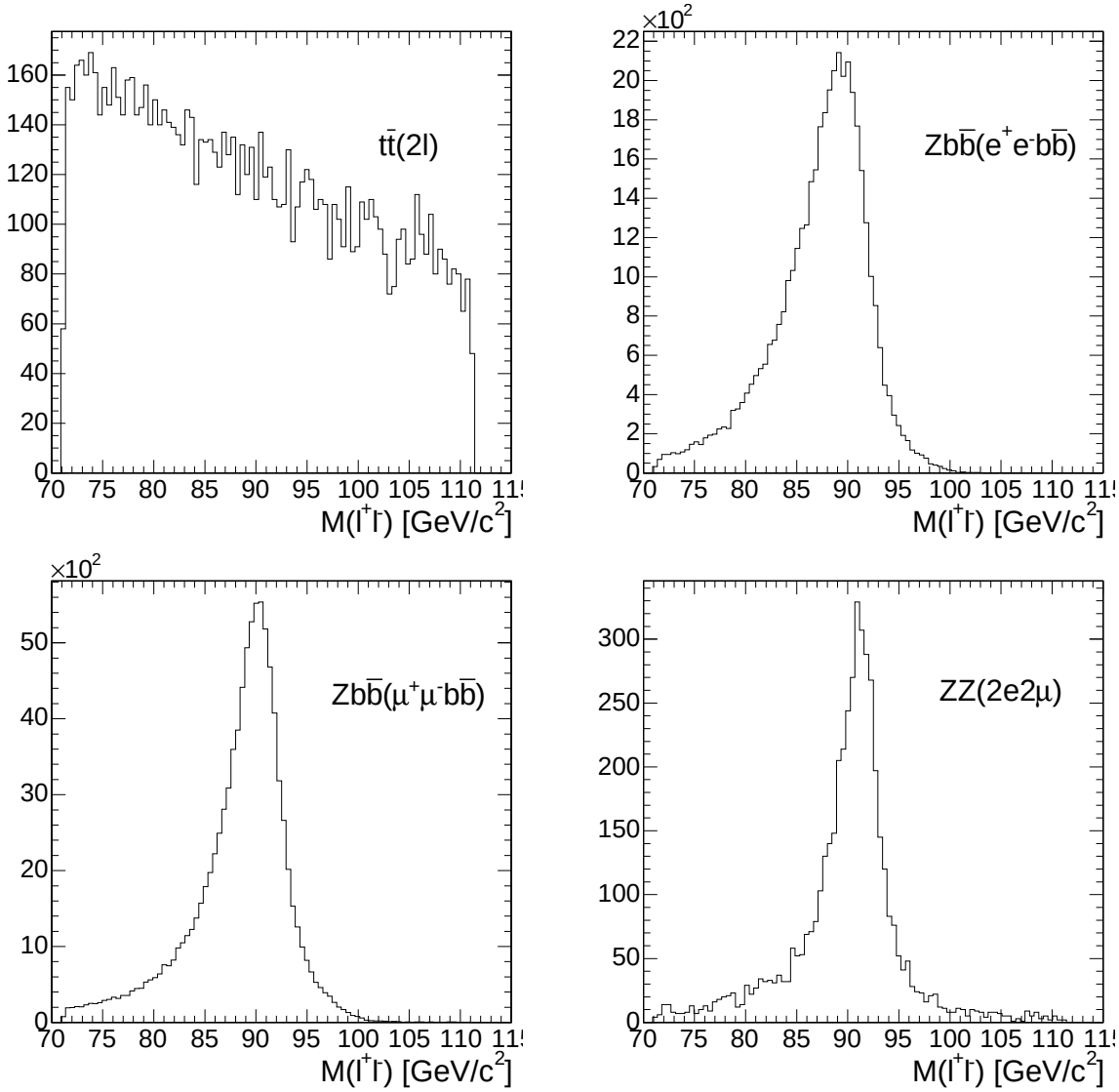
W bozonu. Ukoliko ima više takvih leptona, tada se uzima onaj s najvećim transverzalnim impulsom p_{T} i pridružuje W bozonu. Uvjet $p_{\mathrm{T}} > 20$ GeV/c pomaže odbacivanju $Zb\bar{b}$ pozadine jer leptoni iz raspada b kvarkova generalno imaju nešto "mekši" spektar nego oni iz W bozona, a vrijednost od 20 GeV/c odabrana je kako bi se maksimizirala *signifikantnost*[‡] signala što je prikazano na Slici 5.8.

Leptoni nastali u raspadima teških kvarkova se generalno nalaze u okolini s većom brojnošću čestica što utječe na njihovu izoliranost. Tako pored dosad navedenih uvjeta postavljaju se dodatni zahtjevi koji se odnose na izoliranost leptona. Jedna od varijabli koja se može iskoristiti je signifikantnost *parametra udara*[§] (engl. *impact parameter*) S_{IP} mjerenog u tranverzalnoj ravnini, a koja je definirana kao omjer izmjerene vrijednost parametra udara i njegove pogreške, odnosno $S_{IP} = IP/\sigma_{IP}$. Ova varijabla generalno pomaže u odbacivanju leptona koji dolaze iz raspada teških kvarkova i njena raspodjela za mione u signalu i $t\bar{t}$ i $Zb\bar{b}$ pozadini prikazana je na Slici 5.9. Efikasnost selekcije miona u ovisnosti o vrijednosti reza na signifikantnost transverzalnog parametra udara S_{IP} prikazana je na Slici 5.10. U selekciji se zahtijeva da leptoni imaju $S_{IP} < 3$.

Za mione postoje dodatne varijable koje opisuju izolaciju, a to su suma transverzalnog impulsa p_{T} ostalih tragova u stošcu pseudoradijusa $\Delta R = 0.25$ oko mionskog traga i suma transverzalne energije deponirane u kalorimetrima u stošcu pseudoradijusa $\Delta R = 0.3$ oko mionskog traga. Raspodjela tih varijabli za mione u signalu i $t\bar{t}$ i $Zb\bar{b}$ pozadini prikazana je na Slici 5.11, a efikasnost selekcije miona u ovisnosti o rezovima na te varijable prikazana je na Slici 5.12. Rezovi na ove varijable pomažu odbacivanju miona koji dolaze iz raspada b kvarkova i slabije su izolirani zbog ostalih produkata iz tih raspada. To je posebno vidljivo na Slici 5.11 za slučaj $Zb\bar{b}(e^+e^-b\bar{b})$ pozadine gdje mioni dolaze isključivo iz raspada b kvarkova, a što se izravno odražava na efikasnost reza prikazanu na Slici 5.12.

[‡]Dobra mjera signifikantnosti je omjer broja detektiranih događaja iz signala N_{S} i pogreške na broj detektiranih događaja iz pozadine N_{B}. Za rijetke događaje opisane Poissonovom statistikom pogreška je dana s $\sqrt{N_{\mathrm{B}}}$ pa je signifikantnost jednaka $N_{\mathrm{S}}/\sqrt{N_{\mathrm{B}}}$.

[§]Parametar udara je ovdje definiran kao najmanja udaljenost između ishodišta koordinatnog sustava detektora i rekonstruiranog traga čestice.



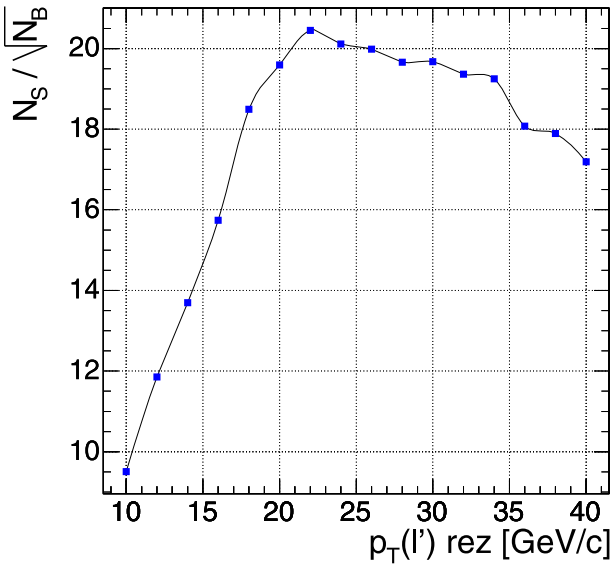
Slika 5.7: Raspodjela invarijantne mase prihvaćenih Z kandidata za $t\bar{t}$, $Zb\bar{b}(e^+e^-b\bar{b})$, $Zb\bar{b}(\mu^+\mu^-b\bar{b})$ i $ZZ(2e2\mu)$ pozadinu.

Kao i za mione, tako i za elektrone postoji dodatni zahtjev na izolaciju. Za elektrone pridružene W bozonu na ranije opisani način zahtijeva se da ne postoje drugi nabijeni tragovi s $p_{\mathrm{T}} > 2$ GeV/c u stošcu pseudoradijusa $\Delta R = 0.3$ oko elektronskog traga. Ovaj zahtjev pomaže odbacivanju elektrona koji dolaze iz raspada b kvarkova u $Zb\bar{b}$ pozadini.

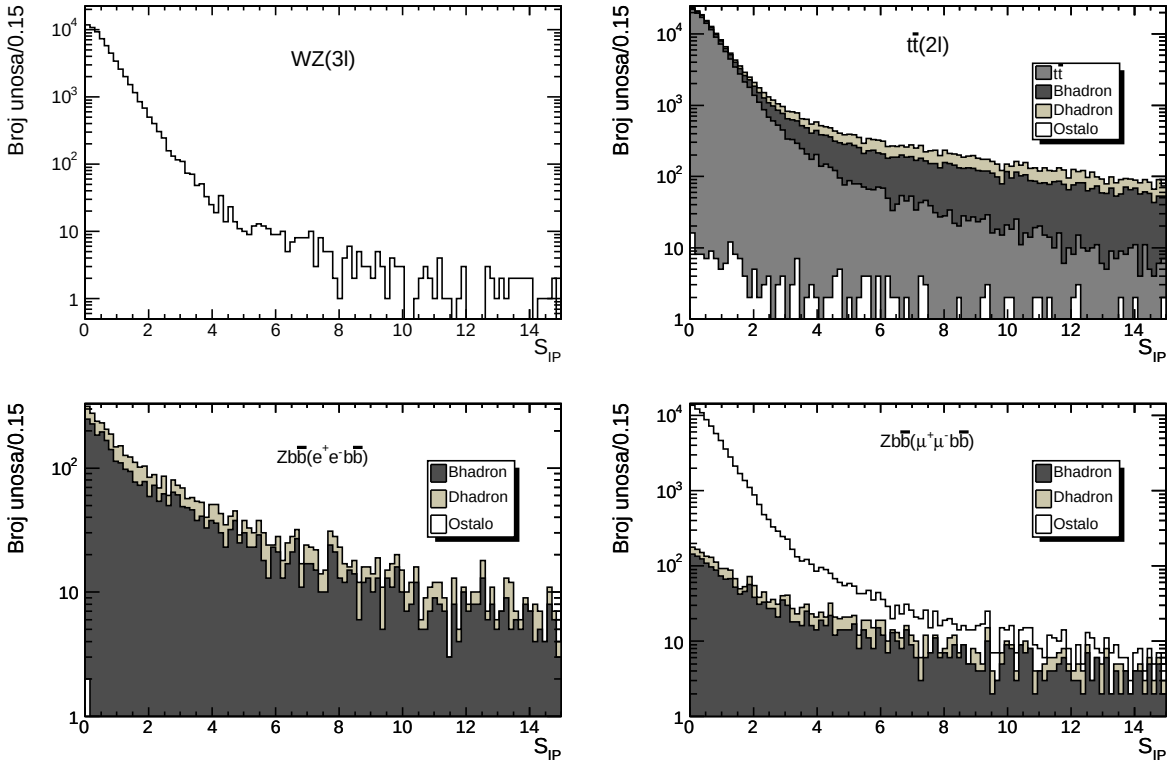
$t\bar{t}$ i $Zb\bar{b}$ pozadina su obično povezane s prisutnošću "tvrdih" mlazova u konačnom stanju što se može vidjeti na raspodjeli brojnosti mlazova na Slici 5.4. Vrlo efikasan rez za uklanjanje takve pozadine je veto na prisutnost bar jednog mlaza s $E_{\mathrm{T}} > 25$ GeV udaljenog za $\Delta R > 0.3$ od sva 3 leptona pridružena W i Z bozonu.

Posljednji korak u selekciji predstavlja zahtjev da masa rekonstruiranog Z bozona bude unutar raspona od 10 GeV/c^2 oko mase M_Z. Time se ograničavamo na neposrednu okolinu vrha raspodjele invarijantne mase Z bozona u kojoj se nalazi najveći dio signala.

Prisutnost neutrina u konačnom stanju WZ događaja izvor je nedostajuće energije u detektoru. Ukoliko procesi koji čine pozadinu ne bi imali neutrina u konačnom stanju, za njih se u detektoru ne bi mjerili značajni iznosi nedostajuće energije. U tom bi slučaju

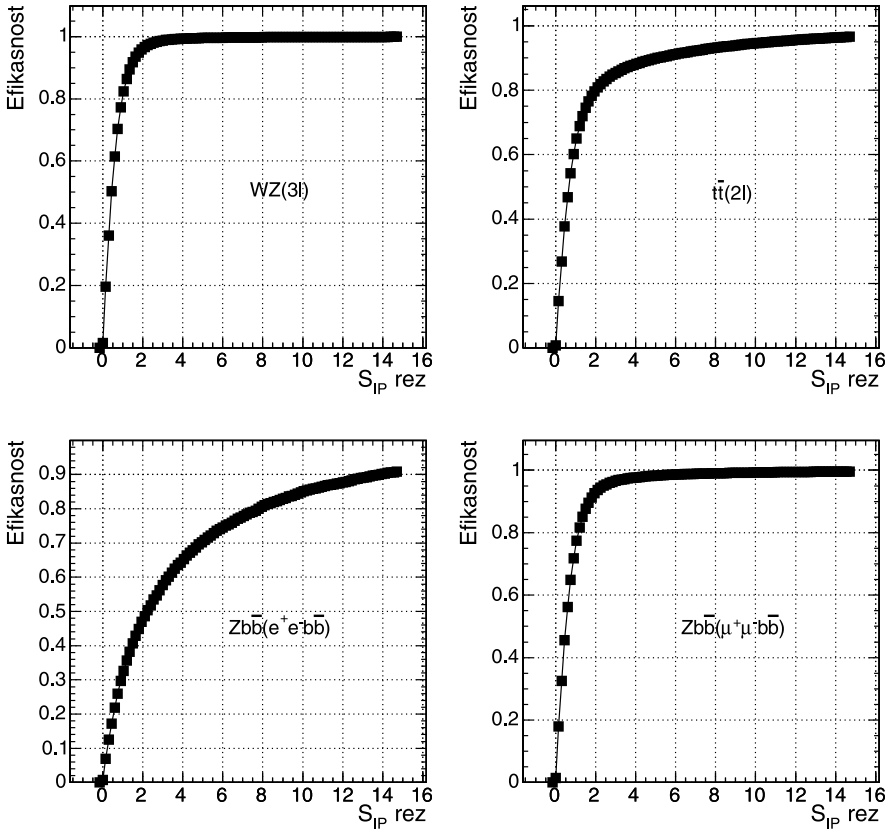


Slika 5.8: Signifikantnost signala $N_{\mathrm{S}}/\sqrt{N_{\mathrm{B}}}$ u ovisnosti o vrijednosti reza na tranverzalni impuls trećeg leptona $p_{\mathrm{T}}(l')$



Slika 5.9: Raspodjela signifikantnosti transverzalnog parametra udara S_{IP} za mione u signalu i $t\bar{t}$ i $Zb\bar{b}$ pozadini. Za pozadinu su zasebno prikazani doprinosi za različite izvore iz kojih mioni dolaze.

zahtjev na prisutnost nedostajuće energije iznad nekog praga bio efikasan rez za uklanjanje pozadine. Međutim, raspodjela nedostajuće energije za signal i pozadinu prikazana na Slici 5.13 pokazuje kako takav rez nije moguće odabrati. Dok $t\bar{t}$ pozadina ima raspodjelu



Slika 5.10: Efikasnost selekcije miona u ovisnosti o vrijednosti reza na signifikantnost transverzalnog parametra udara S_{IP}. U selekciji se zahtijeva da leptoni imaju $S_{IP} < 3$.

nedostajuće energije koja ide do visokih vrijednosti zbog 2 neutrina u konačnom stanju iz raspada t kvarkova, a $Zb\bar{b}$ i ZZ pozadina imaju vrh raspodjele na niskim vrijednostima, sve pozadine imaju znatno preklapanje s raspodjelom nedostajuće energije za signal pa bi svaki rez u značajnoj mjeri uklanjao i sam signal.

5.2.2 Efikasnost selekcije sustava za okidanje

Svi događaji, da bi se mogli naknadno analizirati, moraju prethodno proći selekciju sustava za okidanje, odnosno dvije njegove razine, L1 i HLT, i biti zapisani. Kako bi se vidjelo kakav je utjecaj sustava za okidanje na WZ događaje, razmotreni su sljedeći elektronski HLT sustavi za okidanje:

- jednoelektronski sustav za okidanje,
- dvoelektronski sustav za okidanje,

dok je za mione izvršena simulacija HLT sustava za okidanje temeljena na sljedećim p_{T} i η rezovima [18]:

- jednomionski sustav za okidanje ($p_{\mathrm{T}} > 19$ GeV/c, $|\eta| < 2.1$),
- dvomionski sustav za okidanje ($p_{\mathrm{T}} > 7$ GeV/c, $|\eta| < 2.1$).

U Tablici 5.1 prikazana je efikasnost selekcije HLT sustava za okidanje za pojedine detekcijske kanale gdje je vidljivo kako je efikasnost za događaje koji prolaze selekciju gotovo 100 %-tna.

Tablica 5.1: Efikasnost selekcije HLT sustava za okidanje za pojedine detekcijske kanale. U gornjem dijelu tablice prikazana je efikasnost za sve generirane WZ dogđaje, a u donjem dijelu tablice samo za one koji prolaze selekciju.

Efikasnosti HLT sustava za okidanje za sve WZ događaje				
HLT sustav	3e	$2e1\mu$	$2\mu1e$	3μ
jednoelektronski	74.3 %	59.9 %	35.4 %	0.0885 %
dvoelektronski	60.3 %	38.1 %	0.288 %	0.00983 %
jedno ILI dvoelektronski	79.6 %	63.3 %	35.4 %	0.0983 %
jednomionski	0.0298 %	54.2 %	74 %	88.2 %
dvomionski	0.00993 %	0.16 %	46.6 %	67 %
jedno ILI dvomionski	0.0298 %	54.2 %	74.3 %	88.7 %
elektronski ILI mionski	79.6 %	83.9 %	83.2 %	88.7 %
Efikasnosti HLT sustava za okidanje za selektirane WZ događaje				
HLT sustav	3e	$2e1\mu$	$2\mu1e$	3μ
jednoelektronski	97.9 %	91.1 %	72.7 %	0.0619 %
dvoelektronski	99.2 %	86.3 %	0.311 %	0 %
jedno ILI dvoelektronski	99.9 %	95.9 %	72.8 %	0.0619 %
jednomionski	0 %	86.9 %	97.9 %	99.5 %
dvomionski	0 %	0.317 %	86.9 %	97.3 %
jedno ILI dvomionski	0 %	86.9 %	97.9 %	99.6 %
elektronski ILI mionski	99.9 %	99.7 %	99.8 %	99.6 %

5.3 Rezultati

U posljednjoj fazi analize preostaje vidjeti kako predložena selekcija utječe na generirane događaje za signal i pozadinu. Broj generiranih događaja za signal i pozadinu koji prolaze pojedine korake selekcije dan je u Dodatku C. Ono što je zanimljivije od broja generiranih događaja koji prolaze kroz selekciju je očekivani broj selektiranih događaja za određeni integrirani luminozitet $\int \mathcal{L}\mathrm{d}t$. Zato je potrebno broj generiranih događaja reskalirati odgovarajućim udarnim presjekom i integriranim luminozitetom. Relacija koja daje očekivani broj selektiranih događaja glasi

$$N_{\mathrm{sel}} = \frac{N_{\mathrm{reko}}}{N_{\mathrm{gen}}} \cdot (\sigma_{\mathrm{NLO}} \cdot \mathcal{B} \cdot \epsilon_{\mathrm{kin}}) \cdot \int \mathcal{L}\mathrm{d}t, \tag{5.1}$$

gdje je $(\sigma_{\mathrm{NLO}} \cdot \mathcal{B} \cdot \epsilon_{\mathrm{kin}})$ efektivni udarni presjek dan za pojedine procese u Tablici 4.1, N_{reko} broj rekonstruiranih događaja, N_{gen} broj generiranih događaja i $\int \mathcal{L}\mathrm{d}t$ integrirani luminozitet. Očekivani broj događaja za signal i pozadinu koji redom prolaze pojedine korake selekcije za integrirani luminozitet od 1 fb^{-1} dan je u Tablici 5.2. Ukupan očekivani broj selektiranih događaja za signal i pozadinu za integrirani luminozitet od 1 fb^{-1} dodatno razvrstan po detekcijskim kanalima i odgovarajući omjeri $N_{\mathrm{S}}/N_{\mathrm{B}}$ i $N_{\mathrm{S}}/\sqrt{N_{\mathrm{B}}}$ dani su u

Tablici 5.3. Uočljivo je kako je već za integrirani luminozitet od 1 fb^{-1} za svaki od 4 detekcijska kanala zasebno postignuta signifikantnost $N_S/\sqrt{N_B}$ veća od 5 što se dogovorno smatra "otkrićem", odnosno potvrdom opažanja.

Tablica 5.2: Očekivani broj događaja za signal i pozadinu koji redom prolaze pojedine korake selekcije za integrirani luminozitet od 1 fb^{-1}. Postotci u zagradama za pojedini korak selekcije označavaju efikasnost selekcije zaključno s tim korakom.

Korak selekcije	$WZ(3l)$	$t\bar{t}(2l)$	$Zbb(e^+e^-bb)$	$Zbb(\mu^+\mu^-bb)$
Z kandidat	468.22 (29.3 %)	3.16e+03 (5.1 %)	2.58e+04 (43 %)	5.12e+04 (85.3 %)
Samo 1 dobar Z	440 (27.5 %)	3.1e+03 (5 %)	2.57e+04 (42.9 %)	5.07e+04 (84.5 %)
Veto na 2. Z	437 (27.3 %)	3.07e+03 (4.95 %)	2.57e+04 (42.9 %)	5.07e+04 (84.5 %)
3. (W) lepton	191 (11.9 %)	869 (1.4 %)	1.79e+03 (2.99 %)	3.19e+03 (5.31 %)
p_T rez za W lepton	148 (9.23 %)	432 (0.698 %)	239 (0.398 %)	360 (0.599 %)
S_{IP} rez	136 (8.48 %)	220 (0.355 %)	120 (0.2 %)	223 (0.372 %)
Izolacija Z leptona	126 (7.9 %)	111 (0.179 %)	120 (0.2 %)	178 (0.296 %)
Izolacija W leptona	117 (7.29 %)	40.9 (0.066 %)	4.85 (0.00808 %)	20.7 (0.0345 %)
Veto na mlazove	104 (6.52 %)	7.13 (0.0115 %)	3.03 (0.00505 %)	12.5 (0.0209 %)
10 GeV/c^2 oko M_Z	96.8 (6.05 %)	2.79 (0.0045 %))	3.03 (0.00505 %)	11.4 (0.0191 %)

Korak selekcije	$ZZ(2e2\mu)$	$ZZ(4e)$	$ZZ(4\mu)$
Z kandidat	18.62 (49.01 %)	13.53 (71.2 %)	15.46 (81.39 %)
Samo 1 dobar Z	18.6 (48.95 %)	7.333 (38.6 %)	6.716 (35.35 %)
Veto na 2. Z	13.97 (36.77 %)	4.751 (25.01 %)	6.22 (32.74 %)
3. (W) lepton	11.27 (29.66 %)	3.219 (16.94 %)	5.685 (29.92 %)
p_T rez za W lepton	6.943 (18.27 %)	2.188 (11.52 %)	2.801 (14.74 %)
S_{IP} rez	6.16 (16.21 %)	1.886 (9.929 %)	2.502 (13.17 %)
Izolacija Z leptona	5.628 (14.81 %)	1.886 (9.929 %)	2.123 (11.18 %)
Izolacija W leptona	4.875 (12.83 %)	1.605 (8.449 %)	1.902 (10.01 %)
Veto na mlazove	3.283 (8.64 %)	0.7016 (3.693 %)	1.665 (8.761 %)
10 GeV/c^2 oko M_Z	3.048 (8.02 %)	0.6325 (3.329 %)	1.512 (7.96 %)

Tablica 5.3: Ukupan očekivani broj selektiranih događaja za signal i pozadinu za integrirani luminozitet od 1 fb^{-1}. Dodatno su prikazani brojevi za svaki od 4 detekcijska kanala zasebno te su dani odgovarajući omjeri N_S/N_B i $N_S/\sqrt{N_B}$.

Proces	$3e$	$2e1\mu$	$2\mu1e$	3μ	Sve
$WZ(3l)$	14.81	26.92	28.06	27.01	96.79
$t\bar{t}(2l)$	0.93	1.55	0	0.31	2.79
$Zb\bar{b}(e^+e^-b\bar{b})$	1.21	1.818	0	0	3.03
$Zb\bar{b}(\mu^+\mu^-b\bar{b})$	0	0	6.537	4.902	11.44
$ZZ(4\mu)$	0	0	0.0046	1.508	1.512
$ZZ(4e)$	0.6325	0	0	0	0.6325
$ZZ(2e2\mu)$	0.0038	1.539	1.505	0	3.048
Ukupna pozadina	2.778	4.907	8.046	6.72	22.45
N_S/N_B	5.33	5.485	3.487	4.019	4.311
$N_S/\sqrt{N_B}$	8.885	12.15	9.892	10.42	20.43

Kao što je već spomenuto, za 3 leptona u konačnom stanju postoje 4 različite katego-

rije konačnih stanja: $e^{\pm}e^{+}e^{-}$, $\mu^{\pm}e^{+}e^{-}$, $e^{\pm}\mu^{+}\mu^{-}$ i $\mu^{\pm}\mu^{+}\mu^{-}$, odnosno 4 detekcijska kanala: $3e$, $2e1\mu$, $2\mu1e$ i 3μ. Njihova veza s pojedinim modovima raspada W i Z bozona dana je u Tablici 5.4. Vidljivo je kako su modovi s elektronima i mionima gotovo uvijek rekonstruirani u ispravnom detekcijskom kanalu, ali također postoje i mali doprinosi modova $W \to \tau \to e/\mu$ pojedinim detekcijskim kanalima kao što se i očekivalo.

Tablica 5.4: Efikasnost selekcije pojedinih detekcijskih kanala za različite modove raspada W i Z bozona

			$Z \to e^+e^-$		
	$W \to e$	$W \to \mu$	$W \to \tau \to e$	$W \to \tau \to \mu$	$W \to \tau \to$ hadroni
$3e$	8.53 %	0 %	2.84 %	0 %	0.139 %
$2e1\mu$	0 %	15.8 %	0 %	5.57 %	0 %
$2\mu1e$	0 %	0 %	0 %	0 %	0 %
3μ	0 %	0 %	0 %	0 %	0 %
			$Z \to \mu^+\mu^-$		
	$W \to e$	$W \to \mu$	$W \to \tau \to e$	$W \to \tau \to \mu$	$W \to \tau \to$ hadroni
$3e$	0 %	0 %	0 %	0 %	0 %
$2e1\mu$	0.00993 %	0 %	0 %	0 %	0 %
$2\mu1e$	16 %	0.0197 %	5.86 %	0 %	0.138 %
3μ	0 %	15.9 %	0 %	5.36 %	0.0138 %
			$Z \to \tau^+\tau^-$		
	$W \to e$	$W \to \mu$	$W \to \tau \to e$	$W \to \tau \to \mu$	$W \to \tau \to$ hadroni
$3e$	0.0302 %	0 %	0 %	0 %	0 %
$2e1\mu$	0.0201 %	0 %	0 %	0 %	0 %
$2\mu1e$	0 %	0.0399 %	0 %	0 %	0 %
3μ	0 %	0.0399 %	0 %	0 %	0 %

Pored selekcije samih događaja, moguće je odabrati neku opservablu na osnovu koje bi se nakon cjelokupne selekcije iz dobivenih podataka mogao dodatno izdvojiti signal i njegove karakteristike. Za tu je opservablu u ovom slučaju odabrana raspodjela invarijantne mase Z bozona. Na Slici 5.14 prikazana je raspodjela invarijantne mase rekonstruiranih Z bozona za selektirane događaje za svaki od 4 detekcijska kanala zasebno dok je na Slici 5.15 prikazana ukupna raspodjela invarijantne mase rekonstruiranih Z bozona za selektirane događaje za sva 4 detekcijska kanala zajedno. Na raspodjelama su posebno označeni doprinosi signala i pojedinih pozadina.

Na Slikama 5.7, 5.14 i 5.15 vidljivo je kako $t\bar{t}$ pozadina nema vrh na masi M_Z u raspodjeli invarijantne mase rekonstruiranih Z bozona što znači da se broj događaja iz $t\bar{t}$ pozadine u vrhu raspodjele može dobiti iz broja događaja bočno od vrha. Problem predstavljaju $Zb\bar{b}$ i ZZ pozadina koje intrinsično imaju vrh na masi M_Z. Da bi se dobio broj selektiranih WZ događaja u vrhu raspodjele, može se primijeniti izraz

$$N_{WZ}^{\text{vrh}} = N_{\text{sel}}^{\text{vrh}} - \sum_i \epsilon_{\text{sel},i} \cdot (\sigma \cdot \mathcal{B} \cdot \epsilon_{\text{kin}})_i \cdot \int \mathcal{L} \mathrm{d}t, \tag{5.2}$$

gdje je $N_{\text{sel}}^{\text{vrh}}$ ukupan broj selektiranih događaja u vrhu raspodjele, $\epsilon_{\text{sel},i}$ efikasnost selekcije za i-tu pozadinu koja sadrži vrh, $(\sigma \cdot \mathcal{B} \cdot \epsilon_{\text{kin}})_i$ efektivni udarni presjek za događaje u vrhu iz i-te pozadine i $\int \mathcal{L} \mathrm{d}t$ integrirani luminozitet. Nedostatak ovog izraza je potreba za poznavanjem odgovarajućih udarnih presjeka. Udarni presjek za $Zb\bar{b}$ pozadinu je puno

veći nego za signal pa će ga se moći vrlo rano direktno izmjeriti dok će se za ZZ pozadinu u početnoj fazi trebati pouzdati u teorijska predviđanja i Monte Carlo simulacije. Jednom kada se u vrhu izdvoje samo WZ događaji, moći će se detaljnije proučavati njihove karakteristike.

Jedan od ciljeva stvarne analize bit će mjerenje udarnog presjeka za WZ proces. Kako bi se izmjerila njegova vrijednost, može se iskoristiti općenita relacija

$$N_{\text{prod}} = \sigma \cdot \mathcal{B} \cdot \int \mathcal{L} \mathrm{d}t, \tag{5.3}$$

gdje je N_{prod} broj produciranih događaja s određenim konačnim stanjem, σ ukupan udarni presjek, $\mathcal{B}$ omjer grananja za takvo konačno stanje i $\int \mathcal{L} \mathrm{d}t$ integrirani luminozitet. Svi producirani događaji neće biti i selektirani, a veza između njih opisana je relacijom

$$N_{\text{sel}} = \epsilon_{\text{sel}} \cdot N_{\text{prod}}, \tag{5.4}$$

gdje je N_{sel} broj selektiranih događaja, ϵ_{sel} efikasnost selekcije i N_{prod} broj produciranih događaja. Za WZ događaje postoje zasebni doprinosi svakog od 4 detekcijska kanala s nešto drugačijim efikasnostima selekcije pa se ukupan broj produciranih WZ događaja može odrediti pomoću pojednostavljene relacije

$$N_{WZ,\text{prod}} = \frac{N_{WZ}^{3e}}{\epsilon_{\text{sel}}^{3e}} + \frac{N_{WZ}^{2e1\mu}}{\epsilon_{\text{sel}}^{2e1\mu}} + \frac{N_{WZ}^{2\mu1e}}{\epsilon_{\text{sel}}^{2\mu1e}} + \frac{N_{WZ}^{3\mu}}{\epsilon_{\text{sel}}^{3\mu}}, \tag{5.5}$$

gdje su N_{WZ}^{3e}, $N_{WZ}^{2e1\mu}$, $N_{WZ}^{2\mu1e}$ i $N_{WZ}^{3\mu}$ brojevi selektiranih WZ događaja, a $\epsilon_{\text{sel}}^{3e}$, $\epsilon_{\text{sel}}^{2e1\mu}$, $\epsilon_{\text{sel}}^{2\mu1e}$ i $\epsilon_{\text{sel}}^{3\mu}$ efikasnosti selekcije za pojedine detekcijske kanale. Pojednostavljenje se odnosi na činjenicu da su za svaki detekcijski kanal zanemareni dodatni doprinosi dani u Tablici 5.4

Budući da se kod selekcije ograničavamo na neposrednu okolinu vrha raspodjele invarijantne mase Z bozona, odnosno samo na dio signalnog područja, za procjenu signifikantnosti signala može se iskoristiti izraz [19]

$$S_{\mathcal{L}} = \sqrt{2 \ln Q}, \tag{5.6}$$

gdje je $S_{\mathcal{L}}$ procjenitelj signifikantnosti signala, a Q omjer vjerojatnosti. Za Poissonovu statistiku omjer vjerojatnosti je definiran kao

$$Q = \left(1 + \frac{N_{\text{S}}}{N_{\text{B}}}\right)^{N_{\text{S}}+N_{\text{B}}} e^{-N_{\text{S}}}, \tag{5.7}$$

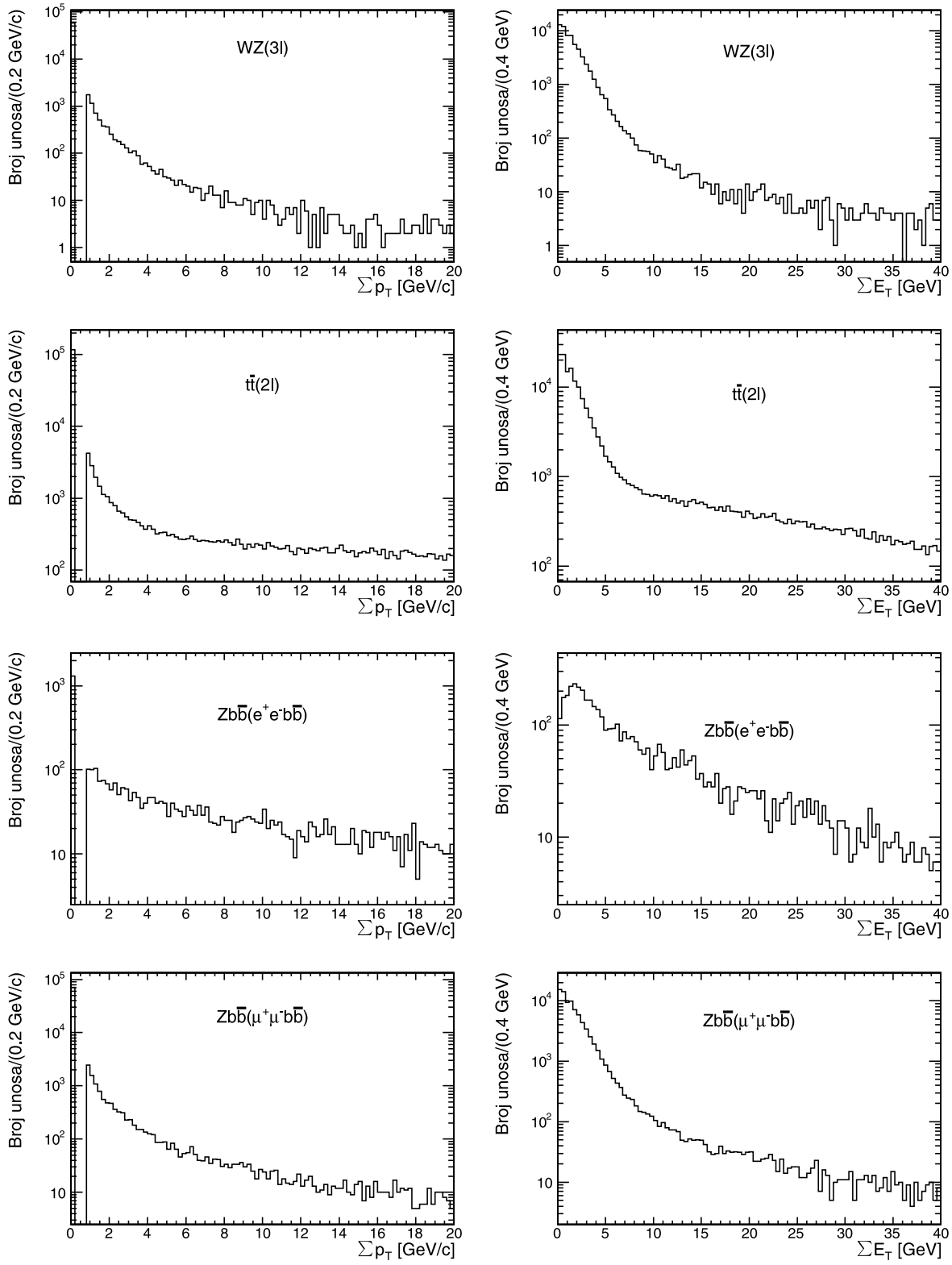
gdje je N_{S} broj detektiranih događaja iz signala, a N_{B} broj detektiranih događaja iz pozadine. Ovisnost signifikantnosti signala o integriranom luminozitetu prikazana je na Slici 5.16. Vidljivo je kako se $S_{\mathcal{L}} = 5$ postiže već za integrirani luminozitet od oko 0.15 fb^{-1}.

5.3.1 Procjena nepouzdanosti rezultata

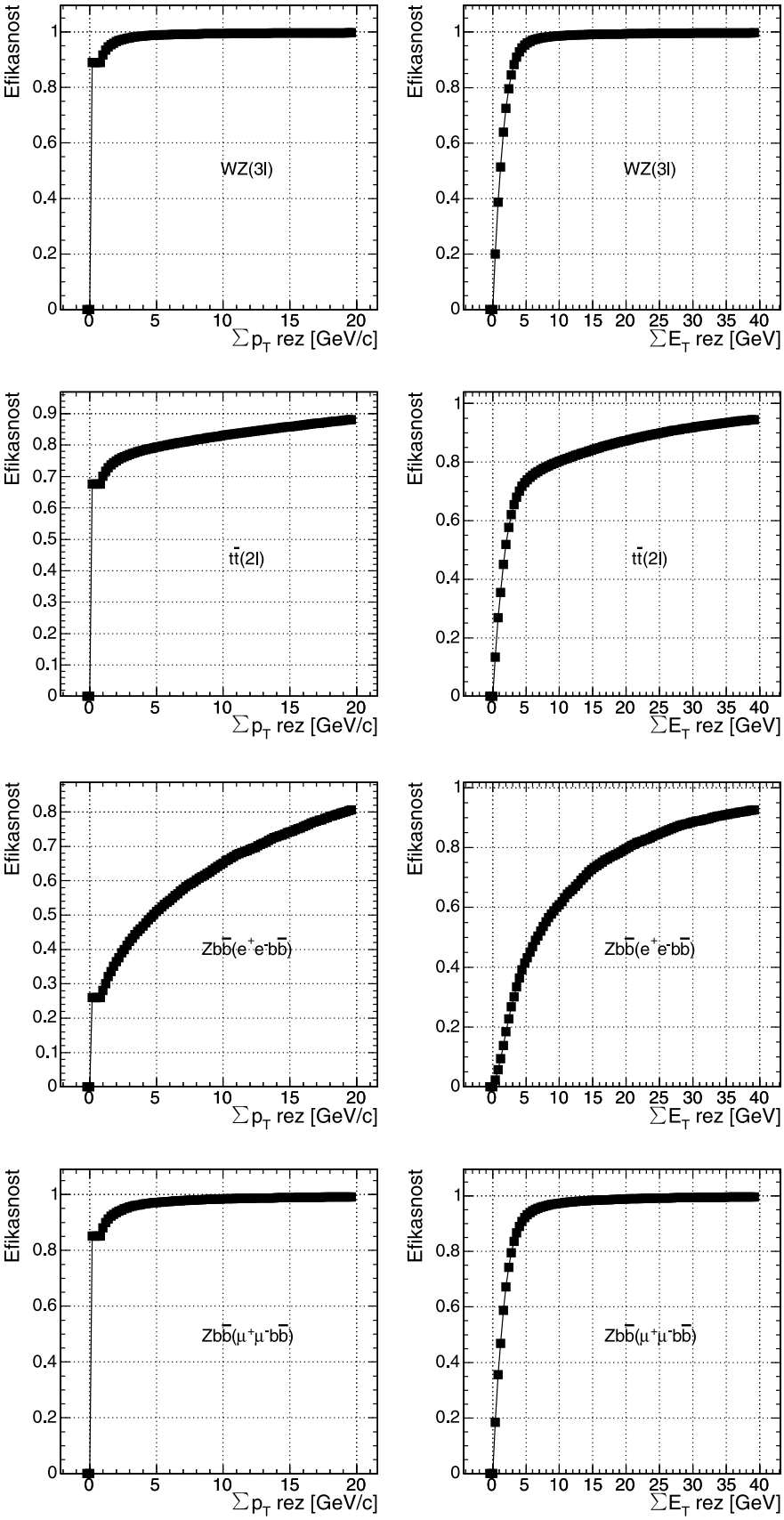
Na kraju je potrebno istaknuti kako će izmjerena vrijednost udarnog presjeka sadržavati određenu nepouzdanost koja ovisi o nepouzdanosti svih faktora koji ulaze u njegovo računanje. Tako se iz relacije (5.3) može vidjeti kako na nepouzdanost u određivanju

vrijednosti udarnog presjeka utječe nepouzdanost na izmjerenu vrijednost luminoziteta $\mathcal{L}$. Na izmjerenu vrijednost luminoziteta $\mathcal{L}$ procjenjuje se nepouzdanost od 10 %. Iz relacije (5.5) slijedi utjecaj nepouzdanosti na efikasnost selekcije koja uključuje cijeli niz faktora kao što su nepouzdanost na efikasnost okidanja (1 %), nepouzdanost na identifikaciju elektrona (2 %), nepouzdanost na identifikaciju miona (2 %) i nepouzdanost na izmjerenu energiju mlazova (10 %). Iz relacije (5.2) slijedi dodatni utjecaj nepouzdanosti na vrijednost udarnih presjeka za pojedine pozadine pa se tako za $Zb\bar{b}$ pozadinu procjenjuje nepouzdanost od 50 %, a za ZZ pozadinu nepouzdanost od 100 % na vrijednost udarnog presjeka. Utjecaj svih navedenih faktora rezultira ukupnom nepouzdanošću na izmjerenu vrijednost udarnog presjeka od oko 17 %.

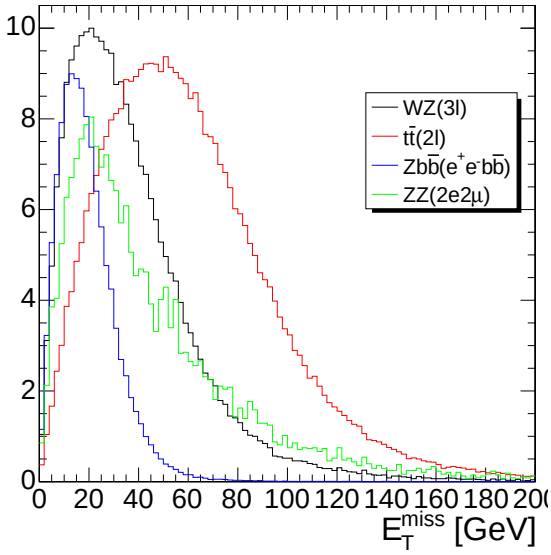
Pored nepouzdanosti na izmjerenu vrijednost udarnog presjeka i vrijednost signifikantnosti signala sadrži određenu nepouzdanost. Prema relacijama (5.6) i (5.7) ta nepouzdanost također ovisi o gore navedenim faktorima s iznimkom neovisnosti o nepozdanosti na izmjerenu vrijednost luminoziteta. Međutim, sada postoji dodatna ovisnost o nepouzdanosti na vrijednost udarnih presjeka dobivenih Monte Carlo generatorima događaja i ta nepouzdanost iznosi 3.7 %. Ukupna nepouzdanost na signifikantnost signala u konačnici iznosi oko 15 %.



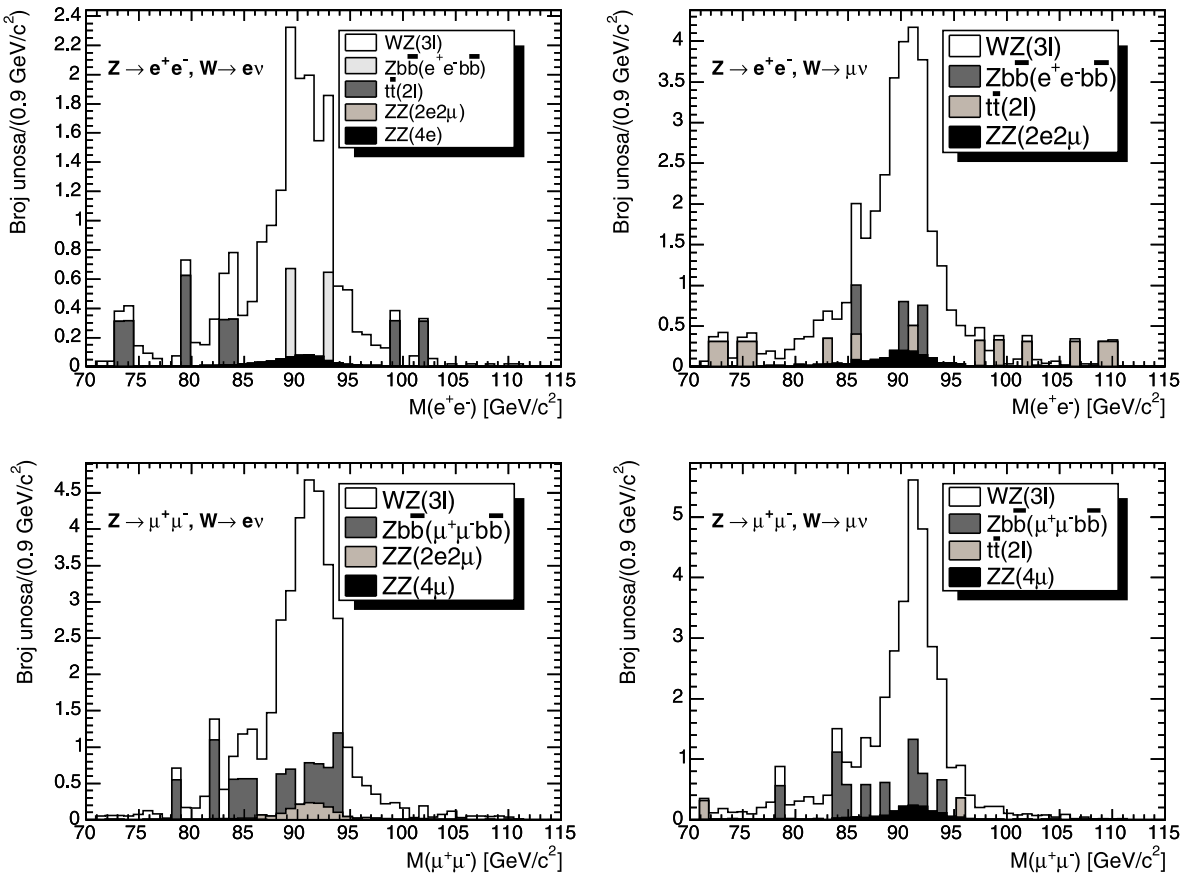
Slika 5.11: Raspodjela izolacionih varijabli za mione u signalu i $t\bar{t}$ i $Zb\bar{b}$ pozadini. Lijevi stupac prikazuje raspodjelu $\sum p_{\mathrm{T}}$ ostalih tragova u stošcu pseudoradijusa $\Delta R = 0.25$ oko mionskog traga, a desni stupac prikazuje raspodjelu $\sum E_{\mathrm{T}}$ deponirane u kalorimetrima u stošcu pseudoradijusa $\Delta R = 0.3$ oko mionskog traga.



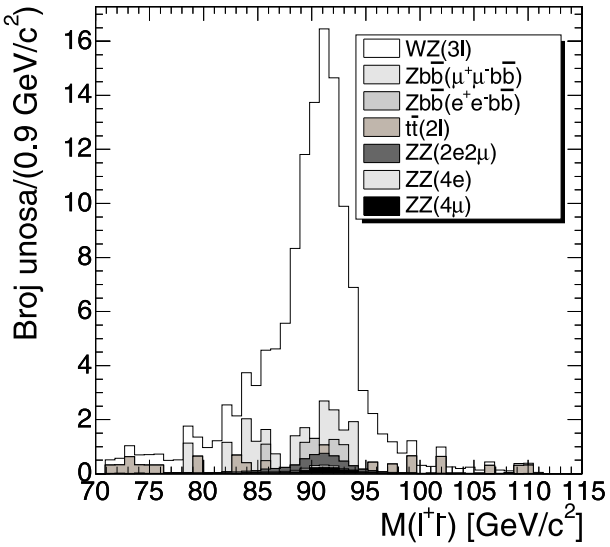
Slika 5.12: Efikasnost selekcije miona u ovisnosti o vrijednostima rezova na izolacione varijable sa Slike 5.11. U selekciji se zahtijeva $\sum p_{\mathrm{T}} < 2.5$ GeV/c i $\sum E_{\mathrm{T}} < 5$ GeV.



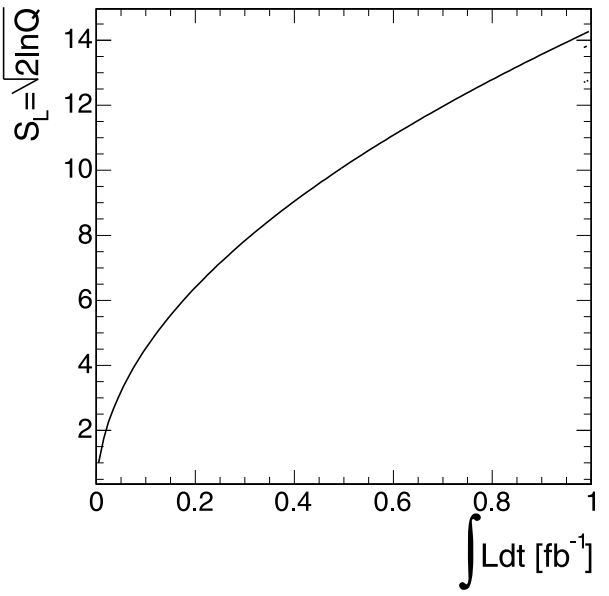
Slika 5.13: Raspodjela nedostajuće energije $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ za signal i pozadinu



Slika 5.14: Raspodjela invarijantne mase rekonstruiranih Z bozona za selektirane događaje iz signala i pozadine za 4 detekcijska kanala za integrirani luminozitet od 1 fb^{-1}. U raspodjelama je izostavljen zadnji korak selekcije (10 GeV/c^2 oko M_Z).



Slika 5.15: Ukupna raspodjela invarijantne mase rekonstruiranih Z bozona za selektirane događaje iz signala i pozadine za integrirani luminozitet od 1 fb^{-1}. U raspodjeli je izostavljen zadnji korak selekcije (10 GeV/c^2 oko M_Z).



Slika 5.16: Signifikantnost signala $S_{\mathcal{L}}$ u ovisnosti o integriranom luminozitetu $\int \mathcal{L}dt$.

Poglavlje 6

Zaključak

Cilj ovog rada bio je proučiti mogućnost mjerenja udarnog presjeka za produkciju para W i Z bozona na CMS detektoru. Dobiveni rezultati pokazuju kako se po 1 fb^{-1} integriranog luminoziteta može očekivati oko 97 signalnih i oko 22 pozadinska događaja. Također se može očekivati statistička signifikantnost signala od $S_{\mathcal{L}} \simeq 14$ za 1 fb^{-1} integriranog luminoziteta. Važno je spomenuti da se za integrirani luminozitet od 1 fb^{-1} postižu značajne vrijednosti omjera $N_{\mathrm{S}}/N_{\mathrm{B}}$ i $N_{\mathrm{S}}/\sqrt{N_{\mathrm{B}}}$ za svaki od 4 detekcijska kanala zasebno što omogućuje nezavisna mjerenja karakteristika signala u svakom od njih i kasniju usporedbu rezultata. Uzevši u obzir nepouzdanost rezultata, procjena signifikantnosti signala od 5σ za integrirani luminozitet od 0.15 fb^{-1} vjerojatno je preoptimistična. Međutim, dobiveni rezultati garantiraju rano opažanje procesa produkcije para W i Z bozona u podacima prikupljenim na LHC sudarivaču već do kraja prve godine fizikalnih mjerenja, odnosno već do kraja 2008. godine. To je posebno važno budući da višeleptonska konačna stanja WZ procesa čine važnu pozadinu u potrazi za "novom fizikom", posebice supersimetrijom [20]. Zbog toga je što ranije dobro razumijevanje WZ procesa i njegovih karakteristika od posebnog značaja.

Unatoč povoljnim vrijednostima omjera signala i pozadine, još uvijek ima mogućnosti za poboljšanja. Bolja rezolucija nedostajuće energije omogućila bi bolju rekonstrukciju energije i impulsa neutrina čime bi se dobila potpunija slika WZ događaja. S druge strane, korištenjem *b-označavanja*[*] moglo bi se efikasnije odbacivati $t\bar{t}$ i $Zb\bar{b}$ pozadinu. Od posebnog je interesa odbacivanje $Zb\bar{b}$ pozadine koja intrinsično ima vrh na masi M_Z u raspodjeli invarijantne mase rekonstruiranih Z bozona.

Na kraju se može zaključiti kako dobiveni rezultati analize pokazuju kako CMS detektor ima više nego dovoljnu osjetljivost za opažanje procesa produkcije para W i Z bozona. Relativno velika čistoća signala u proučavanom modu s potpuno leptonskim konačnim stanjem otvara mogućnost za buduća precizna mjerenja eventualnog postojanja *anomalnih* vezanja baždarnih bozona, ali i za općenito testiranje konzistentnosti elektroslabog sektora Standardnog modela.

[*] b-označavanje je postupak kojim se za hadronski mlaz, na osnovu analize tragova čestica u njemu i eventualne prisutnosti miona, utvrđuje potječe li od b kvarka.

Dodatak A

Kiralna fermionska stanja

Diracov spinor ψ može se prikazati kao suma desne i lijeve kiralne projekcije

$$\psi = \psi_L + \psi_R = P_L\psi + P_R\psi, \tag{A.1}$$

gdje su P_L i P_R kiralni projektori definirani kao

$$\begin{aligned} P_L &= \frac{1-\gamma^5}{2}, \\ P_R &= \frac{1+\gamma^5}{2}. \end{aligned} \tag{A.2}$$

γ^5 matrica definirana je pomoću ostalih γ matrica

$$\gamma^5 = \gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3, \tag{A.3}$$

i vrijedi $(\gamma^5)^2 = 1$. Kao posljedica toga kiralni projektori imaju sljedeća svojstva

$$\begin{aligned} P_L^2 &= P_L, \\ P_R^2 &= P_R, \\ P_L + P_R &= 1, \\ P_L P_R &= 0. \end{aligned} \tag{A.4}$$

Za adjungirani spinor

$$\overline{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0, \tag{A.5}$$

kiralne su projekcije definirane kao

$$\begin{aligned} \overline{\psi}_L &= \overline{\psi}P_R, \\ \overline{\psi}_R &= \overline{\psi}P_L. \end{aligned} \tag{A.6}$$

Iz gornjih relacija slijedi da su kiralne projekcije spinora ψ i $\overline{\psi}$ svojstvena stanja operatora reprezentiranog γ^5 matricom, odnosno

$$\gamma^5\psi_L = -\psi_L, \qquad \gamma^5\psi_R = \psi_R, \tag{A.7}$$

$$\overline{\psi}_L\gamma^5 = \overline{\psi}_L, \qquad \overline{\psi}_R\gamma^5 = -\overline{\psi}_R. \tag{A.8}$$

Iz Diracove se jednadžbe može pokazati da za *operator kiralnosti* γ^5 vrijedi [21]

$$\gamma^5\psi = \begin{pmatrix} \frac{\vec{p}\cdot\vec{\sigma}}{E+m} & 0 \\ 0 & \frac{\vec{p}\cdot\vec{\sigma}}{E-m} \end{pmatrix}, \tag{A.9}$$

gdje je $\vec{p}$ vektor impulsa, a $\vec{\sigma}$ vektor čije su komponente *Paulijeve matrice*. Za bezmasenu Diracovu česticu gornja se relacija svodi na

$$\gamma^5\psi = \vec{\Sigma}\cdot\hat{p}\psi, \tag{A.10}$$

gdje je $\vec{\Sigma}\cdot\hat{p}$ *operator heliciteta*. To znači da bezmasena Diracova čestica ima helicitet jednak kiralnosti, odnosno prema relacijama (A.7), koje sada postaju

$$\begin{aligned} \vec{\Sigma}\cdot\hat{p}\psi_L &= -\psi_L, \\ \vec{\Sigma}\cdot\hat{p}\psi_R &= \psi_R, \end{aligned} \tag{A.11}$$

slijedi da lijevo kiralno stanje uvijek ima projekciju spina u smjeru suprotnom od smjera impulsa dok desno kiralno stanje uvijek ima projekciju spina u smjeru impulsa. Za masenu Diracovu česticu helicitet i kiralnost su dva različita svojstva. Budući da operator kiralnosti γ^5 ne komutira s Diracovim hamiltonijanom za česticu mase različite od nule, masena čestica koja je u procesima slabe interakcije producirana u potpuno lijevom kiralnom stanju postupno razvija i desnu komponentu stanja. S druge strane, operator heliciteta $\vec{\Sigma}\cdot\hat{p}$ komutira s hamiltonijanom neovisno o masi čestice pa je helicitet uvijek očuvana veličina.

Dodatak B

Pseudorapiditet i transverzalni impuls

Glavna poteškoća hadronskih sudarivača je činjenica da kvarkovi i gluoni unutar protona nose neki udio njegovog impulsa. Zbog toga za pojedini događaj nije moguće znati ukupni longitudinalni impuls sustava dvije čestice koje sudjeluju u nekom procesu, odnosno sustav mirovanja te dvije čestice može biti *potisnut* duž pravca snopa, a sa sustavom detektora je povezan *Lorentzovim transformacijama*. S druge strane, ukupni transverzalni impuls prije i poslije sudara protona jednak je nuli. U takvoj se situaciji za kinematički opis čestica u nekom događaju ne može koristiti polarni kut θ budući da njegova razlika za dvije čestice nije *Lorentz-invarijantna*. Zaključci analize mjerenja u detektoru ne smiju ovisiti o sustavu iz kojega se mjeri.

B.1 Pseudorapiditet

Neka su zadana dva inercijalna sustava S i S' s međusobno paralelnim osima i neka je sustav S' potisnut brzinom v u pozitivnom smjeru z-osi sustava S. Tada se četverovektor položaja $x^\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (ct, x, y, z)$ iz sustava S transformira u sustav S' Lorentzovim transformacijama

$$\begin{aligned} x'^0 &= \gamma(x^0 - \beta x^3), \\ x'^1 &= x^1, \\ x'^2 &= x^2, \\ x'^3 &= \gamma(x^3 - \beta x^0), \end{aligned} \tag{B.1}$$

gdje je $\beta = v/c$ i $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. Dva uzastopna potiska duž z-osi, β i β', čine treći, β'', koji je jednak [21]

$$\beta'' = \frac{\beta' + \beta}{1 + \beta'\beta}. \tag{B.2}$$

Uvedemo li *rapiditet* ζ definiran kao

$$\zeta = \operatorname{Arctanh} \beta, \tag{B.3}$$

i uzmemo li u obzir da vrijedi

$$\operatorname{Arctanh} z' \pm \operatorname{Arctanh} z = \operatorname{Arctanh} \frac{z' \pm z}{1 \pm z'z}, \tag{B.4}$$

slijedi da se za dva uzastopna potiska rapiditeti jednostavno zbrajaju, odnosno vrijedi

$$\zeta'' = \zeta' + \zeta. \tag{B.5}$$

Za česticu mase mirovanja m definira se četverovektor impulsa

$$p^\mu = m\frac{\mathrm{d}x^\mu}{\mathrm{d}\tau} = m\gamma\frac{\mathrm{d}x^\mu}{\mathrm{d}t} = m\gamma(c, \vec{u}) = (E/c, \vec{p}), \tag{B.6}$$

gdje je τ *vlastito vrijeme*, $\vec{u}$ vektor brzine i $\vec{p}$ vektor impulsa čestice. Četverovektor impulsa se transformira istim Lorentzovim transformacijama (B.1) kao i četverovektor položaja x^μ. Za česticu također možemo definirati rapiditet kao

$$y = \operatorname{Arctanh}\frac{p_z}{E/c} = \operatorname{Arctanh}\frac{u_z}{c} = \operatorname{Arctanh}\beta_z. \tag{B.7}$$

Brzina $\boldsymbol{u}'$ u sustavu S' se u sustav S transformira kao

$$\begin{aligned} u_x &= \frac{u'_x}{\gamma\left(1 + \frac{v}{c^2}u'_z\right)}, \\ u_y &= \frac{u'_y}{\gamma\left(1 + \frac{v}{c^2}u'_z\right)}, \\ u_z &= \frac{v + u'_z}{\left(1 + \frac{v}{c^2}u'_z\right)}, \end{aligned} \tag{B.8}$$

odnosno rapiditet y' u sustavu S' se u sustav S transformira kao

$$y = \zeta + y'. \tag{B.9}$$

To znači da se pri transformacijama duž z-osi iz jednog inercijalnog sustava u drugi rapiditeti svih čestica mijenjaju za jednaki iznos, odnosno razlika rapiditeta dviju čestica je Lorentz-invarijantna.

Rapiditet definiran izrazom (B.7) može se napisati u obliku

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2}\ln\frac{1 + \frac{p_z}{E/c}}{1 - \frac{p_z}{E/c}} \\ &= \frac{1}{2}\ln\frac{E/c + p_z}{E/c - p_z} \\ &= \frac{1}{2}\ln\frac{\sqrt{p^2 + (mc)^2} + p_z}{\sqrt{p^2 + (mc)^2} - p_z} \\ &= \frac{1}{2}\ln\frac{\sqrt{1 + \frac{(mc)^2}{p^2}} + \frac{p_z}{p}}{\sqrt{1 + \frac{(mc)^2}{p^2}} - \frac{p_z}{p}}. \end{aligned} \tag{B.10}$$

U ultrarelativističkom limesu ($p \gg mc$) uobičajenom u fizici visokih energija rapiditet

postaje

$$\begin{aligned} y &\approx \frac{1}{2}\ln\frac{1+\frac{p_z}{p}}{1-\frac{p_z}{p}} \\ &\approx \frac{1}{2}\ln\frac{1+\cos\theta}{1-\cos\theta} \\ &\approx \frac{1}{2}\ln\frac{\cos^2\frac{\theta}{2}}{\sin^2\frac{\theta}{2}} \\ &\approx -\ln\tan\frac{\theta}{2} = \eta, \end{aligned} \tag{B.11}$$

gdje je η oznaka za pseudorapiditet. Pseudorapiditet je stoga dobra aproksimacija rapiditeta u ultrarelativističkom limesu i u jednoznačnoj je vezi s polarnim kutem θ, odnosno može ga se mjeriti bez poznavanja mase i impulsa čestice. U kombinaciji s azimutalnim kutem ϕ definira se stožac u (η, ϕ) prostoru *pseudoradijusa*

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}, \tag{B.12}$$

gdje je $\Delta\eta$ razlika pseudorapiditeta, a $\Delta\phi$ razlika azimutalnih kuteva dviju čestica. Takav stožac se koristi kao mjera bliskosti pravaca gibanja dviju čestica.

B.2 Transverzalni impuls

Transverzalni impuls definiran je kao

$$p_{\mathrm{T}} = \sqrt{p_x + p_y}, \tag{B.13}$$

i prema Lorentzovim transformacijama (B.1) invarijantan je na potiske duž z-osi. Transverzalni impuls p_{T} se stoga koristi za kinematički opis iz istog razloga zbog kojeg se koristi i pseudorapiditet η, a to su povoljna transformacijska svojstva. Teorijska predviđanja za transverzalne komponente impulsa može se direktno uspoređivati s eksperimentalnim rezultatima jer iznosi transverzalnih komponenata ne ovise o tome iz kojeg se sustava duž z-osi vrše mjerenja.

Za razliku od impulsa koji se određuje iz zakrivljenja putanja čestica u magnetskom polju, energija se mjeri u kalorimetru. Pojedina čestica deponira svoju energiju u lokaliziranom skupu ćelija unutar kalorimetra pa se toj energiji može pridružiti "vektor" čiji je iznos određen iznosom deponirane energije, a smjer položajem tih ćelija u odnosu na nominalnu točku interakcije. To znači da se za energiju može pojedinačno odrediti svaka od 3 komponente, a pa tako transverzalna komponenta definirana kao

$$E_{\mathrm{T}} = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} = E\sin\theta, \tag{B.14}$$

gdje su E_x i E_y x i y komponente "vektora" energije, E je ukupna deponirana energija u promatranom skupu kalorimetraskih ćelija, a θ je polarni kut promatranog skupa kalorimetarskih ćelija u odnosu na središte koordinatnog sustava detektora.

Dodatak C

Efikasnost selekcije

Tablica C.1: Broj generiranih događaja za signal i $t\bar{t}$ pozadinu koji redom prolaze pojedine korake selekcije za svaki od 4 detekcijska kanala. Postotci u zagradama za pojedini korak selekcije označavaju efikasnost selekcije zaključno s tim korakom.

$WZ(3l)$				
Korak selekcije	$3e$	$2e1\mu$	$2\mu1e$	3μ
Svi događaji	91181	91181	91181	91181
Z kandidat	10886 (11.9389 %)	10886 (11.9389 %)	15797 (17.3249 %)	15797 (17.3249 %)
Samo 1 dobar Z	10351 (11.3521 %)	10351 (11.3521 %)	14736 (16.1613 %)	14736 (16.1613 %)
Veto na 2. Z	10290 (11.2852 %)	10290 (11.2852 %)	14634 (16.0494 %)	14634 (16.0494 %)
3. (W) lepton	1689 (1.85236 %)	2792 (3.06204 %)	3192 (3.50073 %)	3199 (3.50841 %)
p_{T} rez za W lepton	1320 (1.44767 %)	2162 (2.37111 %)	2591 (2.8416 %)	2343 (2.56961 %)
S_{IP} rez	1142 (1.25245 %)	1950 (2.1386 %)	2394 (2.62555 %)	2246 (2.46323 %)
Izolacija Z leptona	1142 (1.25245 %)	1950 (2.1386 %)	2126 (2.33163 %)	1985 (2.17699 %)
Izolacija W leptona	1020 (1.11865 %)	1834 (2.01138 %)	1909 (2.09364 %)	1886 (2.06841 %)
Veto na mlazove	908 (0.995821 %)	1648 (1.80739 %)	1701 (1.86552 %)	1686 (1.84907 %)
10 GeV/c^2 oko M_Z	844 (0.925631 %)	1534 (1.68237 %)	1599 (1.75365 %)	1539 (1.68785 %)
$t\bar{t}(2l)$				
Korak selekcije	$3e$	$2e1\mu$	$2\mu1e$	3μ
Svi događaji	200000	200000	200000	200000
Z kandidat	3749 (1.8745 %)	3749 (1.8745 %)	6450 (3.225 %)	6450 (3.225 %)
Samo 1 dobar Z	3729 (1.8645 %)	3729 (1.8645 %)	6269 (3.1345 %)	6269 (3.1345 %)
Veto na 2. Z	3710 (1.855 %)	3710 (1.855 %)	6192 (3.096 %)	6192 (3.096 %)
3. (W) lepton	140 (0.07 %)	803 (0.4015 %)	587 (0.2935 %)	1274 (0.637 %)
p_{T} rez za W lepton	86 (0.043 %)	302 (0.151 %)	444 (0.222 %)	563 (0.2815 %)
S_{IP} rez	65 (0.0325 %)	164 (0.082 %)	224 (0.112 %)	258 (0.129 %)
Izolacija Z leptona	65 (0.0325 %)	164 (0.082 %)	57 (0.0285 %)	73 (0.0365 %)
Izolacija W leptona	39 (0.0195 %)	67 (0.0335 %)	13 (0.0065 %)	13 (0.0065 %)
Veto na mlazove	8 (0.004 %)	13 (0.0065 %)	0 (0 %)	2 (0.001 %)
10 GeV/c^2 oko M_Z	3 (0.0015 %)	5 (0.0025 %)	0 (0 %)	1 (0.0005 %)

Tablica C.2: Broj generiranih događaja za $Zb\bar{b}$ pozadinu koji redom prolaze pojedine korake selekcije za svaki od 4 detekcijska kanala. Postotci u zagradama za pojedini korak selekcije označavaju efikasnost selekcije zaključno s tim korakom.

$Zbb(e^+e^-bb)$				
Korak selekcije	$3e$	$2e1\mu$	$2\mu1e$	3μ
Svi događaji	99000	99000	99000	99000
Z kandidat	42563 (42.9929 %)	42563 (42.9929 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
Samo 1 dobar Z	42484 (42.9131 %)	42484 (42.9131 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
Veto na 2. Z	42459 (42.8879 %)	42459 (42.8879 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
3. (W) lepton	571 (0.576768 %)	2385 (2.40909 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
p_{T} rez za W lepton	66 (0.0666667 %)	328 (0.331313 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
S_{IP} rez	44 (0.0444444 %)	154 (0.155556 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
Izolacija Z leptona	44 (0.0444444 %)	154 (0.155556 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
Izolacija W leptona	3 (0.0030303 %)	5 (0.00505051 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
Veto na mlazove	2 (0.0020202 %)	3 (0.0030303 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
10 GeV/c^2 oko M_Z	2 (0.0020202 %)	3 (0.0030303 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
$Zbb(\mu^+\mu^-bb)$				
Korak selekcije	$3e$	$2e1\mu$	$2\mu1e$	3μ
Svi događaji	110148	110148	110148	110148
Z kandidat	0 (0 %)	0 (0 %)	93927 (85.2735 %)	93927 (85.2735 %)
Samo 1 dobar Z	0 (0 %)	0 (0 %)	93128 (84.5481 %)	93128 (84.5481 %)
Veto na 2. Z	0 (0 %)	0 (0 %)	93082 (84.5063 %)	93082 (84.5063 %)
3. (W) lepton	0 (0 %)	0 (0 %)	1243 (1.12848 %)	4610 (4.18528 %)
p_{T} rez za W lepton	0 (0 %)	0 (0 %)	201 (0.182482 %)	459 (0.416712 %)
S_{IP} rez	0 (0 %)	0 (0 %)	153 (0.138904 %)	257 (0.233322 %)
Izolacija Z leptona	0 (0 %)	0 (0 %)	128 (0.116207 %)	198 (0.179758 %)
Izolacija W leptona	0 (0 %)	0 (0 %)	21 (0.0190653 %)	17 (0.0154338 %)
Veto na mlazove	0 (0 %)	0 (0 %)	13 (0.0118023 %)	10 (0.00907869 %)
10 GeV/c^2 oko M_Z	0 (0 %)	0 (0 %)	12 (0.0108944 %)	9 (0.00817082 %)

Tablica C.3: Broj generiranih događaja za ZZ pozadinu koji redom prolaze pojedine korake selekcije za svaki od 4 detekcijska kanala. Postotci u zagradama za pojedini korak selekcije označavaju efikasnost selekcije zaključno s tim korakom.

$ZZ(2e2\mu)$				
Korak selekcije	$3e$	$2e1\mu$	$2\mu1e$	3μ
Svi događaji	10000	10000	10000	10000
Z kandidat	1600 (16 %)	1600 (16 %)	3301 (33.01 %)	3301 (33.01 %)
Samo 1 dobar Z	1597 (15.97%)	1597 (15.97 %)	3298 (32.98 %)	3298 (32.98 %)
Veto na 2. Z	1433 (14.33%)	1433 (14.33 %)	2244 (22.44 %)	2244 (22.44 %)
3. (W) lepton	3 (0.03 %)	1314 (13.14 %)	1646 (16.46 %)	3 (0.03 %)
p_{T} rez za W lepton	2 (0.02 %)	663 (6.63 %)	1160 (11.6 %)	2 (0.02 %)
S_{IP} rez	2 (0.02 %)	565 (5.65 %)	1052 (10.52 %)	2 (0.02 %)
Izolacija Z leptona	2 (0.02 %)	565 (5.65 %)	913 (9.13 %)	1 (0.01 %)
Izolacija W leptona	1 (0.01 %)	498 (4.98 %)	784 (7.84 %)	0 (0 %)
Veto na mlazove	1 (0.01 %)	440 (4.4 %)	423 (4.23 %)	0 (0 %)
10 GeV/c^2 oko M_Z	1 (0.01 %)	405 (4.05 %)	396 (3.96 %)	0 (0 %)
$ZZ(4e)$				
Korak selekcije	$3e$	$2e1\mu$	$2\mu1e$	3μ
Svi događaji	250000	250000	250000	250000
Z kandidat	177999 (71.1996 %)	177999 (71.1996 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
Samo 1 dobar Z	96492 (38.5968 %)	96492 (38.5968 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
Veto na 2. Z	62513 (25.0052 %)	62513 (25.0052 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
3. (W) lepton	42336 (16.9344 %)	23 (0.0092 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
p_{T} rez za W lepton	28786 (11.5144 %)	4 (0.0016 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
S_{IP} rez	24818 (9.9272 %)	4 (0.0016 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
Izolacija Z leptona	24818 (9.9272 %)	4 (0.0016 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
Izolacija W leptona	21122 (8.4488 %)	1 (0.0004 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
Veto na mlazove	9232 (3.6928 %)	0 (0 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
10 GeV/c^2 oko M_Z	8322 (3.3288 %)	0 (0 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
$ZZ(4\mu)$				
Korak selekcije	$3e$	$2e1\mu$	$2\mu1e$	3μ
Svi događaji	8241	8241	8241	8241
Z kandidat	1 (0.01213 %)	1 (0.01213 %)	6706 (81.37 %)	6706 (81.37 %)
Samo 1 dobar Z	1 (0.01213 %)	1 (0.01213 %)	2912 (35.34 %)	2912 (35.34 %)
Veto na 2. Z	1 (0.01213 %)	1 (0.01213 %)	2697 (32.73 %)	2697 (32.73 %)
3. (W) lepton	0 (0 %)	1 (0.01213 %)	5 (0.06067 %)	2460 (29.85 %)
p_{T} rez za W lepton	0 (0 %)	0 (0 %)	5 (0.06067 %)	1210 (14.68 %)
S_{IP} rez	0 (0 %)	0 (0 %)	5 (0.06067 %)	1080 (13.11 %)
Izolacija Z leptona	0 (0 %)	0 (0 %)	5 (0.06067 %)	916 (11.12 %)
Izolacija W leptona	0 (0 %)	0 (0 %)	3 (0.0364 %)	822 (9.975 %)
Veto na mlazove	0 (0 %)	0 (0 %)	2 (0.02427 %)	720 (8.737 %)
10 GeV/c^2 oko M_Z	0 (0 %)	0 (0 %)	2 (0.02427 %)	654 (7.936 %)

Reference

[1] G. Kane, "Modern Elementary Particle Physics", *Addison-Wesley* (1987) 2, 6

[2] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967); S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22**, 579 (1961) 5

[3] P.W. Higgs, *Phys. Lett.* **12**, 132 (1964); *Phys. Rev. Lett.* **13**, 508 (1964); *Phys. Rev.* **145**, 1156 (1966) 7

[4] J. Goldstone, *Nuovo Cimento* **19**, (1961) 154; J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg, *Phys. Rev.* **127**, 965 (1962) 8

[5] K. Hagiwara, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld, and K. Hikasa, "Probing the Weak Boson Sector in $e^+e^- \to W^+W^-$", *Nucl. Phys.* **B282**, 253 (1987) 10

[6] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and the LEP Electroweak Working Group, "A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model", arXiv:hep-ex/0511027 (2005) 10

[7] CDF Collaboration, "Search for ZZ and ZW production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV", arXiv:hep-ex/0501021 (2005) 10

[8] D0 Collaboration, "Production of WZ Events in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV and Limits on Anomalous WWZ Couplings", arXiv:hep-ex/0504019 (2005) 10

[9] CMS Collaboration, "The CMS Physics Technical Design Report, Volume 1: Detector Performance and Software", *CERN/LHCC* **2006-001** (2006) CMS TDR 8.1 12, 24, 25

[10] GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli et al., "GEANT4: A simulation toolkit", *Nucl. Instrum. Meth.* **A506**, 250 (2003) 16

[11] "ORCA: CMS Reconstruction Package", `http://cmsdoc.cern.ch/orca` 16

[12] T. Sjöstrand, L. Lönnblad, S. Mrenna, and P. Skands, "PYTHIA 6.3: Physics and manual", arXiv:hep-ph/0308153 (2003) 17

[13] J. M. Campbell and R. K. Ellis, "MCFM v4.1, A Monte Carlo for FeMtobarn processes at hadron colliders", (2005) 17

[14] Particle Data Group, S. Eidelman et al., "Review of particle physics", *Phys. Lett.* **B592**, 1 (2004) 18, 20, 22, 23

[15] V. Brigljević, D. Ferenček, S. Morović, M. Planinić, and A. Oh, "Study of the process $pp \to WZ^0 \to l^{\pm}l^{+}l^{-}(l = e, \mu)$ at CMS", *CMS Analysis Note* **2006/063** (2006) 23

[16] S. Beauceron, S. Ganjour, and G. Hamel de Monchenault, "Study of the process $pp \to Z^0Z^0 \to e^{+}e^{-}e^{+}e^{-}$ at CMS", *CMS Analysis Note* **2006/055** (2006) 24

[17] G. Davatz, M. Dittmar, and A.-S. Giolo-Nicollerat, "Standard Model Higgs Discovery Potential of CMS in the $H \to WW \to l\nu l\nu$ Channel", *CMS Note* **2005/026** (2005) 26

[18] CMS Collaboration, "The TriDAS Project Technical Design Report, Volume 2: Data Acquisition and High-Level Trigger", *CERN/LHCC* **2002-26** (2002) CMS TDR 6.2 31

[19] V. Bartsch and G. Quast, "Expected signal observability at future experiments", *CMS Note* **2005/004** (2005) 35

[20] CMS Collaboration, "The CMS Physics Technical Design Report, Volume 2: Physics Performance", *CERN/LHCC* **2006-???** (2006) (**u pripremi**) 41

[21] I. Picek, "Fizika elementarnih čestica", *Hinus* (1997) 43, 44