

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

**Roko Pleština**

Diplomski rad

**Potencijal CMS detektora za  
potragu za Higgsovim bozonom kroz  
kanal raspada  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$**

Zagreb, 2008.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

SMJER: DIPL. ING. FIZIKE

**Roko Pleština**

Diplomski rad

**Potencijal CMS detektora za  
potragu za Higgsovim bozonom kroz  
kanal raspada  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$**

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

Ocjena diplomskog rada: \_\_\_\_\_

Povjerenstvo: 1. \_\_\_\_\_

2. \_\_\_\_\_

3. \_\_\_\_\_

Datum polaganja: \_\_\_\_\_

# Zahvale

Ovaj diplomski rad napravljen je dijelom na Prirodoslovno-matematičkom fakultetu u Zagrebu, dijelom na CERN-u u Ženevi, te na Fakultetu elektrotehnike, strojarstva i brodogradnje u Splitu. Njegovoj izradi doprinijeli su mnogi kojima ovom prilikom želim zahvaliti.

Zahvaljujem voditelju Doc. dr. sc. Mirku Planiniću na iskazanom povjerenju, susretljivosti i zalaganju tijekom izrade ovog rada. Posebnu zahvalnost dugujem suvoditelju Prof. dr. sc. Ivici Puljku za sve provedene sate zajedničkog rada, za konstruktivne prijedloge i strpljivost.

Zahvaljujem i Ministarstvu znanosti, obrazovanja i športa RH na stipendiranju sudjelovanja na CERN Summer Student Programme 2007. Zahvaljujem za veliku pomoć i susretljivost kolega iz Higgs grupe na CMS-u: Karlu Lelasu (FESB), Robertu Salernu (INFN) i Federiccu Ferriu (INFN).

Veliku zahvalnost dugujem svojem Ocu i Majci koji su mi pružili veliku i sveobuhvatnu pomoć tijekom studija.

Moja zaručnica Jelena bila je uz mene tijekom cijelog dugotrajnog studiranja, bodrila me, pomagala i savjetovala. Nije joj uvijek bilo lako. Zahvaljujem joj i vjerujem da će joj uzvratiti u budućem zajedničkom životu.

Posebno sam zahvalan svojim kolegama i prijateljima s fakulteta na vremenu provedenom u razjašnjavanju fizike, te pomoći i potpori u pripremanju ispita.

# Sadržaj

|   |           |
|---|-----------|
| <b>Zahvale</b>  | <b>i</b>  |
| <b>Uvod</b>   | <b>iv</b> |
| <b>1 Standardni model i Higgsov mehanizam</b>   | <b>1</b>  |
| 1.1 Kvantna elektrodinamika i<br>lokalna baždarna invarijantnost . . . . .                          | 2         |
| 1.2 Elektroslabo ujedinjenje . . . . .  | 4         |
| 1.2.1 $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ teorija . . . . .  | 6         |
| 1.3 Spontano lomljenje simetrije . . . . .  | 10        |
| 1.3.1 Higgs – Kibble-ov mehanizam . . . . .   | 12        |
| 1.4 Higgsov bozon . . . . .   | 14        |
| 1.5 Ograničenja mase Higgsovog bozona . . . . .   | 16        |
| <b>2 LHC sudsarivač i CMS eksperiment</b>   | <b>20</b> |
| 2.1 LHC — Veliki hadronski sudsarivač . . . . .   | 20        |
| 2.2 CMS — Kompaktni mionski solenoid . . . . .  | 22        |
| 2.2.1 Unutarnji sustav za detekciju tragova . . . . .   | 26        |
| 2.2.2 ECAL — elektromagnetski kalorimetar . . . . .   | 29        |
| <b>3 Higgsov bozon na LHC sudsarivaču</b>   | <b>34</b> |
| 3.1 Higgsov bozon — raspadi i širina . . . . .  | 34        |
| 3.2 Udarni presjeci za nastanak Higgsovog bozona na LHC-u . . . . .                                 | 36        |
| 3.2.1 Mehanizmi produkcije i udarni presjeci . . . . .  | 36        |
| 3.2.2 Kanali za otkrivanje Higgsovog bozona . . . . .   | 38        |
| <b>4 Potraga za Higgsovim bozonom kroz kanal <math>H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm</math></b> | <b>40</b> |
| 4.1 Fizikalni procesi i simulacije . . . . .  | 40        |
| 4.1.1 Signal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ . . . . .  | 43        |
| 4.1.2 Pozadina $t\bar{t} \rightarrow 2Wb\bar{b}$ . . . . .  | 44        |
| 4.1.3 Pozadina: $Zb\bar{b} \rightarrow 2lb\bar{b}$ . . . . .  | 45        |

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| 4.1.4    | Pozadina: $q\bar{q} \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$   | 45        |
| 4.2      | Selekcija okidačem                                   | 46        |
| 4.3      | Rekonstrukcija, identifikacija i izolacija elektrona | 47        |
| 4.3.1    | Rekonstrukcija elektrona                             | 48        |
| 4.3.2    | Identifikacija elektrona                             | 50        |
| 4.3.3    | Izolacija elektrona                                  | 51        |
| 4.3.4    | Efikasnost rekonstrukcije elektrona                  | 52        |
| 4.4      | Redukcija i preselekcija događaja                    | 53        |
| 4.4.1    | Redukcija  | 54        |
| 4.4.2    | Preselekcija događaja                                | 54        |
| 4.5      | Strategija analize i diskriminirajuće opservable     | 57        |
| 4.5.1    | Izolacija elektrona                                  | 59        |
| 4.5.2    | Zahtjevi na vrh interakcije                          | 60        |
| 4.5.3    | Kinematicki zahtjevi                                 | 61        |
| 4.6      | Sistematske neodređenosti                            | 62        |
| 4.6.1    | Teorijske neodređenosti                              | 62        |
| 4.6.2    | Eksperimentalne neodređenosti                        | 63        |
| 4.6.3    | Sistematske neodređenosti pozadine                   | 65        |
| 4.7      | Rezultati  | 66        |
| 4.7.1    | Selekcija  | 66        |
| 4.7.2    | Opservabilnost                                       | 68        |
| <b>5</b> | <b>Zaključak</b>                                     | <b>72</b> |
|          | Bibliografija  | 74        |

# Uvod

Standardni model (SM) jake, slabe i elektromagnetske interakcije izvrsno opisuje sve eksperimentalne podatke do današnjih dana. Model se sastoji od teorijskog opisa fundamentalnih interakcija temeljenog na principu lokalne baždarne invarijantnosti. U okviru SM, jake interakcije opisane su kvantnom kromodinamikom (QCD), dok su slaba i elektromagnetska objedinjene u elektroslaboj interakciji. Međutim, nije poznat mehanizam prema kojem se medijatori sile (bezmaseni foton i vrlo masivni W i Z bozoni) u teoriji elektroslabog ujedinjenja razlikuju u masi. Na energijama koje će biti dosegnute na Velikom hadronskom sudarivaču — LHC (*Large Hadron Collider*) na CERN-u (Europski centar za nuklearna istraživanja, Ženeva) trebali bi se pojaviti efekti koji bi razjasnili ovaj misterij. Govoreći jezikom teorije polja, porijeklo mase W i Z bozona, u okviru Standardnog Modela, objašnjava se spontanim lomljenjem simetrije (*Spontaneous Symetry Breaking*, SSB). Najjednostavniji model spontanog lomljenja simetrije je Higgsov mehanizam, nazvan po gospodinu Peteru W. Higgsu, prof. emeritus na Sveučilištu u Edinburghu, koji je među prvima predložio navedeni model u teoriji elementarnih čestica [1]. Taj mehanizam omogućuje objašnjenje porijekla mase kvarkova, leptona i vektorskih bozona, te implica postojanje najmanje jednog skalarnog bozona, tj. čuvene Higgsove čestice.

U prvom poglavlju ovog rada detaljno je objašnjen princip lokalne baždarne invarijantnosti na primjeru kvantne elektrodinamike. Također je opisana teorija elektroslabog ujedinjenja, tzv.  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  teorija, koja elegantno uvodi baždarne bozone  $W$  i  $Z$ . Problem generiranja mase baždarnih bozona i fermiona rješen je uvođenjem spontanog lomljenja simetrije pomoću Higgs – Kibble-ovog mehanizma čija je posljedica postojanje Higgsovog bozona. Način međudjelovanja Higgsovog bozona s masivnim bozonima i fermionima, koji proizlazi iz navedenog mehanizma, također je matematički opisan. Masa Higgsovog bozona nije zadana teorijom pa ostaje slobodni parametar Standardnog modela, ali je moguće postaviti granice na tu masu. U ovom poglavlju dan je kratak pregled teorijskih i eksperimentalnih ograničenja na masu Higgsovog bozona.

Drugo poglavlje opisuje eksperimentalni postav čiji je glavni cilj utvrđivanje postojanja Higgsovog bozona, te određivanje njegove mase. U tu svrhu napravljen je hadronski

sudarivač LHC, te nekoliko velikih višenamjenskih detektora. Kompaktni mionski solenoid (CMS) je detektor opće namjene dizajniran za vrlo dobro i precizno mjerjenje količine gibanja i energije miona, elektrona, fotona i mlazova, kako bi mogao opaziti što veći broj procesa kroz koje se može pronaći Higgsov bozon, te, eventualno fizikalne procese izvan SM. Zbog važnosti za ovaj rad najveća pažnja je posvećena unutarnjem sustavu za detekciju tragova i elektromagnetskom kalorimetru CMS-a.

U trećem poglavlju naglasak je stavljen na udarne presjeke, te širine raspada Higgsovog bozona u uvjetima LHC sudarivača. Navedeni su glavni načini produkcije Higgsovog bozona u sudarima protona, te su opisani potencijali pojedinih kanala raspada za njegovo otkrivanje.

Četvrto poglavlje donosi primjer traženja Higgsovog bozona u CMS detektoru kroz jedan od najvažnijih kanala raspada,  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$ . Predstavljena je strategija potrage i otkrivanja bazirana na jednostavnim optimiziranim rezovima za niske luminozitete LHC sudarivača. Detaljno su opisani pojedini koraci u selekciji signala iz raspada Higgsovog bozona. Korištenjem Monte Carlo simulacija pronađene su prikladne opservable, izračunate njihove redukcjske moći za potiskivanje pozadinskih događaja, te su predstavljeni načini kontroliranja pozadine. Na kraju poglavlja izneseni su dobiveni rezultati i opisana opservabilnost Higgsovog bozona kroz navedeni kanal u terminima signifikantnosti.

# Poglavlje 1

## Standardni model i Higgsov mehanizam

Ujedinjenje opisa svih fundamentalnih sila glavni je cilj fizike elementarnih čestica. Još u 19. stoljeću magnetska i električna sila objedinjene su u teoriji elektromagnetizma. Uspjeh kvantne elektrodinamike (QED) i korištenog načela lokalne baždarne invarijantnosti potaknuo je teorijske fizičare da isto načelo primjene i za opis slabih interakcija što je dovelo do još uspješnijeg elektroslabog ujedinjenja. Unatoč činjenici da elektromagnetske i slabe sile, te njihovi medijatori — bezmaseni foton i masivni W i Z bozoni — izgledaju vrlo različito, ujedinjenje je postignuto, a njihove razlike u masi objašnjene su spontanim lomljenjem simetrije. Kako bismo upotpunili Standardni model čestica i interakcija, dodaje se treća grupa elementarnih procesa — jake interakcije kvarkova i gluona — opisanih kvantnom kromodinamikom (QCD). Nevjerojatno je kako se tri, naoko, vrlo različite interakcije mogu opisati korištenjem istog principa lokalne baždarne invarijantnosti. Popis čestica i interakcija u Standardnom modelu prikazan je u tablici 1.1. Fermioni su grupirani u tri obitelji

$$\begin{bmatrix} \nu_e & u \\ e^- & d' \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} \nu_\mu & c \\ \mu^- & s' \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} \nu_\tau & t \\ \tau^- & b' \end{bmatrix} \quad (1.1)$$

gdje je

$$\begin{bmatrix} \nu_l & q_u \\ l^- & q_d \end{bmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} q_u \\ q_d \end{pmatrix}_L, \quad l_R^-, \quad q_{uR}, \quad q_{dR}. \quad (1.2)$$

Lijeva polja ponašaju se kao  $SU(2)_L$  dubleti, dok se njihovi desni partneri transformiraju kao  $SU(2)_L$  singleti. Navedene obitelji fermiona (izraz (1.1)) imaju jednaka svojstva (baždarne interakcije), a razlikuju se samo u masi i okusu.

U dalnjem tekstu ovog poglavlja napravljen je pregled Higgsovog mehanizma kao modela za spontano lomljenje simetrije. U tu svrhu iznesen je koncept principa lokalne

## Čestice

### Spin 1/2: Fermioni i antičestice

|          |         |           |            |
|----------|---------|-----------|------------|
| Leptoni  | $\nu_e$ | $\nu_\mu$ | $\nu_\tau$ |
|          | $e^-$   | $\mu^-$   | $\tau^-$   |
| Kvarkovi | $u$     | $c$       | $t$        |
|          | $d$     | $s$       | $b$        |

+ antičestice

### Spin 1: Baždarni bozoni

|                              |                 |
|------------------------------|-----------------|
| Bezmaseni elektroslabi bozon | $\gamma$        |
| Masivni elektroslabi bozoni  | $W^+, W^-, Z^0$ |
| Osam obojanih gluona         | $g$             |

### Spin 0: Higgsov bozon

|               |     |
|---------------|-----|
| Higgsov bozon | $H$ |
|---------------|-----|

## Interakcije

|   |  |
|---|--|
| Elektromagnetska interakcija s fotonima       |  |
| Slaba interakcija s $W^+, W^-, Z^0$           |  |
| Jaka interakcija gluona i kvarkova s gluonima |  |

Tablica 1.1: Čestice i interakcije Standardnog modela

baždarne invarijantnosti na primjeru elektromagnetske interakcije. Nakon toga, napravljen je pregled formulacije baždarnog principa za elektroslabe interakcije, gdje su izneseni problemi koji se pritom susreću, te njihova riješenja. Takvo rješenje upravo je Higgsov mehanizam koji omogućuje lomljenje simetrije u lokalno baždarnoj teoriji elektroslabe interakcije. Nakon iznošenja teorije, dane su neke usporedbe predviđanja Standardnog modela i novijih eksperimentalnih podataka.

Najvažniji sastojak ovog modela, Higgsov bozon, još nije eksperimentalno opažen. Masa tog bozona nije zadana teorijom, ali konstante vezanja na fermione i druge bozone su funkcije njihovih masa. Prema tome, poznat je udarni presjek za nastajanje Higgsa, kanali raspada, te širine pojedinih kanala.

## 1.1 Kvantna elektrodinamika i lokalna baždarna invarijantnost

U želji da se pojasnji princip lokalne baždarne invarijantnosti, najbolje je krenuti s primjerom elektrodinamike. Prepostavimo da negdje postoji elektron mase  $m$  i naboja  $q$ .

Označimo polje ovog elektrona s  $\psi$ . Njegova lokalana baždarna transformacija je

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{iq\Lambda(x)}\psi. \quad (1.3)$$

Ovdje parametar  $\Lambda$  ovisi o prostorno-vremenskim koordinatama  $x$ . U slučaju globalne baždarne transformacije, parametar  $\Lambda$  bi bio konstanta. Diracov Lagrangijan je

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (1.4)$$

gdje je  $i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi$  kinetički član, a  $m\bar{\psi}\psi$  maseni član. Oba člana invarijantna su na globalnu baždarnu transformaciju. Međutim, zbog x-ovisnosti parametra transformacije, kinetički član nije invarijantan za lokalnu baždarnu transformaciju:

$$\partial_\mu\psi \rightarrow \partial_\mu\psi' = e^{iq\Lambda(x)}(\partial_\mu\psi(x) + iq(\partial_\mu\Lambda(x))\psi) \neq \partial_\mu\psi. \quad (1.5)$$

Kako bismo imali Lagrangijan koji je invarijantan prvoj transformaciji, potrebno je uklo-niti ovisnost o  $\partial_\mu\Lambda$ . To je jedino moguće ako dodamo dodatni član u Lagrangijan, koji se transformira na način da poništi član  $\partial_\mu\Lambda$  u izrazu (1.5). Dodani član mora biti *baždarno polje*  $A_\mu$  spina-1 ( $\partial_\mu\Lambda$  ima Lorentz indeks), a derivaciju  $\partial_\mu$  mijenjamo s *kovarijantnom derivacijom*

$$D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu(x). \quad (1.6)$$

Zahtjev da se  $D_\mu$  transformira kao i samo polje  $\psi$ :

$$D_\mu\psi \rightarrow (D_\mu\psi)' = e^{iq\Lambda(x)}D_\mu\psi \quad (1.7)$$

nam određuje oblik transformacije uvedenog baždarnog polja

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) \equiv A_\mu(x) - \frac{1}{q}\partial_\mu\Lambda(x). \quad (1.8)$$

Novi Lagranagijan

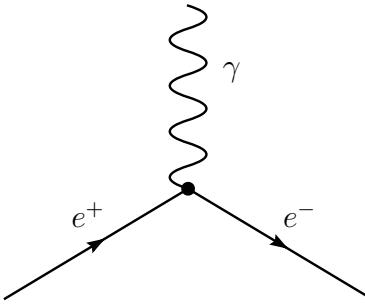
$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \\ &= i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi + qA_\mu\bar{\psi}\gamma^\mu\psi \end{aligned} \quad (1.9)$$

je lokalno baždarno invarijantan. Posljednji član u Lagrangijanu (1.9) je interakcija vektorskog polja  $A_\mu$  i elektromagnetske struje  $j^\mu = q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$ . Prema tome, novo polje  $A_\mu$  je fotonsko polje, a interakcijski član u Lagrangijanu, koji se javlja zbog lokalne baždarne invarijantnosti, je elektromagnetska interakcija čiji su medijatori fotonii. Feynmanov dijagram ove interakcije prikazan je na slici 1.1.

Kako bismo upotpunili QED Lagrangijan potrebno je još dodati kinetički član za foton, koji se formulira pomoću baždarno invarijantnog tenzora  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - j^\mu A_\mu + \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (1.10)$$

Na ovom mjestu, važno je naglasiti tri stvari:



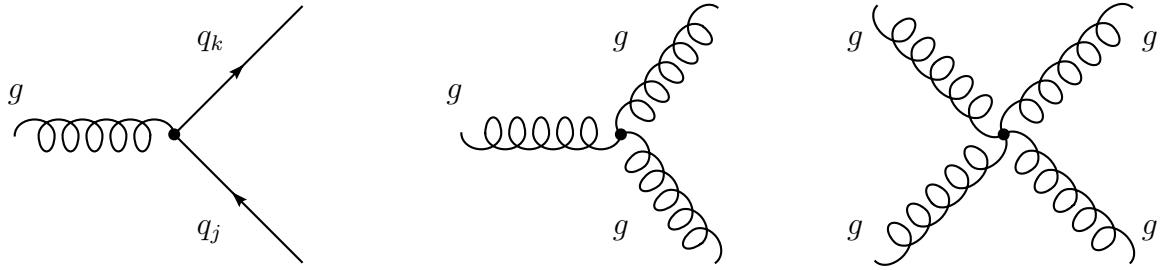
Slika 1.1: Vrhovi elektromagnetske interakcije  $j^\mu A_\mu$ .

- Foton ulazi u teoriju zbog zahtjeva *lokane baždarne invarijantnosti*.
- Oblik interakcije određen je teorijom.
- Nemoguće je uvesti maseni član za foton, a da se ne ugrozi lokalna baždarna invarijantnost. Prema tome, foton ne smije imati masu.

Opisani formalizam je Abelova  $U(1)$  baždarna grupa generirana transformacijom  $\psi \rightarrow \psi' = e^{iq\Lambda(x)}\psi$ . Unutar Abelove grupe, transformacije međusobno komutiraju. Generator grupe je električni naboј, a lokalna baždarna invarijantnost zahtjeva postojanje odgovarajućeg baždarnog bozona —fotona. Općenito, lokalna baždarna invarijantnost zahtjeva onoliko bezmasenih baždarnih bozona koliko ima generatora grupe: tri za  $SU(2)$  simetriju, osam za  $SU(3)$ , itd. Jake interakcije kvarkova opisujemo ne-Abelovskom  $SU(3)$  grupom rotacija u prostoru boje kvarkova. Lokalna baždarna invarijantnost sada zahtjeva postojanje osam vektorskih polja koji se odnose na osam gluona. Gluoni opet moraju biti bezmaseni. Za razliku od kvantne elektrodinamike, a zbog ne-Abelovske prirode  $SU(3)$  grupe, dobijemo samointerakcijske članove gluona u Lagrangijanu, prikazane na slici 1.2. Gluoni su medijatori jake sile među obojanim objektima i pritom sami nose boju, dok foton dјeluju među električnim nabijenim česticama, ali sami nemaju naboј i, prema tome, nemaju članove samointerakcije. Upravo to uzrokuje fenomenološke razlike elektromagnetskih i jakih interakcija.

## 1.2 Elektroslabo ujedinjenje

Eksperimenti na niskim energijama dali su mnogo informacija o dinamici procesa koji mijenjaju okuse (eng. *flavour-changing dynamics*). Detaljna analiza energetskih i kutnih raspodjela u  $\beta$  raspadima, kao  $\mu \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$  ili  $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ , pokazala je da samo fermioni (antifermioni) lijeve (desne) kiralnosti sudjeluju u navedenim procesima, te da je jakost



Slika 1.2: Kvark-glon i gluon-gluon interakcije.

interakcije univerzalna. Slično, u procesima kao  $\pi^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e$  ili  $\pi^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu$ , uočilo se da postoje neutrini samo lijeve kiralnosti, a antineutrini samo desne kiralnosti.

Iz eksperimenta s neutrinskim raspršenjima saznajemo da postoje različiti tipovi neutrina ( $\nu_e \neq \nu_\mu$ ), te da su posebno očuvani elektronski i mionski leptonski brojevi.

Teorijska razmatranja vezana za unitarnost i nepostojanje neutralnih struja koje mijenjaju okus ( $\mu^- \rightarrow e^- e^+ e^-$ ), te informacije dobivene u niskoenergijskim eksperimentima bili su dovoljni da odrede strukturu sadašnje elektroslabe teorije [2]. Vektorski bozoni  $W^\pm$  i  $Z$  uvedeni su u teoriju, te je procjenjena njihova masa prije nego su eksperimentalno otkriveni. Do danas je sakupljen ogroman broj događaja  $W^\pm$  i  $Z$  raspada, koji su direktni eksperimentalni dokaz njihove dinamike.

Kako bismo mogli nastaviti s dalnjim teorijskim razmatranjima, važno je spomenuti neke karakteristike interakcije kvarkova i leptona s  $W^\pm$  bozonima (tzv. *slaba nabijena struja*):

- $W^\pm$  se spaja samo na lijeve fermione i desne antifermione. Prema tome, paritet  $\mathcal{P}$  (lijevo  $\leftrightarrow$  desno) i nabojna konjugacija  $\mathcal{C}$  (čestica  $\leftrightarrow$  antičestica) su 100% narušeni. Kombinirana  $\mathcal{CP}$  transformacija je i dalje dobra simetrija.
- $W^\pm$  bozon se spaja na fermionske dublete (izraz (1.2)) u kojima se električni naboj članova dubleta razlikuje za jedan.

Mogući raspadi  $W^-$  su :

$$W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e, \mu^-\bar{\nu}_\mu, \tau^-\bar{\nu}_\tau, d' \bar{u}, s' \bar{c},$$

gdje je izostavljen raspad  $W^- \rightarrow b' t$  kinematički zabranjen zbog mase  $t$  kvarka ( $m_t = 171 \text{ GeV}/c^2 > M_W = 80.4 \text{ GeV}/c^2$ ).

Do sada smo, koristeći lokalnu baždarnu invarijantnost, mogli izvesti QED i QCD Lagrangijane. Međutim, za opisati slabe interakcije potrebna je složenija struktura, koja bi sadržavala više fermionskih okusa i različita svojstva za lijeva i desna polja. Lijevi

fermioni trebali bi dolaziti u dubletima, te bismo htjeli imati masivne  $W^\pm$  i  $Z$  bozone zajedno s fotonom. Najjednostaviji mogući način da to napravimo opisan je u sljedećem odjeljku.

### 1.2.1 $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ teorija

Za ujedinjenje elektromagnetske i slabe interakcije potrebno je pronaći odgovarajuću grupu simetrija. Najjednostavnija grupa s dubletnom reprezentacijom je  $SU(2)$ , a za uključivanje elektromagnetske interakcije potrebna je dodatna  $U(1)$  grupa. Prema tome, grupa simetrija koja se mora razmatrati je

$$G \equiv SU(2)_L \otimes U(1)_Y , \quad (1.11)$$

gdje se  $L$  odnosi na lijeva polja. Trenutno ne specificiramo značenje indeksa  $Y$  jer ćemo uskoro vidjeti da njegova naivna identifikacija s elektromagnetizmom ne funkcioniira.

Radi jednostavnosti, uzimimo u obzir samo jednu obitelj kvarkova i uvedimo slijedeću notaciju:

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L , \quad \psi_2(x) = u_R , \quad \psi_3(x) = d_R . \quad (1.12)$$

Naše razmatranje će se također odnositi na leptonski sektor

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L , \quad \psi_2(x) = \nu_{eR} , \quad \psi_3(x) = e_R^- . \quad (1.13)$$

Kao i u primjeru izvoda QED (odjeljak 1.1, str. 2) napišimo prvo slobodni Lagrangijan:

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{u}(x)\gamma^\mu\partial_\mu u(x) + i\bar{d}(x)\gamma^\mu\partial_\mu d(x) = \sum_{j=1}^3 i\bar{\psi}_j(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi_j(x) . \quad (1.14)$$

$\mathcal{L}_0$  je invarijantan na globalnu transformaciju  $G$  u prostoru okusa:

$$\begin{aligned} \psi_1(x) &\xrightarrow{G} \psi'_1(x) \equiv e^{iy_1\beta} U_L \psi_1(x) \\ \psi_{2,3}(x) &\xrightarrow{G} \psi'_{2,3}(x) \equiv e^{iy_{2,3}\beta} U_L \psi_{2,3}(x), \end{aligned} \quad (1.15)$$

gdje  $SU(2)_L$  transformacija

$$U_L \equiv e^{i\frac{\sigma_i}{2}\alpha^i} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (1.16)$$

djeluje samo na dublet lijevih polja  $\psi_1(x)$ . Parametri  $y_i$  zovu se *hipernaboji* jer je  $U(1)_Y$  fazna transformacija analogna onoj iz QED-a (vidi izraz (1.3)). Grupa transformacija  $U_L$  je ne-Abelova. Maseni član u izrazu (1.21) nije uključen jer bi on miješao polja lijeve i desne kiralnosti, narušavajući tako naše zahtjeve simetrije.

Sada uvodimo lokalno baždarno načelo zahtjevajući da Lagrangijan bude invarijantan na lokalnu  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  baždarnu transformaciju, što znači da  $\alpha^i = \alpha^i(x)$  i  $\beta = \beta(x)$ . Na isti način kao kod QED, uvodimo kovarijantnu derivaciju, a kako sada imamo četiri baždarna parametra,  $\alpha^i(x)$  i  $\beta(x)$ , potrebna su nam četiri različita baždarna bozona:

$$\begin{aligned} D_\mu \psi_1(x) &\equiv \left[ \partial_\mu + ig\widetilde{W}_\mu(x) + ig'y_1 B_\mu(x) \right] \psi_1(x) \\ D_\mu \psi_{2,3}(x) &\equiv [\partial_\mu + ig'y_{2,3} B_\mu(x)] \psi_{2,3}(x), \end{aligned} \quad (1.17)$$

gdje

$$\widetilde{W}_\mu(x) \equiv \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i(x) \quad (1.18)$$

označava  $SU(2)_L$  polje matrica. Uvedenim baždarnim poljima možemo opisati  $W^\pm$ ,  $Z$  i  $\gamma$ .

Od  $D_\mu \psi_j(x)$  zahtjevamo da se transformira na isti način kao i polje  $\psi_j(x)$ , čime fiksiramo transformacijska svojstva baždarnih polja:

$$B_\mu \xrightarrow{G} B'_\mu \equiv B_\mu(x) - \frac{1}{g'} \partial_\mu \beta(x) \quad (1.19)$$

$$\widetilde{W}_\mu \xrightarrow{G} \widetilde{W}'_\mu \equiv U_L(x) \widetilde{W}_\mu U_L^\dagger(x) + \frac{i}{g} \partial_\mu U_L(x) U_L^\dagger(x). \quad (1.20)$$

Transformacija  $B_\mu$  identična je transformaciji fotonskog polja iz QED, dok se  $SU(2)_L$   $W_\mu^i$  polja transformiraju na način sličan gluonskim poljima u QCD-u (vidi [3]). Konstanta vezanja polja  $\psi_j$  i  $B_\mu$  je proizvoljna kao u QED-u, što povlači da je hipernaboj  $y_i$  slobodan parametar. Zbog ne-Abelovske prirode grupe  $SU(2)_L$ , spomenuta sloboda ne postoji za  $W_\mu^i$ , pa imamo jedinstvenu konstantu  $SU(2)_L$  vezanja —  $g$ .

Lagrangijan

$$\mathcal{L} = \sum_{j=1}^3 i\bar{\psi}_j(x) \gamma^\mu D_\mu \psi_j(x) \quad (1.21)$$

je sada invarijantan na lokalne baždarne transformacije  $G$ . Kako bismo izgradili baždarno invarijantni kinetički član baždarnih polja, uvodimo odgovarajuće tenzore jakosti polja:

$$B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (1.22)$$

$$\widetilde{W}_{\mu\nu} \equiv -\frac{i}{g} \left[ \left( \partial_\mu + ig\widetilde{W}_\mu \right), \left( \partial_\nu + ig\widetilde{W}_\nu \right) \right] = \partial_\mu \widetilde{W}_\nu - \partial_\nu \widetilde{W}_\mu + ig[W_\mu, W_\nu], \quad (1.23)$$

$$\widetilde{W} \equiv \frac{\sigma_i}{2} W_{\mu\nu}^i, \quad W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu \widetilde{W}_\nu^i - \partial_\nu \widetilde{W}_\mu^i - g\epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k. \quad (1.24)$$

Tenzor  $B_{\mu\nu}$  ostaje invarijantan na transformaciju  $G$ , dok se  $\widetilde{W}_{\mu\nu}$  transformira kovarijantno:

$$B_{\mu\nu} \rightarrow B_{\mu\nu}, \quad \widetilde{W}_{\mu\nu} \rightarrow U_L \widetilde{W}_{\mu\nu} U_L^\dagger. \quad (1.25)$$

Prema tome, normirani kinetički dio Lagrangijana dan je sa

$$\mathcal{L}_{Kin} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{2}Tr\left[\widetilde{W}_{\mu\nu}\widetilde{W}^{\mu\nu}\right] = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\widetilde{W}_{\mu\nu}^i\widetilde{W}_i^{\mu\nu}. \quad (1.26)$$

Tenzor jakosti polja  $W_{\mu\nu}^i$  (vidi izraz (1.24)) sadrži kvadratni član, pa se u  $\mathcal{L}_{Kin}$  (izraz (1.26)) javljaju trostruka i četverostruka samointerakcija baždarnih polja, čija je konstanta vezana dana ista kao i za fermionski dio Lagrangijana, tj.  $g$ .

Zahtjev lokalne baždarne invarijantnosti ne dozvoljava maseni član za baždarne bozone u Lagrangijanu. Isto tako, nisu dozvoljeni ni maseni članovi za fermione, jer bi oni miješali stanja lijeve i desne kiralnosti, eksplicitno narušavajući baždarnu simetriju. Znači, Lagrangijan u izrazima (1.21) i (1.26) sadrži samo bezmasena polja.

### Slaba nabijena struja

Lagrangijan (1.21) sadrži interakciju fermionskih polja s baždarnim bozonima:

$$\mathcal{L} \longrightarrow -g\bar{\psi}_1\gamma^\mu\widetilde{W}_\mu\psi_1 - g'B_\mu\sum_{j=1}^3y_j\bar{\psi}_j\gamma^\mu\psi_j. \quad (1.27)$$

Član koji sadrži  $SU(2)_L$  matricu

$$\widetilde{W}_\mu = \frac{\sigma^i}{2}W_\mu^i = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} W_\mu^3 & \sqrt{2}W_\mu^\dagger \\ \sqrt{2}W_\mu & -W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

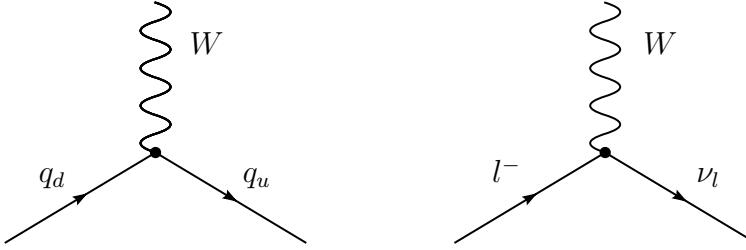
daje slabu nabijenu struju (eng. *charged current*) s bozonskim poljem  $W_\mu = (W_\mu^1 + iW_\mu^2)/\sqrt{2}$  i kompleksno konjugiranim  $W_\mu^\dagger = (W_\mu^1 - iW_\mu^2)/\sqrt{2}$  (slika 1.3), koje identificiramo s nabijenim  $W^\pm$  bozonima. Lagrangijan slabe nabijene struje za jednu obitelj fermiona je

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{g}{2\sqrt{2}}\left\{W_\mu^\dagger[\bar{u}\gamma^\mu(1-\gamma_5)d + \bar{\nu}_e\gamma^\mu(1-\gamma_5)e] + h.c.\right\}. \quad (1.29)$$

Univerzalnost interakcije s kvarkovima i leptonima je direktna posljedica baždarne simetrije. Važno je, međutim, napomenuti da izraz (1.29) ne može opisivati dinamiku koju opažamo jer su bozoni bezmaseni, pa uzrokuju sile dugog dosega.

### Slaba neutralna struja

Izraz (1.27) sadrži članove interakcije s neutralnim baždarnim poljima  $W_\mu^3$  i  $B_\mu$ . Odgovaralo bi nam kad bismo mogli ta polja identificirati s  $Z$  i  $\gamma$ . Znamo da foton interagira s fermionima obje kiralnosti, pa singletno polje  $B_\mu$  ne može biti elektromagnetsko polje. To bi zahtjevalo da  $y_1 = y_2 = y_3$  (iz izraza (1.17)) i  $g'y_j = eQ_j$ , što ne može istovremeno biti zadovoljeno.



Slika 1.3: Vrhovi slabe nabijene struje.

Oba navedena polja su neutralna, pa možemo pokušati s njihovom linearnom kombinacijom:

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}. \quad (1.30)$$

Fizikalni  $Z$  bozon nije bezmasen kako zahtjeva lokalna baždarna simetrija. U slijedećem poglavlju vidjet ćemo kako je moguće generirati mase baždarnih bozona kroz spontano lomljenje simetrije (SSB). Trenutno nam je samo važno da nešto lomi simetriju, generirajući masu  $Z$ , te da su neutralna masena stanja kombinacija tripletnih i singletnih  $SU(2)_L$  polja. Pišući preko polja  $Z$  i  $\gamma$ , Lagrangijan slabe neutralne struje je

$$\mathcal{L}_{NC} = - \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu \left\{ A_\mu \left[ g \frac{\sigma_3}{2} \sin \theta_W + g' y_j \cos \theta_W \right] + Z_\mu \left[ g \frac{\sigma_3}{2} \cos \theta_W - g' y_j \sin \theta_W \right] \right\} \psi_j. \quad (1.31)$$

QED dobivamo iz člana s  $A_\mu$  uz uvjet:

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e, \quad Y = Q - T_3 \quad (1.32)$$

gdje je  $T_3 = \sigma_3/2$  slab izospin, a  $Q$  električni naboј. Prva jednakost povezuje konstante vezanja  $SU(2)_L$  i  $U(1)_Y$  s elektromagnetskim konstantama vezanja i na taj način daje ujedinjenje elektroslabe interakcije. Druga jednakost potpuno određuje fermionske hipernabojne pomoću naboja i slabog izospina:

$$\text{Kvarkovi: } \left| \begin{array}{l} y_1 = Q_u - \frac{1}{2} = Q_d + \frac{1}{2} = \frac{1}{6} \\ y_2 = Q_u = \frac{2}{3} \\ y_3 = Q_d = -\frac{1}{3} \end{array} \right| \quad \text{Leptoni: } \left| \begin{array}{l} y_1 = Q_\nu - \frac{1}{2} = Q_e + \frac{1}{2} = -\frac{1}{2} \\ y_2 = Q_\nu = 0 \\ y_3 = Q_e = -1 \end{array} \right|$$

Hipotetski desni neutrino ne bi imao ni hipernaboj ni električni naboј. Kako ne bi interagirao s  $W^\pm$  bozonom, onda ne bi imao nikakvu interakciju (sterilni neutrino), pa ćemo ga isključiti iz dalnjih razmatranja.

Koristeći se relacijama (1.32), Lagrangijan slabe neutralne struje možemo pisati:

$$\mathcal{L}_{NC} = \mathcal{L}_{QED} + \mathcal{L}_{NC}^Z, \quad (1.33)$$

gdje je

$$\mathcal{L}_{QED} = -eA_\mu \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu Q_j \psi_j \equiv -q A_\mu J_{em}^\mu \quad (1.34)$$

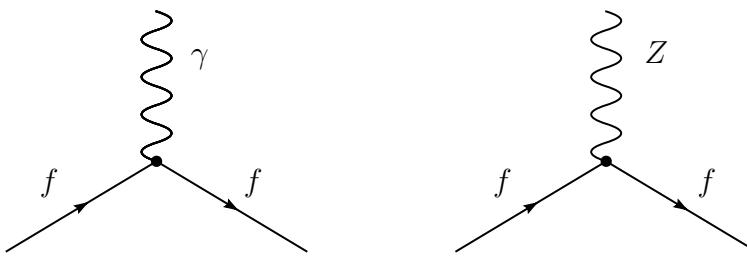
obični Lagrangijan QED-a, a

$$\mathcal{L}_{NC}^Z = -\frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} Z_\mu J_Z^\mu \quad (1.35)$$

$$= -\frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} Z_\mu \sum_f \bar{f} \gamma^\mu (v_f - a_f \gamma_5) f , \quad (1.36)$$

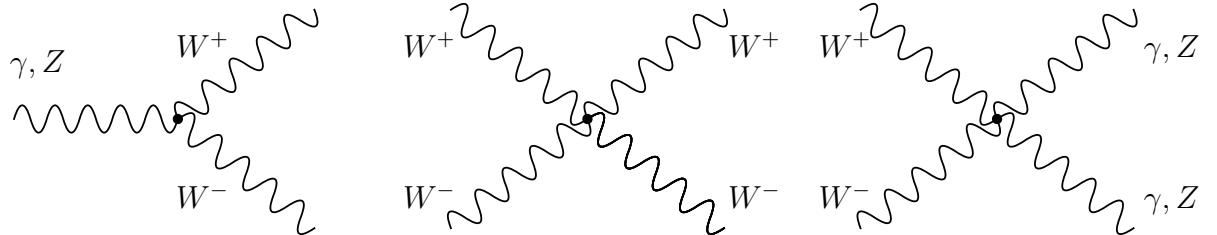
Lagrangijan slabe neutralne struje fermiona, gdje je  $a_f = T_3^f$  i  $v_f = T_3^f (1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_W)$ .

Na slici 1.4 prikazani su vrhovi neutralne interakcije.



Slika 1.4: Vrhovi slabe neutralne struje.

Preostaju nam još članovi samointerakcije baždarnih bozona (slika 1.5) koje smo ranije spomenuli. Detaljan raspis tih članova možemo naći u [3], a ovdje ih, zbog preglednosti, nećemo eksplicitno navesti.



Slika 1.5: Vrhovi samointerakcije baždarnih bozona.

### 1.3 Spontano lomljenje simetrije

U prethodnom djelu uspješno smo izveli slabe nabijene i neutralne struje, dobro smo inkorporirali QED u isti teorijski okvir, te smo dodatno dobili samointerakcije baždarnih bozona, koje se pojavljuju zbog ne-Abelovske strukture  $SU(2)_L$  grupe. Baždarna simetrija garantira da imamo dobro definirani renormalizabilni Lagrangijan [4]. Međutim, iako vrlo lijep, naš Lagrangijan nema puno veze sa stvarnošću. Naši baždarni bozoni nemaju masu.

To vrijedi za fotonsko polje, ali nikako za fizikalne  $W^\pm$  i  $Z$  bozone koji su prilično masivni objekti.

Masu je moguće generirati lomeći baždarnu simetriju, dok renormalizabilnost zahtjeva potpuno simetrični Lagrangijan. Ovu dilemu moguće je riješiti dobivanjem nesimetričnih rješenja iz simetričnog Lagrangijana.

Razmotrimo Lagrangijan koji:

1. je invarijantan na grupu  $G$  transformacija (vidi (1.11)).
2. ima degenerirani skup stanja s minimalnom energijom i koji se s  $G$  transformira isto kao članovi danog multipleta.

Izabiranjem jednog od osnovnih stanja, možemo reći da je simetrija sustava spontano slomljena (SSB). Poznati fizikalni primjer SSB-a je feromagnet. Njegov Hamiltonijan je simetričan na rotacije, ali su spinovi u osnovnom stanju paralelni i usmjereni u proizvoljnom smjeru. U kvantnoj teoriji polja (eng. *Quantum Field Theory*) osnovno stanje naziva se *vakuum*. SSB mehanizam će se pojaviti tamo gdje imamo simetrični Lagrangijan, ali nesimetrični vakuum.

Za početak, uvedimo kompleksno skalarno polje  $\phi(x)$  s Lagrangijanom

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - V(\phi) , \quad V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + h (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.37)$$

$\mathcal{L}$  je invarijantan na globalne baždarne transformacije  $\phi(x) \rightarrow e^{i\theta} \phi(x)$ .

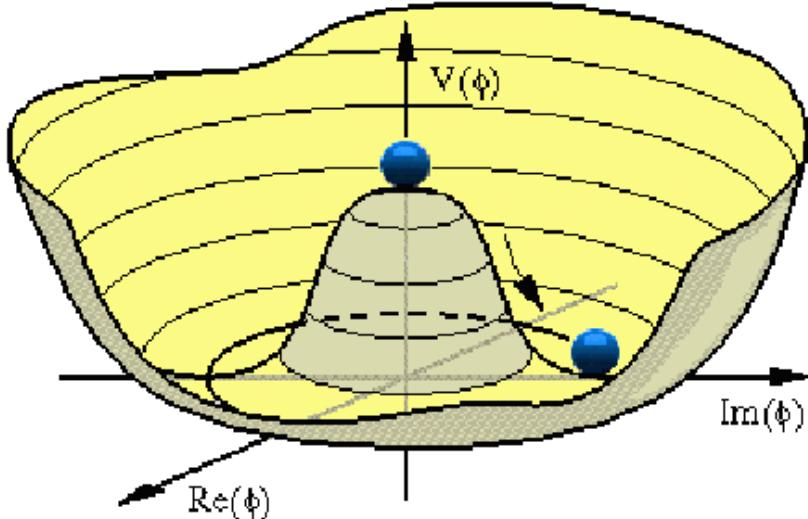
Kako bismo imali osnovno stanje, potencijal treba biti omeđen odozdo, tj.  $h > 0$ . Za kvadratni član imamo dvije mogućnosti:

1.  $\mu^2 > 0$ : Potencijal ima trivijalan minimum  $\phi = 0$  i opisuje masivnu skalarnu česticu mase  $\mu$  i četverostrukog vezanja  $h$ .
2.  $\mu^2 < 0$ : Potencijal ima minimum za

$$|\phi_0| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2h}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} > 0 , \quad V(\phi_0) = -\frac{h}{4} v^4 . \quad (1.38)$$

Oblik potencijala  $V()$  prikazan je na slici 1.6. Zbog  $U(1)$  fazne simetrije Lagrangijana (1.37) imamo beskonačno mnogo osnovnih stanja,  $\phi_0 = \frac{v}{\sqrt{2}} e^{i\theta}$ . Izborom jednog minimuma (vakuma), primjerice  $\phi = 0$ , simetrija je spontano slomljena. Ako parametriziramo pobuđenja vakuma kao

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [v + \varphi_1(x) + i\varphi_2(x)] , \quad (1.39)$$



Slika 1.6: Oblik skalarnog potencijala koji je prikladan za mehanizam spontanog lomljenja simetrije.

gdje su  $\varphi_1$  i  $\varphi_2$  realna polja, potencijal postaje

$$v(\phi) = V(\phi_0) + \mu^2 \varphi_1^2 + h v \varphi_1 (\varphi_1^2 + \varphi_2^2) + \frac{h}{4} (\varphi_1^2 + \varphi_2^2)^2 . \quad (1.40)$$

Znači,  $\varphi_1$  opisuje maseno stanje s masom  $m_{\varphi_1}^2 = -2\mu^2$ , a  $\varphi_2$  je bezmaseno polje.

Prvi slučaj ( $\mu^2 > 0$ ) je uobičajena situacija s jedinstvenim osnovnim stanjem. U drugom slučaju imamo zanimljivo nam spontano lomljenje simetrije. Pojavljivanje bezmasene čestice kada je  $\mu^2 < 0$  lako je razumjeti — polje  $\varphi_2$  odnosi se na pobuđenja u stanja koja imaju istu energiju kao izabrano osnovno stanje. Za takva pobuđenja nije potrebno uložiti nikakvu energiju, pa se očito odnose na bezmasena stanja.

Zapravo, postojanje bezmasenih pobuđenja u procesu SSB je općenit rezultat, koji je poznat kao Goldstone-ov teorem [5] koji kaže: ako je Lagrangijan invarijantan na kontinuiranu transformaciju  $G$ , a vakuum samo na podgrupu  $H \subset G$ , onda postoji onoliko bezmasenih čestica spina-0 (Goldstone-ovi bozoni) koliko je slomljenih generatora (tj. generatora  $G$  koji ne pripadaju  $H$ ).

### 1.3.1 Higgs – Kibble-ov mehanizam

Na prvi pogled Goldstone-ov teorem nema nikakve veze s problemom generiranja mase, jer se javljaju bezmasena stanja. Međutim, događa se nešto vrlo interesantno kada imamo lokalnu baždarnu simetriju [1, 6].

Razmotrimo  $SU(2)$  dublet kompleksnih skalarnih polja

$$\phi(x) \equiv \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix}. \quad (1.41)$$

Lagrangijan

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi - \mu^2 \phi^\dagger \phi - h (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (h > 0, \mu^2 > 0), \quad (1.42)$$

$$D^\mu \phi = [\partial^\mu + ig\widetilde{W}^\mu + ig'y_\phi B^\mu] \phi, \quad y_\phi = Q_\phi - T_3 = \frac{1}{2}, \quad (1.43)$$

je invarijantan na  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  transformacije. Vrijednost hipernaboga je određena iz zahtjeva vezanja  $\phi(x)$  i  $A^\mu(x)$ . Naime, foton se ne vezuje na  $\phi^{(0)}$ , a  $\phi^{(+)}$  ima dobar nabo.

Potencijal je vrlo sličan onome u izrazu (1.37). Imamo beskonačan skup degeneriranih osnovnih stanja koja zadovoljavaju:

$$|\langle 0 | \phi^{(0)} | 0 \rangle| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2h}} \equiv \frac{v}{2\sqrt{2}}. \quad (1.44)$$

Ovdje primjetimo da smo klasično osnovno stanje nazvali *vakuum*. Električni nabo je očuvana veličina, pa samo neutralno skalarno polje može poprimiti očekivanu vrijednost vakuuma. Izabiranjem jednog osnovnog stanja,  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  simetrija se spontano lomi na elektromagnetsku podgrupu  $U(1)_{QED}$ , koja je i dalje dobra simetrija vakuuma. Tada bi se trebali pojaviti bezmaseni bozoni prema Goldstone-ovom teoremu.

Parametriziramo skalarni dublet

$$\phi(x) = e^{i\frac{\sigma_i}{2}\theta^i(x)} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (1.45)$$

s četiri polja  $\theta^i(x)$  i  $H(x)$ . Ključni moment je da nam  $SU(2)_L$  invarijantnost Lagrangijana dopušta da odrotiramo ovisnost o  $\theta^i(x)$ . Upravo to su tri polja koji bi bili bezmaseni Goldstone-ovi bozoni u SSB mehanizmu.

Kovarijantna derivacija (1.43) vezuje skalarni multiplet s baždarnim bozonima. Ako odaberemo fizikalno (unitarno) baždarenje  $\theta^i(x) = 0$ , kinetički dio skalarnog Lagrangijana (1.42) postaje:

$$(D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi \xrightarrow{\theta^i=0} \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + (v + H)^2 \left\{ \frac{g^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \right\}. \quad (1.46)$$

Očekivana vrijednost vakuuma generirala je kvadratni član za  $W^\pm$  i  $Z$ , tj. ovi bozoni su dobili masu:

$$M_Z \cos \theta_W = M_W = \frac{1}{2} v g. \quad (1.47)$$

Kratko rezimirajmo. Pronašli smo zgodan način generiranja mase medijatorima slabe sile. Samo smo dodali  $\mathcal{L}_S$  u naš  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  model. Ukupni Lagrangijan je baždarno

invarijantan čime je zajamčena renormalizabilnost [4]. Nakon SSB, tri slomljena generatora identificiramo s Goldstone-ovim bozonima, koje, pak, eliminiramo iz Lagrangijana zahvaljujući lokalnoj baždarnoj simetriji. Uvođenjem unitarnog baždarenja  $W^\pm$  i  $Z$  dobivaju masu (ne i  $\gamma$ , jer  $U(1)_{QED}$  nije slomljena simetrija), koje su povezane u izrazu (1.47).

Korisno je izbrojati stupnjeve slobode Lagrangijana. Prije SSB-a, Lagrangijan ima bezmasene  $W^\pm$  i  $Z$  stupnjeve slobode, tj.  $3 \times 2 = 6$  st. slob. zbog dvije polarizacije polja spina 1, te četiri realna skalarna polja. Nakon SSB-a, Goldstone-ove stupnjevi slobode “pojedu” baždarni bozoni, koji postaju masivni, te dobivaju dodatni stupanj slobode. Sada imamo  $3 \times 3 = 9$  st. slob. u baždarnom sektoru, uz jednu dodatnu skalarnu česticu  $H$  — *Higgsov bozon*. Ukupni broj stupnjeva slobode ostaje i dalje isti.

Primjetimo da nam Higgs – Kibble-ov mehanizam, osim teorijskog modela, odmah daje i nekoliko predikcija. Iz izraza (1.47) vidimo da je  $Z$  bozon masivniji, što je u slaganju s eksperimentima[7, 8]:

$$M_Z = 91.1875 \pm 0.0021 \text{ GeV/c}^2 \quad M_W = 80.398 \pm 0.025 \text{ GeV/c}^2 . \quad (1.48)$$

Iz ovih eksperimentalnih rezultata dobivamo kut elektroslabog miješanja (Weinberg-ov ili *weak* kut)

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} = 0.223 . \quad (1.49)$$

Isti kut možemo neovisno odrediti iz raspada  $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ :

$$\sin^2 \theta_W = 0.215 , \quad (1.50)$$

koji je u vrlo dobrom slaganju s (1.49). Fermijeva konstanta vezanja direktno nam određuje skalu elektroslabe interakcije, tj. vakuumsku očekivanu vrijednost skalara:

$$v = \left( \sqrt{2} G_F \right)^{-1/2} = 246 \text{ GeV} . \quad (1.51)$$

## 1.4 Higgsov bozon

Skalarni Lagrangijan u iz izraza (1.43) uveo je novu skalarnu česticu u model — Higgsov bozon ( $H$ ). Zapisan pomoću fizikalnih polja (unitarno baždarenje),  $\mathcal{L}_S$  poprima oblik

$$\mathcal{L}_S = \frac{1}{4} h v^4 + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_{HG^2} , \quad (1.52)$$

gdje je

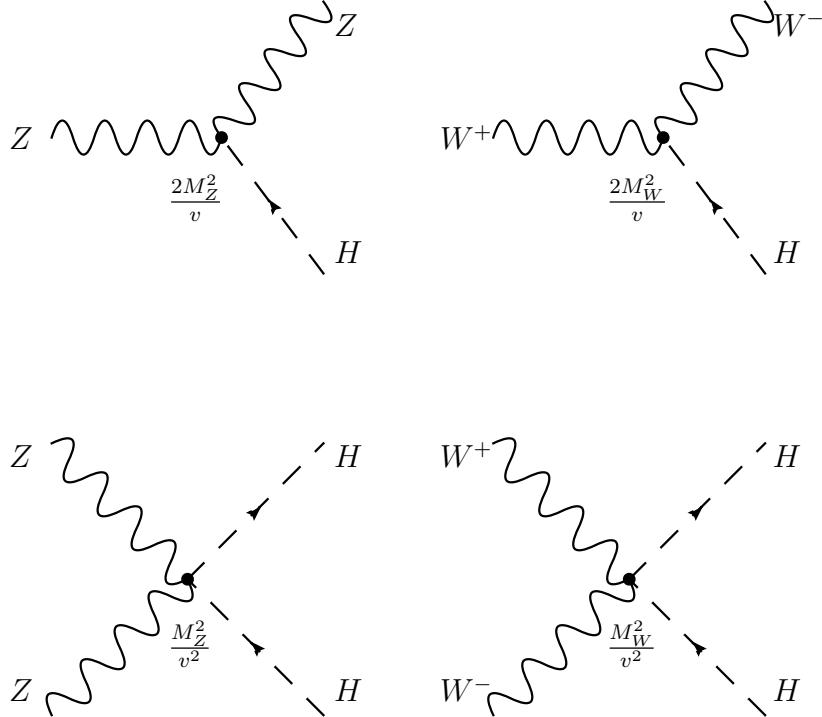
$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H - \frac{1}{2} m_H^2 H^2 - \frac{m_H^2}{2v} H^3 - \frac{m_H^2}{8v^2} H^4 , \quad (1.53)$$

$$\mathcal{L}_{HG^2} = M_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu \left\{ 1 + \frac{2}{v} H + \frac{H^2}{v^2} \right\} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \left\{ 1 + \frac{2}{v} H + \frac{H^2}{v^2} \right\} , \quad (1.54)$$

te je masa Higgsovog bozona dana sa

$$m_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2h}v. \quad (1.55)$$

Interakcije Higgsovog bozona (slika 1.7) imaju vrlo karakterističan oblik: uvijek su proporcionalni kvadratu mase bozona na kojeg se vežu. Sve konstante vezanja određene pomoću  $m_H$ ,  $M_W$ ,  $M_Z$  i vakumske očekivane vrijednosti  $v$ .



Slika 1.7: Vrhovi vezanja Higgsa i baždarnih bozona.

Maseni član za fermione  $\mathcal{L}_m = -m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$  je zabranjen jer lomi baždarnu simetriju. Međutim, pošto smo uveli dodatni skalarni dublet u model, možemo napisati slijedeće baždarno invariantno vezanje fermion-skalar:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = & - c_1(\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} d_R - c_2(\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(0)*} \\ -\phi^{(-)} \end{pmatrix} u_R \\ & - c_3(\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} e_R + h.c. , \end{aligned} \quad (1.56)$$

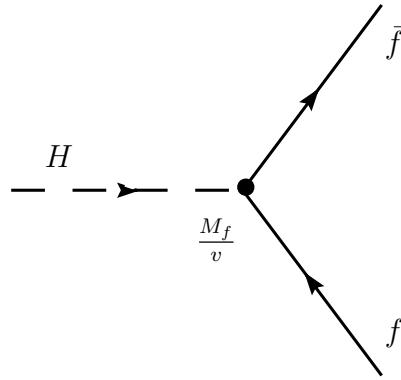
gdje drugi član sadrži  $\mathcal{C}$ -konjugirano skalarno polje  $\phi^C \equiv i\sigma_2\phi^*$ . U unitarnom baždarenju (nakon SSB), ovaj, Lagrangijan Yukawinog tipa postaje jednostavniji:

$$\mathcal{L}_Y = -\frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) \{c_1\bar{d}d + c_2\bar{u}u + c_3\bar{e}e\} . \quad (1.57)$$

Prema tome, mehanizam spontanog lomljenja simetrije generira i fermionske mase:

$$m_d = c_1 \frac{v}{\sqrt{2}} \quad m_u = c_2 \frac{v}{\sqrt{2}} \quad m_e = c_3 \frac{v}{\sqrt{2}} . \quad (1.58)$$

Parametri  $c_i$  su nam nepoznati, pa su mase fermiona proizvoljne. Ovdje je jedino važno primjetiti da su sva Yukawa vezanja fiksirana masom (slika 1.8).



Slika 1.8: Fermionska vezanja Higgsovog bozona.

## 1.5 Ograničenja mase Higgsovog bozona

Iako Standardni model ne predviđa masu Higgsovog bozona, moguće je iz teorijskih argumenata odrediti granice područja mase  $m_H$ .

Zbog konzistentnosti Standardnog modela mora vrijediti perturbacijski pristup. Procesi u kojima je Higgsov bozon medijator potrebni su radi renormalizabilnosti teorije. Međutim, ako je  $m_H > 1 \text{ TeV}/c^2$ , konstante vezanja na  $W$  i  $Z$  bozon postaju toliko velike, pa perturbacijski pristup postaje nemoguć i prije nego procesi koji uključuju Higgsov bozon postanu djelotvorni. Prema tome, konzistentnost zahtjeva gornju granicu  $m_H < 1 \text{ TeV}/c^2$ .

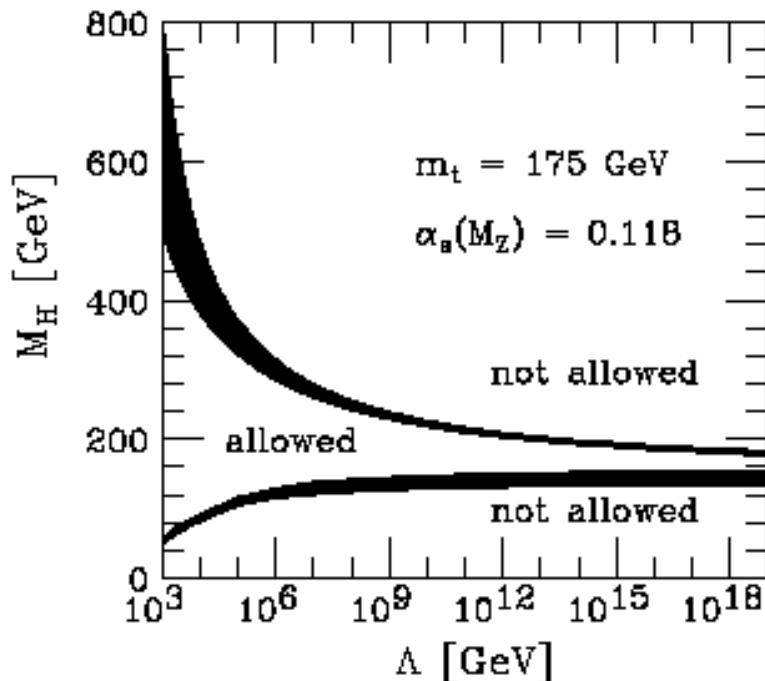
Druga ograničenja mogu se izvesti iz granične energijske skale do koje se SM može ekstrapolirati. Higgsov potencijal u izrazu (1.37) dobiva korekcije višeg reda koje su oblika:

$$V(\phi) = V_0(\phi) + V_1(\Lambda, m_t, m_H, \dots)$$

i mogu modificirati potencijal.  $\Lambda$  je renormalizacijska skala koja ulazi zbog korekcija petlji (eng. *loop corrections*). Zbog stabilnosti vakuma, oblik potencijala se ne smije promjeniti značajno. Stabilnost vakuma znači da potencijal ima apsolutni minimum na  $\phi^\dagger \phi = v^2/2$  u području  $\phi < \Lambda$  gdje zahtjevamo da teorija bude valjana ako je masa Higgsovog

bozona dovoljno velika da čuva koeficijente  $(\phi^\dagger \phi)^2$  pozitivnima i nakon korekcija. Time je određena donja granica mase Higgsovog bozona.

S trenutno poznatom masom *top* kvarka 171.2 GeV/c<sup>2</sup> [9], dozvoljeno područje  $m_H$  bi bilo samo 130-190 GeV/c<sup>2</sup>, ako se zahtjeva da Standardni model bude valjan do Planckove skale ( $\Lambda = 10^{19}$  GeV). Međutim, ako je područje valjanosti SM do  $\Lambda = 1$  TeV, onda masa Higgsovog bozona može biti od 55 do 700 GeV/c<sup>2</sup>. Dozvoljeno područje  $m_H$  kao funkcija skale prikazano je na slici 1.9.

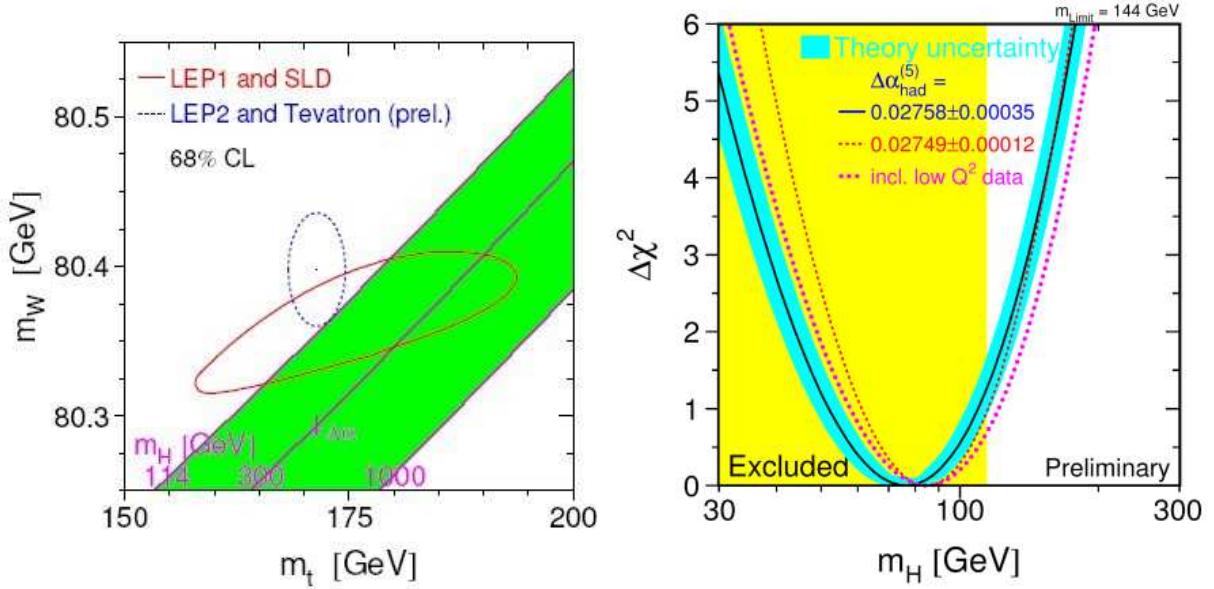


Slika 1.9: Dozvoljeno područje mase Higgsovog bozona u ovisnosti o skali valjanosti Standardnog modela [10]

Teorijska razmatranja mogu preferirati određeno područje masa, ali ovise o mnogim pretpostavkama, pa ne mogu sa sigurnošću isključiti ostala područja. Tako se odgovor na pitanje konačne mase Higgsovog bozona potpuno prepusti eksperimentima.

Korištenjem preciznih mjeranja elektroslabih opservabli osjetljivih na postojanje Higgsovog bozona kroz virtualne procese moguće je odrediti u kojem području je masa  $m_H$ . Na slici 1.10(lijevo) uspoređeni su podaci za  $M_W$  i  $m_t$  dobiveni na LEP1 i SLD (SLAC Large Detector) s podacima iz direktne potrage na LEP2 i Tevatronu.

Uzimajući u obzir sve direktne i indirektne podatke, moguće je napraviti globalnu prilagodbu, čiji rezultat je krivulja  $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min}$ , prikazana na slici 1.10(desno).  $\chi^2$  je mjera odstupanja izmjerениh vrijednosti parametara elektroslabog sektora SM od



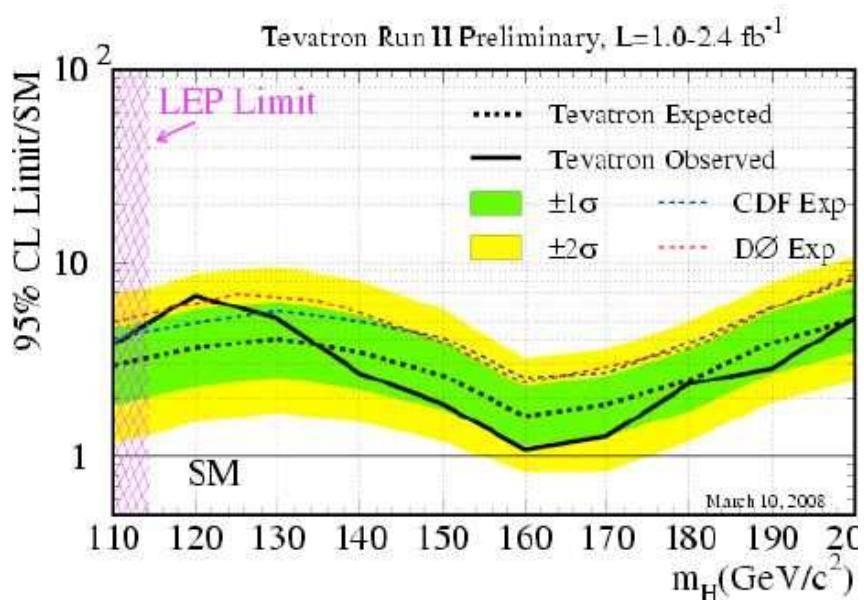
Slika 1.10: Lijevo: Usporedba direktnih mjerena  $M_W$  i  $m_t$  (LEP i Tevatron) s indirektnim računima iz elektroslabih radijativnih korekcija (LEP1 i SLD). Također je prikazana veza s maseom Higgsovog bozona iz SM Desno:  $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min}$  kao funkcija  $m_H$  iz globalne elektroslabe prilagodbe.

predviđenih vrijednosti uz pretpostavljene vrijednosti mase Higgsovog bozona. Donja granica na  $m_H$  iz direktne potrage na LEP-u [11] blizu je minimuma  $\Delta\chi^2$ , te se s 95% pouzdanosti dobiva [11, 8]:

$$114.4 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 144 \text{ GeV}/c^2.$$

Prema tome, teorijska razmatranja i dostupni eksperimentalni podaci preferiraju niske mase za Higgsov bozon Standardnog modela.

Aktualni eksperimenti D0 i CDF na Tevatron sudarivaču postavili su ograničenja na udarni presjek za produkciju Higgsovog bozona SM-a u području mase do  $200 \text{ GeV}/c^2$  [12, 13], što je prikazano na slici 1.11. Najveća osjetljivost ovih eksperimenata postignuta je u području  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  u kojem se uskoro može očekivati ili pronaći Higgsovog bozona ili njegovo isključivanje.



Slika 1.11: Restrikcije na udarni presjek za produkciju Higgsovog bozona SM-a iz D0 i CDF eksperimenata na Tevatron sudarivaču [13].

## Poglavlje 2

# LHC sudarivač i CMS eksperiment

U prvom dijelu ovog poglavlja predstavitićemo glavne karakteristike Velikog hadronskog sudarivača (*LHC*). U drugom dijelu opisatićemo Kompaktni mionski solenoidni (*CMS*) detektor uz kratak pregled njegovog sustava poddetektora. Elektromagnetski kalorimetar i sustav za detekciju tragova opisani su detaljnije zbog izravne važnosti za ovaj rad.

### 2.1 LHC — Veliki hadronski sudarivač

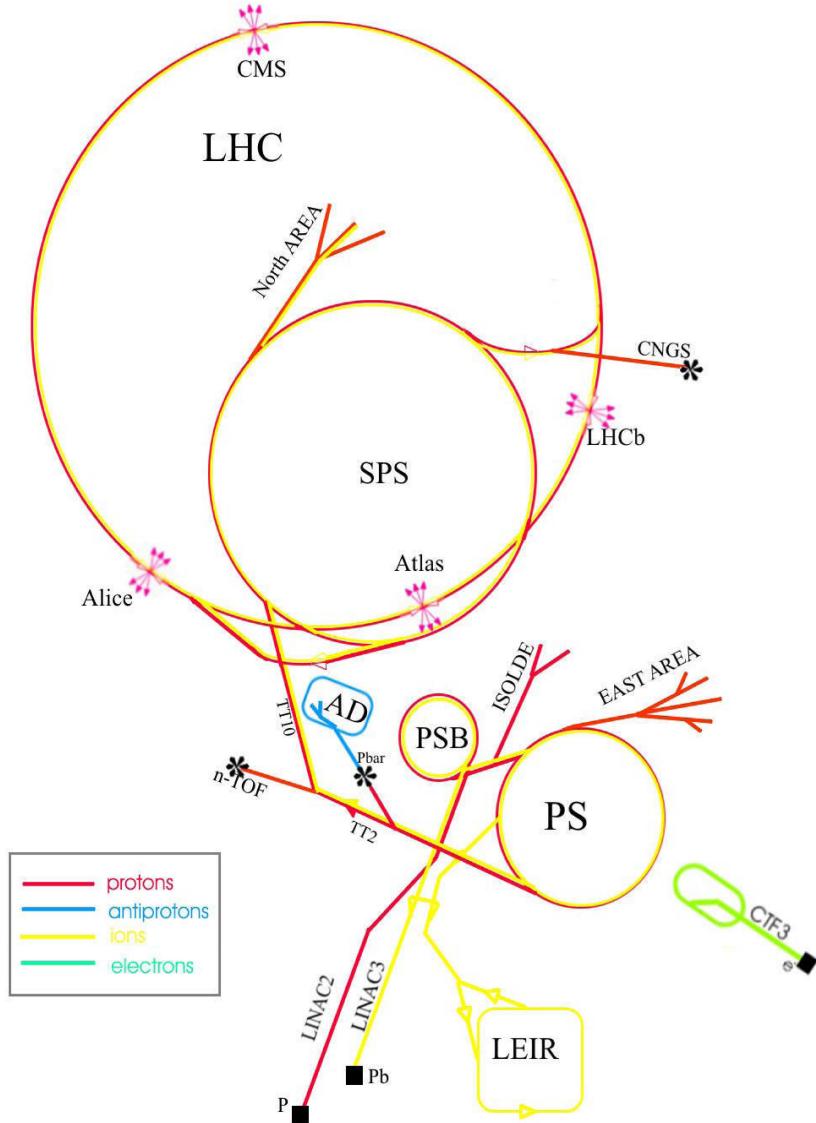
LHC će omogućiti proton–proton sudare na energiji centra mase 14 TeV. Protoni nisu elementarne čestice, pa će energija sudara njihovih konstituenata (kvarkova i gluona) biti nešto manja, ali još uvijek u području TeV-a, što je za red veličine više nego za CERN-ov *Large Electron Positron (LEP)* ili Fermilabov *Tevatron* sudarivač. Udarni presjeci na LHC za zanimljive procese su najmanje 10 puta veći nego na Tevatronu. Predviđeni udarni presjeci za produkciju Higgsovog bozona su, međutim, i dalje nekoliko redova veličina manji nego za pozadinske procese ( $t\bar{t}$ ,  $b\bar{b}$ ), što traženje Higgsa čini vrlo izazovnim.

Na LHC-u će se također sudarati i teški ioni (olovo) s energijom u centru mase većom od 1.150 TeV, što je 30 puta veća energija nego trenutno na RHIC-u (*Relativistic Heavy Ion Collider*) u Brookhaven National Laboratory u SAD-u.

LHC će biti vrelo zanimljive fizike zbog visoke energije koju će dosegnuti, a koja je na mogućim granicama valjanosti Standardnog modela. Primarni cilj je traženje mehanizma odgovornog za lomljenje simetrije u elektroslabom sektorу. Druga zanimljiva pitanja su potraga za supersimetričnim česticama, testovi Standardnog modela, CP narušenje i potraga za kvark-gluon plazmom.

LHC je izgrađen u 26.7 km dugom tunelu koji se prethodno koristio za LEP eksperiment u CERN-u u blizini Ženeve. Početak rada očekuje se 10. rujna 2008. godine. Protoni će se ubrzavati u nekoliko koraka korištenjem CERN-ovog kompleksa ubrzivača,

prikazanog na slici 2.1.



Slika 2.1: Skica CERN-ovog kompleksa ubrzivača

Kako bi se moglo ubrzavati čestice u sinkrotronском akceleratoru do vrlo visokih energija poput onih na LHC-u, potrebni su vrlo jaki magneti i složeni sustav ubrzavanja. LHC koristi najnaprednije supravodljive magnete i ubrzivačke tehnike. Najvažniji podaci o LHC sudarivaču prikazani su u tablici 2.1, a mnogo više detalja može se pronaći u [14].

Dva važna parametra, koji određuju eksperimentalne uvjete u točkama sudara gdje su smješteni detektori, su visoki luminozitet i kratko vrijeme između sudara paketa. U početnom periodu, LHC će raditi na luminozitetu  $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , a kasnije na nominalnom od  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Tijekom jedne kalendarske godine, prosječno vrijeme rada LHC-a na vi-

|                         |  |
|-------------------------|--|
| Energija snopa protona  | 7 TeV                                  |
| Početna energija snopa  | 450 GeV                                |
| Dipolno magnetsko polje | 8.33 T                                 |
| Nominalni luminozitet   | $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ |
| Razmak između paketa    | 7.48 m                                 |
| Vremenski razmak paketa | 24.95 ns                               |
| Duljina paketa          | 7.55 cm                                |
| Broj paketa             | 2808                                   |
| Broj čestica po paketu  | $1.15 \times 10^{11}$                  |
| Vrijeme života snopa    | 14.9 h                                 |

Tablica 2.1: Glavni parametri LHC sudarivača [14].

sokom luminozitetu procjenjeno je na oko 100 dana ( $10^7$  s). Na nominalnom luminozitetu, taj period odgovara integriranom luminozitetu od  $10^5 \text{ pb}^{-1}$ .

Udarni presjek za neelastične proton-proton sudare na LHC je  $\sigma_{neel} = 60 \text{ mb}$ , dok se za totalni udarni presjek očekuje  $\sigma_{tot} = 100 \text{ mb}$  [14]. To znači da će biti oko 20 proton-proton sudara po sudaru paketa, što će rezultirati velikim multiplicitetom tragova nabijenih i neutralnih čestica. Spomenuta činjenica, zajedno s kratkim intervalom između sudara od 25 ns postavlja slijedeće kriterije na dizajn eksperimenata:

- finu zrnatost kako bi se razlučilo veliko mnoštvo čestica,
- brzi odgovor detektora kako bi se izbjeglo nagomilavanje signala (*signal pile-up*),
- brzi i efikasni sustav za okidanje i sakupljanje podataka,
- veliku radijacijsku otpornost komponenti detektora, posebno u prednjim djelovima.

Na prstenu ubrzivača postavljena su četiri detektora. Dva su općenite namjene, CMS [15] i ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) [16], zatim detektor namijenjen za fiziku  $b$  kvarkova, LHCb (*Large Hadron Collider beauty*) [17] i detektor za fiziku teških iona, ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) [18].

## 2.2 CMS — Kompaktni mionski solenoid

Ranije smo spomenuli kako LHC ima za cilj odgovoriti na jedno od glavnih pitanja moderne fizike elementarnih čestica: pitanje o porijeklu spontanog lomljenja simetrije

u Standardnom modelu. Vidljiva posljedica tog modela bila bi skalarna čestica — Higgsov bozon, ili, u slučaju da Standardni model nije potpuni opis prirode, mnoštvo novih čestica kao: nekoliko Higgsovih bozona, supersimetrične čestice, novi baždarni bozoni, tehnikolor stanja ili leptokvarkovi. Kompaktni mionski solenoid (CMS) projektiran je kako bi omogućio otkrivanje i proučavanje svih nabrojenih mogućnosti, ali prvenstveno Higgsovog sektora Standardnog modela.

U nastavku ovog poglavlja iznesena je fizikalna motivacija za dizajn CMS detektora, te je kratko opisan svaki pojedini poddetektor.

Glavne karakteristike uvjeta eksperimenata na LHC-u su:

- velika mnogostruktost čestica,
- kratki interval između sudara,
- značajno radijacijsko okruženje.

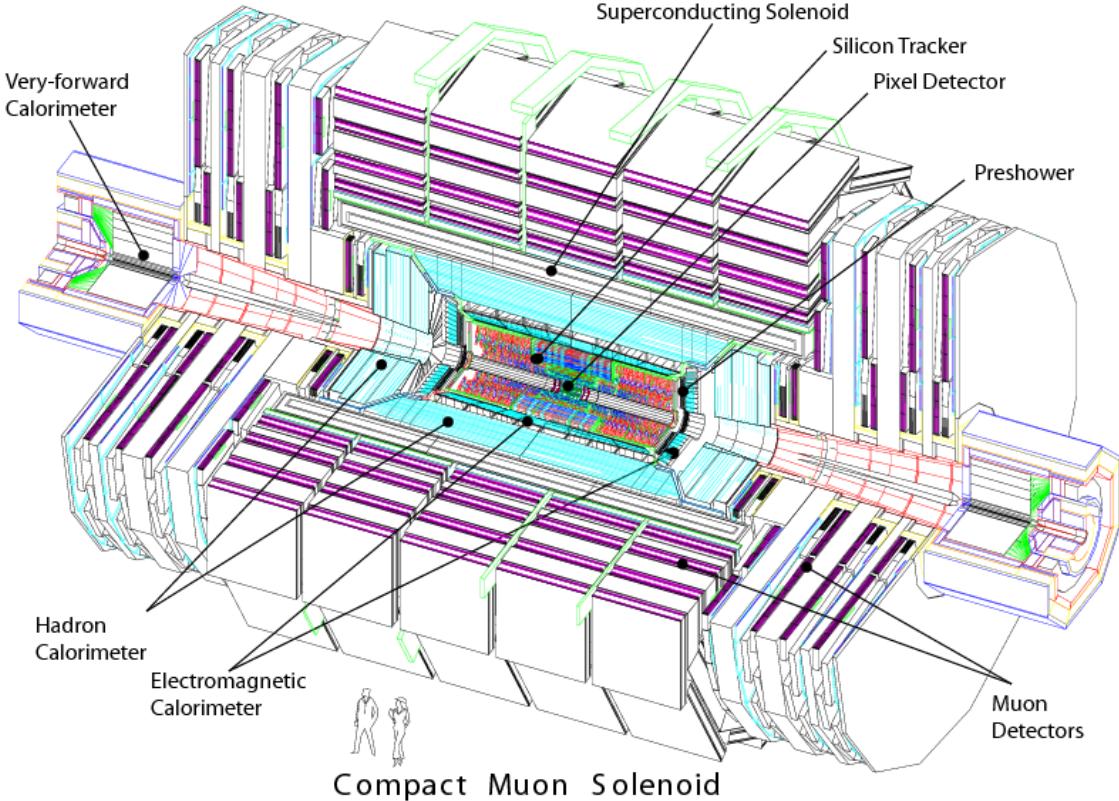
Ove karakteristike, zajedno s ciljevima, odredile su dizajn eksperimenta. Osnovni kriteriji za dizajn CMS eksperimenta su:

- vrlo dobra identifikacija i mjerjenje količine gibanja miona u najtežim uvjetima,
- visoka razlučivost elektromagnetskog kalorimetra za mjerjenje energije fotona i elektrona,
- moćni sustav za detekciju tragova čestica koji omogućuje rekonstrukciju tragova i precizno mjerjenje količine gibanja nabijenih čestica kako bi se ispunili prethodno navedeni kriteriji.

Za precizno mjerjenje količine gibanja nabijenih čestica potrebno je jako magnetsko polje, što povlači korištenje supravodljive tehnologije. U nastavku ovog odjeljka opisana je odabrana konfiguracija CMS detektora, u cjelini prikazanog na slici 2.2.

Srce detektora čini supravodljivi solenoid koji je 13 m dugačak, unutrašnjeg promjera od 6 m i jakosti polja od 4 T. Povratno vanjsko magnetsko polje dovoljno je da saturira sloj od 1.5 m željeza, u kojem su integrirana četiri sloja mionskih stanica. Svaka mionska stanica sastoji se od nekoliko slojeva aluminijskih driftnih cijevčica (eng. *drift tubes*, DT) u središnjem dijelu (eng. *barrel region*), te komora s katodnim trakama (eng. *cathode strip chambers*, CSC) i komora s otpornim pločama (eng. *resistive plate chambers*, RPC) u prednjem dijelu (eng. *endcap region*).

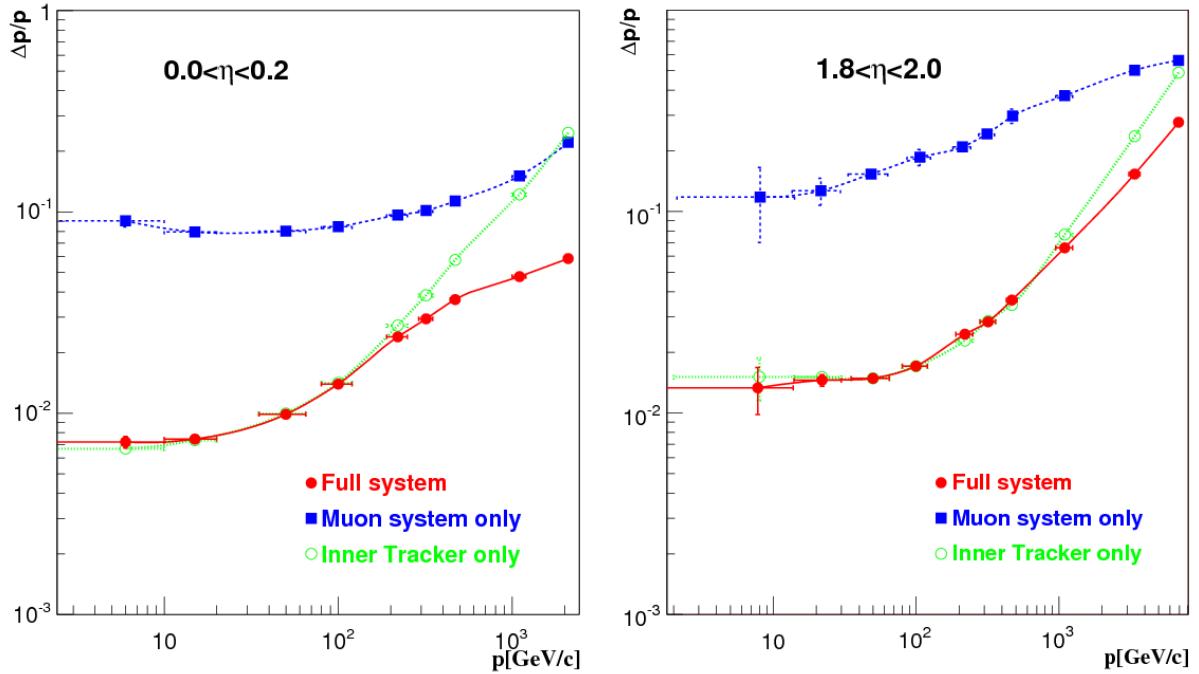
Unutarnji detektor tragova i kalorimetrija smješteni su u šupljinu supravodljivog magneta dužine 5.8 m i promjera 2.6 m (slika 2.5). Način na koji pojedina vrsta čestica



Slika 2.2: Presjek kroz CMS detektor

ostavlja svoj “potpis” ili trag u detektoru, prikazan je na slici 2.5. Multiplicitet tragova u uvjetima eksperimenta će biti jako velik, pa je vrlo važna visoka razlučivost i preciznost, zbog čega detektor tragova ima 10 slojeva silicijevih detektora s mikrotrakama (eng. *silicon microstrip detector*). Detektor također ima 3 sloja silicijskih *pixel* detektora koji su smješteni odmah oko točke interakcije kako bi se omogućilo precizno mjerjenje parametra raspršenja (eng. *impact parameter*, IP) za tragove nabijenih čestica, te pozicija sekundarnog vrha (eng. *secondary vertex*). Rezolucija mjerjenja količine gibanja miona koristeći samo mionski sustav, samo unutarnji dio detektora tragova ili kombinacija obiju mogućnosti je prikazana na slici 2.3.

Elektromagnetski kalorimetar (ECAL) sadrži kristale olovnog volframata ( $\text{PbWO}_4$ ) i pokriva područje pseudorapiditeta do  $|\eta| < 2.5$ . Scintilirajuće svjetlo detektira se silicijevim lavinskim fotodiodama (eng. *silicon avalanche photodiode*, APD) u središnjem dijelu, te s vakuumskim fototriodama (eng. *vacuum phototriode*, VPT) u prednjem dijelu. Sustav za odbijanje događaja s  $\pi^0$  česticama smješten je ispred ECAL-a na prednjem dijelu. Energijska razlučivost ECAL-a prikazana je na slici 2.4, a šum (N), stohastički (S) i konstantni (C) članovi, koji su dani na slici, određeni su prilagodbom mjerjenja na



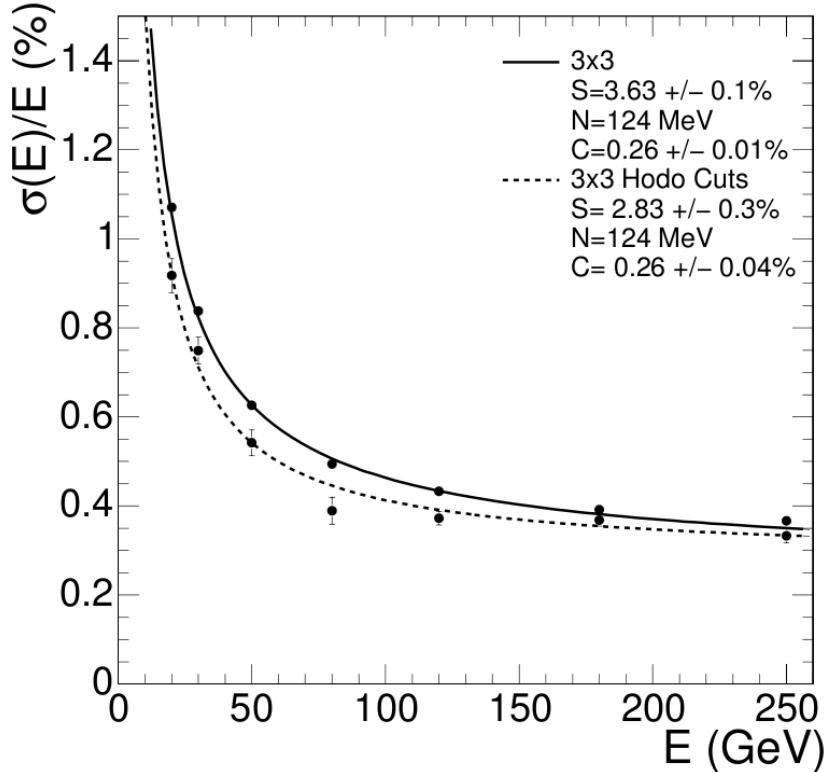
Slika 2.3: Rezolucija količine gibanja miona kao funkcija  $p_T$  [19].

funkciju

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2 . \quad (2.1)$$

ECAL je okružen hadronskim kalorimetrom (HCAL) koji se sastoji od scintilatora i mjeri, te pokriva područje pseudorapiditeta do  $|\eta| < 3.0$ . Scintilacijsko svjetlo konvertira se optičkim vlaknima koje pomiče valne duljine ( eng. *wavelength-shifting fibres*, WLS ) i vodi se običnim optičkim vlaknima do fotodetektora. Ovi hibridni fotodetektori (eng. *hybrid photodiodes*, HPD) imaju mogućnost rada u velikim aksijalnim magnetskim poljima. Područje pseudorapiditeta do  $|\eta| < 5.0$  osigurano je pomoću kalorimetra s željezom i kvarcnim vlaknima. Čerenkovljevo svjetlo koje se emitira u kvarcana vlakna detektira se fotomultiplikatorima. Naprijed (i natrag) istureni kalorimetri omogućuju potpunu geometrijsku pokrivenost za mjerjenje transverzalne energije u događajima. Dodatno geometrijsko pokrivanje u još isturenijim područjima postignuto je dodatnim kalorimetrima (CASTOR, ZDC, koji nisu prikazani na slici 2.2), te TOTEM detektorima tragova. Cjelokupni CMS detektor je 21.6 m dugačak i 14.6 m u promjeru s ukupnom masom od 12 500 t. Debljina ECAL-a je veća od 25 radijacijskih duljina  $X_0$ , dok debljina HCAL-a varira od 7–11 interakcijskih duljina  $\lambda_I$ , ovisno o pseudorapiditetu.

Učestalost sudara na LHC-u je 40 MHz što daje  $\approx 10^9$  interakcija/s na punom luminozitetu. U sadašnjim uvjetima, moguće je sačuvati samo 100 Hz podataka, pa sustav



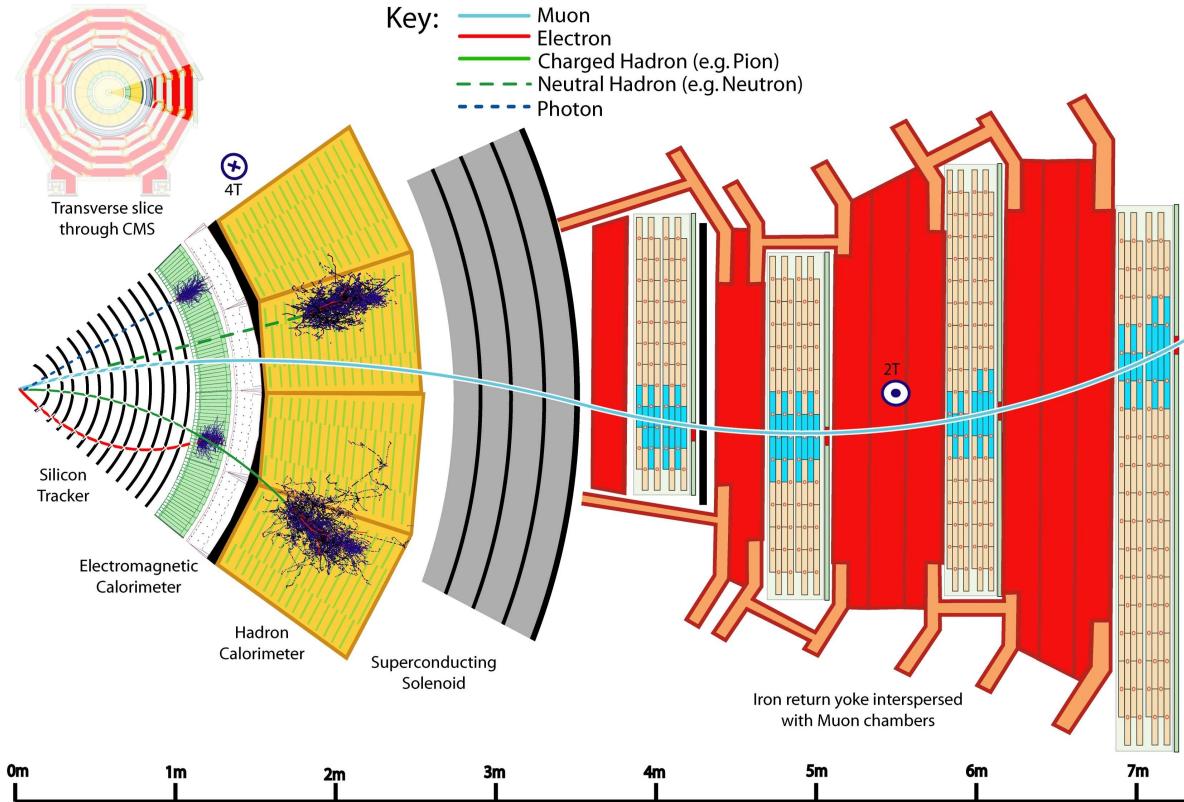
Slika 2.4: Energijska razlučivost ECAL-a,  $\sigma(E)/E$ , kao funkcija energije elektrona. Energija je mjerena u matricama od  $3 \times 3$  kristala gdje je snop elektrona fokusiran na centralni kristal. Tačke odgovaraju događajima s ulaznom zrakom fokusiranim na područje od  $4 \times 4 \text{ mm}^2$ . Dani su šum (N), te stohastički (S) i konstantni (C) članovi [19].

za okidanje mora imati faktor odbijanja  $10^6$  za nezanimljive događaje. CMS-ov sustav za okidanje i sakupljanje podataka (eng. *Trigger and Data Acquisition System*, TriDAS) sastoji se od 4 dijela: detektorska elektronika, procesori okidača prve razine (eng. *Level-1 trigger*), mreža za očitavanje podataka, te procesorska “farma” za filtriranje događaja u realnom vremenu(eng. *online event filter*). Više o sustavu okidanja i sakupljanja podataka može se pronaći u [19].

U ovom radu dan je naglasak na potragu za Higgsovim bozonom kroz kanal  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$ . U konačnom stanju imamo samo elektrone i pozitrone za čiju su potpunu rekonstrukciju najvažniji podaci iz unutrašnjeg sustava za detekciju tragova i elektromagnetskog kalorimetra (slika 2.5), koje ćemo detaljnije opisati.

### 2.2.1 Unutarnji sustav za detekciju tragova

Promatrajući tok čestica na različitim udaljenostima od točke sudara u detektoru, mogu se razdvojiti tri područja detekcije tragova:



Slika 2.5: Transverzalni isječak CMS detektora s mogućim tragovima čestica

- područje najbliže točki interakcije, za koje je tok čestica najveći ( $\approx 10^7 \text{ s}^{-1}$  na  $r = 10 \text{ cm}$ ), u kojem su smješteni pixel detektori. Pixeli su veličine  $\approx 100 \times 150 \mu\text{m}^2$ , pa je vjerojatnost da dani pixel bude pogoden (okupancija) oko  $10^{-4}$  po jednom sudaru paketa protona (eng. *bunch crossing*).
- područje srednjih udaljenosti ( $20 < r < 55 \text{ cm}$ ), tok čestica je dovoljno malen i omogućuje korištenje silicijevih detektora s mikrotrakama s najmanjim čelijama dimenzija  $\approx 10 \text{ cm} \times 80 \mu\text{m}$  čija je okupancija  $\approx 2\text{--}3\%$  po sudaru paketa.
- najudaljenije područje ( $r > 55 \text{ cm}$ ) unutarnjeg sustava za detekciju tragova, u kojem je tok čestica dodatno smanjen, te je moguće koristiti silicijeve detektore s nešto većim mikrotrakama. Maksimalna veličina čelija je  $25 \text{ cm} \times 180 \mu\text{m}$ , a okupancija oko 1%.

Za vrijeme kada LHC sudarivačem budu kružili ioni olova (Pb–Pb sudari) okupancija pixel detektora ostati će oko 1%, te manja od 20% u vanjskim detektorima sa silicijevim trakama, pa će rekonstrukcija tragova biti moguća i u tom okruženju visoke gustoće.

Vanjski polumjer detektora tragova je približno 110 cm, a ukupna duljina oko 540 cm. Odmah do točke interakcije, u središnjem dijelu, smještena su 3 sloja silicijevih pixel

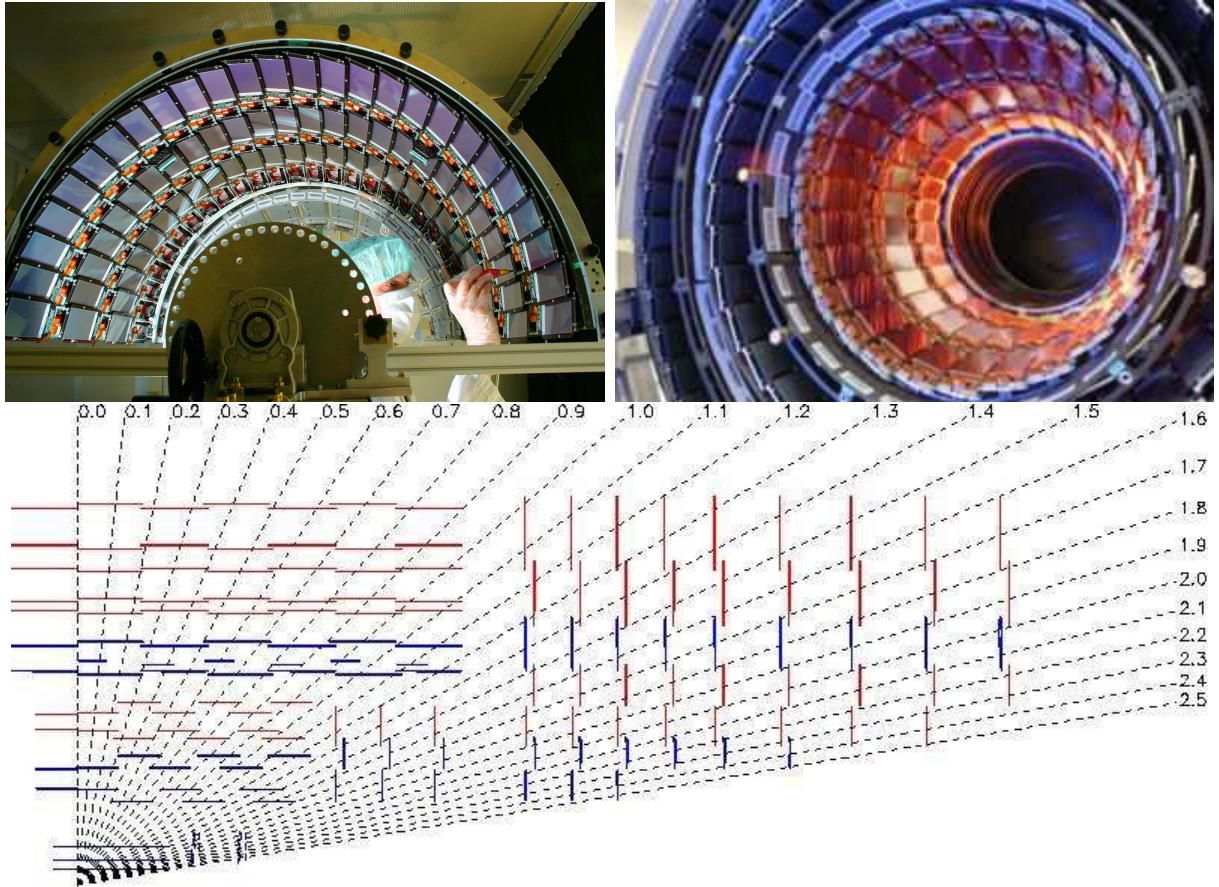
detektora (na  $r = 4.4$ ,  $7.3$  i  $10.2$  cm). Silicijevi detektori s mikrotrakama smješteni su na polumjerima od  $20\text{--}110$  cm u središnjem dijelu, dok u prednjem dijelu imamo po 2 sloja pixel detektora i 9 slojeva detektora s mikrotrakama. Središnji dio je podjeljen na unutarnji i vanjski dio. Kako bi se izbjegli mali kutevi upada čestica, unutarnji dio je skraćen, te su na oslobođeni prostor dodana po 3 diska sa svake strane u prijelaznom području između prednjeg i središnjeg dijela. Ukupna površina pixel detektora je oko  $1\text{ m}^2$ , a silicijevih detektora s mikrotrakama oko  $200\text{ m}^2$ . Na taj je način pokriveno područje pseudorapiditeta do  $|\eta| < 2.4$ . Pixel detektor sastoji se od 66 milijuna pixela, a detektor s mikrotrakama od 9.6 milijuna silicijevih traka.

### **Detektor tragova sa silicijevim mikrotrakama**

Ranije smo spomenuli da je središnji dio detektora tragova podjeljen na unutarnji (eng. *Tracker Inner Barrel*, TIB) i vanjski (eng. *Tracker Outer Barrel*, TOB) dio. TIB se sastoji od 4 sloja, pokriva područje do  $|z| < 65$  cm i koristi silicijeve senzore debljine  $320\text{ }\mu\text{m}$  s razmakom između traka od  $80\text{--}120\text{ }\mu\text{m}$ . Prva dva sloja imaju “stereo” module koji mogu mjeriti u  $r - \phi$  i  $r - z$  kooordinatama. Zbog odabira prostornog kuta od 100 mrad, razlučivost je između  $23\text{--}34\text{ }\mu\text{m}$  u  $r - \phi$  i  $230\text{ }\mu\text{m}$  u  $z$  smjeru. TOB sadrži 6 slojeva s poluduljinama  $|z| < 110$  cm. Razina radijacije u ovom području je manja pa se koriste deblji silicijevi senzori ( $500\text{ }\mu\text{m}$ ) kako bi se održao dobar omjer signala i šuma (S/N) uz dulje trake i veći međusobni razmak ( $120\text{--}180\text{ }\mu\text{m}$ ). I u slučaju TOB-a, prva dva sloja imaju mogućnost “stereo” mjerjenja uz prostorni kut 100 mrad i razlučivost između  $35\text{--}52\text{ }\mu\text{m}$  u  $r - \phi$  i  $530\text{ }\mu\text{m}$  u  $z$  smjeru. Prednji dijelovi detektora tragova podjeljeni su na TEC (eng. *Tracker End Cap*) i TID (eng. *Tracker Inner Disks*). Svaki TEC ima 9 diskova koji se prostiru u području  $120\text{ cm} < |z| < 280\text{ cm}$ , dok svaki TID sadrži 3 diska koji ispunjavaju prostor između TEC-a i TIB-a. TEC i TID moduli su uređeni u prstenove sa središtem u cijevi sudarivača s trakama koje su radijalno usmjereni, tako da im je razmak promjenjiv. Prva dva prstena TID-a, te unutrašnja dva i peti prsten TEC-a imaju “stereo” module. Debljina senzora TID-a i prva tri diska TEC-a je  $320\text{ }\mu\text{m}$ , a  $500\text{ }\mu\text{m}$  za ostatak TEC-a. Čitav silicijev detektor s mikrotrakama sadrži gotovo 15 400 modula, koji su postavljeni u nosače od karbonskih vlakana. Sustav je stavljen u termostatirano cjevasto kućište na temperaturu od  $-20\text{ }^\circ\text{C}$ .

### **Pixel detektor tragova**

Pixel detektor sastoji se od 3 sloja u središnjem dijelu i 2 diska u prednjem dijelu na svakoj strani (slika 2.7). Slojevi središnjeg dijela duljine 53 cm smješteni su na radijusima od  $4.4$  cm,  $7.3$  cm i  $10.2$  cm. Po dva poklopca oblika diska s radijusom 6 do 15 cm postavljena



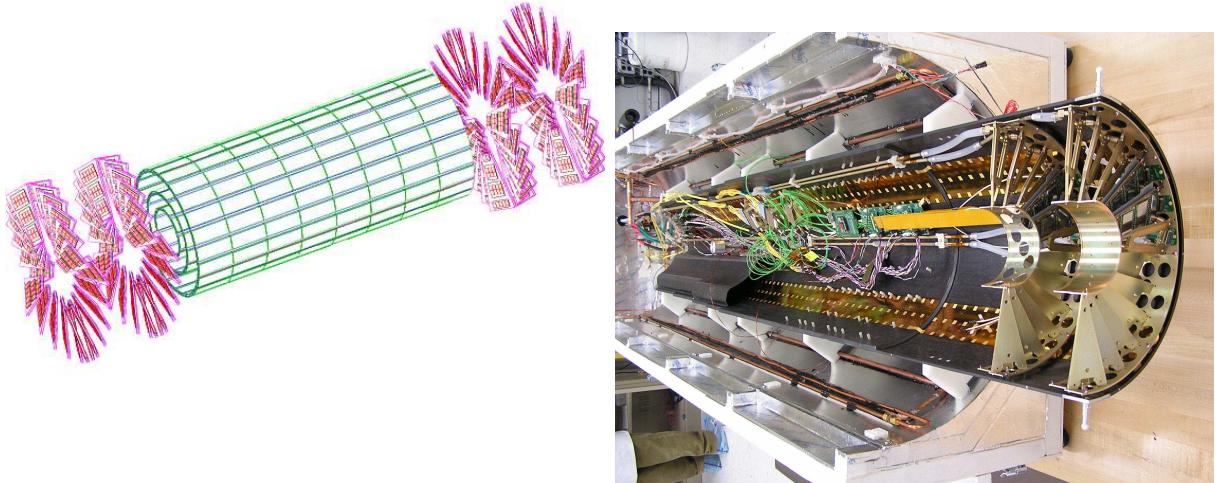
Slika 2.6: Detektor tragova sa silicijevim mikrotrakama (gore). Položaji modula s mikorotrakama u ovisnosti o  $\eta$  (dolje).

su na udaljenosti  $|z| = 34.5$  cm i  $46.5$  cm. Kako bi se postigla maksimalna razlučivost položaja vrha, pixeli su napravljeni u približno kvadratastom obliku ( $100 \times 150 \mu\text{m}^2$ ). Središnji dio sadrži 768 pixel modula. Veliki Lorentzov efekt (Lorentzov kut je  $23^\circ$ ) poboljšava  $r - \phi$  razlučivost kroz širenje naboja. Diskovi prednjeg dijela su uređeni u strukturu oblika turbine s krilcima zarotiranim za  $20^\circ$  kako bi se opet iskoristio Lorentzov efekt. U svakom krilcu ‐turbine‐ ugrađeno je po 7 pixel modula, što znači da ima ukupno 672 modula u prednjim dijelovima.

Prostorna razlučivost je  $10 \mu\text{m}$  za mjerjenje u  $r - \phi$  smjeru i oko  $20 \mu\text{m}$  za mjerjenje u  $z$  smjeru. Podaci s pixel detektora očitavaju se pomoću približno 16 000 čipova koji su priljepljeni na module.

### 2.2.2 ECAL — elektromagnetski kalorimetar

Elektromagnetski kalorimetar CMS detektora je hermetički homogeni kalorimetar napravljen od 61 200 kristala olovnog volframida ( $\text{PbWO}_4$ ) koji su smješteni u središnji



Slika 2.7: Pixel detektor CMS detektora tragova.

dio, te je zatvoren sa 7 324 kristala u svakom od prednjih dijelova. Detektor za predpljusak (*preshower*) postavljen je ispred kristala prednjeg dijela. Lavinske fotodiode (APD) korištene su u središnjem, a vacuumske fototriode (VPT) u prednjim dijelovima. Korištenje kristala velike gustoće omogućilo je dizajniranje kalorimetra s velikom brzinom odgovora, visokom zrnatošću, te radijacijskom otpornošću, a to su sve bitne karakteristike uvjeta na LHC-u. Mogućnost detekcije dva fotona iz raspada Higgsovog bozona bio je jedan od važnijih kriterija za dizajn ECAL-a. Spomenuta mogućnost je postignuta visokom razlučivošću homogenog kristalnog klorimetra.

### Kristali olovnog volframata — $\text{PbWO}_4$

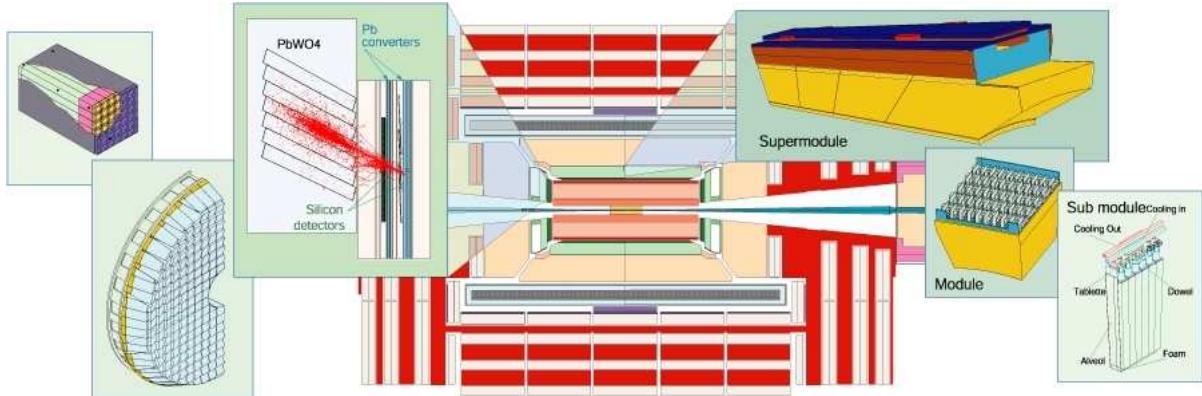
Zbog svojih karakteristika, kristali olovnog volframata pogodan su izbor za rad u LHC uvjetima. Velika gustoća ( $8.28 \text{ g/cm}^3$ ), mala radijacijska duljina (0.89 cm) i mali Molièrov radijus (2.2 cm) omogućuju veliku zrnatost i kompaktnost kalorimetra. Relaksacijsko vrijeme scintiliranja i interval između dva sudara paketa protona istog je reda veličine, tj. oko 80% svjetla je emitirano unutar 25 ns. Intenzitet izlaznog svjetla relativno je nizak (oko 4.5 fotoelektrona po MeV-u na  $18^\circ\text{C}$ ) i podložan je temperaturnim varijacijama. Kristali emitiraju plavo-zeleno scintilacijsko svjetlo u širokom pojasu (420–430 nm) [20, 21].

Scintilirajući kristali moraju izdržati visoku razinu radijacije koja je predviđena za vrijeme trajanja eksperimenta. Ionizirajuće zračenje stvara apsorpcijske pojaseve stvaranjem centara boje zbog kisikovih šupljina i nečistoća u rešetci. Posljedica toga je gubitak

transmisijskih svojstava ovisan o valnoj duljini, ali bez promjena u scintilacijskom mehanizmu. Spomenuta oštećenja mogu se pronaći i ispraviti laserskim praćenjem prozirnosti kristala. S druge strane, kristali imaju svojstvo oporavka prozirnosti, pa se stvara ravnotežno stanje između oštećenja i oporavka [20, 22].

### Geometrijska, mehanička i ostala svojstva ECAL-a

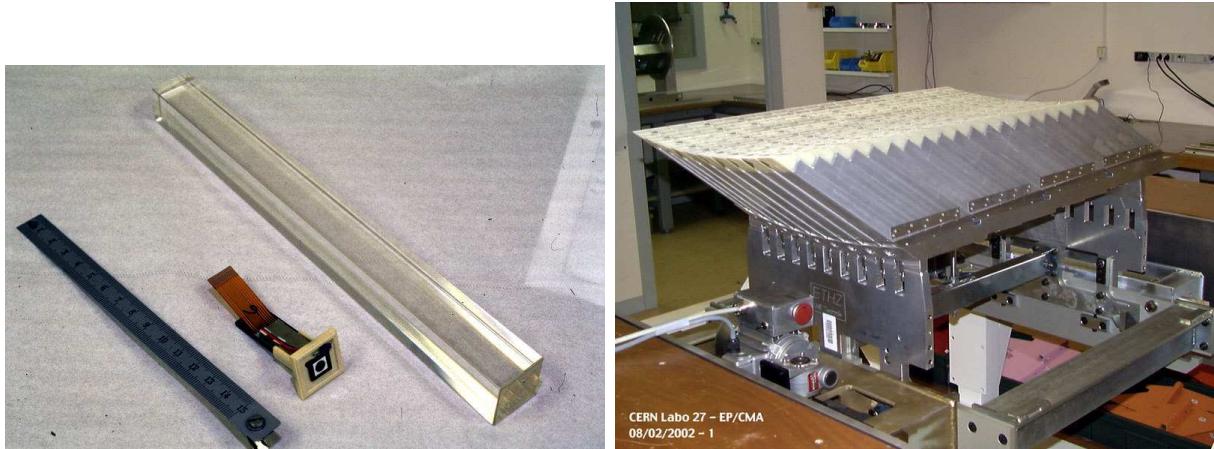
Položaj te djelovi elektromagnetskog kalorimetra prikazani su na slici 2.8. Dio ECAL-a



Slika 2.8: Pregled ECAL-a

u središnjem dijelu pokriva područje pseudorapiditeta do  $|\eta| < 1.479$ . Zrnatost u  $\phi$  je 360 kristala dok u  $\eta$  smjeru ima  $2 \times 85$ , znači, sve skupa 61 200 kristala u središnjem dijelu. Kristali su oblika krnje piramide, ovisno o položaju u  $\eta$  (slika 2.9). Postavljeni su u kvazi-projektivnoj geometriji, tako da njihove osi čine kut od  $3^\circ$ (u  $\phi$  i  $\eta$ ) obzirom na vektor iz nominalne točke interakcije (IP), kako bi se izbjegao prolazak čestica kroz procjep među kristalima. Unutrašnja ploha kristala (bliže IP-u) je kvadrat  $22 \times 22 \text{ mm}^2$ , a vanjska  $26 \times 26 \text{ mm}^2$ . Duljina im je 230 mm što odgovara  $25.8 X_0$ . Ukupna masa središnjeg dijela ECAL-a je 67.4 t.

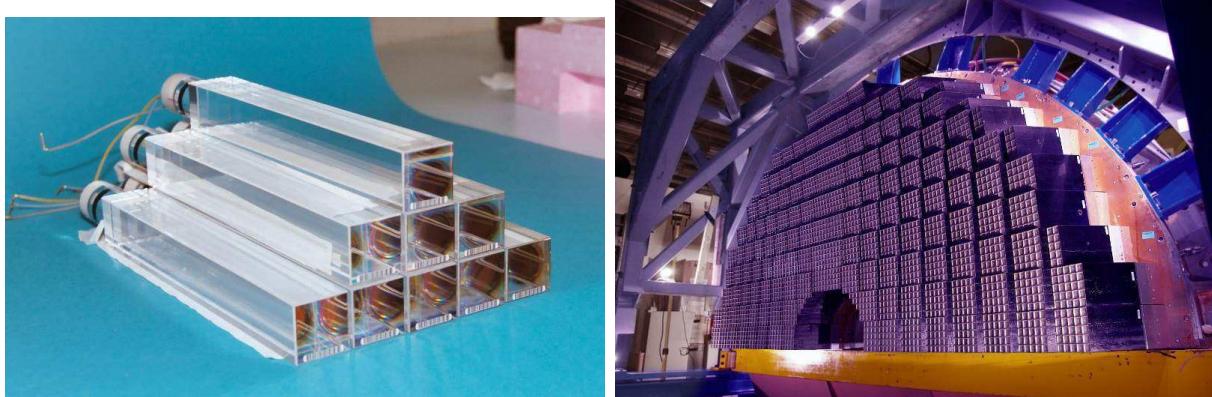
Središta prednjih površina kristala su na radijusu 1.29 m. Skupina kristala postavljena u tanku opnastu strukturu čini submodul (slika 2.8). Opna se sastoji od sloja aluminija, koji je odmah uz kristal, te dvostrukog sloja karbonskih vlakana i epoksidne smole. Nominalna udaljenost između kristala unutar submodula je 0.35 mm, a među submodulima 0.5 mm. Kako bi se smanjio broj različitih tipova kristala, a time i cijena, svaki submodul ima samo dva oblika, lijevu i desnu zrcalnu sliku istog oblika. Ukupno postoji samo 17 takvih parova oblika. Submoduli čine module različitih tipova, ovisno o  $\eta$ , a svaki sadrži od 400 do 500 kristala (slika 2.9). Četiri modula, razdjeljena aluminijskom mrežom debljine 4 mm, spajaju se u supermodule koji sadrži 1700 kristala. Osamnaest supermodula, od kojih svaki pokriva  $20^\circ$  u  $\phi$ , čini pola središnjeg dijela ECAL-a.



Slika 2.9: Lijevo: kristali  $\text{PbWO}_4$  s APD fotodetektorom; Desno: modul ECAL-a u središnjem dijelu.

Prednji dijelovi detektora pokrivaju područje pseudorapiditeta od  $1.479 < |\eta| < 3.0$ . Uzimajući u obzir pomak od 1.6 cm prema točki interakcije uslijed magnetskog polja (4 T), udaljenost prednjeg dijela od iste točke je 315.4 cm. Prednji dio se sastoji od identičnih kristala grupiranih u skupine od  $5 \times 5$  koje nazivamo superkristalima (SC). Pojedini prednji dio podijeljen je u dvije polovice, tzv. *Dee*. Pojedini “*Dee*” sadrži 3 662 kristala, koji su podjeljeni u 138 standardnih superkristala i 18 posebnih djelomičnih superkristala na unutarnjem i vanjskom obodu. Kristali unutar superkristala uređeni su u ortogonalnu x-y mrežu (slika 2.10) u kojoj su kristali usmjereni prema fokusu udaljenom 1 300 mm iza točke interakcije. Na taj način opet smo dobili kvazi-projektivnu geometriju kao i u slučaju središnjeg dijela, ovaj put s kutevima od  $2^\circ$  do  $8^\circ$ . Duljina kristala je 220 mm s površinom presjeka vanjskog dijela  $30 \times 30 \text{ mm}^2$ , te unutarnjom  $28.62 \times 28.62 \text{ mm}^2$ . Ukupna masa prednjih dijelova je 24 t, a volumen  $2.90 \text{ m}^3$ . Na slici 2.10 prikazana je polovica prednjeg dijela ECAL-a.

Broj scintilacijskih fotona i pojačanje APD-a su temperaturno zavisni. Varijacije obiju veličina su negativne s rastućom temperaturom. Ukupna varijacija odziva na elektrone u testovima je  $(-3.8 \pm 0.4)\% \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ . Zbog toga je vrlo važno održavanje stalne temperature s visokom preciznošću, što zahtjeva rashladni sustav koji može odvesti toplinu nastalu disipacijom u elektronici, te mogućnost održavanja temperature fotodetektora i kristala unutar  $\pm 0.05\%$ . Radna temperatura ECAL-a je  $18 \text{ } ^\circ\text{C}$ , a kao rashladni medij izabrana je voda. Unutar središnjeg dijela, svaki supermodul se nezavisno napaja vodom na  $18 \text{ } ^\circ\text{C}$ . Voda struji s unutrašnje strane ECAL-a gdje služi kao termalna barijera između detektora tragova i ECAL-a, te kroz cijevi u aluminijskoj mreži. Između elektronike ECAL-a i samih kristala postavljen je sloj izolacijske pjene (*Armaflex*) kako bi se dodatno smanjio toplinski tok uzrokovani zagrijavanjem elektronike.



Slika 2.10: Lijevo: kristali prednjeg dijela s VPT fotodetektorima; Desno: Polovica prednjeg dijela ECAL-a, tzv. *Dee*

Fotodetektori moraju biti brzi, otporni na radijacijske učinke, te biti operabilni u longitudinalnom magnetskom polju od 4 T. Nadalje, zbog male količine svijetla koja se producira u kristalima, fotodetektori bi trebali pojačavati te biti neosjetljivi na tranzicijske čestice poput piona. Konfiguracija magnetskog polja i očekivana razina radijacije bile su presudne u odabiru fotodetektora: lavinske fotodiode u središnjem i vakuumske fototriode u prednjim dijelovima. Niža kvantna efikasnost i unutarnje pojačanje vakuumske fototriode u odnosu na APD, kompenzirani su većom efektivnom površinom na pozadini kristala. Više o fotodetektorima može se pronaći u [19].

## Poglavlje 3

# Higgsov bozon na LHC sudarivaču

### 3.1 Higgsov bozon — raspadi i širina

Općenito, širinu raspada čestice mase  $m$  i četveroimpulsa  $p$  u sustavu mirovanja moguće je izračunati pomoću

$$\Gamma = \frac{1}{m} |\bar{\mathcal{M}}|^2 \int \frac{d^3 \mathbf{p}_1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{d^3 \mathbf{p}_2}{(2\pi)^3 2E_2} \cdots \frac{d^3 \mathbf{p}_n}{(2\pi)^3 2E_n} (2\pi)^4 \delta^4(p - p_1 - p_2 - \cdots - p_n), \quad (3.1)$$

gdje  $i = 1 \dots n$  označava količine gibanja produkata raspada.  $|\bar{\mathcal{M}}|^2$  je interakcijski član, zbrojen preko spinova i boja izlaznih čestica, te usrednjen po spinovima i bojama ulaznih čestica. U skladu s time, širina raspada Higgsovog bozona je određena konstantama vezana na fermione i baždarne bozone u Lagrangijanu objašnjrenom u odjeljku 1.3.1:

$$g_{Hff} = \frac{m_f}{v} \quad (3.2)$$

$$g_{HWW} = \frac{g^2 v}{2} = g M_W = \frac{2 M_W^2}{v} \quad (3.3)$$

$$g_{HZZ} = \frac{g^2 v}{4 \cos^2 \theta_W} = \frac{M_Z^2}{v}. \quad (3.4)$$

Konstantu vezanja  $g$  izrazili smo preko mase vektorskih bozona. Vezanja su proporcionalna masama fermiona i kvadratima masa baždarnih bozona. Račun širine raspada u par fermion-antifermion [23] daje:

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = N_C \frac{G m_f^2 m_H}{4\pi\sqrt{2}} (1 - 4x_f)^{3/2}, \quad (3.5)$$

gdje je  $G$  Fermijeva konstanta,  $N_C$  broj boja (1 za leptone i 3 za kvarkove) i  $x_f = m_f/m_H$ . Iznad praga nastanka  $WW$  i  $ZZ$  širina raspada u par vektorskih bozona [23] je:

$$\Gamma(H \rightarrow W^+W^-) = \frac{Gm_H^3}{8\pi\sqrt{2}}(1 - 4x_W)^{3/2}(1 - 4x_W + 12x_W^2) \quad (3.6)$$

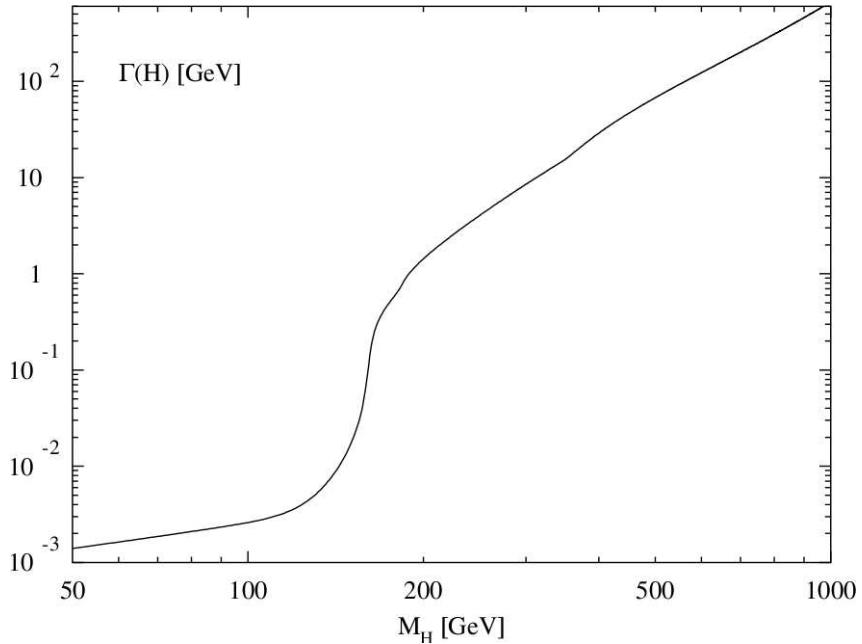
$$\Gamma(H \rightarrow W^+W^-) = \frac{Gm_H^3}{16\pi\sqrt{2}}(1 - 4x_Z)^{3/2}(1 - 4x_Z + 12x_Z^2), \quad (3.7)$$

gdje su  $x_W = M_W/m_H$  i  $x_Z = M_Z/m_H$ . Na energijama višim od praga produkcije  $WW$  ( $m_H > 160 \text{ GeV}/c^2$ ), kanal  $H \rightarrow WW$  postaje dominantan, a slijedi ga rapad u  $ZZ$ , čija je učestalost dvostruko manja. Na nižim energijama, preferirani kanali raspada su oni s najtežim dostupnim parovima kvark-antikvark, tj. par  $b\bar{b}$ . Raspad u  $t\bar{t}$  par je moguć tek nakon praga na  $350 \text{ GeV}/c^2$ , što je već u području u kojem kanal  $WW$  dominira zbog ovisnosti o  $m_H^3$ .

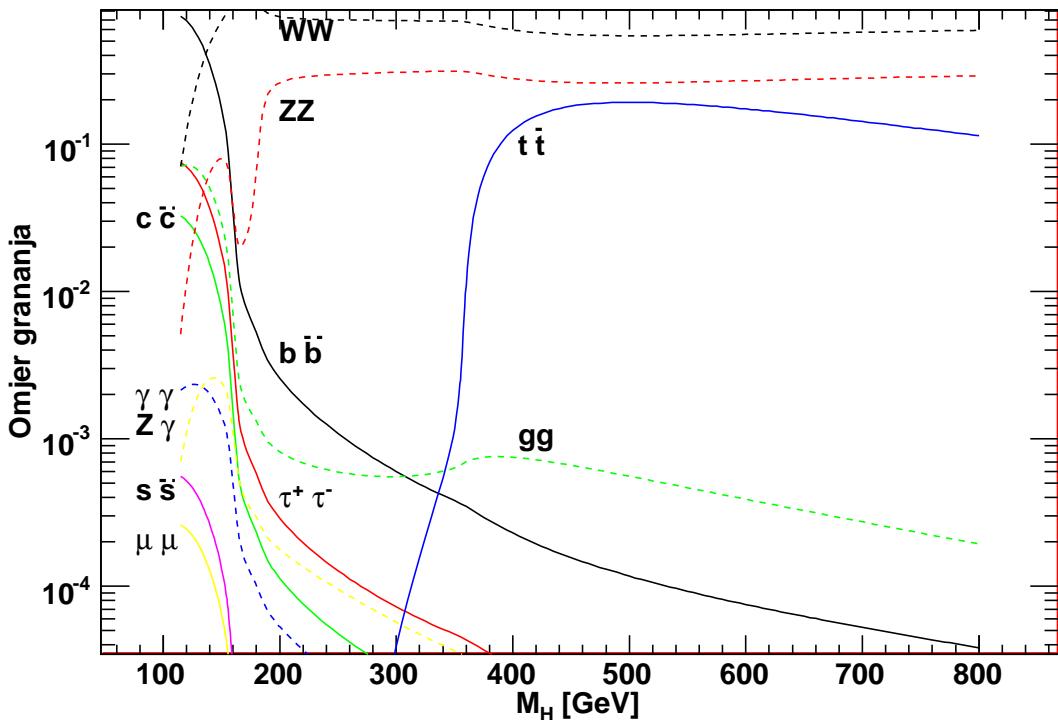
Higgsov bozon se također može raspasti na dva gluona kroz petlje s  $t$  i  $b$  kvarkovima, te u dva fotona kroz petlje s  $t$ ,  $b$  i  $W$  petljama.

Ukupna širina raspada prikazana je na slici 3.1, a dobiva se zbrajanjem širina svih mogućih kanala raspada  $\Gamma = \sum \Gamma_i$ . Na niskim masama  $m_H$ , širina raspada Higgsovog bozona je vrlo uska (nekoliko MeV-a na  $m_H = 100 \text{ GeV}/c^2$ ), dok na visokim postaje vrlo široka tj.  $\Gamma > 100 \text{ GeV}$  iznad  $m_H = 600 \text{ GeV}/c^2$ .

Omjer grananja (eng. *branching ratio*, BR) definiran je s  $BR = \Gamma_i/\Gamma$ . Omjeri grananja kao funkcija mase Higgsovog bozona prikazani su na slici 3.2, a izračunati su programom HDECAY [24].



Slika 3.1: Širina raspada ( $\Gamma$ ) Higgsovog bozona za različite mase  $m_H$ .



Slika 3.2: Omjeri grananja Higgsovog bozona za različite mase  $m_H$ .

## 3.2 Udarni presjeci za nastanak Higgsovog bozona na LHC-u

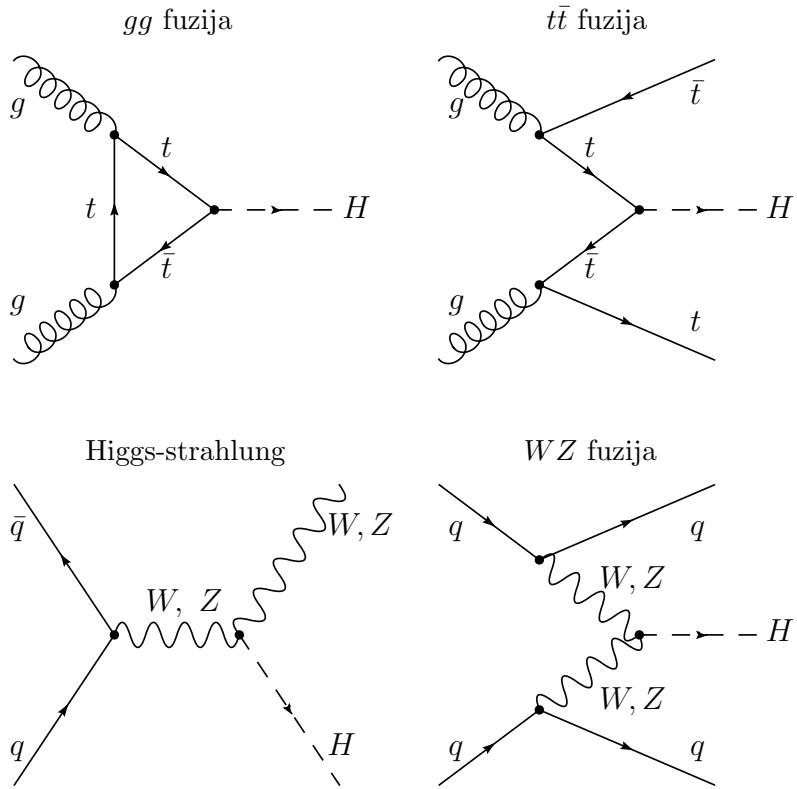
### 3.2.1 Mehanizmi produkcije i udarni presjeci

Mehanizmi produkcije Higgsovog bozona LHC proton-proton sudarima su:

$$\begin{aligned}
 gg \rightarrow H & \quad \text{gluon-gluon fuzija,} \\
 q\bar{q} \rightarrow W^+W^-, ZZ \rightarrow Hq\bar{q} & \quad WW \text{ i } ZZ \text{ fuzija,} \\
 q\bar{q} \rightarrow (W, Z) \rightarrow (W, Z) + H & \quad \text{Higgs } W \text{ i } Z \text{ bremsstrahlung ("Higgsstrahlung"),} \\
 q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t} + H & \quad t\bar{t} \text{ i Higgs radijacija iz } t\bar{t}.
 \end{aligned}$$

Na slici 3.3 su prikazani Feynmanovi dijagrami navedenih procesa. Udarni presjeci ovih procesa ovise o masi Higgsovog bozona na način da padaju s povećanjem mase, kao što je prikazano na slici 3.4. Procesi u vodećem redu (LO) su izračunati iz članova interakcije iz odjeljka 1.3.1. U nekim procesima značajnu ulogu imaju i procesi u redu do vodećeg (NLO) procesa. U slučaju dominantnog procesa za produkciju Higgsovog bozona

— gluon-gluon fuzije, najveći doprinos u NLO je zračenje jednog “mekanog” gluona, što ne mijenja bitno kinematiku događaja. Korekcije koje dolaze iz NLO procesa moguće je uzeti u obzir korištenjem  $K$ -faktora ( $K = \sigma_{NLO}/\sigma_{LO}$ ). Udarni presjeci na slici 3.4 sadrže doprinose ovih korekcija višeg reda.



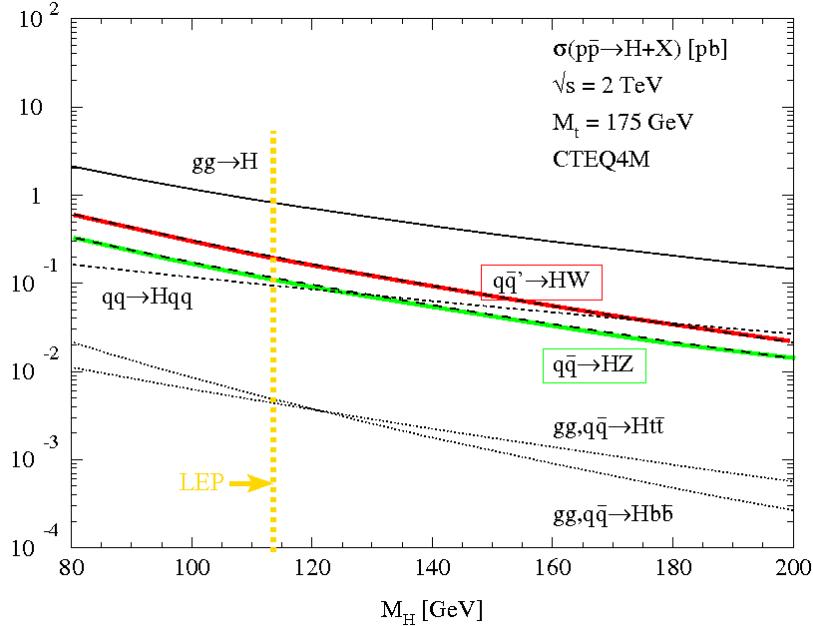
Slika 3.3: Feynmanovi dijagrami za produkciju Higgsovog bozona u vodećem redu

Producija Higgsovog bozona iz petlje *top* kvarka u procesu fuzije gluona je dominantan proces preko cijelog područja masa [25]. Udarni presjek ovog procesa pojačan je doprinosima viših redova: virtualni doprinosi  $gg$  procesu i doprinosi s dodatnim partonom u konačnom stanju. Ovi procesi povećavaju udarni presjek vodećeg reda na LHC-u za 60–90%, ovisno o masi Higgsovog bozona [26].

Fuzija vektorskih bozona daje značajan doprinos, koji je za red veličine manji od doprinosa gluon-gluon fuzije na  $m_H = 100 \text{ GeV}/c^2$ , te se povećava s masom  $m_H$  i postaje jednak  $gg$  fuziji na  $m_H \approx 1 \text{ TeV}/c^2$ . QCD korekcije u ovom slučaju sadrže jedino korekcije strukturnih funkcija protona jer nema prijenosa boje između kvarkova (protonski ostatak ne nosi boju, a  $W$  i  $Z$  su bezbojni). Udarni presjek vodećeg reda modificira se za 8–10% [27].

Procesi s pridruženom produkcijom  $W, Z$  ili  $t\bar{t}$  para daju značajan doprinos samo u području malih masa do  $120 \text{ GeV}/c^2$ . Iako su rijetki, ti događaji mogu dati zanimljiv

eksperimentalni potpis Higgsovog bozona, ako je vektorski bozon ili  $t\bar{t}$  uspješno identificiran. Udarni presjek vodećeg reda za radijaciju Higgsovog bozona iz  $W$  ili  $Z$  je uvećan doprinosima QCD korekcija za 25-40%.



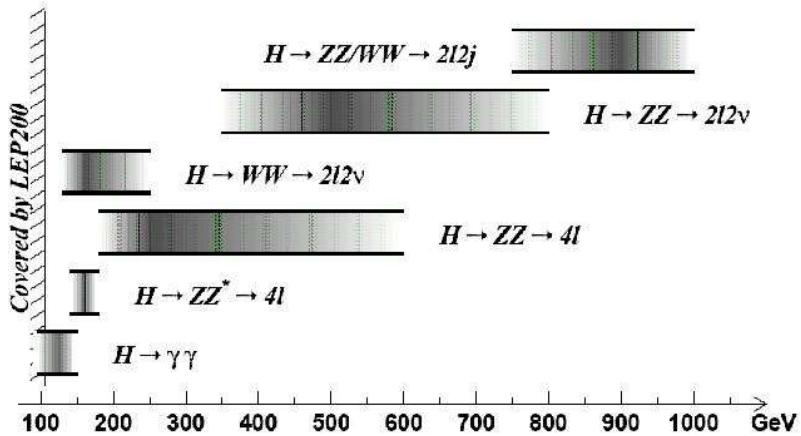
Slika 3.4: Udarni presjeci za produkciju Higgsovog bozona kroz različite kanale

### 3.2.2 Kanali za otkrivanje Higgsovog bozona

Totalni udarni presjek za produkciju Higgsovog bozona pilično je velik u području mase koje je pokriveno LHC-om: na  $m_H = 100 \text{ GeV}/c^2$  oko 50 pb i na  $m_H = 1 \text{ TeV}/c^2$  oko 0.2 pb. To znači, ukoliko je integrirani luminozitet  $100 \text{ fb}^{-1}$  u godini dana, bit će sakupljeno  $5 \cdot 10^6$  događaja za 50 pb i 20000 za 0.2 pb. Međutim, signal nije jednako vidljiv u svim kanalima raspada što reducira količinu detektiranih događaja.

Kanali raspada s najvećim potencijalom otkrića prikazani su na slici 3.5 u funkciji mase  $m_H$ . Najobiljniji kanali raspada na malim masama  $pp \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}, \tau^+\tau^-$  zbog velike količine pozadine ne mogu se koristiti u hadronskim sudarivačima. Na malim masama ( $90-150 \text{ GeV}/c^2$ ) preostaje još kanal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , čiji su potpis dva klastera u elektromagnetskom kalorimetru. Ovaj kanal je potisnut zbog malog omjera grananja ( $10^{-3}$ ). Higgsov bozon u ovom području ima vrlo malu prirodnu širinu i, kao posljedica toga, moguće je koristiti dvofotonski kanal unatoč velikoj pozadini.

Ispod praga produkcije par  $Z$  bozona, važan signal je raspad u jedan realni i jedan virtualni ( $Z^*$ ) bozon koji se raspadaju u leptone. S masama većim od navedenog praga,



Slika 3.5: Kanali otkrivanja Higgsovog bozona na LHC sudarivaču.

raspad dvaju realnih  $Z$  bozona daje jasan potpis događaja ukoliko se raspada u elektrone ili mione. Vjerovatnost takvih događaja je dosta mala, što se vidi iz slike 3.2.

Smanjenje omjera grananja koje se javlja između  $ZZ^*$  i  $ZZ$  dijela na slici 3.2 posljedica je otvaranja  $WW$  kanala. U tom području se može koristiti raspad u par  $W$  bozona koji se raspadaju u leptone. Neutrini iz raspada  $W$  bozona ne ostavljaju traga, pa rekonstrukcija se Higgs događaja vrši indirektno, što je kompenzirano velikim brojem događaja (omjer grananja blizu jedinice u ovom području masa).

Udarni presjek za produkciju Higgs bozona se smanjuje s povećanjem  $m_H$ , pa otkrivanje kroz četiri-leptonski kanal postaje otežano za velike mase ( $m_H > 600 \text{ GeV}/c^2$ ).

Potraga za Higgsovim bozonom kroz kanal  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$  opisana je detaljnije u poglavlju 4.

# Poglavlje 4

## Potraga za Higgsovim bozonom kroz kanal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$

Najvažniji kanal za otkrivanje Higgsovog bozona u širokom području mogućih masa  $m_H$  na CERN-ovom LHC  $pp$  sudarivaču je  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^\pm l^\mp l'^\pm l'^\mp$  ( $l, l' = e, \mu$ ). U ovom poglavlju opisana je detaljna analiza kanala raspada  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$  u kontekstu niskog nominalnog LHC luminoziteta  $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Analiza koristi detaljnu Monte Carlo simulaciju odgovora detektora, te uzima u obzir realistične uvjete u kojima će raditi detektor u početnom režimu rada. Naglasak je stavljen na metode kojima se iz podataka dobivaju eksperimentalne i pozadinske sistemske nepouzdanosti. Osjetljivost na Higgsov bozon iz Standardnog modela je proučena i optimizirana analizom ovisnom o masi  $m_H$  za integrirani luminozitet od  $30 \text{ fb}^{-1}$ .

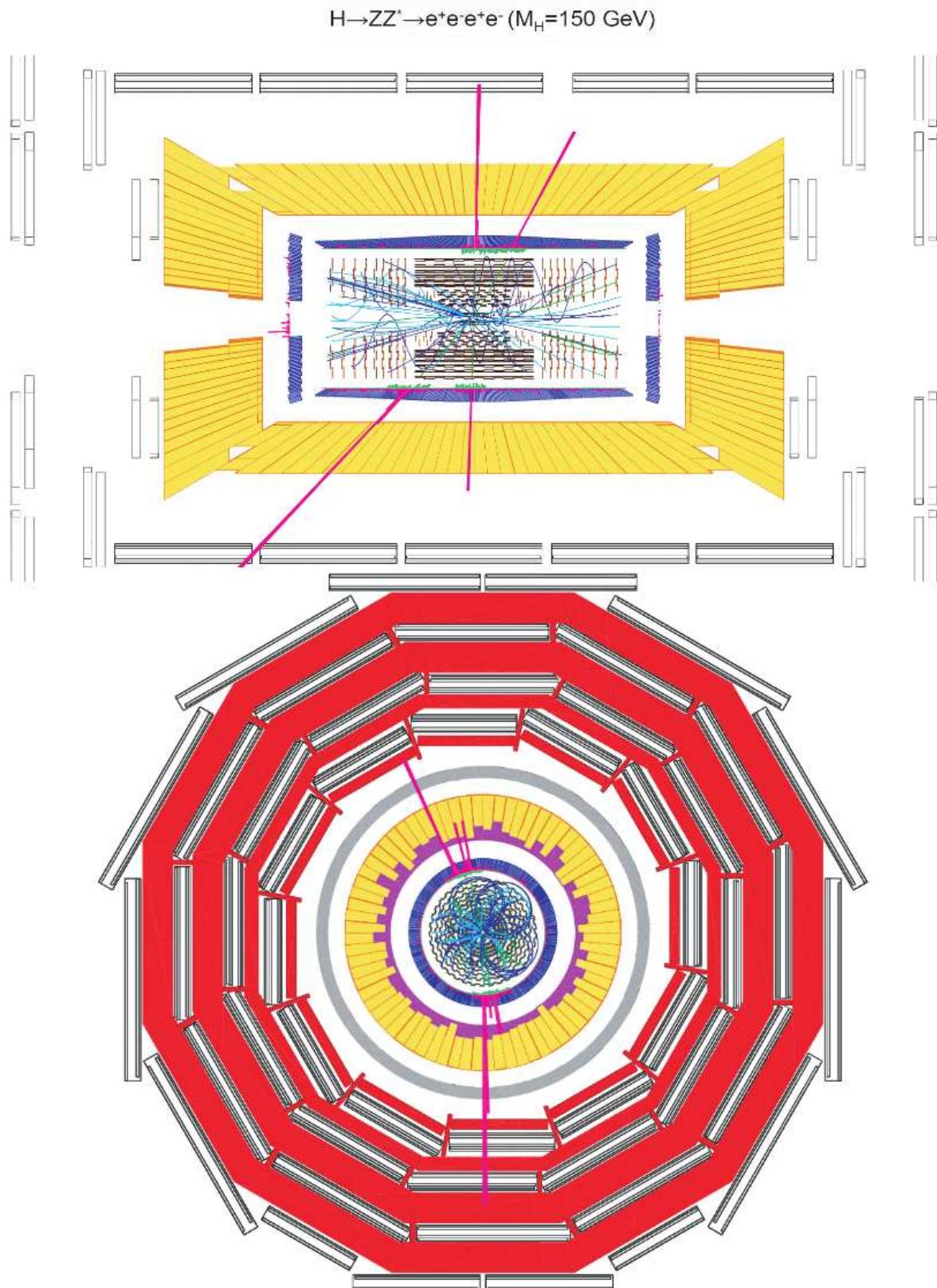
CMS detektor opisan je ukratko u poglavlju 2, a detaljnije u [19]. Analiza spomenutog kanala najviše se oslanja na detektor tragova i elektromagnetski kalorimetar (ECAL) koji su umetnuti u longitudinalno magnetsko polje jakosti 4 T.

Tipični događaj raspada Higgsovog bozona u CMS detektoru prikazan je na slici 4.1.

### 4.1 Fizikalni procesi i simulacije

Signal i pozadinski procesi simulirani su programima koji koriste Monte Carlo (MC) simulacije odziva detektora [28], a uzeti su u uvjetima ograničene međukalibracije i preciznosti poravnjanja u početnom stadiju rada. Simulirani podaci podvrgnuti su potpunoj rekonstrukciji software-om razvijenim u CMS kolaboraciji [29].

Za Monte Carlo simulaciju različitih signala i pozadinskih događaja korišten je višenamjenski generator događaja PYTHIA [30]. Generator je korišten za simulaciju danog procesa u vodećem redu (*Leading Order*, LO) ili samo za simulaciju hadronizacije i pljuska



Slika 4.1: Izgled tipičnog raspada Higgsovog bozona  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$  u CMS detektoru gledajući longitudinalno (gore) i transverzalno (dolje) [19].

| Proces                              | MC generator  | $\sigma_{NLO} \times BR$ |
|-------------------------------------|---------------|--------------------------|
| $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ | PYTHIA        | 4–50 fb                  |
| $t\bar{t} \rightarrow 2Wb\bar{b}$   | ALPGEN/TopRex | 840 pb                   |
| $Zb\bar{b} \rightarrow 2lb\bar{b}$  | CompHEP       | 573 pb                   |
| $ZZ \rightarrow 4l$                 | CompHEP       | 1.2 pb                   |

Tablica 4.1: Pregled MC generiranih skupova podataka

čestica u početnom i konačnom stanju, u slučajevima kad je proces generiran do na red iza vodećeg reda (*Next to the Leading Order*, NLO). Svim procesima iz signala i pozadine određeni su težinski faktori za NLO, tzv. K-faktori.

PYTHIA sadrži modele partonskih interakcija pa su u svim slučajevima korišteni parametri koji odgovaraju CTEQ5L funkciji gustoće partona (*Parton Density Function*, PDF) [31].

Glavni procesi uzeti u razmatranje su:

- $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ ,
- $t\bar{t} \rightarrow 2Wb\bar{b}$ ,
- $Zb\bar{b} \rightarrow 2lb\bar{b}$ ,
- $ZZ \rightarrow 4l$ .

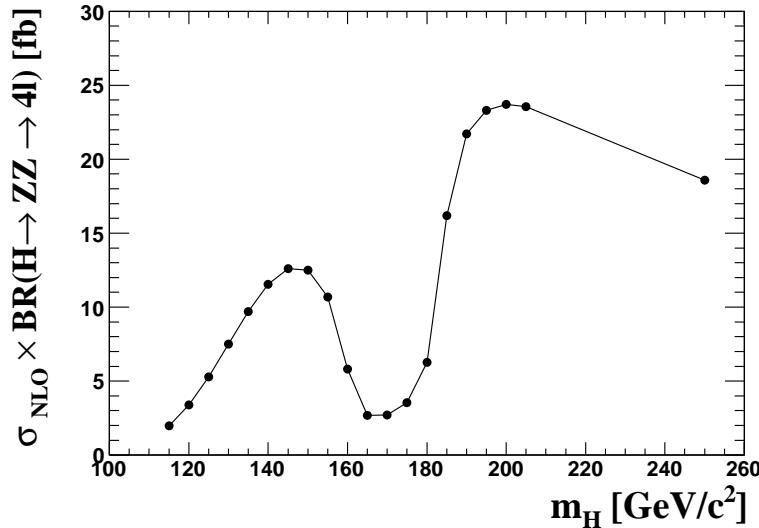
U tablici 4.1 nalaze se detalji generiranih skupova podataka iz Monte Carlo simulacija, kao i programi korišteni za njihovo generiranje. Kod generiranja događaja  $l$  se odnosi na leptone:  $\tau$ ,  $\mu$ ,  $e$  i njihove antičestice.  $\tau$  leptoni su uključeni u MC simulacijama jer njihov slabi raspad doprinosi ukupnoj pozadini za  $4e$  događaje. Oni također doprinose repu raspodjele  $m_{4l}$  za signal Higgsovog bozona.

Uzorci tri glavna pozadinska procesa korištena u ovoj analizi su djelomično zastupljena u skupovima generiranih događaja, tzv. SM juha, čija je zadaća bila simulirati realistične tokove podataka iz CMS-a *in situ*. SM juha sadrži velik broj različitih elektroslabih i QCD procesa. Korištena je za mjerenje učestalosti signalu sličnih događaja, te za različite kontrolne uzorke. Kontrolni uzorci iz SM juhe korišteni su kod normaliziranja pozadine, te za kontrolu efikasnosti i sistematskih nepouzdanosti. Analiza “juhe” također pokazuje da preostali mogući pozadinski procesi imaju manji doprinos u odnosu na tri glavna ( $t\bar{t}$ ,  $Zb\bar{b}$ ,  $ZZ$ ).

### 4.1.1 Signal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$

Simulirani uzorci Higgsovog bozona generirani su programskim paketom PYTHIA 6.225 [30], koristeći produkcijske procese fuzije LO gluona ( $gg \rightarrow H$ ) i fuzije baždarnih bozona ( $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H$ ). Higgsov bozon je prisiljen na raspad u dva  $Z$  bozona, koji nisu morali biti na masenoj ljusci.

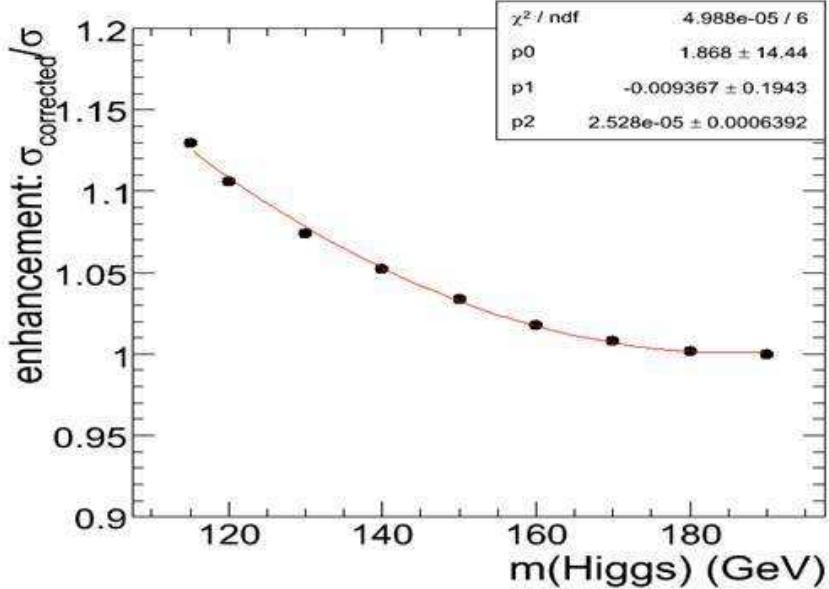
Događajima je kasnije bila dodjeljena nova težina zbog slaganja s totalnim NLO udarnim presjekom  $\sigma_{NLO}(pp \rightarrow H) \times BR(H \rightarrow ZZ) \times BR(Z \rightarrow 2l)^2$ , gdje su  $\sigma(pp \rightarrow H)$  i  $BR(H \rightarrow ZZ)$  uzeti iz [24], a  $BR(Z \rightarrow 2l) = 0.101$  iz [32]. Slika 4.2 prikazuje udarni presjek  $H \rightarrow 4l$  kao funkciju mase  $m_H$ . U ovoj analizi napravljeno je ukupno 20 MC skupova podataka za različite  $m_H$ : od 115–205 GeV/c<sup>2</sup> u koracima od 5 GeV/c<sup>2</sup>, te za 250 GeV/c<sup>2</sup>.



Slika 4.2: Udarni presjek  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$

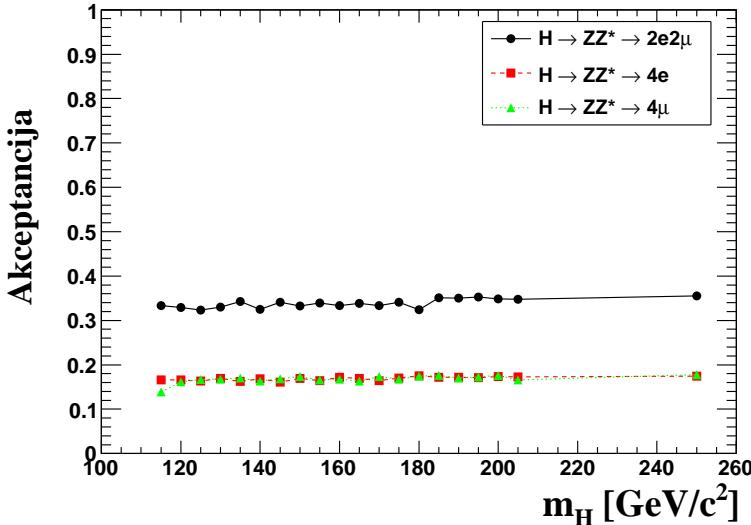
Udarni presjeci za raspad  $Z \rightarrow 2e$  ili  $Z \rightarrow 2\mu$  su povećani zbog interferencije amplituda uslijed permutiranja identičnih leptona iz različitih  $Z$  bozona. PYTHIA ne računa s takvim interferencijama, pa se korekcija može izračunati pomoću drugog MC generatora — CompHEP-a (slika 4.3). Efekt interferencije nije jako velik, a potpuno nestaje kad se  $Z$  bozoni stvaraju na masenoj ljusci, u slučaju velikih masa Higgsovog bozona.

Analiza koja će kasnije biti opisana zahtjeva da 4 elektrona, gdje elektronima nazivamo i elektrone i pozitrone (razlikujemo ih po naboju), budu unutar područja akceptancije detektora, te s odgovarajućim nabojima ( $e^+e^-e^+e^-$ ). Efikasnost nalaženja 4 elektrona u odnosu na druge kanale raspada  $H \rightarrow 4l$  prikazana je na slici 4.4, na razini generiranih događaja. U obzir nisu uzeti raspadi raspadi  $Z \rightarrow 2\tau$  iako će mali postotak takvih raspada



Slika 4.3: Povećanje udarnog presjeka  $H \rightarrow 4e, 4\mu$  uslijed interferencije amplituda [33].

biti rekonstruiran kao raspad u  $4e$ , te će doprinositi repu raspodjele  $m_{4e}$  za signal.



Slika 4.4: Efikasnost za mjerjenje konačnih stanja  $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^-e^+e^-$ , te  $\mu^+\mu^-e^+e^-$  unutar akceptancije CMS detektora. Efikasnost je izračunata u odnosu na sve raspade  $H \rightarrow ZZ$ , gdje se  $Z$  raspada u  $ee$  i  $\mu\mu$ .

#### 4.1.2 Pozadina $t\bar{t} \rightarrow 2Wb\bar{b}$

Pozadinski događaji za  $t\bar{t}$  pozadinu generirani su ALPGEN [34] programom kao dio MC juhe za integrirani luminozitet  $2 \text{ fb}^{-1}$ . Pljusak partona i hadronizacija napravljeni su u

PYTHIA 6.409, a događajima je kasnije dodijeljena težina kako bi odgovarali totalnom NLO udarnom presjeku  $\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}) \times BR(W \rightarrow l\nu)^2$ , gdje je  $\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}) = 840$  pb [35]. Kako bi se povećala statistika MC događaja, te poradi proučavanja razlika podataka iz generatora, dodatni uzorci su producirani TopRex [36] generatorom. Dobiveni događaji su preselektirani zahtjevajući barem 4 leptona (elektrona i/ili miona) s  $p_T > 2$  GeV/c u području  $|\eta| < 2.7$ . Efikasnost preselekcije na ukupnom uzorku je 8.6%.

#### 4.1.3 Pozadina: $Zb\bar{b} \rightarrow 2l b\bar{b}$

Uzorci pozadine  $Zb\bar{b} \rightarrow 2l b\bar{b}$  generirani su pomoću programskog paketa CompHEP 4.2p1 [37] (PDF CTEQ5L, QCD skale  $\mu_R = \mu_F = M_Z$ , masa  $b$  kvarka  $m_b = 4.85$  GeV/c $^2$ , te rez na mase dva leptona  $m_{ll} > 5$  GeV/c $^2$ ), a zatim procesirani kroz PHYTIA 6.225 zbog simulacije pljuska čestica i hadronizacije. Nisu bile postavljene restrikcije na kanal rasпадa  $b$  kvarkova. Udarni presjek u vodećem redu je 345 pb. Za dobivanje NLO udarnog presjeka, izračunat je K-faktor (omjer  $\sigma_{NLO}/\sigma_{LO}$ ) programskim paketom MCFM [38], te je dobiveno  $K_{NLO} = 1.66 \pm 0.03$ . Parametri za računanje MCFM NLO i LO udarnih presjeka su bili: CTEQ6,  $\mu_R^2 = \mu_F^2 = \hat{s}$ ,  $m_b = 0$  GeV/c $^2$ ,  $M(Z^{res}) > 10$  GeV/c $^2$ ,  $|\eta| < 10$ ,  $p_T(l) > 2$  GeV/c,  $p_T(jets) > 5$  GeV/c,  $|\eta_{jets}| < 6$ ,  $m_{b\bar{b}} > 9.24$  GeV/c $^2$ . U analizi ove pozadine korišteni su isti zahtjevi za preselekciju kao i kod  $t\bar{t}$  pozadine. Efikasnost preselekcije je 1.6%.

#### 4.1.4 Pozadina: $q\bar{q} \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$

Monte Carlo uzorak proizveden je pomoću CompHEP 4.2p1 generatora matričnih elemenata (PDF CTEQ5L, QCD skale  $\mu_R = \mu_F = M_Z$ ,  $m_{ll} > 5$  GeV/c $^2$ , a  $q$  označava  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$  ili  $b$  kvarkove). Uključeni su dijagrami za  $t$  i  $s$  kanale. Kanal  $s$  daje veliku rezonanciju na masi  $Z$  bozona koji doprinosi oko 10% događajima s  $120 < m_{4l} < 180$  GeV/c $^2$ , te se može zanemariti za veće invarijantne mase  $m_{4l}$ . Uočeno je da se interferencija  $t$  i  $s$  kanala može uvijek zanemariti [39]. Događaji iz CompHEP-a su proslijedjeni generatoru PHYTIA radi pljuskova čestica i hadronizacije. Udarni presjek u vodećem redu je 846 pb.

Doprinosi NLO dijagrama uračunati su na način da je događajima dodijeljena težina pomoću K-faktora ovisno o invarijantnoj masi četiri leptona  $K(m_{4l}) = K_{NLO}(m_{4l}) + 0.2$ . NLO K-faktor dobiven je iz MCFM simulacija [38]. Prosječna korekcija je  $\langle K \rangle = 1.35 + 0.2 = 1.55$ .

## 4.2 Selekcija okidačem

Za područje masa Higgsovog bozona iznad  $100 \text{ GeV}/c^2$ , kad raspad ide kroz kanal  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ , očekuje se da barem jedan od  $Z$  bozona bude na masenoj ljestici. Dva leptona nastala iz  $Z$  nose količinu gibanja  $p_T \approx M_Z/2$ . Prema tome, sustav za okidanje (*triggering*) CMS eksperimenta se temelji na prisutnosti dva leptona s visokom transverzalnom količinom gibanja  $p_T$ .

Na početnom LHC luminozitetu  $\mathcal{L} = 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  HLT okidač (*High Level Trigger*) propuštati će leptone s  $p_T$  dosta nižim od  $20 \text{ GeV}/c$ , pa je potrebna velika selekcijska efikasnost za Higgsov bozon u slučajevima kad su sva četiri leptona unutar područja akceptancije okidača.

U svrhu maksimizacije efikasnosti detekcije Higgs signala uzet je logički “ILI” različitih HLT putova. U obzir su slijedeći HLT putovi: jedan izolirani mion, jedan neizolirani mion, dvostruki neizolirani mion, jedan izolirani elektron, jedan slabije izolirani elektron, dvostruki izolirani elektron, dvostruki slabo izolirani elektron, te njihove kombinacije. Efikasnosti sustava okidanja u ovoj analizi određene su primjenom globalnog logičkog “ILI” HLT putova na Monte Carlo simulirane događaje.

Efikasnost okidača za signal definirana je kao:

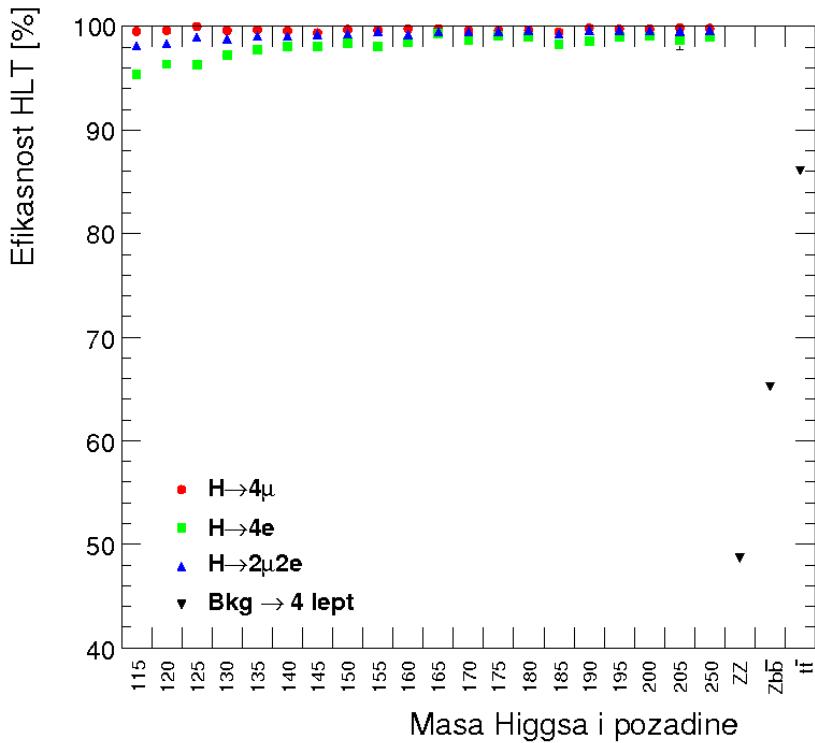
$$\epsilon = \frac{\text{broj L1 i HLT događaja}}{\text{ukupan broj događaja}} ,$$

a pogreška s  $\delta\epsilon = \sqrt{(\epsilon(1-\epsilon))/N_{gen}}$ . U nazivniku se navodi broj događaja koji imaju dobar naboј leptona, te upadaju u područje akceptancije detektora  $|\eta(l)| < 2.5$ . Efikasnosti okidača za tri glavne pozadine su dobivene počevši od uzoraka koji su generirani sa slijedećim zahtjevima:

- $ZZ$ : barem 4 leptona (elektrona ili miona),
- $Zb\bar{b}$ : barem 4 leptona (elektrona ili miona) s  $p_T > 2 \text{ GeV}/c$  i  $|\eta| < 2.7$ ,
- $t\bar{t}$ : barem 4 leptona (elektrona ili miona) s  $p_T > 2 \text{ GeV}/c$  i  $|\eta| < 2.7$  .

Efikasnost okidača prikazana je na slici 4.5 za  $H \rightarrow 4\mu$ ,  $H \rightarrow 4e$  i  $H \rightarrow 2\mu 2e$  konačna stanja pri različitim hipotezama mase  $m_H$ , te za glavne pozadine. Vrlo visoka efikasnost postignuta je za signal — više od 95% i gotovo 100% za  $m_H > 200 \text{ GeV}/c^2$ . Mionski okidači pokazuju bolje osobine, pa stoga kanali s mionima imaju veće efikasnosti. Najviša moguća efikasnost za signal dobiva se korištenjem svih okidača zajedno.

Broj događaja pozadine koji prolaze HLT okidač procjenjuje se na oko  $566 \times 10^3$  događaja/ $\text{fb}^{-1}$ .



Slika 4.5: Efikasnost za mjerjenje konačnih stanja  $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^-e^+e^-$ , te  $\mu^+\mu^-e^+e^-$  unutar akceptancije CMS detektora. Efikasnost je izračunata u odnosu na sve raspade  $H \rightarrow ZZ$ , gdje se  $Z$  raspada u  $ee$  i  $\mu\mu$ .

### 4.3 Rekonstrukcija, identifikacija i izolacija elektrona

Rekonstrukcija Higgsovog bozona Standardnog modela kroz kanal raspada  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  zahtjeva vrlo kvalitetnu identifikaciju, izolaciju, te odlično mjerjenje energije i količine gibanja leptona. Identificiranje izoliranih leptona koji dolaze iz točke interakcije omogućuje vrlo efikasnu redukciju "lažnih" leptona. Preciznost mjerjenja energije i količine gibanja direktno se odražava na preciznost mjerjenja mase Higgsovog bozona, koja je ujedno varijabla s najvećom diskriminacijskom moći u potrazi. Uz četiri leptona u konačnom stanju, te znajući za vrlo mali udio kanala  $H \rightarrow 4l$  u totalnom udarnom presjeku produkcije, vrlo je važna efikasna rekonstrukcija leptona. Rekonstrukcija je posebno izazovna za leptone s vrlo niskom transverzalnom količinom gibanja ( $p_T$ ).

Za mase Higgsovog bozona  $m_H < 2M_Z$  barem jedan par leptona dolazi iz raspada  $Z^*$  bozona, koji nije na masenoj ljusci. "Mekši" lepton iz tog para ima uglavnom  $p_T < 10 \text{ GeV}/c$  za mase  $m_H < 140 \text{ GeV}/c^2$ .

Na niskim vrijednostima transverzalne količine gibanja, potpuna kombinacija podataka iz detektora tragova i elektromagnetskog kalorimetra (za elektrone) ili iz detektora

tragova i mionskog spektrometra (za mione) je od presudnog značenja za rekonstrukciju, izolaciju i identifikaciju leptona.

U ovom dijelu opisan je u potpunosti način rekonstrukcije elektrona zbog važnosti za ovaj rad.

Identifikaciju i mjerjenje količine gibanja elektrona ometa velika količina materijala u CMS detektoru tragova. Elektroni prolazeći silicijskim slojevima detektora tragova zrače fotone (tzv. *bremsstrahlung* fotone) koji do ECAL-a stižu pokrivajući široki prozor u azimutalnom, tj.  $\phi$  smjeru. Nadalje, izraženi fotoni mogu se konvertirati u  $e^- e^+$  par i tako tvoriti složenije uzorke u detektoru tragova dovodeći često do pogrešne identifikacije elektrona. Elektroni u CMS-u su općenito složeni objekti koji uključuju nekoliko elektromagnetskih klastera i segmenata tragova. Bremsstrahlung i konverzijski efekti daju negausijanske doprinose fluktuacijama energije u ECAL-u i detektoru tragova.

### 4.3.1 Rekonstrukcija elektrona

Za rekonstrukciju se koristi standardna kolekcija “pixelMatchGsfElectrons”. Nakon algoritma koji se koristi za HLT okidač CMS eksperimenta [19], *offline* rekonstrukcija elektrona započinje rekonstrukcijom superklastera u ECAL-u. Za inicijaciju izgradnje klastera korišten je prag  $E_T \geq 1 \text{ GeV}$ , te prošireni prozor u  $\phi$  smjeru radi boljeg sakupljanja bremsstrahlung fotona. Superklaster u ECAL-u koristi se kao okidač za traženje traga elektrona u detektoru tragova, u točno određenom području. Izgradnja traga oslanja se na Bethe-Heitlerov model gubljenja energije elektrona u materijalu i na labavi  $\chi^2$  rez koji se koristi za efikasno sakupljanje pogodaka u detektoru tragova sve do ECAL-a. Gaussov sumacijski filter (*Gaussian Sum Filter*, GSF) se koristi za prilagodbu koja omogućuje efikasnu izgradnju elektronskih trajektorija uz dobru rezoluciju količine gibanja. Relativna razlika količine gibanja mjerena na krajevima traga,  $f_{brem} = (p_{in} - p_{out})/p_{in}$  je mjera količine izražene energije putem bremsstrahlunga.

Prilagođeni elektronski trag zajedno sa superklasterom spaja se u jedinstveni objekt — “elektronski kandidat”, ako su zadovoljeni slijedeći kriteriji:

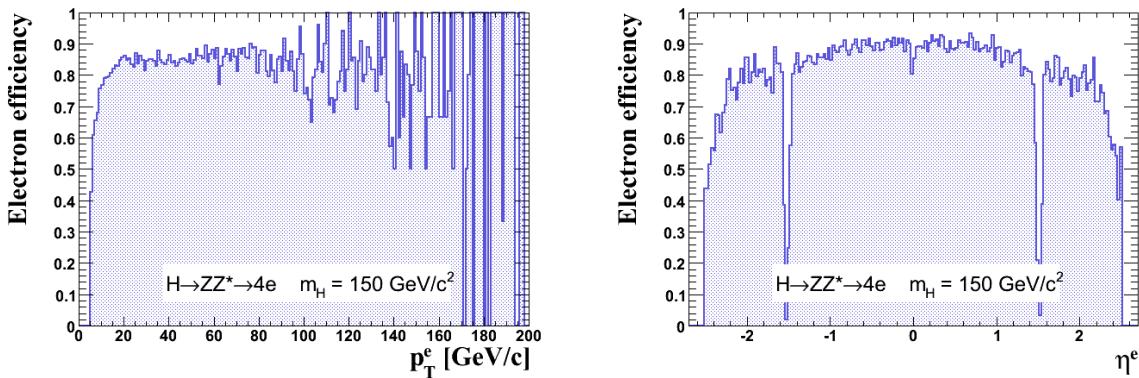
- $0.35 < E_{sc}/p_{in} < 3$  (5 u prednjim dijelovima), gdje je  $E_{sc}$  energija u superklasteru, a  $p_{in}$  količina gibanja na prvoj unutarnjoj poziciji pogotka u pixel detektoru,
- $|\Delta\eta_{in}| = |\eta_{sc} - \eta_{in}^{extrap.}| < 0.02$  gdje je  $\eta_{sc}$  položaj superklastera u  $\eta$  koordinati, a  $\eta_{in}^{extrap.}$  položaj traga u  $\eta$  ekstrapoliran do ECAL-a,
- $|\Delta\phi_{in}| = |\phi_{sc} - \phi_{in}^{extrap.}| < 0.1$  gdje je  $\Delta\phi_{in}$  slična veličina u azimutalnim koordinatama,

- $H/E < 0.2$ , gdje  $H$  predstavlja energiju deponiranu u HCAL-u unutar konusa  $\Delta R = 0.1$  centriranog u položaju ECAL superklastera, a  $E$  je energija elektromagnetskog superklastera,
- $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ , gdje je  $p_T$  transverzalna količina gibanja traga na početku trajektorije.

Navedeni zahtjevi postavljeni su tako da se očuva visoka efikasnost u fazi rekonstrukcije uz istovremeno održavanje visoke “čistoće” rekonstruiranog objekta.

Efikasnost rekonstrukcije elektrona prikazana je na slici 4.6 kao funkcija transverzalne količine gibanja  $p_T^e$  i pseudorapiditeta  $\eta^e$  za elektrone iz raspada Higgsovog bozona hipotetske mase  $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$ . Efikasnost postepeno raste i postiže vršnu vrijednost od 86% za  $p_T^e > 20 \text{ GeV}/c$ . Efikasnost je 90% za  $|\eta^e| < 1.1$  i opada prema rubovima područja akceptancije detektora tragova ( $|\eta^e| \approx 2.5$ ). U području  $|\eta^e| > 2$  gubitak efikasnosti je uglavnom posljedica ograničenog pokrivanja pixel diskova.

Nakon faze preselekcije primjećena je nezanemariva količina krivo identificiranih naboja, koja se povezuje s konverzijom fotona izračenih iz elektrona. Mjereći na energiji  $Z$  rezonancije, udio krivo identificiranih naboja elektrona je 2.5%. Određivanje naboja moguće je poboljšati koristeći unutrašnji dio elektronskog traga iz TID i TEC slojeva uz razvijenije algoritme rekonstrukcije. Dobitak na efikasnosti u cijelom području pseudorapiditeta za  $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$  je oko 5%. Nadalje, novije studije pokazale su da se potpunim opuštanjem  $E_{sc}/p_{in}$  reza i zamjenom  $p_T$  reza s  $E_T$  dobiva dodatno povećanje efikasnosti rekonstrukcije  $4e$  za oko 5%.



Slika 4.6: Efikasnost nakon rekonstrukcije i preselekcije elektrona za  $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$  kao funkcija  $p_T^e$  (lijevo) i  $\eta^e$  (desno)

Neki elektroni prolazeći kroz materijal detektora zrače nekoliko bremsstrahlung fotona, otežavajući rekonstrukciju, dok neki, gotovo da i ne zrače. Prema tome, radi uspje-

šnije rekonstrukcije, potrebno je klasificirati elektrone i primjeniti korekcije. Za klasifikaciju elektrona korištena je veličina  $f_{brem}$  zajedno s drugim observablama osjetljivima na količinu bremsstrahlung fotona i efekte konverzije. Na energije elektrona su primjenjene korekcije ovisne o klasi. Za smjer količine gibanja izlazećeg elektrona uzima se smjer s početka traga u detektoru tragova. Ovisno o klasi elektrona i omjeru  $E/p$ , korišteni su  $E_{sc}$  iz ECAL-a ili količina gibanja iz detektora tragova ili težinsko usrednjene tih dviju vrijednosti kako bi se odredila početna količina gibanja elektrona. Težine su određene pomoću neodređenosti ovisnih o klasi, koje su poznate za svaki rekonstruirani elektron.

Povećanje čistoće signala postiže se primjenom algoritama identifikacije na elektronske kandidate koji su prošli korak rekonstrukcije.

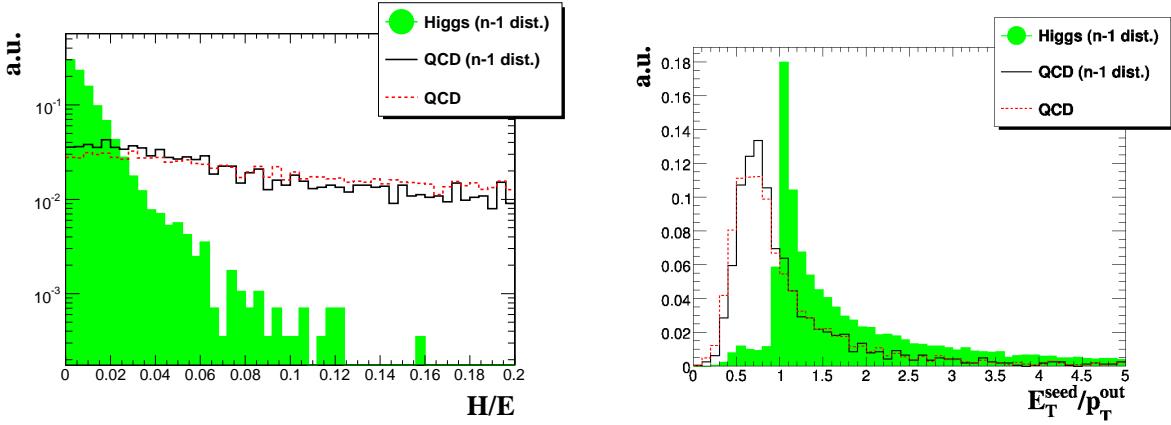
### 4.3.2 Identifikacija elektrona

Konačna identifikacija (ID) elektrona postignuta je selekcijom zasnovanom na rezovima za ID varijable. Algoritam koristi opservable poklapanja koje uključuju parametre tragova na krajnjam vanjskim i krajnjam unutarnjim pozicijama, te oblik pljuska u ECAL-u. Klasifikacija bazirana na  $f_{brem}$  i na obliku superklastera usmjerava primjenu rezova na različite elektronske topologije. Korištene opservable u algoritmu elektronske identifikacije su:

- $\Delta\eta_{in}$ ,
- $\Delta\phi_{in}$ ,
- $H/E$ ,
- $\Sigma 9/\Sigma 25$ , gdje  $\Sigma 9(25)$  predstavlja sumu energija u kvadratnim matricama od 9(25) kristala s centrima u kristalu početnog klastera s najvećom energijom,
- $E_{seed}/p_{out}$ , gdje  $E_{seed}$  označuje energiju početnog klastera,  $p_{out}$  količinu gibanja na krajnjoj vanjskoj poziciji u detektoru tragova.

Slika 4.7 prikazuje N-1 distribucije varijabli identifikacije elektrona  $H/E$  i  $E_{seed}/p_{out}$  za elektrone iz Higgs signala i za "lažne" elektrone iz QCD pozadine, kada su primjenjeni rezovi na sve ostale ID varijable (tzv. N-1 distribucija). Distribucija  $H/E$  prikazane je za elektrone klase "zlatni", a raspodjela  $E_{seed}/p_{out}$  za "pljuskovite" elektrone. Diskriminacijska moć ovih varijabli je očita iz slike. Rez na 0.5 koji je vidljiv u raspodjeli  $E_{seed}/p_{out}$  za QCD događaje javlja se zbog načina na koji je izgrađen trag u pixel slojevima detektora.

U tablici 4.2 prikazani su optimalni rezovi za elektronske ID varijable dobijeni na način da se maksimizira potiskivanje QCD pozadine.



Slika 4.7: N-1 distribucije identifikacijskih varijabli (vidjeti tekst) za Higgs signal (zelena boja) i lažne elektrone iz QCD pozadine (crne linije): Lijevo:  $H/E$  za zlatnu klasu; Desno:  $E_{\text{seed}}/p_{\text{T}}^{\text{out}}$  za pljuskovitu klasu. Također su pokazane i distribucije bez identifikacijskih zahtjeva za pozadine (crvena crtkana linija).

### 4.3.3 Izolacija elektrona

#### Izolacija traga

Definiran je izolacijski konus oko  $R_{\text{cone}} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$  oko smjera količine gibanja elektrona. Unutar izolacijskog konusa, razmatraju se svi tragovi, koji zadovoljavaju uvjete u tablici 4.3, osim traga promatranog elektrona koji potječe iz iste točke interakcije (slaganje u vrijednosti longitudinalnog parametra sudara, LIP), te zadovoljavaju određeni prag u  $p_T$ . Ne razmatraju se tragovi unutar tzv. "signalnog konusa"  $\Delta R = 0.015$  niti tragovi ostalih elektrona unutar ostatka konusa. Kao izolacijska varijabla odabran je omjer sume transverzalnih količina gibanja svih tragova unutar konusa i transverzalne količine gibanja elektrona,  $\Sigma p_T^{\text{tragoovi}} / p_T^e$ , za koju se pokazalo da je optimalna varijabla u širokom području masa Higgsovog bozona [33].

#### Izolacija u kalorimetru

Očekuje se da izolirani elektroni imaju zanemariv depozit energije u elektromagnetskom kalorimetru izvan superklastera. Međutim, zbog velike količine materijala u detektoru tragova javlja se mnogo bremsstrahlung fotona oslabljujući tako izolacijske mogućnosti ECAL-a koji stoga nije uzet u obzir za analizu.

S druge strane, hadronska izolacija je moćni alat za redukciju pozadina oblika hadronskog pljuska (eng. *jet*). U razmatranje se uzimaju svi depoziti energije u hadronskom kalorimetru s  $E_T > 0.5$  GeV unutar izolacijskog konusa veličine  $R_{\text{cone}} = 0.25$  oko traga elektrona. Zahtjev, odnosno rez, postavlja se na sumu transverzalnih količina gibanja u

| središnji dio          | zlatni  | veliki brem | uski    | pljuskoviti |
|------------------------|---------|-------------|---------|-------------|
| $H/E <$                | 0.06    | 0.06        | 0.07    | 0.08        |
| $ \Delta\eta_{in}  <$  | 0.005   | 0.008       | 0.008   | 0.009       |
| $ \Delta\phi_{in}  <$  | 0.02    | 0.06        | 0.06    | 0.08        |
| $E_{seed}/p_{out} >$   | 0.7–2.5 | 1.7         | 0.9–2.2 | 0.6         |
| $\Sigma 9/\Sigma 25 >$ | 0.8     | 0.7         | 0.7     | 0.5         |
| prednji dio            | zlatni  | veliki brem | uski    | pljuskoviti |
| $H/E <$                | 0.06    | 0.06        | 0.07    | 0.08        |
| $ \Delta\eta_{in}  <$  | 0.005   | 0.008       | 0.008   | 0.009       |
| $ \Delta\phi_{in}  <$  | 0.02    | 0.06        | 0.06    | 0.08        |
| $E_{seed}/p_{out} >$   | 0.7–2.5 | 1.7         | 0.9–2.2 | 0.6         |
| $\Sigma 9/\Sigma 25 >$ | 0.8     | 0.8         | 0.8     | 0.5         |

Tablica 4.2: Vrijednosti rezova za identifikacijske varijable elektrona.

| broj pogodaka      | $\geq 10$ | [8, 9]  | [5, 7]   |
|--------------------|-----------|---------|----------|
| $p_T$ (GeV/c)      | $> 1$     | $> 1$   | $> 1$    |
| $d_0$ (cm)         | $< 1$     | $< 0.2$ | $< 0.04$ |
| $d_z$ (cm)         | $< 5$     | $< 2$   | $< 0.5$  |
| $d_0/\sigma_{d_0}$ | —         | $< 10$  | $< 7$    |
| $d_z/\sigma_{d_z}$ | —         | $< 10$  | $< 7$    |

Tablica 4.3: Relevantni zahtjevi na tragove u izolacijskom algoritmu.

HCAL-u podjeljenu s transverzalnom količinom gibanja elektrona. Obje, izolacija traga i izolacija u kalorimetru su kombinirane u jedinstvenu varijablu čija će diskriminacijska svojstva biti kasnije opisana.

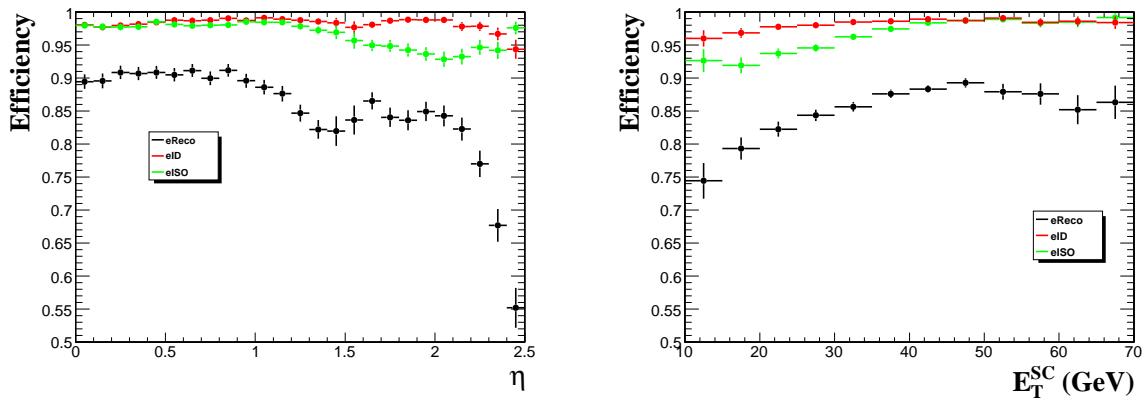
#### 4.3.4 Efikasnost rekonstrukcije elektrona

Nedovoljno poznavanje količine materijala unutar detektora tragova mogući je uzrok sistematskih pogrešaka kod elektronske rekonstrukcije i identifikacije. Energija, selekcijske i identifikacijske observable posebno su osjetljive na količinu materijala u detektoru tragova i ECAL-u što se kasnije očituje u računima efikasnosti iz Monte Carlo analize.

Za mjerjenje efikasnosti rekonstrukcije iz stvarnih podataka korištena je i tzv. označi-i-ispitaj metoda (*tag-and-probe*). Metoda se temelji na raspadima  $Z \rightarrow e^+e^-$  iz kojih se dobivaju vrlo čisti uzorci elektrona. Takvi uzorci omogućuju mjerjenje efikasnosti pojedinih koraka selekcije ili rezova postavljajući ograničenja na masu  $Z$  bozona. Jedan od

elektrona iz raspada  $Z$  bozona, označavajući (*tag*) elektron, mora zadovoljiti stroge identifikacijske kriterije, dok se drugi, ispitni (*probe*) elektron, koji kombiniran s prvim mora dati invarijantnu masu blizu mase  $Z$  bozona, koristi za računanje efikasnosti određenog selekcijskog reza.

Efikasnosti rekonstrukcije elektrona, identifikacije i izolacije mjerene korištenjem tag-and-probe metode prikazane su na slici 4.8 kao funkcije od  $\eta$  i  $p_T$ . Kao uzorak korišteni su  $Z$  događaji iz ALPGEN juhe. *Tag* je definiran kao *zlatni* elektron koji je prošao identifikacijske i izolacijske kriterije. Invarijantna masa elektrona iz spomenute metoda mora biti unutar intervala veličine  $10 \text{ GeV}/c^2$  oko nominalne mase  $Z$ .



Slika 4.8: Efikasnost rekonstrukcije, identifikacije i izolacije elektrona mjerena tag-and-probe metodom za integrirani luminozitet od  $100 \text{ pb}^{-1}$ : za  $\eta$  superklastera (lijevo); za  $E_T$  superklastera (desno).

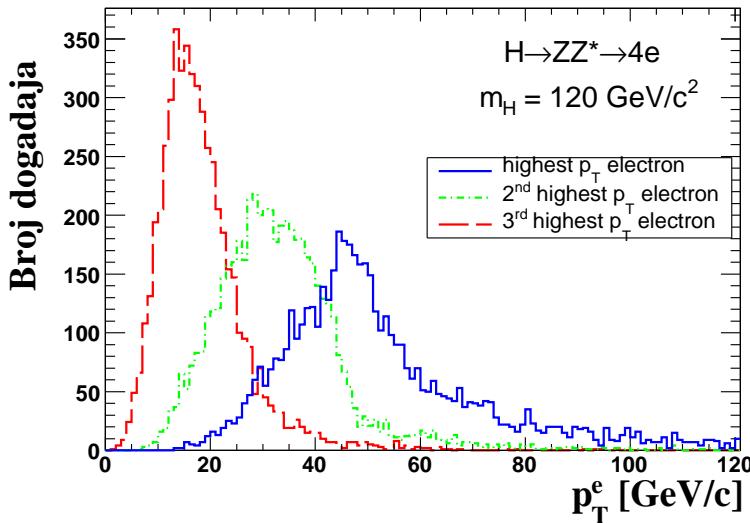
## 4.4 Redukcija i preselekcija događaja

Prvi korak selekcije  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$  događaja izvodi se u dva koraka, koje nazivamo redukcija (eng. *skimming*, sabiranje vrhnja) i preselekcija. Osnovni cilj ovog koraka je odstranjanje nezanimljivih događaja, čuvajući pritom maksimalnu efikasnost signala i fazni prostor za izučavanje pozadinskih doprinosa. Namjena prvog dijela, redukcije, je tehničke naravi, tj. kako bi se broj podataka smanjio na količinu prikladnu za rukovanje. Glavni zadatak preselekcije je eliminacija *lažnih* događaja, posebno QCD događaja. Krajnji rezultati preselekcije koriste se kao referentna točka za računanja efikasnosti kasnijih faza.

#### 4.4.1 Redukcija

Procedura redukcije definirana je tako da zadrži signal s približno 100% efikasnosti, a da značajno reducira pozadinu iz QCD,  $W$  i Drell-Yanovih procesa zajedno s ostalim dominantnim pozadinama.

Na slici 4.9 prikazana je distribucija tri elektrona s najvećim  $p_T$  u  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$  signalu za masu Higgsovog bozona  $120 \text{ GeV}/c^2$ . Kao što vidimo sa slike, u vrlo velikom skupu događaja postoje dva elektrona s  $p_T > 10 \text{ GeV}/c$  i barem jedan s  $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ . Upravo ovaj uvjet je uzet kao zahtjev za redukciju pozadine u ovom koraku, zadovoljavajući tako zahtjev za skoro 100% efikasnosti prihvatanja signala.

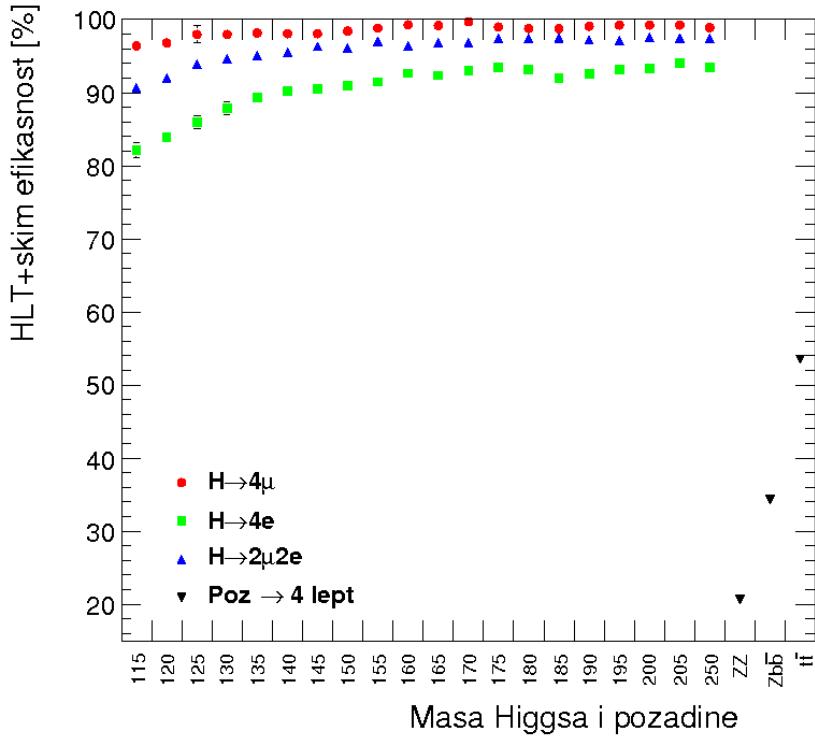


Slika 4.9: Generirane distribucije tri elektrona s najvišim  $p_T$  u  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$  događaju s  $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$

Slika 4.10 prikazuje efikasnosti za sve leptonske kanale nakon redukcije (i HLT-a) i to za sve razmatrane mase Higgsovog bozona i glavne pozadine. Efikasnosti za signal su izvrijednjene za događaje gdje su sva četiri leptona generirana unutar akceptancije detektora. Efikasnost redukcije za najmanje efikasan kanal  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$  je  $> 82\%$  za čitavo područje masa. Bitno je za napomenuti da nijedan događaj koji nije preživio redukciju ne bi mogao proći selekciju u daljnoj analizi.

#### 4.4.2 Preselekcija događaja

Nakon selekcije okidačem i procedure “sabiranja vrhnja”, nametnuti su daljni zahtjevi koji definiraju očekivani signal. Zahtjevi su odabrani tako da potisnu događaje iz pozadine uključujući “lažne” elektrone iz QCD mlazova, istovremeno čuvajući efikasnost u faznom



Slika 4.10: Efikasnost HLT+Redukcija za sve generirane mase Higgsovog bozona, za sve 4-leptonske kanale i tri glavne pozadine

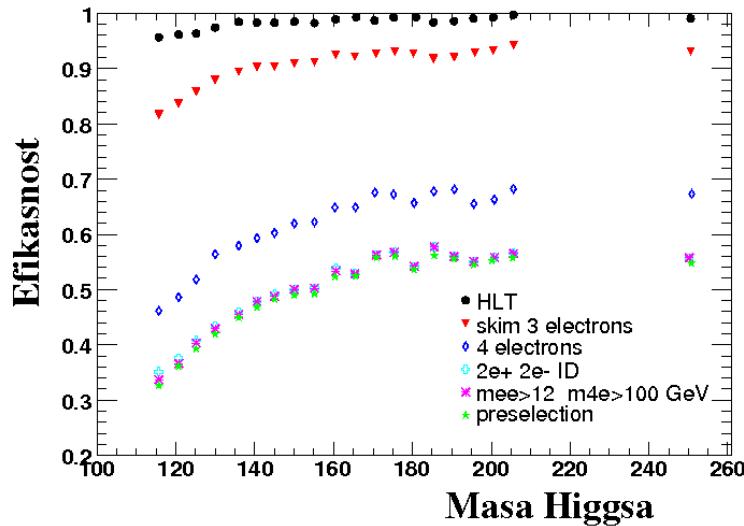
prostoru signala. Preselekcija događaja signala  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$  sastoji se od četiri koraka (zahtjeva):

- barem dva  $e^+e^-$  para identificiranih leptona suprotnih naboja i istih okusa. Elektroni moraju imati  $p_e > 5$  GeV/c i  $|\eta_e| < 2.5$ ,
- barem dva različita para  $e^+e^-$  s invarijantnom masom  $m_{e^+e^-} > 12$  GeV/c<sup>2</sup>,
- barem jedna kombinacija parova s invarijantnom masom većom od 100 GeV/c<sup>2</sup>,
- za kanal rapada s 4e, barem četiri slabo izolirana elektronska kandidata. Slaba izolacija tragova definira se kao  $\Sigma p_T^{tag}/p_T^e < 0.7$ . Ovim zahtjevom zadržava se 98.5% događaja signala na  $m_H = 150$  GeV/c<sup>2</sup> koji su prošli prethodni korak.

Zahtjevanje dvaju elektronskih parova je korak odmah poslije okidača i redukcije, a odražava bitne karakteristike topologije događaja signala. Odabrana je labava identifikacija s oko 95% efikasnosti za signal kako bi se dodatno odstranili događaji s lažnim elektronima. Rez na  $m_{e^+e^-}$  je uveden radi eliminiranja pozadine koja potječe od hadronskih rezonancija malih masa. Zahtjev da barem jedan Higgs kandidat ima invarijantnu

masu veću od  $100 \text{ GeV}/c^2$  dodatno odstranjuje događaje s lažnim elektronima. Uvodeći labavu izolaciju traga, postiže se potiskivanje QCD pozadinskih događaja koji prođu prethodne korake.

Efikasnosti različitih koraka preselekcije za  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$  signal prikazane su kao funkcija mase  $m_H$  na slici 4.11. Ukupna efikasnost događaja signal-a saturira na 56% blizu  $m_H = 170 \text{ GeV}/c^2$ . Najveći gubitak efikasnosti događa se zbog neefikasnosti rekonstrukcije i krive procjene naboja.



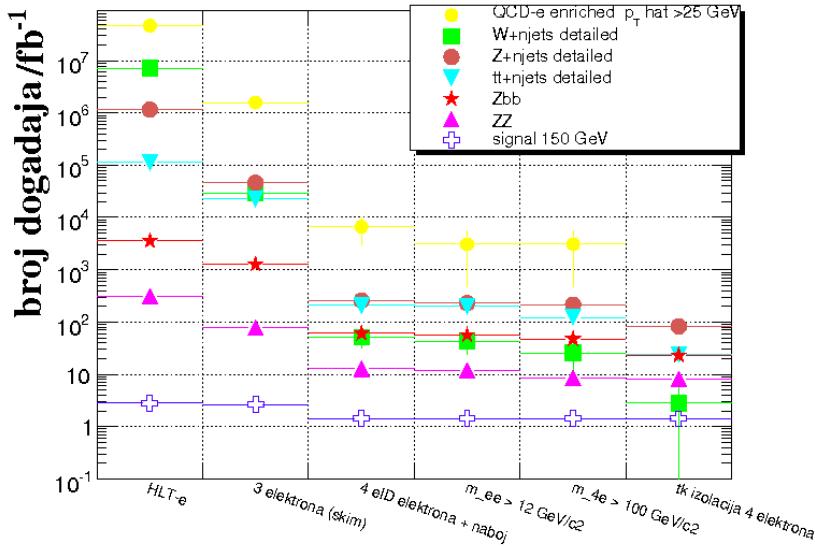
Slika 4.11: Efikasnost HLT, redukcije i preselekcije svakog koraka za  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$  signal-a kao funkcija mase Higgsovog bozona.

Očekivano smanjivanje broja događaja nakon preselekcije prikazano je na slici 4.12. Broj događaja pozadine, kojom u početnim fazama uvelike dominiraju QCD lažni elektroni, nakon preselekcije, sveden je na isti red veličine kao i  $t\bar{t}$  pozadina.

Invarijantna masa konstruirana iz 4 elektrona nakon preselekcije prikazana je na slici 4.13. Kod izrade ovog histograma elektroni su kombinirani u vektorske bozone ( $Z$ ,  $Z^*$ ). U slučajevima kada postoji više od četiri rekonstruirana elektrona, konstruiranje vektorskog bozona izvodi se na slijedeći način:

- par formiran s elektronima suprotnog naboja i s invarijantnom masom najbližom masi  $Z$  bozona,
- par formiram s elektronima suprotnog naboja i najvećih preostalih transverzalnih količina gibanja  $p_T$ .

Tablica 4.4 prikazuje očekivani broj događaja po  $\text{fb}^{-1}$  nakon preselekcije za tri mase Higgsovog bozona i pozadine. Najizdašnija pozadina je  $Z + \text{mlazovi}$ , zatim  $t\bar{t} + \text{mlazovi}$



Slika 4.12: Redukcija broja QCD,  $Z$ +mlazovi,  $t\bar{t}$ +mlazovi,  $Zb\bar{b}$  i  $ZZ^*$  događaja, te događaja signala  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$  na  $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$  nakon redukcije i pojedinih faza preselekcije.

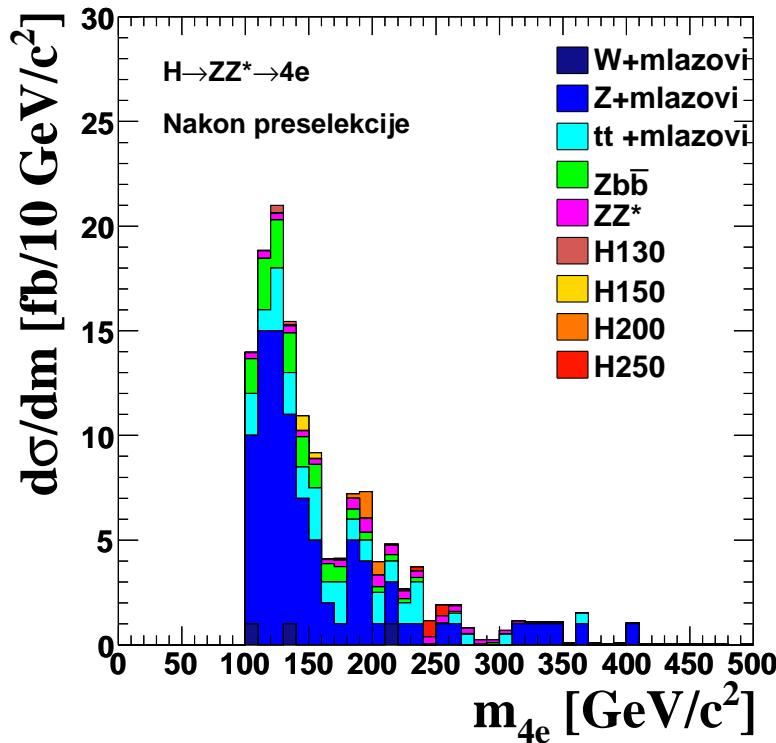
i  $Zb\bar{b}$ . U ovoj fazi najmanje doprinose pozadini daju  $ZZ^*$  procesi. Preostali događaji iz pozadine, posebno  $Z$ +mlazovi se u dalnjim koracima značajno reduciraju strožim izolacijskim zahtjevima, rezovima na parametar sudara, te kinematičkim rezovima.

| proces   | broj 4e događaja po $\text{fb}^{-1}$ |
|--|--------------------------------------|
| $H \rightarrow 4e^\pm m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$ | 0.57                                 |
| $H \rightarrow 4e^\pm m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$ | 1.07                                 |
| $H \rightarrow 4e^\pm m_H = 200 \text{ GeV}/c^2$ | 2.26                                 |
| $ZZ^*$   | 8.43                                 |
| $Zb\bar{b}$                                      | 15.6                                 |
| $t\bar{t}$ +mlazovi                              | 27.5                                 |
| $Z$ +mlazovi                                     | 87.0                                 |
| $W$ +mlazovi                                     | 3.0                                  |

Tablica 4.4: Očekivani broj događaja nakon preselekcije za  $1 \text{ fb}^{-1}$  za korak preselekcije

## 4.5 Strategija analize i diskriminirajuće opservable

Uzorak događaja koji ostaje nakon okidača, redukcije i preselekcije, iako uvelike očišćen uz maksimalno čuvanje efikasnosti signala, i dalje je dominiran  $Z$ +mlazovi,  $t\bar{t}$  i  $Zb\bar{b}$  pozadynom. U ranim fazama, uzorak događaja dominiran je pozadinskim doprinosima s dva ili



Slika 4.13: Invarijantna masa 4 elektrona nakon preselekcije za Higgs signal  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$  različitih masa, te pozadine.

više “lažnih” elektrona, koji se koristi za određivanje sistematskih neodređenosti kasnije. Koraci preselekcije dalje reduciraju doprinose iz QCD događaja s više mlazova uglavnom postrožujući zahjeve rekonstrukcije i identifikacije elektrona. Doprinos  $Z+mlazovi$ ,  $t\bar{t}$  i  $Zb\bar{b}$  pozadina moguće je još smanjiti.

Za razliku od signala Higgsovog bozona, dva elektrona koja dolaze iz navedenih pozadina vezani su za semileptonske raspade hadrona iz mlazova. Takvi elektroni u detektor upadaju u blizini drugih produkata hadronskih raspada i fragmenata. Očekuje se da njihov  $p_T$  spektar bude “mekši” od spektra elektrona iz signala. Također, za očekivati je da je mjesto nastanka takvih elektrona udaljeno od nominalne točke interakcije, tj. njihov vrh interakcije je pomaknut. Ove karakteristike iskorištene su za snažno odstranjivanje reducibilne pozadine.

Prema tome, glavne diskriminirajuće opservable za selekciju događaju su:

- izolacija,
- parametar sudara,
- $p_T$  sva četiri elektrona,

- invarijantna masa parova elektrona,
- invarijantna masa četiri elektrona.

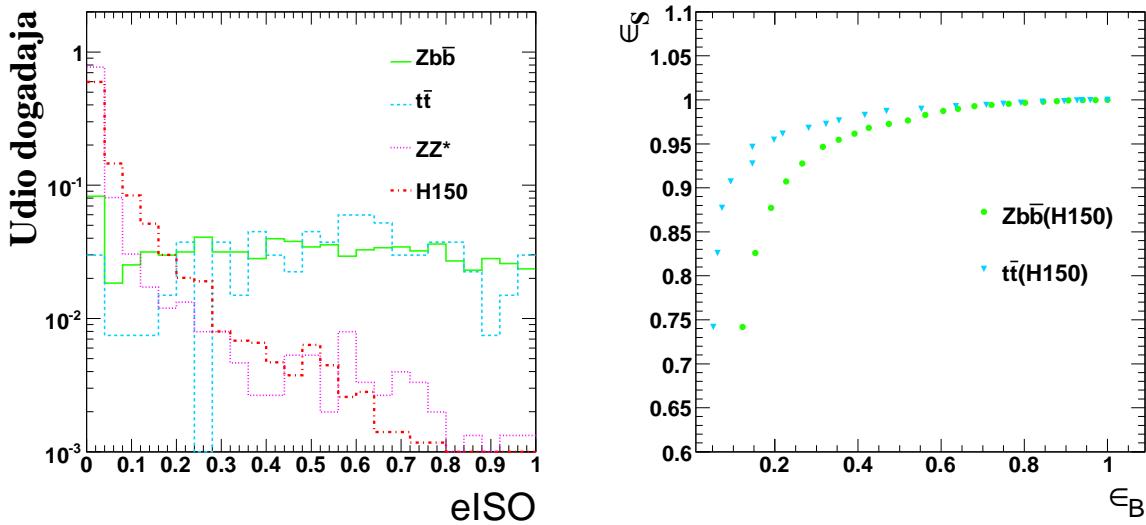
#### 4.5.1 Izolacija elektrona

Elektroni koji dolaze iz raspada Higgsovog bozona su izolirani, tj. nisu unutar mlazova, što daje izvrstan način razlikovanja signala i reducibilnih pozadina,  $Z + \text{mlazovi} \rightarrow 4e + X$ ,  $Zb\bar{b} \rightarrow 4e + X$  i  $t\bar{t} \rightarrow 4e + X$ , gdje elektroni nastaju unutar mlazova.

Kao izolacijska varijabla kombinirana je izolacija traga s izolacijom u kalorimetru na sljedeći način:

$$eISO = eISO_{track} + eISO_{HCAL},$$

gdje su korištene izolacijske varijable definirane u odjeljku 4.3. Kao konačna diskriminacijska varijabla korištena je suma prethodno definirane varijable za dva najmanje izolirana elektrona ( $eISO_{2least}$ ) čija je raspodjela za signal i glavne pozadine prikazana na slici 4.14(ljevo). Redukcijska moć ove varijable prikazana je na slici 4.14(desno). Efikasnost signala za observablu  $eISO_{2least}$  i rez  $eISO_{2least} < 0.35$  je 96%, dok je efikasnost pozadine 39% za  $Zb\bar{b}$  i 22% za  $t\bar{t}$ . Efikasnosti su izračunate u odnosu na preselekciju.

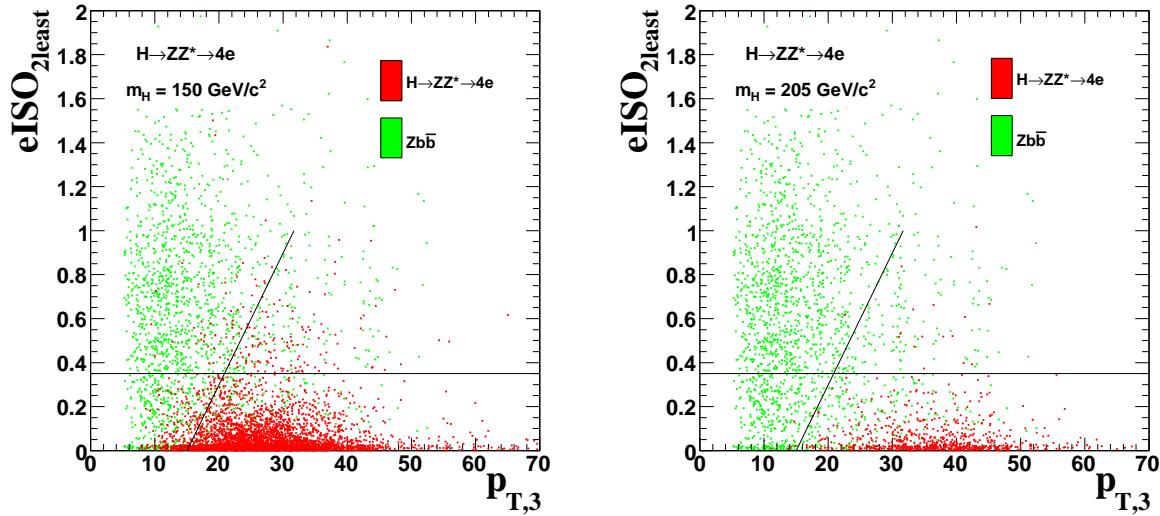


Slika 4.14: Lijevo: Distribucija kombinirane izolacijske varijable  $eISO_{2least}$  za signal i glavne pozadine. Desno: Redukcijska moć rezova kombinirane izolacijske varijable na  $Zb\bar{b}$  i  $t\bar{t}$  pozadine.

Još jedan dobar kriterij za selekciju dolazi iz promatranja dvodimenzionalnih raspodjela u kojima na osi nanosimo vrijednosti  $eISO_{2least}$  i  $p_T$  trećeg elektrona (sortirajući prema padajućem  $p_T$ ). Elektroni iz  $b$  mlazova obično imaju mali  $p_T$ , dok su oni iz  $Z$  mnogo

energičniji. Prema tome, u  $Zb\bar{b}$  i  $t\bar{t}$  događajima, treći i četvrti elektron najčešće imaju mali  $p_T$  i velike vrijednosti  $eISO_{2least}$ , za razliku od signala.

Navedene dvodimenzionalne distribucije za signal i ireducibilne pozadine su vrlo dobro razdijeljene, pa se ravnina može razdijeliti na dio u kojem dominira signal i dio u kojem dominantni doprinos ima pozadina. Očito je da je regije moguće podijeliti pravcem oblika  $eISO_{2least} = A \cdot p_T - B$ . Optimiziranjem se dobiva da su  $A = 0.06$  c/GeV i  $B = 0.9$  optimalne vrijednosti za signal  $m_H = 150$  GeV/c $^2$ , te je moguće daljnje prilagođavanje vrijednosti za različite  $m_H$ , kao što je prikazano na slici 4.15.



Slika 4.15: Dvodimenzionalna distribucija izolacijske varijable  $eISO_{2least}$  i  $p_{T,3}$  za signal i  $Zb\bar{b}$  pozadinu za mase  $m_H = 150$  GeV/c $^2$  (lijevo) i  $m_H = 205$  GeV/c $^2$  (desno).

### 4.5.2 Zahtjevi na vrh interakcije

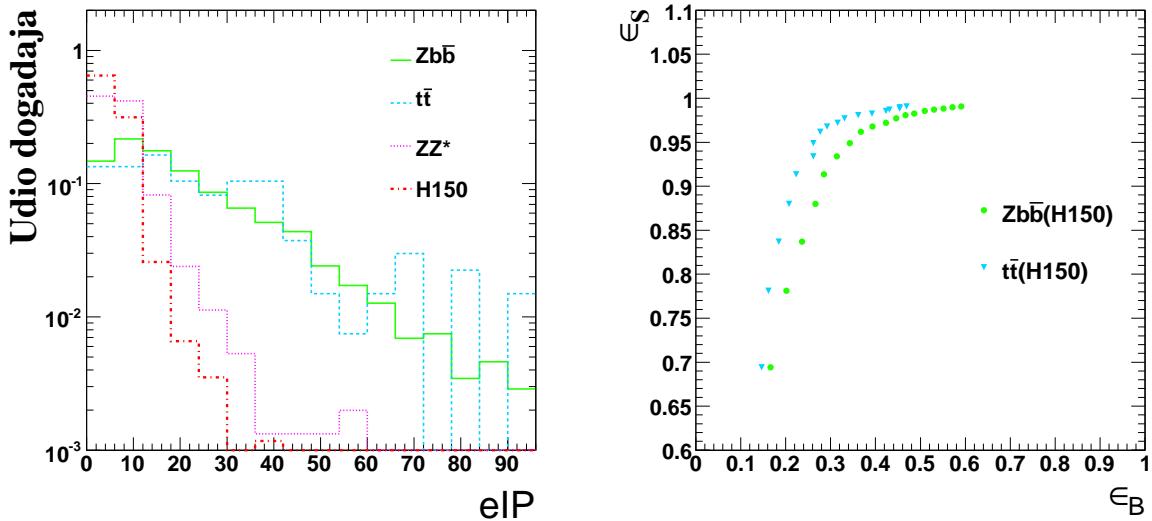
Elektroni iz signala  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$  izlaze iz zajedničkog primarnog vrha interakcije za razliku od elektrona barem jednog  $e^+e^-$  para iz  $Zb\bar{b}$  i  $t\bar{t}$  pozadina. Ova informacija može se koristiti za još bolju separaciju događaja signala i pozadine, pa je tako istražena diskriminacijska moć kombinacije longitudinalnog i transverzalnog parametra sudara za elektrone.

Na početku se izračuna signifikantnost longitudinalnog parametra sudara  $SLIP = IP_L/\sigma_L$  za pojedni elektron, gdje je  $\sigma_L$  neodređenost (tipično 20  $\mu$ m) longitudinalnog parametra sudara. Zatim se signifikantnosti transverzalnog parametra sudara  $STIP = IP_T/\sigma_T$  ( $\sigma_T$  je neodređenost  $IP_T$ ) zbrajaju unutar parova  $e^+e^-$ . Prvi (drugi) par je pridružen  $Z(Z^*)$  bozonu. Konačna vrijednosot parametra sudara je kombinacija najveće

*SLIP* vrijednosti od svih elektrona i *STIP* za par elektrona pridružen  $Z^*$  bozonu:

$$eIP = SLIP + 2 \cdot (STIP_{e^+} + STIP_{e^-}).$$

Raspodjela za kombiniranu varijablu  $eIP$  za  $H \rightarrow 4e^\pm$  i pozadine je prikazana na slici 4.16(ljevo), dok je reduksijska moć varijable  $eIP$  protiv  $Zb\bar{b}$  i  $t\bar{t}$  pozadina prikazana na slici 4.16(desno).



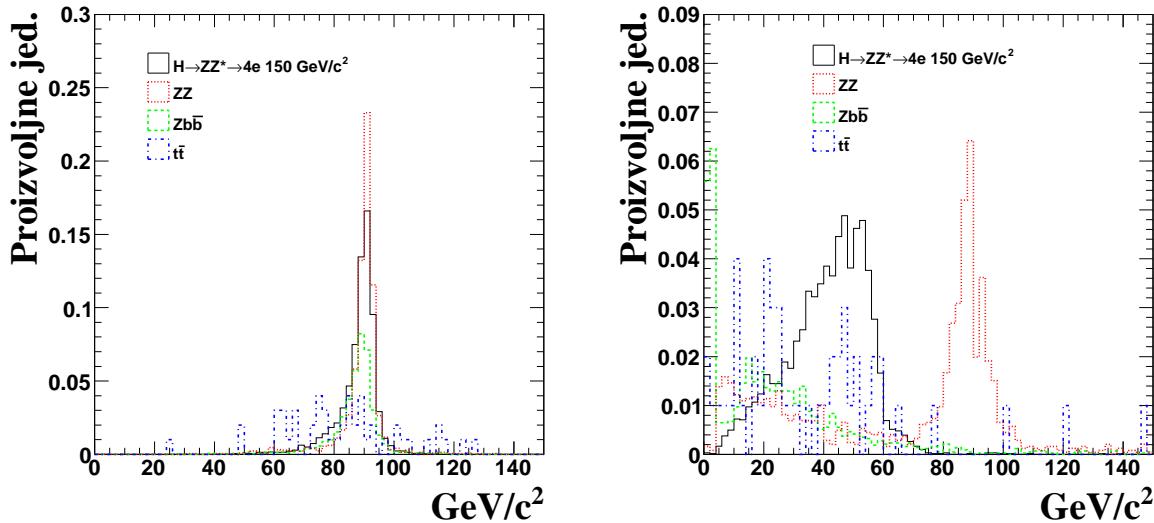
Slika 4.16: Lijevo: Raspodjela parametra sudara  $eIP$  za signal i glavne pozadine. Desno: Redukcijska moć reza na parametar sudara za  $Zb\bar{b}$  i  $t\bar{t}$  pozadinu.

### 4.5.3 Kinematički zahtjevi

Uzimajući u obzir usku rezonanciju koja se očekuje u spektru invarijantne mase  $m_{4e}$ , te prisutnost barem jednog realnog  $Z$  bozona u konačnom stanju, moguće je poboljšati selekciju Higgs događaja korištenjem kinematičkih rezova na  $p_T$  elektrona,  $m_Z$ ,  $m_{Z^*}$  i  $m_H$ .

Prvo, elektroni iz  $e^+e^-$  para s najmanjom invarijantnom masom imaju mnogo “tvrdi”  $p_T$  spektar za signal nego za  $Zb\bar{b}$  i  $t\bar{t}$  pozadine. Drugo, spektar masa  $Z$  bozona razlikuje se za signal Higgsovog bozona i  $ZZ^{(*)}$  pozadinu. Kinematički zahtjevi koriste se u konačnoj selekciji događaja.

Na slici 4.17 dan je oblik distribucije invarijantnih masa parova elektrona iz koje je očita diskriminacijska moć reza na invarijantne mase parova.



Slika 4.17: Lijevo: Invarijantna masa para elektrona koja je najbliža nominalnoj masi  $Z$  bozona za signal  $H \rightarrow 4e^\pm$  i glavne pozadine. Desno: Invarijantna masa preostalog para elektrona s najvećim  $p_T$ , te odgovarajućim nabojima.

## 4.6 Sistematske neodređenosti

Za vrijeme rada LHC-a na niskom luminozitetu, otkrivanje Higgsovog bozona kroz kanal  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$  je malo vjerojatno, pa se naglasak analize stavlja na razumijevanje sistematskih neodređenosti detektora i kontrolu pozadinskih događaja. Pri malim integriranim luminozitetima, kao u ovoj analizi, selektiran je vrlo mali broj događaja signala, pa najveći doprinos neodređenostima daju statističke pogreške. U ovom odjeljku razmotreni su glavni uzroci sistematskih neodređenosti i način kontroliranja istih. Razlikovati ćemo "teorijske" i "eksperimentalne" neodređenosti koristeći jednostavnu metodu brojanja. Teorijske neodređenosti odnose se na procjenu frekvencija pozadine unutar rezova koji definiraju akceptanciju signala Higgsovog bozona. Eksperimentalne neodređenosti se odnose na ograničenost znanja odgovora detektora i efikasnosti, te ograničenost MC modela.

### 4.6.1 Teorijske neodređenosti

Neodređenost broja događaja pozadine u području signala zbog PDF funkcija i QCD varijacija skale procjenjena je pomoću programa MCFM [38]. Korištene su CTEQ6M PDF funkcije, te je varirano 20 parametara svojstvenih vektora za  $\pm 1\sigma$ . QCD normalizacijske i faktorizacijske skale su mijenjane neovisno u oba smjera za faktor dva u odnosu na nominalne vrijednosti  $2 \times M_Z$ . Rezultat varijacije su neodređenosti PDF i QCD skala oko

6% za direktno mjerjenje  $ZZ^*$  pozadine, zatim od 2 do 8% za normalizaciju na produkciju samo jednog  $Z$  bozona  $Z \rightarrow e^+e^-$  ( $ZZ/Z$  metoda), te od 0.5 do 4% za normalizaciju na krila raspodjele [40]. Neodređenost udarnog presjeka gluonske fuzije od 8% također je uzeta u obzir kao teorijska neodređenost.

Neodređenost normalizacije na mjerjenja luminoziteta LHC-a procjenjena je na 3% za integrirane luminozitete iznad  $10 \text{ fb}^{-1}$ .

#### 4.6.2 Eksperimentalne neodređenosti

Neodređenost L1/HLT okidača procjenjena je na 1%. Preostali izvori eksperimentalnih neodređenosti su nepoznavanje količine materijala u detektoru tragova, razlučivost energije i količine gibanja elektrona, te efikasnost rekonstrukcije elektrona.

Za kontroliranje mjerjenja energije i efikasnosti rekonstrukcije se koristi produkcija  $W$  i  $Z$  bozona s raspalom kroz kanale  $W \rightarrow e\nu$  i  $Z \rightarrow e^+e^-$ . Nakon toga pouzdaje se u Monte Carlo modeliranje za ekstrapolaciju preko cijelog područja  $p_T^e$  i  $\eta^e$  koje nas zanima.

#### Količina materijala

Važan izvor eksperimentalnih neodređenosti elektronske rekonstrukcije dolazi iz nepoznavanja količine materijala u detektoru tragova, koji utječe na efikasnost selekcije i identifikacije elektrona, te mjerjenja energije i količine gibanja. Neodređenost količine materijala ograničava također preciznost računa efikasnosti kod korištenja MC modela za ekstrapolaciju učestalosti pozadine iz područja koje je dobro poznato iz mjerjenja produkcije samih  $W$  i  $Z$ .

Veliki broj opservabli koje su direktno ili indirektno osjetljive na količinu materijala u detektoru tragova koristi se u eksperimentima sa sudsarivačima. Primjerice, distribucija vrhova konvertiranih fotona, ili oblik  $E/p$  raspodjele, koja uspoređuje količinu gibanja elektrona izmjerenu detektorom tragova i energiju mjerenu u kalorimetru, ili usporedba podataka i Monte Carlo simuliranih podataka za rezoluciju mase  $Z$  bozona.

Moguće je primjeniti noviju tehniku koja se bazira na *Gaussian Sum Filter*(GSF) traženju traga elektrona. Srednja vrijednost varijable  $f_{brem}$  (uveđena u odjeljku 4.3) je približno proporcionalna ukupnoj količini materijala kojeg prijeđe elektron. Prema tome, može se uspostaviti relacija  $f_{brem}$  i debljine materijala  $X/X_0$ , gdje je  $X_0$  karakteristična radijacijska duljina, pomoću formule  $\langle X \rangle /X_0 \approx -\ln(1 - f_{brem})$ . Mjerena s promjenom distribucije materijala za  $\pm 10\%$  u odnosu na nominalni slučaj pokazuju veliku stabilnost ovisnosti o  $\eta$ , uprkos činjenici da ukupna količina materijala ima jaku ovisnost o  $\eta$ . Zbog toga je moguće koristiti “same” elektrone u CMS-u za kalibriranje MC modela materijala

u detektoru tragova.

Pronađena je linearna korelacija između mjerene i prave debljine materijala u različitim  $p_T$  i  $\eta$  odsjećima u uzorku od uniformno raspodjeljenih elektrona s  $p_T$  od 5 do 100 GeV/c. Sa statistikom za elektrone iz produkcije  $Z$  bozona pri integriranom luminozitetu od oko  $10 \text{ fb}^{-1}$ , trebalo bi biti moguće odrediti količinu materijala u detektoru tragova s preciznošću boljom od 2% u cijelom području  $\eta$ .

Neodređenost količine materijala od 2% gotovo da neće utjecati na neodređenost efikasnosti elektronske rekonstrukcije, međutim, očekuje se rezidualni efekt na akceptanciju signala i pozadine kroz fluktuacije observabli koje se koriste u kinematičkim zahtjevima. Za usporedbu, na CDF eksperimentu procjenjena je neodređenost akceptancije od 1% u kanalu  $Z \rightarrow e^+e^-$  uz 1.5% (16.5%) neodređenosti u količini materijala u centralnom (prednjem) dijelu njihovog detektora [41].

## Kontrola pomoću podataka

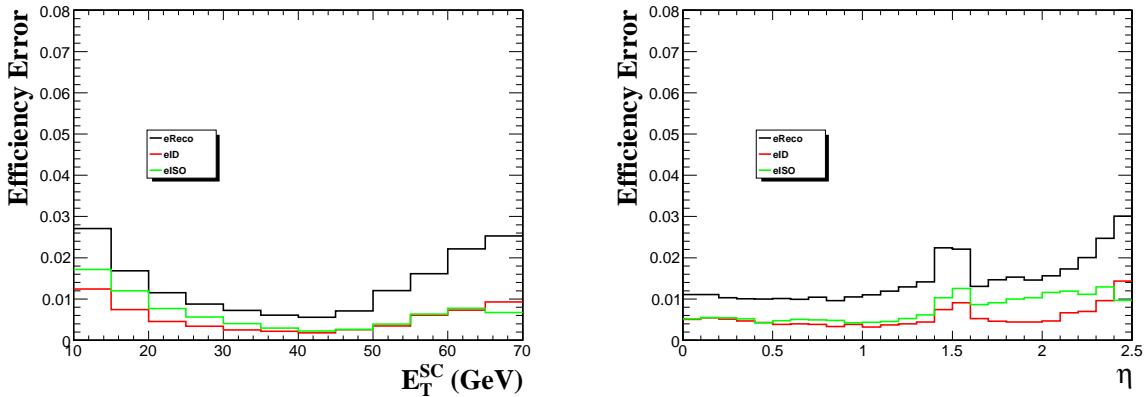
Efikasnost elektronske rekonstrukcije i energijske skale može se kontrolirati korištenjem označenih elektrona iz  $W \rightarrow e\nu$  i  $Z \rightarrow e^+e^-$  raspada. Ogranican udarni presjek produkcije  $W$  i  $Z$  bozona na LHC-u pomoći će u redukciji neodređenosti rekonstrukcije već nakon nekoliko  $\text{fb}^{-1}$  integriranog luminoziteza. Elektroni iz  $Z \rightarrow e^+e^-$  produciraju se centralno s karakterističnim jakobijanskim vrhom u raspodjeli  $p_T$  na oko 45 GeV/c. Prema tome, za očekivati je da će najbolja kontrola eksperimentalnih neodređenosti biti za centralni dio detektora, te za elektrone s  $p_T \approx M_Z/2$ .

Rekonstrukcija elektrona bazira se na klasifikaciji elektrona i elektronskoj identifikaciji ovisnoj o klasi. Kontrola i fino prilagođavanje klasifikacije se također može dobiti korištenjem podataka iz  $Z \rightarrow e^+e^-$  [42].

Strategija koja je predložena za kontrolu efikasnosti rekonstrukcije i pripadnih sistematskih neodređenosti sastoji se od odabira  $Z \rightarrow e^+e^-$  događaja koji ima rekonstruiran barem jedan *zlatni* elektron. Tada se koristi drugi elektron za određivanje efikasnosti rekonstrukcije i neodređenosti. Neodređenosti ostaju konstantne u  $\eta$  preko cijelog središnjeg dijela ECAL-a, osim  $\eta = 1.5$ , gdje imaju porast zbog pada efikasnosti rekonstrukcije u prijelaznom području. Zbog smanjenja statistike, neodređenosti  $p_T$  rastu udaljavanjem od jakobijanskog vrha. Neodredenosti efikasnosti rekonstrukcije, izolacije i identifikacije za dani integrirani luminozitet mogu se izraziti pomoću faktora koji iznosi 1% po elektronu.

Drugi važan sistematski efekt je neodređenost energijske skale. U [42] je pokazano da je srednja vrijednost neodređenosti energijske skale korištenjem  $Z \rightarrow e^+e^-$  podataka oko 0.04% za integrirani luminozitet  $0.2 \text{ fb}^{-1}$ . Elektroni iz raspada  $H \rightarrow 4e$  imaju različit spe-

ktar  $p_T$ , pa je važno odrediti sistematske neodređenosti ovisno integriranim luminozitetu u relevantnom području  $p_T$ . U ovoj analizi, kombinirana su slaba ograničenja na masu  $Z$  sa strogim identifikacijskim zahtjevima na jedan (eng. *tag*) elektron, kako bi se drugi elektron označilo kao elektronski kandidat. Drugi elektron se tada koristi kao proba (eng. *probe*) za određivanje sistematske neodređenosti energijske skale. Neodređenost ovisno o  $\eta$  i  $E_T$  prikazane su na slici 4.18. Iz ovih rezultata i očekivanog razvoja s integriranim luminozitetom, procjenjena je neodređenost energijske skale od 0.5% u središnjem dijelu ECAL-a i 1% u prednjem dijelu ECAL-a.



Slika 4.18: Neodređenost efikasnosti rekonstrukcije, identifikacije i izolacije elektrona u ovisnosti o (lijevo)  $E_T$  superklastera i (desno)  $\eta$  mjerena označi-i-ispitaj metodom za integrirani luminozitet od  $100 \text{ pb}^{-1}$ .

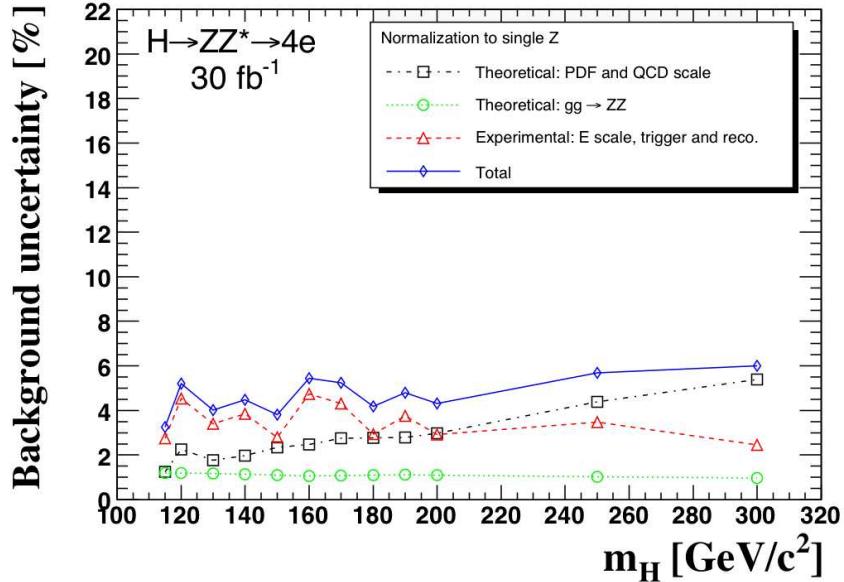
### 4.6.3 Sistematske neodređenosti pozadine

U ovom odjeljku, razmatrane su potpune sistematske neodređenosti dobivene metodom normalizacije na mjerena  $Z \rightarrow e^+e^-$ . Teorijske neodređenosti iz PDF funkcija i QCD varijacija skale razmatrane su u odjeljku 4.6.1, dok su rezultati uzeti iz [40].

Eksperimentalne neodređenosti izračunate su kombiniranjem kvadrata doprinosa variranja energijske skale, efikasnosti okidača i rekonstrukcije s neodređenostima iz prethodnog odjeljka. Iz ovoga slijedi da je ukupna neodređenost broja događaja pozadine u području signala oko 5%. Normalizacijom na krila raspodjele, smanjuje se neodređenost na 2%. Kao eksperimentalna neodređenost  $Z \rightarrow e^+e^-$  normalizacije uzeta je srednja vrijednost navedenih neodređenosti za svaku masu  $m_H$ .

Teorijske i eksperimentalne sistematske neodređenosti za normalizaciju na  $Z \rightarrow e^+e^-$  mjerena su prikazane na slici 4.19. Ukupna sistematska neodređenost dobivena ovom metodom je oko 5%.

Izračun signifikantnosti s i bez sistematskih neodređenosti, baziran na ovim rezultatima predstavljen je u slijedećem odjeljku.



Slika 4.19: Teorijske i eksperimentalne neodređenosti  $ZZ^*$  pozadine dobivene metodom normalizacije na podatke iz  $Z \rightarrow e^+e^-$  produkcije [43].

## 4.7 Rezultati

Za dani luminozitet moguće je optimizirati osjetljivost na Higgsov bozon ovisno o masi  $m_H$  kombiniranjem elektronskih izolacijskih varijabli, parametra sudara, transverzalnih količina gibanja sva četiri elektrona, invarijantne mase parova elektrona i invarijantne mase  $m_{4e}$ . Za početni luminozitet i poboljšano gušenje reducibilnih pozadina, dovoljno je razmatrati selekciju baziranu na rezovima optimiziranim za srednje područje mase  $m_H \approx 150 \text{ GeV}/c^2$ , ostavljajući prilagodljive rezove samo za spektar  $m_{4e}$  kako bi se optimizirala senzitivnost za Higgsov bozon mase  $m_H$ . Ovime je dobivena jednostavna procedura traženja signala Higgsovog bozona u području masa od  $130 \text{ GeV}/c^2$  do  $250 \text{ GeV}/c^2$ .

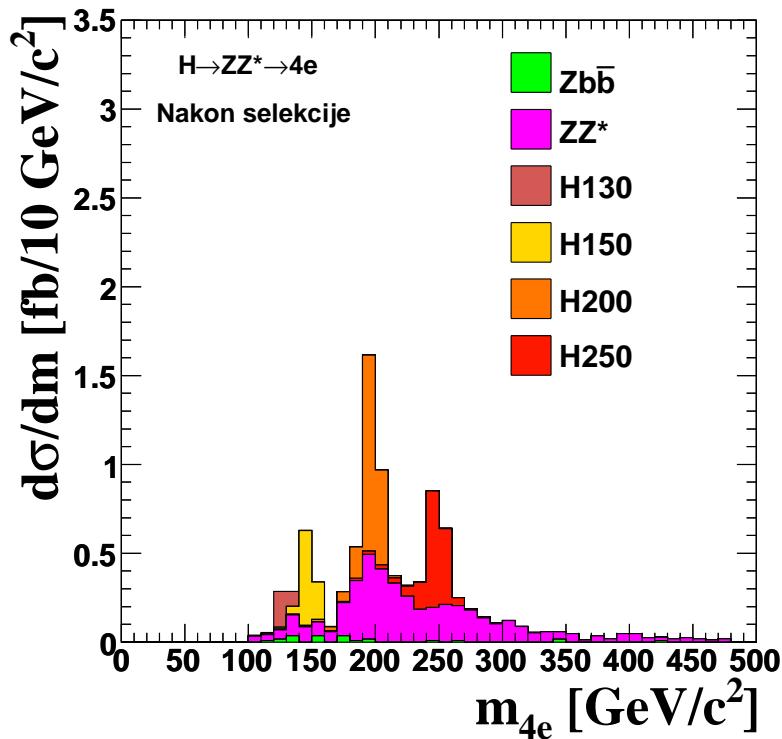
### 4.7.1 Selekcija

Gledajući diskriminacijsku moć pojedinih varijabli, odabran je skup rezova za potragu za Higgsovim bozonom na malim masama kroz kanal  $H \rightarrow 4e^\pm$ . Odabrani rezovi prikazani su u tablici 4.5

| Varijabla        | Rez  |
|------------------|--|
| Izolacija        | $eISO_{2least} < 0.35$<br>$eISO_{2least} < 0.06 \cdot p_T^3 - 0.9$ |
| Parametar sudara | $eIP < 11$   |
| $p_T$ elektrona  | $p_T^{min} > 7 \text{ GeV}/c$                                      |
| $M_Z$            | [50 $\text{GeV}/c^2$ , 100 $\text{GeV}/c^2$ ]                      |
| $M_{Z^*}$        | [20 $\text{GeV}/c^2$ , 100 $\text{GeV}/c^2$ ]                      |

Tablica 4.5: Rezovi na selekcijske varijable

Raspodjela invarijantne mase nakon selekcije dana je na slici 4.20. Reducibilne pozadine  $Z + \text{mlazovi}$  i  $t\bar{t}$  su kompletno uklonjene, dok je  $Zb\bar{b}$  prilično reducirana, preživljavajući samo na niskim masama s frekvencijom događaja mnogo manjom od  $ZZ^*$  kontinuuma. Signal Higgsovog bozona Standardnog modela vidljiv je kao uska rezonancija koja se ističe iznad kontinuuma za čitavo područje masa.


 Slika 4.20: Invarijantna masa  $m_{4e}$  nakon selekcije, za četiri hipotetske mase Higgsovog bozona i glavne pozadine.

### 4.7.2 Opservabilnost

Kako bi se izračunala osjetljivost eksperimenta na prisutnost Higgsovog bozona, napravljena je jednostavna statistička analiza. Određen je očekivani broj događaja signala ( $N_S$ ) i pozadine ( $N_B$ ) u kliznom intervalu mase  $m_H$  između 100 i 320 GeV/c<sup>2</sup>, u području  $m_H \pm 2\sigma_{m_H}$ . Tablica 4.6 prikazuje broj događaja signala i pozadine u masenim intervalima za pojedinu hipotetsku masu  $m_H$ .

Signifikantnost rezultata  $S_{cP}$  je definirana kao vjerojatnost iz Poissonove raspodjele, sa srednjom vrijednosti  $N_B$ , da se izmjeri broj događaja koji je veći ili jednak od  $N_S + N_B$ , i istovremeno izražen u jedinicama standardne devijacije  $\sigma$  iz Gausove raspodjele. Sistematske neodređenosti zbog nedovoljnog poznавanja PDF funkcija sadrže doprinos absolutne sistematske neodređenosti i statistike, pa je signifikantnost izračunata prema [44].

Radi usporedbe, dani su rezultati izračunati prema tzv. *log-likelihood ratio* (LLR) signifikantnosti  $S_{cL}$  [45]. Procjena signifikantnosti dobivena je pomoću statističkog testa za signal+pozadina hipotezu naspram samo pozadina hipoteze, koristeći *likelihood* omjer (LLR). Uzimajući Poissonovu statistiku, LLR signifikantnost je definirana kao:

$$S_{cL} = \sqrt{2 \left[ (N_S + N_B) \ln \left( 1 + \frac{N_S}{N_B} \right) - N_S \right]}$$

Slika 4.21 prikazuje statističku signifikantnost  $S_{cP}$  i  $S_{cL}$  kao funkciju  $m_H$  na integriranom luminozitetu 30 fb<sup>-1</sup>. Za mase koje su ispod  $2 \times M_Z$ , signifikantnost slijedi udarni presjek s velikim padom oko  $2 \times M_W$ , zbog otvaranja kanala  $H \rightarrow WW^*$ . Za mase koje su veće od  $2 \times M_Z$ , signifikantnost raste vrlo sporo. Vrijednost signifikantnosti na  $m_H = 2 \times M_Z$  je usporediva s onom na 150 GeV/c<sup>2</sup> jer je veći udarni presjek kompenziran većom  $ZZ^*$  pozadinom. Na slici 4.21 također je prikazana signifikantnost s uključenim sistematskim neodređenostima iz normalizacije  $ZZ^*$  kontinuuma na mjerjenja produkcije  $Z$  bozona.

Integrirani luminozitet potreban za  $5\sigma$  i  $3\sigma$  otkriće Higgsovog bozona je prikazan na slici 4.22 ovisno o masi s uključenim sistematskim neodređenostima iz  $ZZ^*/Z$  normalizacije.

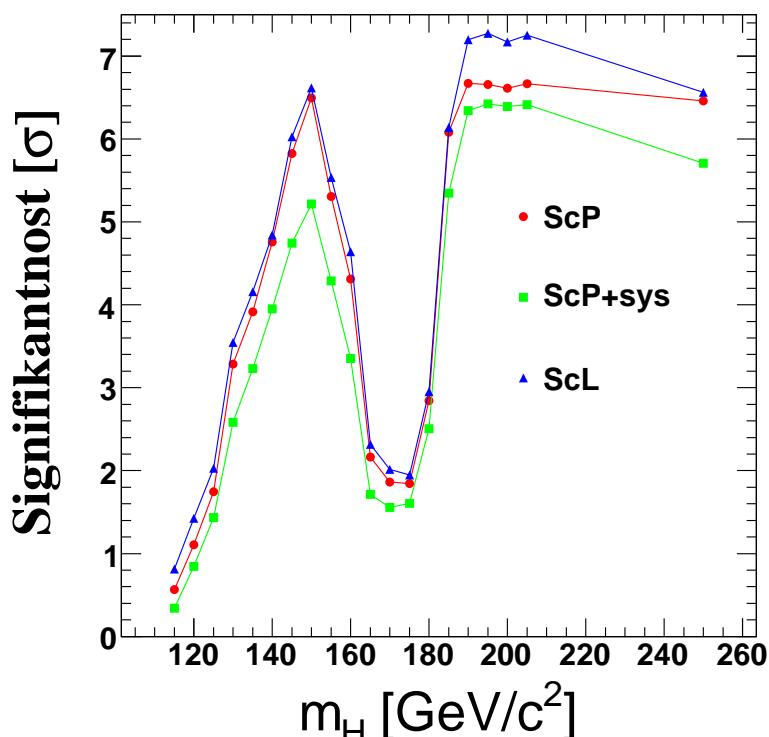
Analiza je provedena i za mase Higgsovog bozona iznad 300 GeV/c<sup>2</sup>. Jedina značajna promjena u odnosu na područje nižih masa je povećanje prirodne širine, što nužno vodi povećanju intervala mase za brojanje događaja. Produkt udarnog presjeka i omjera grananja ima blage promjene u navedenom području. Signifikantnost opažanja Higgsovog bozona vrijednosti 6.5 postignuta je za integrirani luminozitet od 30 fb<sup>-1</sup> na masi  $m_H = 400$  GeV/c<sup>2</sup>. Signifikantnost pada na 2.5 za  $m_H = 600$  GeV/c<sup>2</sup>.

Nakon otkrivanja Higgsovog bozona, potrebno je saznati njegovu masu i udarni presjek. Prilagodba na distribuciju invarijantne mase  $m_{4e}$  može se iskoristiti za simultano

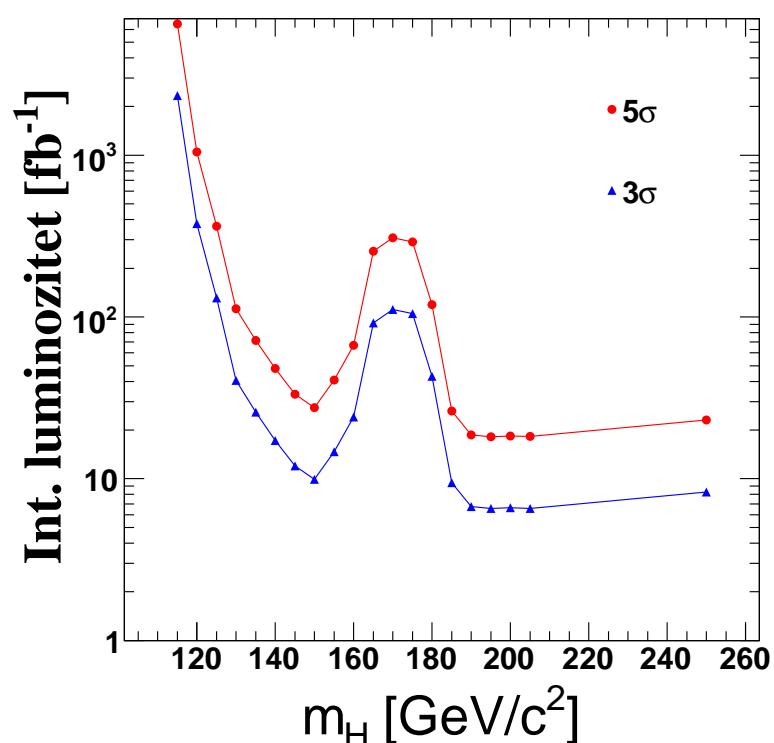
| $m_H [\text{GeV}/c^2]$ | $N_S$  | $N_B$ | $\delta N_B^{eksp.}$ | $\delta N_B^{teo.}$ |
|------------------------|--------|-------|----------------------|---------------------|
| 115                    | 0.942  | 1.06  | 0.06                 | 0.04                |
| 120                    | 2.050  | 1.48  | 0.09                 | 0.05                |
| 125                    | 4.024  | 2.8   | 0.11                 | 0.06                |
| 130                    | 7.297  | 2.37  | 0.13                 | 0.08                |
| 135                    | 11.428 | 4.55  | 0.15                 | 0.09                |
| 140                    | 15.192 | 5.87  | 0.17                 | 0.1                 |
| 145                    | 17.538 | 4.21  | 0.14                 | 0.1                 |
| 150                    | 18.671 | 3.6   | 0.11                 | 0.1                 |
| 155                    | 15.075 | 3.74  | 0.13                 | 0.09                |
| 160                    | 9.809  | 2.13  | 0.15                 | 0.08                |
| 165                    | 4.519  | 2.56  | 0.15                 | 0.09                |
| 170                    | 4.879  | 4.43  | 0.15                 | 0.1                 |
| 175                    | 6.373  | 8.79  | 0.17                 | 0.15                |
| 180                    | 11.886 | 12.68 | 0.19                 | 0.19                |
| 185                    | 28.801 | 14.21 | 0.37                 | 0.32                |
| 190                    | 39.893 | 19.9  | 0.55                 | 0.44                |
| 195                    | 41.434 | 21.16 | 0.53                 | 0.49                |
| 200                    | 43.045 | 24.14 | 0.51                 | 0.55                |
| 205                    | 40.806 | 20.56 | 0.49                 | 0.58                |
| 250                    | 31.665 | 14.77 | 0.47                 | 0.6                 |

Tablica 4.6: Očekivani broj događaja signala ( $N_S$ ) i pozadine ( $N_B$ ) u optimiziranim intervalima mase, za integrirani luminozitet  $30 \text{ fb}^{-1}$ ; sistematske neodređenosti za očekivani broj pozadine, eksperimentalnog ( $\delta N_B^{eksp.}$ ) i teorijskog porijekla ( $\delta N_B^{teo.}$ ). Sistematske neodređenosti su uzete iz analize gdje se  $ZZ^*$  kontinuum normalizira na mjerena produkcije samog  $Z$  bozona.

dobivanje observabli mase i udarnog presjeka. U cijelom području masa  $m_H$  gdje je moguće otkriće s integriranim luminozitetom  $30 \text{ fb}^{-1}$ , prilagodba daje mase Higgsovog bozona točnosti od 0.5% do približno 1%. Preciznost mjerena udarnog presjeka u istom području masa je od 20% do 30%.



Slika 4.21: Signifikantnost nalaženja Higgsovog bozona kroz  $H \rightarrow 4e^\pm$  kanal kao funkcija  $m_H$ .  $S_{cP}$  procjena signifikantnosti je prikazana za račun sa sistematskim neodređenostima, te bez njih. Sistematske neodređenosti uzete su iz analize gdje se  $ZZ^*$  kontinuum normalizira na mjerena produkcije samog  $Z$  bozona. Za usporedbu je prikazana i  $S_{cL}$  procjena signifikantnosti.



Slika 4.22: Integrirani luminozitet potreban za  $5\sigma$  i  $3\sigma$  otkriće kroz  $H \rightarrow 4e$  kanal s uključenim sistematskim neodređenostima iz normalizacije  $ZZ^*$  na produkciju  $Z$  bozona.

# Poglavlje 5

## Zaključak

U ovom radu napravljen je pregled Standardnog modela s naglaskom na Higgovom sektoru, koji sadrži, dosad neotkrivenu česticu — Higgsov bozon. Masa Higgsovog bozona je slobodni parametar Standardnog modela, pa su, stoga, navedene dosadašnje eksperimentalne i teorijske restrikcije na masu. Opisani su glavni načini produkcije i kanali raspada Higgsovog bozona u uvjetima LHC sudarivača, te je napravljen pregled CMS eksperimenta na CERN-u, čija je glavna zadaća otkrivanje Higgsovog bozona. Posebna pažnja usmjerenja je na konstrukciju detektora tragova i elektromagnetskog kalorimetra CMS-a koji su važni poddetektori za analizu napravljenu u ovom radu.

U nastavku je napravljena analiza za otkrivanje Higgsovog bozona Standardnog modela kroz kanal raspada  $H \rightarrow ZZ^*$ . U središtu pažnje su elektroni  $e^+e^-e^+e^-$  u konačnom stanju. Posebna pažnja usmjerna je na efektivnu rekonstrukciju elektrona s malim  $p_T^e$  i propagaciju neodređenosti količine gibanja elektrona. Korištenje elektrona iz produkциje jednog SM  $Z$  bozona, koji se raspada kroz  $Z \rightarrow e^+e^-$ , pokazalo se kao dobar način kontroliranja sistematskih neodređenosti količine gibanja elektrona.

Strategija potrage i otkrivanja Higgsovog bozona zasnovana je na jednostavnim optimiziranim rezovima za niske luminozitete LHC sudarivača. Pronađene su opservable koje imaju veliku moć redukcije pozadinskih događaja. Najvažnije među njima su transverzalna količina gibanja elektrona —  $p_T$ , izolacija traga i hadronska izolacija —  $eISO$ , zahtjevi na transverzalni i longitudinalni parametar sudara —  $eIP$ , invarijantna masa parova elektron-pozitron —  $m_{e^+e^-}$  od kojih se rekonstruiraju  $Z$  bozoni, te invarijantna masa parova rekonstruiranih  $Z$  bozona —  $m_{4e}$ . Također su predstavljeni i uspoređeni razni načini kontroliranja pozadine pomoću normalizacije na  $Z \rightarrow e^+e^-$  događaje i normalizacije na krila raspodjele. Zaključeno je da normalizacija na  $Z \rightarrow e^+e^-$  daje bolje rezultate.

Pri integriranom luminozitetu od  $30 \text{ fb}^{-1}$ , Higgsov bozon Standardnog modela bi trebao biti opažen kroz kanal  $H \rightarrow 4e^\pm$  sa signifikantnošću iznad 3 standardne devi-

jacije ( $\sigma$ ) za mase  $m_H$  u pojasu od oko  $130\text{-}160 \text{ GeV}/c^2$  i iznad  $180 \text{ GeV}/c^2$ . Signifikantnost od  $5 \sigma$  postiže se za oko  $150 \text{ GeV}/c^2$  i u području od oko  $185$  do  $300 \text{ GeV}/c^2$ .

# Bibliografija

- [1] P. W. Higgs, Spontaneous Symmetry Breakdown Without Massless Bosons, Phys. Rev. 145 (1966) 1156–1163. iv, 12
- [2] A. Pich, The Standard Model of Electroweak Interactions. 5
- [3] A. Pich, The Standard Model of Electroweak Interactions. 7, 10
- [4] G. 't Hooft, M. Veltman, Diagrammar, CERN Yellow Reports 73 (9). 10, 14
- [5] J. Goldstone, Field Theories with Superconductor Solutions, Nuovo Cim. 19 (1961) 154–164. 12
- [6] T. W. B. Kibble, Symmetry breaking in non-Abelian gauge theories, Phys. Rev. 155 (1967) 1554–1561. 12
- [7] L. The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, OPAL, the LEP Electroweak Working Group, A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model, arXiv:hep-ex/0612034.  
<http://www.cern.ch/LEPEWWG/> 14
- [8] L. O. The ALEPH, DELPHI, S. Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak, H. F. Groups, A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model, Physical Report 427. 14, 18
- [9] C. Amsler, et al., Particle Data Group, Phys. Lett. B667 (2008) 1. 17
- [10] T. Hambye, K. Riesselmann, Matching conditions and Higgs mass upper bounds revisited, Phys. Rev. D55 (1997) 7255–7262. 17
- [11] R. Barate, et al., Search for the standard model Higgs boson at LEP, Phys. Lett. B565 (2003) 61–75. 18

## BIBLIOGRAFIJA

---

- [12] T. T. W. Group, Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 2.4 fb-1 of data. 18
- [13] G. Bernardi, et al., Combined D0 and CDF upper limits on standard-model Higgs-boson production. 18, 19
- [14] O. Bruning, et al., LHC design report. Vol. I: The LHC main ringCERN-2004-003-V-1. 21, 22
- [15] CMS, the Compact Muon Solenoid: Technical proposal, CERN-LHCC-94-38. 22
- [16] W. W. Armstrong, et al., ATLAS: Technical proposal for a general-purpose pp experiment at the Large Hadron Collider at CERN, CERN-LHCC-94-43. 22
- [17] S. Amato, et al., LHCb technical proposal, CERN-LHCC-98-04. 22
- [18] ALICE: Technical proposal for a large ion collider experiment at the CERN LHC, CERN-LHCC-95-71. 22
- [19] M. Della Negra, L. Foà, A. Hervé, A. Petrilli, CMS physics: Technical Design Report, Technical Design Report CMS, CERN, Geneva, 2006. 25, 26, 33, 40, 41, 48
- [20] A. A. Annenkov, M. V. Korzhik, P. Lecoq, Lead tungstate scintillation material, Nucl. Instrum. Meth. A490 (2002) 30–50. 30, 31
- [21] X. D. Qu, L. Y. Zhang, R. Y. Zhu, Radiation induced color centers and light monitoring for lead tungstate crystals, IEEE Trans. Nucl. Sci. 47 (2000) 1741–1747. 30
- [22] R. Y. Zhu, Radiation damage in scintillating crystals, Nucl. Instrum. Meth. A413 (1998) 297–311. 31
- [23] E. Leader, E. Predazzi, An Introduction to gauge theories and modern particle physics. Vol. 1: Electroweak interactions, the new particles and the parton model, Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. 3 (1996) 1. 34, 35
- [24] M. Spira, HIGLU and HDECAY: Programs for Higgs boson production at the LHC and Higgs boson decay widths, Nucl. Instrum. Meth. A389 (1997) 357–360. 35, 43
- [25] H. M. Georgi, S. L. Glashow, M. E. Machacek, D. V. Nanopoulos, Higgs Bosons from Two Gluon Annihilation in Proton Proton Collisions, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 692. 37

## BIBLIOGRAFIJA

---

- [26] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz, P. M. Zerwas, Higgs boson production at the LHC, Nucl. Phys. B453 (1995) 17–82. 37
- [27] T. Han, G. Valencia, S. Willenbrock, QCD correction to vector boson scattering Prepared for Particles Fields 92: 7th Meeting of the Division of Particles Fields of the APS (DPF 92), Batavia, Illinois, 10-14 Nov 1992. 37
- [28] Cmssw full simulation offline guide.  
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/SWGuideSimulation> 40
- [29] Cmssw reconstruction offline guide.  
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/SWGuideReco> 40
- [30] T. Sjostrand, S. Mrenna, P. Skands, PYTHIA 6.4 physics and manual, JHEP 05 (2006) 026. 40, 43
- [31] D. Acosta, et al., The underlying event at the LHC, CERN-CMS-NOTE-2006-067. 42
- [32] W. M. Yao, et al., Review of particle physics, J. Phys. G33 (2006) 1–1232. 43
- [33] S. Baffioni, et al., Search for the Higgs boson in the  $ZZ^0$  decay channel with the CMS experiment, CERN-CMS-NOTE-2008-050. 44, 51
- [34] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, A. D. Polosa, ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions, JHEP 07 (2003) 001. 44
- [35] F. Maltoni, "Theoretical Issues and Aims at the Tevatron and LHC", proceeding of Hadron Collider Physics Symposium, Les Diablerets, Switzerland, July 2005, printed version: Springer Proceedings in Physics, Vol. 108, 2006, ISBN: 3-540-32840-8. 45
- [36] S. R. Slabospitsky, L. Sonnenschein, TopReX generator (version 3.25): Short manual, Comput. Phys. Commun. 148 (2002) 87–102. 45
- [37] A. Pukhov, et al., CompHEP: A package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. User's manual for version 33. 45
- [38] C. J. M., E. R. K., Mcfm—Monte Carlo for femtobarn processes.  
<http://mcfm.fnal.gov> 45, 62
- [39] S. Abdullin, et al., Relative contributions of t and s channels to the  $ZZ \rightarrow 4\mu$  process, CERN-CMS-NOTE-2006-057. 45

## BIBLIOGRAFIJA

---

- [40] S. Abdullin, et al., Study of PDF and QCD scale uncertainties in the  $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ(*) \rightarrow 4\mu$  events at the LHC, CERN-CMS-NOTE-2006-068. 63, 65
- [41] A. Abulencia, et al., Measurements of Inclusive W and Z Cross Sections in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, J. Phys. G34 (2007) 2457–2544. 64
- [42] P. Meridiani, R. Paramatti, On the use of  $Z \rightarrow e^+e^-$  events for ECAL calibration, CERN-CMS-NOTE-2006-039. 64
- [43] S. Baffioni, et al., Discovery potential for the SM Higgs boson in the  $H \rightarrow ZZ(*) \rightarrow e^+e^-e^+e^-$  decay channel, J. Phys. G34 (2007) N23–N46. 66
- [44] S. I. Bityukov, N. V. Krasnikov, New physics discovery potential in future experiments. 68
- [45] V. Bartsch, G. Quast, Expected Signal Observability at Future Experiments, CMS-NOTE. 004. 68