



Universiteit Antwerpen
Faculteit Wetenschappen
Departement Fysica
Academiejaar 2008-2009

STUDIE VAN HIGGSBOSONVERVAL IN GELADEN VECTORBOSONEN
BIJ DE LARGE HADRON COLLIDER

— *Thomas Maes* —

Proef ingediend met het oog op het behalen
van de graad van Master in de Fysica

Promotor: Prof. Dr. Nick Van Remortel

Inhoudsopgave

1	Het Higgsboson in het Standaardmodel	4
1.1	Het Standaardmodel van de deeltjesfysica	4
1.1.1	Lokale ijktheorieën	5
1.2	Ijktheorie voor de geïnficeerde elektrozwakke wisselwerking . . .	6
1.3	Spontane breking van de elektrozwakke symmetrie: het Higgs-mechanisme	7
2	Fenomenologie van het Higgsboson	9
2.1	Grenzen op de massa van het Higgsboson	9
2.1.1	Theoretische grenzen	9
2.1.2	Experimentele grenzen uit onrechtstreeks onderzoek	9
2.1.3	Rechtstreeks onderzoek naar het Higgsboson	11
2.2	Mechanismen voor productie en verval van het Higgsboson	11
2.2.1	Productie van het Higgsboson uit proton-protonbotsingen	14
2.2.2	Vervalkanalen van het Higgsboson	15
3	De Large Hadron Collider en de Compact Muon Solenoid	18
3.1	De Large Hadron Collider	18
3.2	De Compact Muon Solenoid	21
4	Overzicht van het uitgevoerde onderzoek	24
5	Het vervalkanaal $H \rightarrow WW \rightarrow e\mu\nu\nu$	26
5.1	Experimentele kenmerken van het signaal	26
5.1.1	Achtergrondprocessen	27
6	Selectie van het Higgs-signaal	31
6.1	Gebruik van de CMS-triggers	31
6.2	Dataformaat en -verwerking	32
6.2.1	De C++-programmeertaal en het ROOT-kader	32
6.2.2	Het GARCON-pakket	32
6.3	Monte Carlo-technieken voor generatie van statistische stalen . .	33
6.4	Leptonidentificatie en -selectie	33
6.5	Kinematische preselectie	34
6.6	Isolatie van het Higgs-signaal	38
6.6.1	Mogelijke discriminerende variabelen	38
6.6.2	Definitie van het signaalgebied	39
6.7	Significantie van de observatie van het Higgs-signaal	42

7 Opstelling van een normalisatiegebied voor het proces $pp \rightarrow WW$	45
7.1 Inleiding tot de techniek van achtergrondnormalisatie	45
7.2 Mogelijke discriminerende variabelen voor het controlegebied . . .	47
7.3 Bestaand voorstel van controlegebied	47
7.4 Optimalisatie via opeenvolgende selecties	51
7.4.1 Minimalisatie van de onzekerheid	51
7.4.2 Maximalisatie van de WW -significantie	56
7.4.3 Maximalisatie van de WW/H -significantie	56
7.5 Automatische optimalisatie via het GARCON-pakket	56
7.5.1 Maximalisatie van de ware significantie	56
7.5.2 Maximalisatie van de significantie aan WW - tegenover Higgsgebeurtenissen	59
7.5.3 Conclusie	61
8 Conclusie	63
A Verklarende woordenlijst en lijst van de gebruikte symbolen	65
A.1 Verklarende woordenlijst	65
A.2 Lijst van de gebruikte symbolen voor fysische grootheden	67
A.3 Lijst van de conventionele symbolen voor (elementaire) deeltjes . .	69
B Analysefunctie	70

Dankwoord

Met dank aan: Nick Van Remortel, die de volledige begeleiding van dit werk voor zijn rekening nam, de bijwijlen eerder chaotische werkwijzes van ondergetekende in goede banen leidde en met zijn inzichten en zeer duidelijke opmerkingen en suggesties het eveneens chaotische eindproduct tot een gestructureerd geheel omsmeedde. Daarnaast dank aan de andere leden van de Higgswerkgroep binnen de onderzoeksgroep elementairedeeltjesfysica aan de UA, m.n. aan Majid Hashemi, die de nodige statistische stalen en de nodige kennis van de gebruikte software aanleverde, en aan Michele Selvaggi die mij basisinzichten in de techniek van de achtergrondnormalisatie bijbracht en bovendien een volledig uitgewerkt voorbeeld ter beschikking stelde dat van onschatbare waarde gebleken is. Uiteraard ook dank aan Evelyne Delmeire die, hoewel zij de onderzoeksgroep vóór het beëindigen van dit onderzoek verliet, onmisbaar was om mij tijdens de beginperiode ervan te begeleiden en mij wegwijs te maken in de algemene onderzoekslijn.

Verder zou het onmogelijk zijn iedereen specifiek te bedanken die kleinere bijdragen aan dit werk geleverd heeft: ik wens me dan ook bij voorbaat te verontschuldigen bij alle personen die in de nu volgende opsomming over het hoofd gezien zijn. Graag wil ik nog collega-masterstudenten Hans Van Haevermaet en Ben Anthonis bedanken: de eerste fungeerde (ofschoon niet geheel vrijwillig) als klankbord bij het opstellen van de algemene structuur van deze thesis en deed een aantal waardevolle suggesties, de tweede verklaarde zich bereid de onaangename doch nuttige taak op zich te nemen als niet-specialist in deeltjesfysica deze thesis te herlezen en de voor hem onduidelijke zaken eruit te lichten. Ook Maarten Naeyaert mag in dit lijstje niet ontbreken vanwege een aangename namiddag die hij samen met mij doorbracht met het identificeren van een fout in onze C++-code. De voltallige onderzoeksgroep elementairedeeltjesfysica verdient uiteraard ook dank voor het aangenaam gezelschap tijdens koffie-, lunch- en andere pauzes en voor steun bij kleinere aspecten van dit werk: Benoît Roland, Silvia Ocheşanu, Marco Cardaci en Nicola Cirulli verdienen een bijzondere vermelding, hoewel zij uiteraard niet de enigen zijn.

Tenslotte wil ik langs deze weg nog enkele dankwoorden uitspreken die tot nu toe tussen de mazen van het net geglipt zijn: dank aan hen die mij tijdens mijn zomerstage op CERN in juli-augustus 2008 opgevangen en begeleid hebben, met name aan Wim Beaumont, Leonardo Benucci en Otman Charaf, en aan hen die mij tijdens mijn eerder thesisonderwerp (dat om praktische redenen schaamteloos door mij in de steek gelaten werd) m.b.t. de Very Forward Proton Spectrometer bij het H1-experiment op de HERA-versneller begeleid hebben, m.n. aan toenmalig promotor Pierre Van Mechelen en aan Tomáš Sýkora.

Hoofdstuk 1

Het Higgsboson in het Standaardmodel

Een verklarende woordenlijst en lijst van de gebruikte symbolen voor fysische grootheden en deeltjes zijn te vinden in bijlage A.

1.1 Het Standaardmodel van de deeltjesfysica

Bijna alle¹ resultaten van experimenten in de deeltjesfysica kunnen verklaard worden door het zgn. Standaardmodel van de deeltjesfysica, een fundamentele theorie die erop gebaseerd is dat alle materie in het universum opgebouwd is uit een beperkt aantal elementaire deeltjes die via een beperkt aantal fundamentele interacties met elkaar interageren.

De materiedeeltjes zijn fermionen met spin 1/2 en worden in twee families onderverdeeld: de leptonen met gehele elektrische lading en de quarks met fractionele elektrische lading (de quarks komen als gevolg van de sterke interactie enkel voor in combinaties met gehele elektrische lading, de hadronen). Er zijn zes leptonen en zes quarks, die telkens onder te verdelen zijn in drie 'families' die op hun massa na identiek zijn. De deeltjes worden als volgt in families onderverdeeld:

$$\begin{pmatrix} e & \mu & \tau \\ \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u & c & t \\ d & s & b \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

Het ladingsverschil tussen het bovenste en het onderste deeltje in een familie bedraagt steeds 1. e , μ en τ hebben lading -1, de neutrino's zijn neutraal. De u -, c - en t -quarks hebben lading +2/3, de d -, s - en b -quarks hebben lading -1/3. Elk fermion heeft bovendien een corresponderend antifermion met tegengestelde lading.

De fundamentele interacties worden in het Standaardmodel beschouwd als de uitwisseling van veldquanta tussen materiedeeltjes: de veldquanta zijn bosonen met spin 1 (die de interactie overdragen). De sterke interactie werkt enkel

¹Op dit moment is het enige experimenteel vastgestelde feit dat in rechtstreekse tegenstelling is met het Standaardmodel het feit dat neutrino's niet massaloos blijken te zijn.

in op quarks en wordt overgedragen door massaloze gluonen (die ook met elkaar kunnen interageren). De elektromagnetische interactie werkt op alle geladen deeltjes en wordt overgedragen door eveneens massaloze fotonen. De zwakke interactie werkt op alle materiedeeltjes en wordt overgedragen door de zgn. vectorbosonen: deze worden naargelang hun lading W^+ , W^- en Z genoemd.² De vectorbosonen zijn massief: hun massa wordt binnen het standaardmodel verklaard door het Higgsmechanisme, dat naast het toelaten van massieve deeltjes ook het bestaan van een laatste vooralsnog niet ontdekt deeltje, het Higgsboson, voorspelt. Onderzoek naar dit deeltje vormt het onderwerp van deze thesis.[2]

1.1.1 Lokale ijktheorieën

Het standaardmodel is geformuleerd onder de vorm van een stelsel van lokale ijktheorieën. Als voorbeeld wordt hier de ijktheorie voor de elektromagnetische wisselwerking uitgewerkt, voor meer uitgewerkte voorbeelden zie [3].

Men vertrekt vanaf de Lagrangiaan die een elektron beschrijft (de Euler-Lagrangebewegingsvergelijking die met deze Lagrangiaan overeenkomt is de Diracvergelijking; voor een afleiding van deze Lagrangiaan en de overeenkomst met de Diracvergelijking zie [6]):

$$L = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi. \quad (1.2)$$

Aan deze Lagrangiaan wordt invariantie onder lokale ijktransformaties van de vorm

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi \quad (1.3)$$

opgelegd. Wanneer deze transformatie in de Lagrangiaan gesubstitueerd wordt, verschijnt een term in $\partial_\mu\alpha$. Om de Lagrangiaan invariant te maken, is het dus nodig de partiële afgeleide die erin voorkomt te vervangen door een gewijzigde vorm die de covariante afgeleide genoemd wordt. De covariante afgeleide transformeert op precies dezelfde wijze als het veld ψ zelf en wordt gedefinieerd als:

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu. \quad (1.4)$$

A_μ wordt het ijkveld genoemd en transformeert volgens

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha. \quad (1.5)$$

De Lagrangiaan blijkt nu invariant te zijn als ∂_μ door D_μ vervangen wordt. Het ijkveld wordt tenslotte gelijkgesteld met het fotonveld, waardoor een kinetische energieterm voor de beweging van het foton toegevoegd moet worden. Deze term wordt gegeven door $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$, met $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ de veldsterktetensor die met het veld A_μ geassocieerd wordt. Uiteindelijk wordt de Lagrangiaan die de elektromagnetische wisselwerking beschrijft gegeven door:

$$L = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (1.6)$$

²Het standaardmodel biedt geen verklaring voor de gravitationele interactie, maar er wordt aangenomen dat deze eveneens door een massaloos veldquantum, het graviton, overgedragen wordt. Het hypothetische graviton heeft spin 2.

Merk op dat de toevoeging van een term die de massa van het foton zou beschrijven (van de vorm $\frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu$) de ijkinvariantie opnieuw vernietigt en dat de theorie in deze vorm incompatibel is met een massief veldquantum. Dit is een eigenschap van alle lokale ijktheorieën waarvoor het Higgsmechanisme indien nodig een oplossing biedt.[3]

1.2 IJktheorie voor de geünificeerde elektrozwakke wisselwerking

Een inleiding tot de gebruikte concepten uit de groepentheorie is te vinden in [7]. De onderstaande afleiding volgt grotendeels de behandeling door [3].

De geünificeerde elektrozwakke interactie³ wordt beschreven aan de hand van een triplet zgn. zwakke stromen \vec{J}_μ die afhangen van een ijktransformatie in de groep $SU(2)_L$ (het subscript L duidt erop dat enkel linkshandige deeltjes, d.w.z. deeltjes met de spin tegengesteld aan hun bewegingsrichting, aan de interactie onderhevig zijn) met als generator de zwakke isospin \vec{T} en als drager een triplet vectorbosonen \vec{W}^μ . Deze stroom wordt (volgens de Diracvergelijking, zie de afleiding in [3]) gegeven door:

$$-ig\vec{J}_\mu \cdot \vec{W}^\mu = -ig\bar{\chi}_L \gamma_\mu \vec{T} \cdot \vec{W}^\mu \chi_L. \quad (1.7)$$

Daaraan wordt een zgn. zwakke hyperladingsstroom j_μ^Y toegevoegd die afhangt van een ijktransformatie in de groep $U(1)_Y$ (het subscript Y duidt erop dat de interactie op de hyperlading inwerkt) met als generator de hyperlading Y en als drager een vierde vectorboson B^μ . De zwakke hyperladingsstroom wordt gegeven door:

$$-i\frac{g'}{2}j_\mu^Y B^\mu = -ig'\bar{\psi}\gamma_\mu \frac{Y}{2}\psi B^\mu. \quad (1.8)$$

De volledige spinoren van de deeltjes zijn nu onderhevig aan een ijktransformatie in de multiplicatiegroep $SU(2) \times U(1)$ van de vorm:

$$\chi_L \rightarrow \chi'_L = e^{i\vec{\alpha}(x)\cdot\vec{T}+i\beta(x)Y} \chi_L \quad (1.9)$$

$$\psi_R \rightarrow \psi'_R = e^{i\beta(x)Y} \psi_R, \quad (1.10)$$

waarbij zoals gezegd enkel linkshandige deeltjes onderhevig zijn aan de zwakke isospintransformatie. De deeltjes kunnen dus in isospindoubletten en -singletten ondergebracht worden. Als voorbeeld behandelen we de familie van het elektron en zijn neutrino, een gelijkaardige afleiding kan uiteraard uitgevoerd worden voor de andere leptonfamilies en voor de quarkfamilies. Het elektron en zijn neutrino worden als volgt behandeld:

$$\chi_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \text{met } T = \frac{1}{2}, Y = -1 \quad (1.11)$$

$$\psi_R = e^-_R \quad \text{met } T = 0, Y = -2. \quad (1.12)$$

De elektromagnetische interactie zit vervat in de twee bovenstaande interacties vermits de generatoren voldoen aan $Q = T^3 + Y/2$. De fysiek geobserveerde

³Dit model is te danken aan S. Weinberg en A. Salam.

ijkbosonen γ , W en Z zijn dus eveneens combinaties van de vectorbosonen van de geünificeerde interactie.

Voor het beschouwde leptonpaar kan nu een ijk-invariante Lagrangiaan opgesteld worden (mits invullen van de relevante waarden voor \vec{T} en Y):

$$L_1 = \bar{\chi}_L \gamma^\mu \left[i\partial_\mu - g \frac{1}{2} \vec{\tau} \vec{W}_\mu - g' \left(-\frac{1}{2}\right) B_\mu \right] \chi_L \quad (1.13)$$

$$+ \bar{e}_R \gamma^\mu [i\partial_\mu - g'(-1)B_\mu] e_R - \frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (1.14)$$

waarbij de laatste termen de kinetische energie van de vectorbosonen vertegenwoordigt ($\vec{W}_{\mu\nu}$ en $B_{\mu\nu}$ zijn de veldsterktetensoren geassocieerd met \vec{W}_μ en B_μ ; de Einsteinsommatieconventie is gevolgd, er wordt een sommatie over zowel μ als ν bedoeld). Er treedt nu echter een probleem op: massatermen van de vorm $\frac{1}{2} M^2 B_\mu B^\mu$ (voor de bosonen) of $-m\bar{\psi}\psi$ (voor de fermionen) vernietigen de ijk-invariantie van deze Lagrangiaan, die dus schijnbaar enkel gebruikt kan worden om massaloze deeltjes te beschrijven.[3]

1.3 Spontane breking van de elektrozwakke symmetrie: het Higgsmechanisme

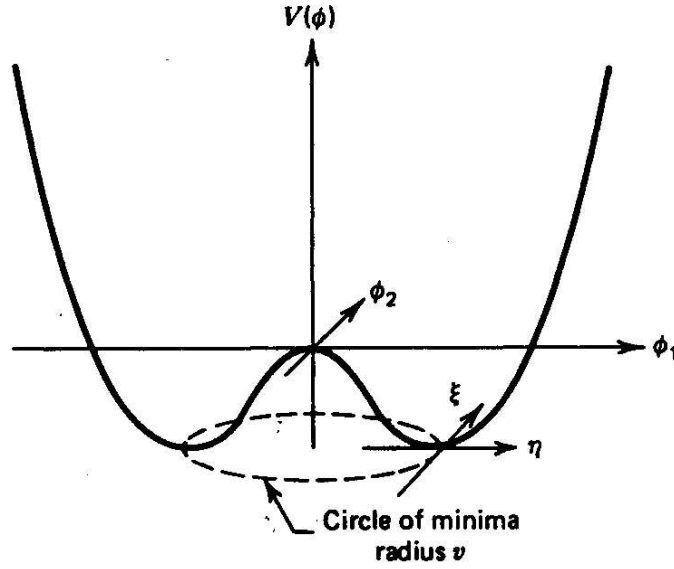
Een oplossing voor het probleem dat de elektrozwakke Lagrangiaan enkel massaloze deeltjes lijkt te beschrijven, wordt geboden door het Brout-Englert-Higgsmechanisme [20] (kortweg: Higgsmechanisme) dat via het fenomeen van de spontane symmetriebreking massa's voor de deeltjes genereert. Het Higgsmechanisme kan onder verschillende vormen uitgedrukt worden: hier geven we de in het standaardmodel gebruikelijke specifieke vorm. Voor een meer algemene inleiding tot spontane symmetriebreking en het Higgsmechanisme zie [1] of [3]. Er wordt een isospindoublet ϕ van complexe, scalaire velden ϕ^+ en ϕ^0 ingevoerd met zwakke hyperlading $Y = 1$. Nu worden extra termen aan de elektrozwakke Lagrangiaan toegevoegd om de interactie met ϕ te beschrijven:

$$L_2 = \left| \left(i\partial_\mu - g\vec{T} \cdot \vec{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \phi \right|^2 - V(\phi), \quad \text{met} \quad (1.15)$$

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (1.16)$$

met λ een arbitraire koppelingsparameter.

De potentiaal $V(\phi)$ is weergegeven in figuur 1.1 en wordt de Higgspotentiaal genoemd. De Higgspotentiaal bezit dezelfde symmetrie rond het punt $\phi = 0$ als de oorspronkelijke Lagrangiaan, maar dit punt is niet het minimum van de potentiaal en vertegenwoordigt dus niet de laagste energietoestand van het vacuum. Dit betekent dat de gebruikelijke interpretatie van de Lagrangiaan (die steunt op een perturbatieve expansie rond dit punt) niet langer de juiste is: de Lagrangiaan moet integendeel geëxpandeerd worden rond een van de minima op de cirkel die gegeven wordt door $\phi^\dagger \phi = -\mu^2/2\lambda$. Dit nieuwe vacuum kan op de cirkel gekozen worden: men kiest de waarde $\phi_0 = \sqrt{\frac{1}{2}}(0, v)$. De expansie rond het vacuum ϕ_0 wordt dan gegeven door het veld $\phi(x) = \sqrt{\frac{1}{2}}(0, v + H(x))$. Het veld $H(x)$ wordt het Higgsveld genoemd. Door het veld $\phi(x)$ in de Lagrangiaan



Figuur 1.1: Higgspotentiaal $V(\phi)$ voor een complex scalair veld in het geval $\mu^2 < 0$ en $\lambda > 0$.^[3]

L_2 te substitueren komen nu massatermen voor de vectorbosonen te voorschijn⁴. Uit deze massatermen kan nu afgeleid worden dat:

$$M_W = \frac{1}{2}vg \quad (1.17)$$

$$M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}. \quad (1.18)$$

Als verdere termen aan de Lagrangiaan toegevoegd worden die de koppeling van de fermionen met het Higgsveld beschrijven, verschijnen tevens massatermen voor de fermionen. De fermionmassa's zijn echter recht evenredig met de (arbitraire) koppelingsconstante en worden dus door het model niet voorspeld. De massa van het Higgsboson zelf wordt door het model ook niet voorspeld: ze wordt gegeven door $m_H^2 = 2v^2\lambda$ en is dus onbekend vermits de parameter λ arbitrair is.^[3]

⁴Men kan verifiëren dat de operator $Q = T^3 + Y/2$ nog steeds als eigenschap heeft dat $Q\phi_0 = 0$, m.a.w. dat geen massaterm voor het foton verschijnt.

Hoofdstuk 2

Fenomenologie van het Higgsboson

2.1 Grenzen op de massa van het Higgsboson

De massa van het Higgsboson wordt zoals vermeld niet voorspeld door de theorie, maar zowel vanuit theoretisch als vanuit experimenteel oogpunt kunnen wel een aantal grenzen gesteld worden.¹

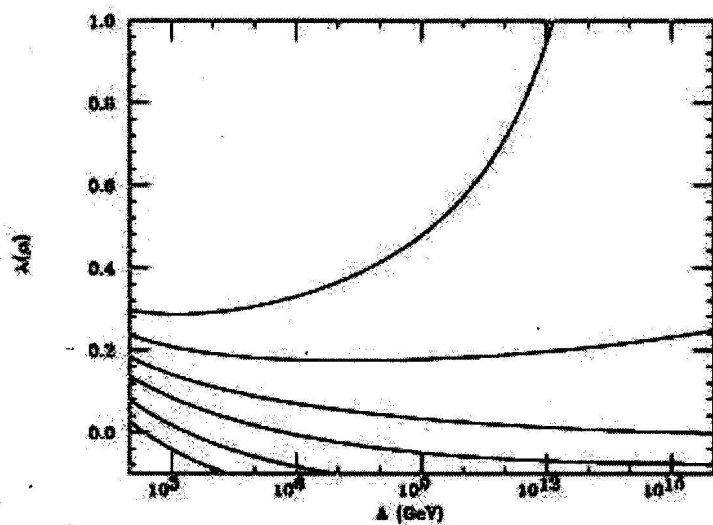
2.1.1 Theoretische grenzen

De Higgsmassa is bekend als functie van de vierdegraadskoppeling λ uit de elektrozwakke Lagrangiaan. Deze is onbekend maar evolueert wel (zoals elke koppeling in een ijktheorie) met de energieschaal waarop gewerkt wordt, en deze evolutie is bekend. Ze wordt voor verschillende waarden bij een welbepaalde schaal (en dus voor verschillende waarden van m_H) weergegeven in figuur 2.1. Hieruit blijkt dat λ zowel negatief als oneindig groot kan worden. In geen van beide gevallen is het Higgsmechanisme in staat de elektrozwakke symmetrie te breken (voor $\lambda < 0$ is de potentiaal niet naar beneden begrensd en bijgevolg onfysisch, voor $\lambda \rightarrow \infty$ is de potentiaal eveneens onfysisch vermits het vacuum bij een oneindig lage energie komt te liggen). De voorwaarde $0 < \lambda < \infty$ moet over de volledige energieschaal, waarover het Standaardmodel geldt, voldaan zijn. Hieruit volgen een boven- en ondergrens voor m_H in functie van de schaal Λ tot waar het Standaardmodel geldig is (deze grenzen zijn weergegeven in figuur 2.2). Bij stijgende Λ wordt de band waarbinnen m_H moet vallen smaller: aannemende dat het Standaardmodel minstens tot ca. 10^{16} GeV (de schaal waarop de huidige modellen voor 'grand unification', d.w.z. unificatie van de elektrozwakke en de sterke wisselwerking, zich bevinden) geldig is, betekent dit dat de Higgsmassa tussen 100 en 200 GeV/ c^2 moet liggen.[24]

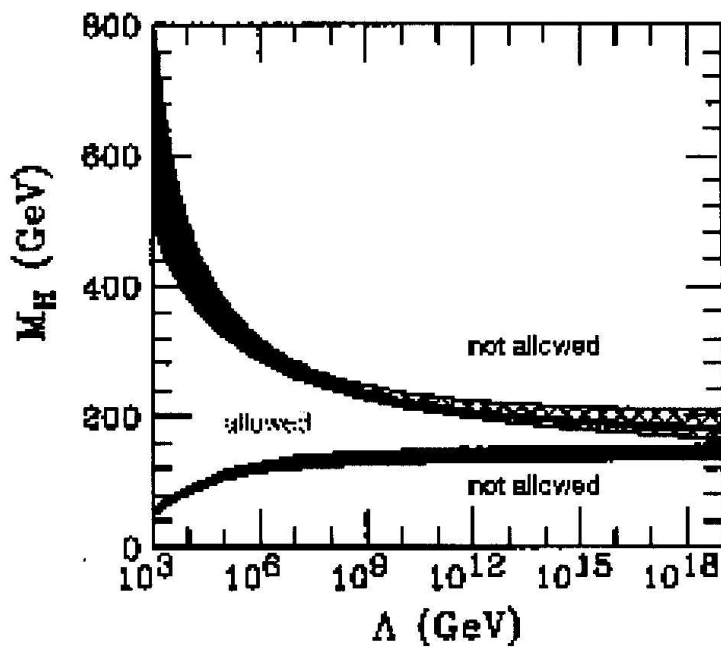
2.1.2 Experimentele grenzen uit onrechtstreeks onderzoek

De massa van het Higgsboson heeft een kleine maar meetbare invloed op de meeste andere parameters in het model van de elektrozwakke wisselwerking. Zo

¹Deze sectie volgt grotendeels de behandeling door [24].



Figuur 2.1: Vierdegraadskoppeling λ in functie van de energieschaal Λ voor verschillende waarden van $\lambda(m_Z)$. [18]



Figuur 2.2: Theoretische grenzen op de massa m_H van het Higgsboson in functie van de energieschaal Λ tot waar het standaardmodel geldig blijft. [19]

worden bij een aantal processen extra kanalen mogelijk indien ook kanalen die via een Higgsboson lopen, toegelaten worden. Dit levert onder meer de zgn. Higgsluscorrecties op de massa's van de vectorbosonen op. Het is mogelijk op alle beschikbare metingen van elektrozwakke parameters een globale fit toe te passen, die op zijn beurt opnieuw grenzen op de massa van het Higgsboson oplevert. In figuur 2.3 is de $\Delta\chi^2$ weergegeven van zulk een globale fit als functie van de Higgsmassa. Het gekleurde gebied is reeds uitgesloten door rechtstreekse metingen. Het valt ook op te merken dat ook de door deze fit geprefereerde waarde van $90 \text{ GeV}/c^2$ reeds uitgesloten is. Figuur 2.4 geeft de resultaten van een tweedimensionele fit. De Higgsmassa kan als functie van de massa's van het W -boson en de topquark bepaald worden. De afhankelijkheid van de Higgsmassa van deze parameters is echter zodanig zwak, dat binnen de huidige experimentele onzekerheden op deze parameters geen sluitende informatie over de massa van het Higgsboson te bekomen is.[24] Deze fit is echter wel nuttig als consistentietoets voor het Standaardmodel en eventuele uitbreidingen ervan. De beste globale fit die op dit moment beschikbaar is (gebruik makend van data tot begin 2009), levert een bovengrens van $185 \text{ GeV}/c^2$ op de massa van het Higgsboson²[31].

2.1.3 Rechtstreeks onderzoek naar het Higgsboson

Aan de LEP-versneller (Large Electron-Positron Collider) van CERN (zie sectie 3.1) werd tot 2000 rechtstreeks naar het Higgsboson gezocht in botsingsgebeurtenissen tussen elektronen en positronen³. De experimenten van deze versneller hebben het bestaan van een Higgsboson (binnen het standaardmodel) met een massa beneden $114,4 \text{ GeV}/c^2$ (met een betrouwbaarheidsniveau van 95%) uitgesloten.[24] De LEP-versneller heeft wel enkele gebeurtenissen waargenomen die mogelijk een Higgsboson met een iets hogere massa bevatten, maar dit kon niet bevestigd worden.

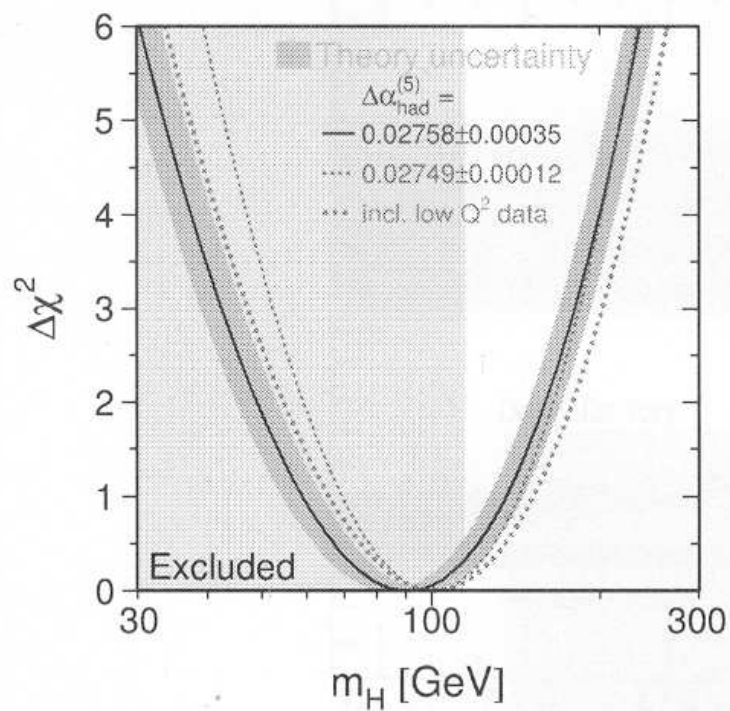
Ook aan de Tevatron-versneller van Fermilab (nabij Chicago, Verenigde Staten) wordt naar het Higgsboson gezocht, hier in botsingen tussen protonen en antiprotonen. Resultaten van de twee belangrijkste experimenten aan de Tevatron (CDF en D0) uit maart 2009 sluiten een Higgsboson met een massa tussen $160 \text{ GeV}/c^2$ en $170 \text{ GeV}/c^2$ uit.[31] In figuur 2.5 is een bovenlimiet op de werkzame doorsnede voor de productie van het Higgsboson in verhouding tot degene die door het Standaardmodel voorspeld wordt weergegeven (gecombineerde gegevens van CDF en D0).

2.2 Mechanismen voor productie en verval van het Higgsboson

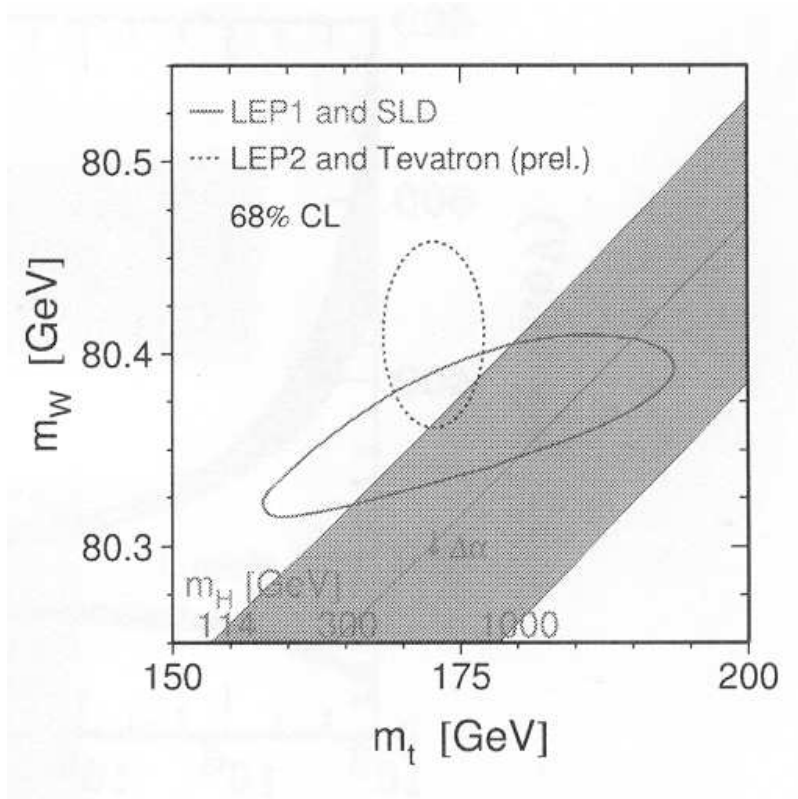
Een beknopte inleiding tot het interpreteren van de Feynmandiagrammen die reacties tussen elementaire deeltjes beschrijven is te vinden in [2]. De koppelingen van het Higgsboson met fermionen en bosonen is evenredig met de massa

²Deze grens geldt enkel binnen het standaardmodel: uitgebreidere modellen kunnen zwaardere Higgsbosonen bevatten.

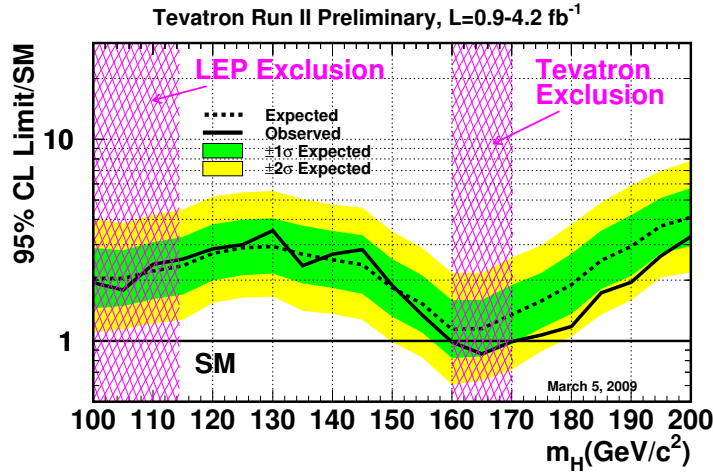
³Het Higgsboson wordt in e^+e^- -botsingen hoofdzakelijk geproduceerd via geassocieerde productie met vectorbosonen, zie sectie 2.2.



Figuur 2.3: $\Delta\chi^2$ van een algemene fit aan verschillende elektrozwakke parameters in functie van de massa van het Higgsboson. Het gekleurde gebied is reeds uitgesloten door rechtstreekse metingen.[25]



Figuur 2.4: Verhouding tussen de massa's van het W -boson en de topquark. De grijze band geeft de afhankelijkheid van de massa van het Higgsboson weer; de contouren geven de experimenteel gemeten waarden van de W - en topmassa's aan.[25]



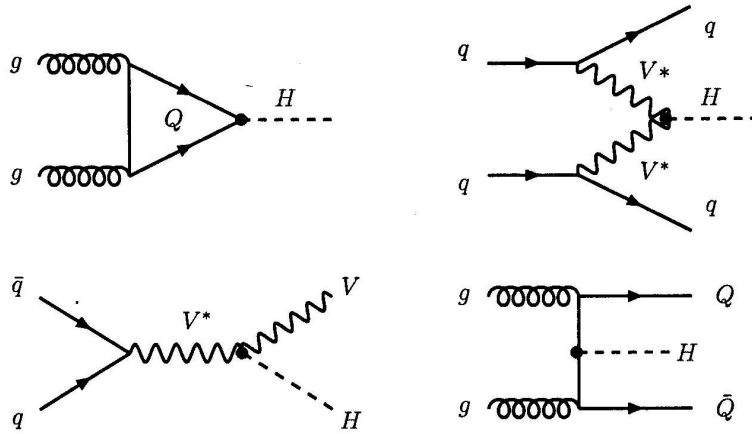
Figuur 2.5: Bovenlimiet (betrouwbaarheidsniveau 95%) op de werkzame doorsnede voor de productie van het Higgsboson in verhouding tot degene die door het Standaardmodel voorspeld wordt, verkregen door combinatie van metingen door CDF en D0. Deze metingen sluiten het bestaan van een Higgsboson met een massa tussen $160 \text{ GeV}/c^2$ en $170 \text{ GeV}/c^2$ uit.[21]

van de fermionen en het kwadraat van de massa van de bosonen.[3] Het Higgsboson koppelt dus bij voorkeur aan zware deeltjes, m.a.w. de t - en b -quarks en de W - en Z -bosonen. Aan gluonen en fotonen koppelt het Higgsboson via een 'driehoeksdiagram' waarin een zware quark (doorgaans t of b) rondcirkelt.[23]

2.2.1 Productie van het Higgsboson uit proton-protonbotsingen

De vier belangrijkste productieprocessen voor het Higgsboson uit proton-protonbotsingen zijn de volgende:

- Gluonfusie: $gg \rightarrow H$. Bij proton-protonbotsingen is dit over het volledige massagebied het dominante productieproces. In de quarklus treden relevante hogere-ordecorrecties te wijten aan de sterke wisselwerking op (quarks stralen gluonen af en nemen deze weer op): deze correcties verhogen de werkzame doorsnede met ca. een factor 2 ten opzichte van het laagste-ordeproces. Met deze correcties wordt in dit onderzoek rekening gehouden door enkel gebeurtenissen van het laagste-ordeproces in beschouwing te nemen maar deze te herschalen met een zgn. K -factor die de correcties mee in rekening brengt.
- Vectorbosonfusie: $qq \rightarrow qqH$. De werkzame doorsnede van dit proces ligt ongeveer één grootteorde lager dan die van de gluonfusie. De eindtoestand kan gekarakteriseerd worden door de aanwezigheid van twee quarks (die zich manifesteren als twee voorwaartse jets, stromen van hadronen die



Figuur 2.6: Feynmandiagrammen voor de productieprocessen van het Higgsboson uit pp -botsingen.[23]

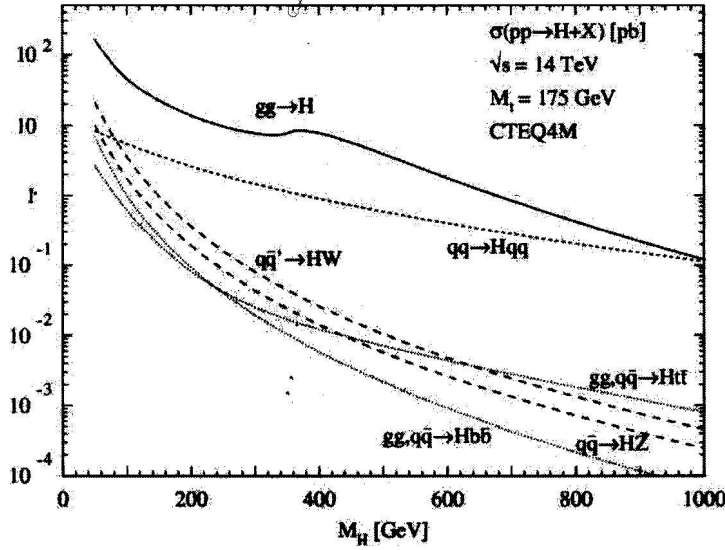
voortkomen uit de hadronisatie van losse quarks en gluonen). De hogere-ordecorrecties zijn klein.

- Geassocieerde productie met vectorbosonen: $qq \rightarrow WH$ of $qq \rightarrow ZH$ ('Higgs-Strahlung'). Dit is het dominante productieproces bij elektron-positronbotsingen (zoals die bij de LEP-versneller), maar is in het massagebied dat in dit onderzoek beschouwd wordt verwaarloosbaar. Het geldt wel als mogelijk ontdekkingskanaal bij de Tevatronversneller.
- Geassocieerde productie met een zwaar quarkpaar (hoofdzakelijk $t\bar{t}$): $pp \rightarrow q\bar{q}H$. Ook dit proces is verwaarloosbaar, maar kan interessant zijn vermits de aanwezigheid van een zwaar quarkpaar in de eindtoestand een duidelijk signatuur voor dit proces geeft.

Feynmandiagrammen voor al deze processen zijn gegeven in figuur 2.6.[23][24] De werkzame doorsnede voor deze productieprocessen is gegeven in figuur 2.7.[24]

2.2.2 Vervalkanalen van het Higgsboson

De vertakkingsverhoudingen voor de verschillende vervalkanalen van het Higgsboson hangen af van de massa. Vermits zoals eerder vermeld de koppelingen van het Higgsboson met andere deeltjes recht (die met de vectorbosonen zelfs kwadratisch) evenredig zijn met de massa van de deeltjes, vervalt het Higgsboson bij voorkeur in de zwaarste deeltjes die door de kinematica toegelaten zijn. Dit betekent dat in het gebied van lage Higgs massa (m_H tot ca. $150 \text{ GeV}/c^2$) fermionische vervalkanalen domineren (het proces $H \rightarrow b\bar{b}$ is het dominante proces) terwijl vervalkanalen in vectorbosonparen domineren in het gebied waar ze toegelaten zijn. Met name bedraagt de vertakkingsverhouding voor het proces $H \rightarrow WW$, dat het onderwerp vormt van dit onderzoek, nagenoeg 1 in het



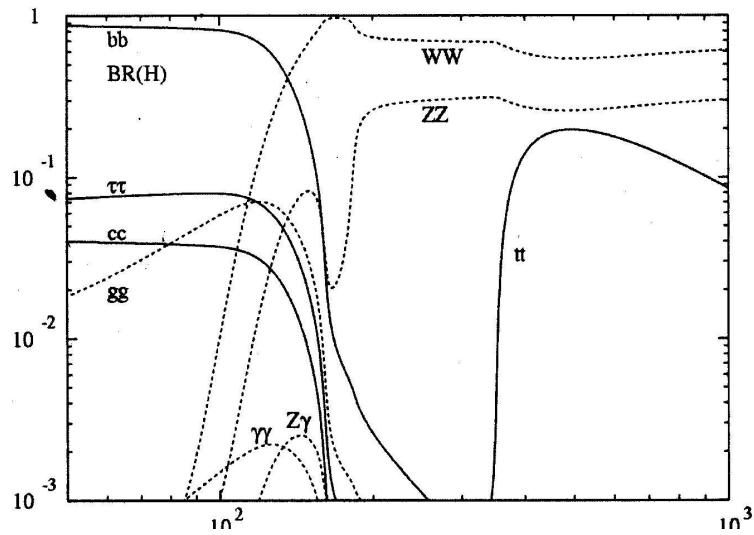
Figuur 2.7: Werkzame doorsnede voor de productieprocessen van het Higgsboson uit pp -botsingen bij een massamiddelpuntsenergie van 14 TeV in functie van de massa van het Higgsboson.[24]

gebied rond $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$, waar het proces $H \rightarrow WW$ kinematisch toegelaten is, maar het proces $H \rightarrow ZZ$ nog verboden. In het gebied van zeer hoge Higgsmassa's (boven de $300 \text{ GeV}/c^2$) speelt daarenboven het proces $H \rightarrow t\bar{t}$ een rol⁴. Een grafiek van de vertakkingsverhoudingen van alle vervalkanalen is weergegeven in figuur 2.8.[24]

In een proton-protonbotsingsexperiment zijn niet alle vervalkanalen van het Higgsboson experimenteel detecteerbaar. Het dominante vervalkanaal bij lage Higgsmassa's, $H \rightarrow b\bar{b}$, is bijvoorbeeld volstrekt onbruikbaar door de extreem hoge achtergrond veroorzaakt door rechtstreekse productie van $b\bar{b}$ -paren via de sterke wisselwerking. Bij uitbreiding worden over het algemeen de hadronische vervalkanalen als minder geschikt bevonden. Drie vervalkanalen worden in het bijzonder onderzocht:

- $H \rightarrow \gamma\gamma$: in het gebied van lage Higgsmassa (beneden $130 \text{ GeV}/c^2$) is dit het belangrijkste niet-hadronische kanaal. De aanwezigheid van twee extreem energetische, centrale fotonen levert een duidelijke signatuur voor dit proces die mits goede performantie van de elektromagnetische calorimeters (zie sectie 3.2) goed detecteerbaar is.
- $H \rightarrow WW \rightarrow ll\nu\nu$: zoals vermeld is in het massagebied rond $160 \text{ GeV}/c^2$ het verval in W -bosonen zowat het enige mogelijke vervalkanaal. De hadronische vervalkanalen van de W -bosonen worden als ondetecteerbaar

⁴Dit gebied is binnen het standaardmodel inmiddels uitgesloten door de hierboven vermelde begrenzingen.



Figuur 2.8: Vertakkingsverhoudingen van de vervalkanalen van het Higgsboson in functie van zijn massa (in GeV/c^2).[23]

beschouwd; de leptonische vervallen vormen het onderwerp van dit onderzoek.

- $H \rightarrow ZZ \rightarrow llll$: in het gebied van hoge Higgsmassa (vanaf $m_H = 2m_Z = 182 \text{ GeV}/c^2$) wordt het vervalkanaal in Z -bosonen interessant: indien beide Z -bosonen in leptonparen vervallen is dit kanaal zeer duidelijk detecteerbaar door de signatuur van vier energetische, centrale leptonen.

[23]

Hoofdstuk 3

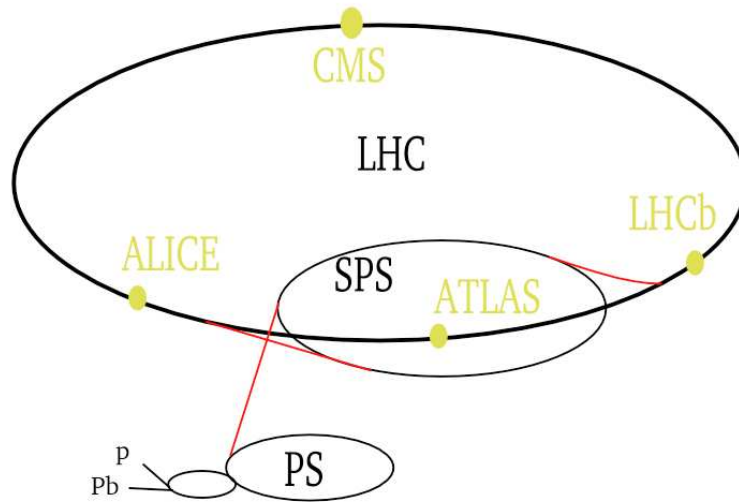
De Large Hadron Collider en de Compact Muon Solenoid

3.1 De Large Hadron Collider

Bij de productie van nieuw te ontdekken deeltjes is de belangrijkste factor het genereren van voldoende energie om de massa van de nieuwe deeltjes te kunnen produceren. Deze toestand van zeer hoge energieconcentratie wordt bereikt door (bekende) deeltjes met een deeltjesversneller tot een zeer hoge snelheid te versnellen en ze dan frontaal op elkaar te doen botsen, waarbij de massamiddelpuntsenergie van de botsende deeltjes gebruikt wordt om eventueel nieuwe deeltjes te produceren. De meeste moderne deeltjesversnellers zijn van het zgn. collidertype, d.w.z. dat twee deeltjesbundels in tegengestelde zin versneld worden. Ze behoren tot het type van de synchrotron, waarin deeltjes door magnetische velden op een cirkelvormige baan met constante straal gehouden worden, zodat ze telkens weer door hetzelfde (oscillerende) elektrische veld extra versneld kunnen worden.

De *Large Hadron Collider* (LHC) is momenteel de grootste deeltjesversneller ter wereld. Hij maakt deel uit van het onderzoeksprogramma van CERN, het Europese laboratorium voor deeltjesfysica-onderzoek, en bevindt zich in een ondergrondse tunnel onder de Frans-Zwitserse grens. De LHC werd gebouwd en gefinancierd door een samenwerking tussen overheden, universiteiten en laboratoria in meer dan 100 landen. In de versneller worden ofwel twee protonenbundels, ofwel twee bundels van loodionen op elkaar ingestuurd. De LHC werd in september 2008 opgestart, maar moest dezelfde maand nog wegens ernstige technische problemen opnieuw stilgelegd worden. Na de nodige herstellingen zal de LHC volgens de huidige plannen in september 2009 weer opgestart worden.

De LHC bevindt zich in een betonnen tunnel van 3,8 m diameter die tussen 1983 en 1988 gegraven werd om een eerdere versneller, de *Large Electron-Positron Collider* (LEP), te behuizen. De tunnel bevat twee op elkaar gestapelde



Figuur 3.1: Schema van de LHC en zijn voorversnellers.[26]

bundelpijpen, waarin in tegengestelde richtingen deeltjesbundels rondcirkelen. De bundelpijpen kruisen elkaar op vier punten, de zgn. *interactiepunten*. De versneller omvat 1232 dipoolmagneten die de bundels op hun cirkelbaan houden en 392 quadrupoolmagneten die de bundels focussen. Dit is nodig om de kans op botsingen tussen deeltjes in de vier interactiepunten te maximaliseren. Alle magneten zijn supergeleidend; ze werken bij een temperatuur van 1,9 K. Deze temperatuur wordt door koeling met superfluïde helium in stand gehouden. De maximale magnetische inductie in het centrum van de dipoolmagneten bedraagt 8,3 T. Dit is de beperkende factor voor het energiebereik van de LHC.

De LHC versnelt protonen tot een energie van 7 TeV per deeltje¹. De protonbundels bestaan elk uit 2808 deeltjespakketten, zodat de botsingen plaatsvinden op discrete tijdstippen met intervals van 25 ns².

Alvorens in de hoofdversneller geïnjecteerd te worden, worden de deeltjes voorbereid door een reeks systemen die de energie stelselmatig opdrijven. De protonen worden gegenereerd bij een energie van 50 MeV door de lineaire versneller Linac2 en in de Proton Synchrotron Booster (PSB) geïnjecteerd. Deze brengt de energie op 1,4 GeV. Verdere stappen zijn de Proton Synchrotron (PS) (tot 26 GeV) en de Super Proton Synchrotron (SPS) die de energie tot 450 GeV opdrijft. Hierna worden de protonen in de LHC geïnjecteerd.³ Het schema van de LHC en zijn voorversnellers is weergegeven in figuur 3.1.[26]

¹De energie van de loodionenbundels bedraagt 574 TeV per kern, wat overeenkomt met 2,76 TeV per nucleon.

²In het begin van de looptijd van de LHC zullen minder deeltjespakketten gebruikt worden, zodat het interval tussen de botsingen 75 ns zal bedragen.

³Voor de experimenten met loodionen is de eerste stap in de keten de versnelling door de lineaire versneller Linac3, waarna de keten verder eveneens via PS en SPS naar de LHC loopt.

Bij de LHC worden zes experimenten uitgevoerd:

- *Compact Muon Solenoid* (CMS): een detector voor algemene doeleinden (zie sectie 3.2) die gebruikt wordt om in het algemeen naar signalen voor nieuwe fysica te zoeken, zoals signalen voor het Higgsboson (het onderwerp van deze thesis), supersymmetrie en extra dimensies. CMS wordt tevens gebruikt om bepaalde aspecten van de botsingen tussen loodionen te bestuderen.[32]
- *A Toroidal LHC ApparatuS* (ATLAS): net als CMS een detector voor algemene doeleinden. Beide experimenten hebben een soortgelijk programma maar een verschillend ontwerp van de detectoren.[33]
- *A Large Ion Collider Experiment* (ALICE): het belangrijkste experiment m.b.t. botsingen tussen loodionen. Met name wordt getracht het zgn. quark-gluon-plasma te creëren, een toestand van de materie waarin quarks en gluonen vrij voorkomen.[34]
- *LHC Beauty* (LHCb): experiment in het gebied van de b -fysica dat in het bijzonder de parameters van CP -breking in de interacties van hadronen die een b -quark bevatten onderzoekt.[35]
- *TOTal cross section, Elastic scattering and diffraction dissociation* (TOTEM): experiment dat de totale werkzame doorsnede van de botsingen meet en elastische verstrooiing en diffractieve processen onderzoekt. TOTEM bevindt zich op hetzelfde interactiepunt als CMS.[36]
- *LHC Forward* (LHCf): experiment dat neutrale pionen die bij de botsingen vrijkomen opmeet, met als doel de oorsprong van kosmische stralen van ultrahoge energie te verklaren. LHCf bevindt zich op hetzelfde interactiepunt als ATLAS.[37]

De LHC werd succesvol opgestart (met protonenbundels) op 10 september 2008[29]. Op 19 september 2008 deed zich, vermoedelijk als gevolg van een gebrekkige elektrische verbinding tussen twee magneten, in ca. 100 magneten een zgn. magneetquench voor: dit houdt in dat een deel van het supergeleidend materiaal waaruit de magneten opgebouwd zijn, overgaat naar een normale geleidende toestand met weerstand, met drastische verhoging van de temperatuur tot gevolg. Het incident leidde tot blijvende schade aan 29 magneten, onder meer als gevolg van een ernstig heliumlek dat door de plotse opwarming van een deel van de tunnel veroorzaakt werd.[28] Door deze technische problemen en de eruit voortvloeiende herstellingen loopt het schema van de LHC vertraging op: volgens de huidige schattingen zal de versneller in september 2009[30] opnieuw opgestart worden.

De LHC zal werken bij een luminositeit van $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Dit houdt in dat om een geïntegreerde luminositeit van 1 fb^{-1} te bereiken (de gegevens in deze thesis gaan uit van deze geïntegreerde luminositeit) gedurende 10^6 seconden gegevens vergaard moeten worden. Dit komt overeen met ongeveer 12 dagen continue werking (doordat de LHC niet continu kan werken, komt dit in de praktijk neer op een looptijd van één à twee maanden).

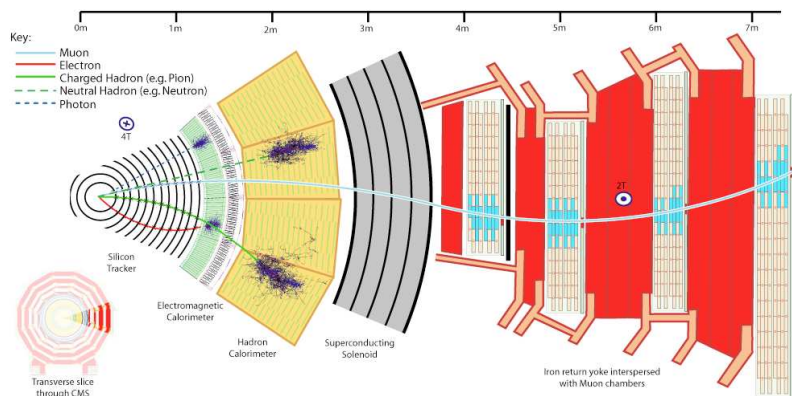
De proton-protonbotsingen bij de LHC worden gekarakteriseerd door een totale werkzame doorsnede (dit geeft de waarschijnlijkheid weer dat de protonen met elkaar interageren) van 125 mb. Tal van verschillende specifieke interactieprocessen zijn mogelijk, met elk hun eigen aparte werkzame doorsnede en dus elk hun eigen waarschijnlijkheid om zich voor te doen. Dit is een stochastisch proces: de uitkomst van een individuele pp -botsing is niet te voorspellen. Het is bijgevolg noodzakelijk grote statistische stalen van botsingsgebeurtenissen te vergaren, maar dit moet afgewogen worden tegenover de technische capaciteit om gemeten gegevens te verwerken. De LHC leidt in dit opzicht tot ongeziene uitdagingen: de zeer hoge interactiefrequentie (in vergelijking met eerdere versnellers) levert zeer grote datavolumes op. Om deze data te verwerken is dus ook zeer uitgebreide infrastructuur nodig: hiervoor werd het wereldwijde GRID-netwerk van processorcapaciteit ontwikkeld.

3.2 De Compact Muon Solenoid

De Compact Muon Solenoid (CMS) is zoals eerder vermeld één van de twee grote algemene deeltjesdetectoren opgesteld rond de LHC-ring. Voor een algemene detector is het noodzakelijk een zo groot mogelijk deel van de 4π -ruimtehoek rond het interactiepunt te bestrijken om te vermijden deeltjes niet te detecteren. Moderne algemene deeltjesdetectoren zoals CMS hebben een cilindervorm en bestaan uit verschillende subdetectoren die concentrisch rond het interactiepunt opgebouwd zijn. Een magneetveld zorgt voor de afbuiging van geladen deeltjes waaruit hun impuls afgeleid kan worden. De CMS-detector bestaat uit een supergeleidende solenoïde die een magneetveld van 3,8 T opwekt, met daarin (van binnen naar buiten) de volgende subdetectoren: een siliciumgebaseerde sporenkamer, een elektromagnetische calorimeter op basis van kristalscintillatoren en een sampling-hadronische calorimeter. Buiten de magneet liggen nog een deel van de hadronische calorimeter en muonkamers. Een dwarsdoorsnede die de verschillende delen van de CMS-detector weergeeft is gegeven in figuur 3.2. De precieze opbouw van de CMS-detector en zijn subdetectoren is hieronder, van binnen naar buiten, kort uiteengezet. Het volledige ontwerp van de CMS-detector wordt gegeven in [32], de meer algemene principes van deeltjesdetectie en werkingsprincipes van de verschillende soorten detectoren zijn terug te vinden in [5].

De sporenkamer

In de sporenkamer laten geladen deeltjes die voortkomen uit botsingsgebeurtenissen een (door het magneetveld gebogen) spoor achter. Op basis van dit spoor kan het transversaal impuls van het deeltje gereconstrueerd worden. CMS heeft een gelaagde sporenkamer op basis van silicium: de binnenste drie lagen (tot een straal van 11 cm) vormen de zgn. pixeldetector, die bestaat uit ca. 66 miljoen gevoelige siliciumpixels van $100 \times 100 \mu\text{m}$. Daarbuiten volgen 10 lagen die de zgn. silicium-stripdetector vormen. De binnenste vier lagen hiervan (tussen 11 cm en 55 cm straal) bestaan uit stroken silicium van $10 \text{ cm} \times 180 \mu\text{m}$, de buitenste zes lagen (tot 1,1 m straal) bestaan uit stroken van $25 \text{ cm} \times 180 \mu\text{m}$. Er zijn in totaal 9,6 miljoen stroken.



Figuur 3.2: Dwarsdoorsnede van de CMS-detector.[32]

De elektromagnetische calorimeter

De elektromagnetische calorimeter meet de energie van elektronen en fotonen. De CMS-elektronische calorimeter is geconstrueerd uit kristallen van loodwolframaat (PbWO_4), een zeer dicht en optisch doorzichtig, scintillerend materiaal dat elektronen en fotonen zeer efficiënt absorbeert en daarbij lichtflitsen uitzendt. De kristallen hebben een afmeting van $22 \text{ cm} \times 22 \text{ cm} \times 230 \text{ mm}$. De lichtflitsen uit de kristallen worden uitgelezen door middel van silicium lawinefotodiodes. De calorimeter bestaat in totaal uit 68524 kristallen.

De hadronische calorimeter

De hadronische calorimeter meet de energie van hadronen. De CMS-hadronische calorimeter is een zgn. samplingcalorimeter, wat inhoudt dat hij bestaat uit lagen dicht materiaal (messing en staal) die deeltjes absorberen, waartussen op regelmatige afstanden kunststofscintillatoren geplaatst zijn die net zoals in de elektronische calorimeter lichtflitsen uitzenden, die in dit geval door hybride fotodiodes of kwartsvezels (in het 'voorwaartse' gebied dicht bij de bundelas) uitgelezen worden. Het grootste deel van de hadronische calorimeter bevindt zich binnen de magneet: een kleiner deel is onmiddellijk buiten de magneet geplaatst.

De magneet

De CMS-magneet bestaat uit een solenoïde uit supergeleidend niobium-titaan. De magneet is 13 m lang en heeft een diameter van 6 m en wekt een magneetveld van 3,8 T op⁴. De magneet heeft een inductantie van 14 H en verbruikt een stroom van 19500 A. In totaal is er tijdens de werking een energie van 2,66 GJ in de magneet opgeslagen.

⁴De magneet werd ontworpen om een veld van 4 T op te wekken. Dit werd later bijgesteld om de levensduur van de magneet te verhogen.

De muondetectoren

De efficiënte detectie van muonen was de eerste prioriteit bij het ontwerp van de CMS-detector. Om muonen te identificeren en hun impuls te meten gebruikt de CMS-detector in het centrale 'barrel'-gebied (de mantel van de CMS-cilinder) driftbuizen, in de 'endcaps' (die de cilinder aan beide kanten afsluiten) kathodestripkamers. Om een snel signaal te kunnen genereren wanneer een muon door de detector gaat, zijn over de hele detector bovendien resistieve plaatkamers geïnstalleerd.

Hoofdstuk 4

Overzicht van het uitgevoerde onderzoek

Deze thesis behandelt een onderzoek met als doel het Higgsboson te ontdekken in het vervalkanaal $H \rightarrow WW \rightarrow e\mu\nu\nu$. Het vervalkanaal $H \rightarrow WW$ is gekozen omdat dit in het gebied van Higgsmassa's rond $160 \text{ GeV}/c^2$ veruit het dominante vervalkanaal is. De leptonische vervallen van de W -bosonen worden verkozen omdat de hadronische vervalkanalen bij een proton-protonversneller zeer moeilijk detecteerbaar zijn door de grote hoeveelheid hadronische activiteit te wijten aan achtergrondprocessen; in deze thesis worden specifiek die gebeurtenissen verkozen waarbij de W -bosonen in een elektron en een muon vervallen. Dit kanaal heeft omwille van de evidente verwisselingssymmetrie een dubbel zo grote vertakkingsverhouding als de ee - en $\mu\mu$ -kanalen en heeft bovendien veel minder last van een aantal achtergrondprocessen (m.n. het Drell-Yanproces en processen die Z -bosonen in de eindtoestand opleveren) die paren van gelijkaardige leptonen opleveren.

Niettemin zijn gebeurtenissen waarin een Higgsboson voorkomt zeldzaam in verhouding tot gebeurtenissen behorende tot andere processen die een soortgelijke eindtoestand opleveren, de zogenaamde achtergrondprocessen. Om de Higgsgebeurtenissen zo veel mogelijk van de achtergrond te scheiden, wordt een opeenvolging van selectiecriteria op alle gebeurtenissen toegepast waarbij men verwacht dat in verhouding meer Higgs- dan achtergrondgebeurtenissen de criteria zullen overleven. Deze selecties zijn gebaseerd op de kinematische variabelen van de deeltjes in de eindtoestand. Via opeenvolgende selecties wordt een gebied in de faseruimte gedefinieerd met een verhoogde concentratie aan kandidaat-Higgsgebeurtenissen.

Ook in dit gebied zal nog een zeker aantal achtergrondgebeurtenissen aanwezig zijn: om het bestaan van het Higgsboson ondubbelzinnig te kunnen aantonen moet dit aantal achtergrondgebeurtenissen zo nauwkeurig mogelijk bekend zijn. Dit aantal kan enerzijds geschat worden via een Monte Carlo-simulatie, maar dit levert zeker in het begin van de levensduur van de LHC grote onzekerheden op. Anderzijds is het mogelijk het aantal achtergrondgebeurtenissen uit reële data af te leiden via de techniek van achtergrondnormalisatie, die in sectie 7.1

ingeleid wordt. Deze techniek maakt gebruik van een controlegebied dat zo veel mogelijk gebeurtenissen afkomstig van een welbepaald achtergrondproces en zo weinig mogelijk andere gebeurtenissen bevat. Het gemeten aantal gebeurtenissen van dit achtergrondproces in het controlegebied wordt dan geëxtrapoleerd naar het signaalgebied.

In de rest van deze thesis wordt deze algemene procedure toegepast op het te onderzoeken vervalkanaal. Eerst worden het kanaal $H \rightarrow WW \rightarrow e\mu\nu\nu$ en de verschillende mogelijke achtergrondprocessen kort ingeleid. Vervolgens wordt de selectieprocedure voor het Higgs-sigitaal uiteengezet en wordt een signaalgebied gedefinieerd in de faseruimte gevormd door vijf kinematische variabelen van de eindtoestand. Het aantal Higgsgebeurtenissen en het aantal gebeurtenissen behorende tot de verschillende achtergrondprocessen in dit signaalgebied worden aan de hand van Monte Carlo-simulaties voorspeld. Tenslotte wordt voor het dominante irreducibele achtergrondproces, de rechtstreekse productie van W -bosonparen, een controlegebied gedefinieerd. De selecties die dit controlegebied definiëren, worden naar drie verschillende criteria geoptimaliseerd: de totale onzekerheid op het uiteindelijk verwachte aantal WW -gebeurtenissen in het signaalgebied, de contaminatie van het controlegebied door gebeurtenissen afkomstig van andere processen en de specifieke contaminatie van het controlegebied door Higgsgebeurtenissen. De optimalisaties worden op twee manieren uitgevoerd: enerzijds via achtereenvolgende optimalisatie van afzonderlijke selecties, anderzijds via een geautomatiseerde, multivariante techniek met het GARCON-pakket[10].

Hoofdstuk 5

Het vervalkanaal

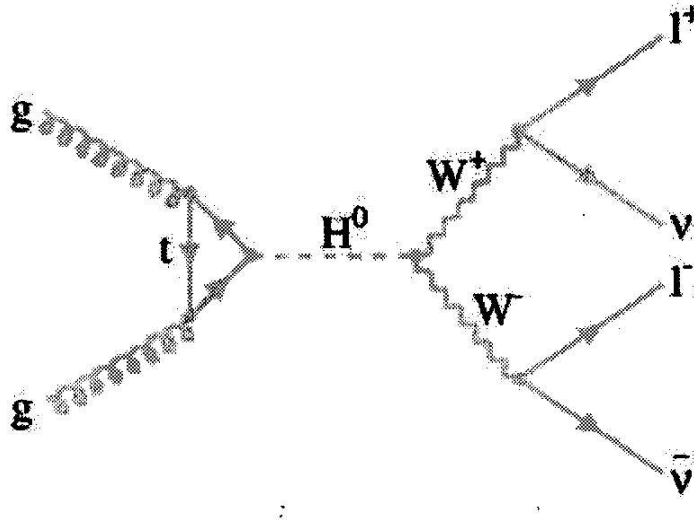
$$H \rightarrow WW \rightarrow e\mu\nu\nu$$

5.1 Experimentele kenmerken van het signaal

Een Feynmandiagram van het dominante signaalproces $gg \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow ll\nu\nu$ is weergegeven in figuur 5.1. De eindtoestand van dit proces wordt gekenmerkt door de aanwezigheid van een paar hoogerenergetische, centrale, geïsoleerde leptonen van tegengestelde lading, een grote ontbrekende transversale energie (als gevolg van de aanwezigheid van ondetecteerbare neutrino's in de eindtoestand) en de afwezigheid van hadronen.[24] De werkzame doorsnede van het proces $pp \rightarrow H$, vermenigvuldigd met de relevante vertakkingsverhoudingen voor $H \rightarrow WW$ en $W \rightarrow l\nu$ (de vertakkingsverhoudingen in kwestie omvatten alle leptonische vervalkanalen van de W -bosonen), is voor de verschillende beschouwde waarden van de massa van het Higgsboson weergegeven in tabel 5.1. Uit deze tabel blijkt zoals verwacht dat de werkzame doorsnede duidelijk het grootste is bij $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$, precies het dubbele van de massa van het W -boson.

m_H	$\sigma \times \text{BR}$
130 GeV/c^2	1,06 pb
140 GeV/c^2	1,58 pb
150 GeV/c^2	1,98 pb
160 GeV/c^2	2,34 pb
170 GeV/c^2	2,26 pb
180 GeV/c^2	1,99 pb
190 GeV/c^2	1,51 pb
200 GeV/c^2	1,30 pb

Tabel 5.1: Werkzame doorsnede van het proces $pp \rightarrow H$, vermenigvuldigd met de vertakkingsverhoudingen voor $H \rightarrow WW$ en $W \rightarrow ll$, voor verschillende waarden van de massa m_H van het Higgsboson.[22]



Figuur 5.1: Feynmandiagram van het dominante signaalproces $gg \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow ll\nu\nu$. [24]

5.1.1 Achtergrondprocessen

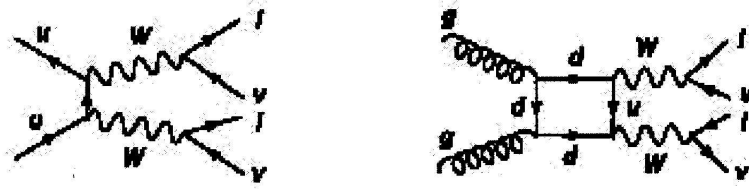
Een aantal andere processen leveren eindtoestanden op die experimenteel zeer sterk op die van het signaalproces lijken. Deze achtergrondprocessen vormen het grootste probleem voor de detectie van het Higgsboson in dit vervalkanaal. De aanwezigheid van neutrino's in de eindtoestand maakt het bovendien moeilijk de massa van het Higgsboson te reconstrueren. De totale bijdrage van elk achtergrondproces wordt enerzijds bepaald door zijn werkzame doorsnede, maar anderzijds door de experimentele reductiefactor die uit de verschillende selectiesneden voortkomt.

WW -productie

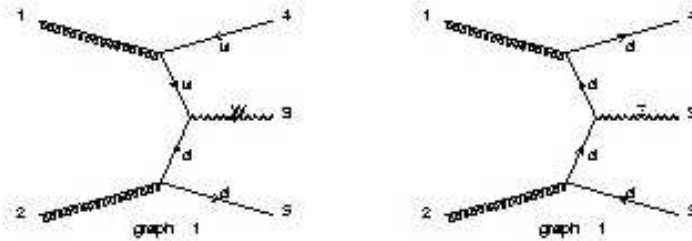
Het meest vanzelfsprekende irreducibele achtergrondproces is de rechtstreekse WW -productie, die verloopt volgens de diagrammen in figuur 5.2. De eindtoestand bevat dezelfde soort deeltjes als die van het signaalproces, maar vertoont wel verschillende verdelingen van een aantal kinematische veranderlijken (zoals de azimutale openingshoek tussen de leptonen). De werkzame doorsnede van dit proces, vermenigvuldigd met de vertakkingsverhouding voor de leptonische vervallen van de W -bosonen, bedraagt 114,3 pb en is dus twee grootteordes hoger dan die van het signaalproces. [22]

Productie van vectorbosonen in associatie met jets (W/Z +jets)

Ook eindtoestanden waarin slechts één lepton voorkomt, kunnen gelijkaardig zijn aan die van het signaalproces indien er ook jets in voorkomen die eventueel verkeerdelijk als leptonen geïdentificeerd kunnen worden. Hierdoor zijn ook de processen W +jets en Z +jets in beschouwing te nemen als achtergrondprocessen.



Figuur 5.2: Feynmandiagrammen van de achtergrondprocessen $q\bar{q} \rightarrow WW$ en $gg \rightarrow WW$. [24]

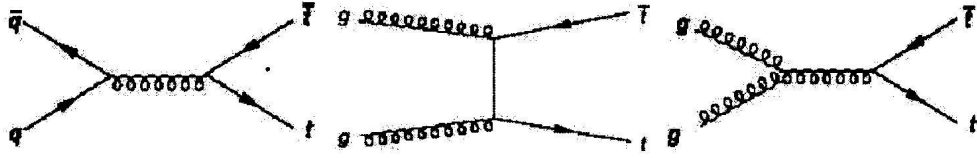


Figuur 5.3: Feynmandiagrammen van de achtergrondprocessen $gg \rightarrow Wqq'$ en $gg \rightarrow Zqq'$. [15]

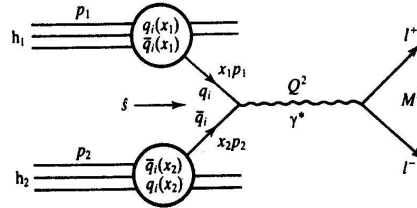
Deze processen verlopen via een veelheid aan diagrammen: in figuur 5.3 is een diagram voor een W +jets-proces en voor een Z +jets-proces gegeven. De werkzame doorsnede van deze processen is niet eenduidig te bepalen vermits ze sterk afhangt van de minimale transversale impuls van de te reconstrueren jets. Ze is van de orde van 300 pb voor jets met een transversaal impuls van dezelfde orde als dat van de leptonen afkomstig uit Higgsverval. Deze processen worden in beschouwing genomen door uit een algemeen statistisch staal van pp -botsingen op het generatorniveau die gebeurtenissen te selecteren, die tot deze processen behoren.

Productie van $t\bar{t}$ -paren

Aan de LHC worden $t\bar{t}$ -paren met een zeer hoge werkzame doorsnede geproduceerd (volgens de processen weergegeven in figuur 5.4). Vermits zoals eerder gezegd topquarks hoofdzakelijk in $Wb/W\bar{b}$ vervallen, lijkt de eindtoestand van dit proces eveneens zeer sterk op die van het signaalproces, zij het dat hij ervan te onderscheiden is door de aanwezigheid van hadronen (deze achtergrond kan dus gereduceerd worden door gebeurtenissen met hadronische activiteit te verwerpen). De hoge werkzame doorsnede zorgt er echter voor dat dit proces niettemin in de analyse beschouwd moet worden. Net als bij het W/Z +jets-proces is ook deze werkzame doorsnede niet eenduidig te bepalen (opnieuw door de aanwezigheid van jets), ze is echter van de orde van 900 pb.



Figuur 5.4: Feynmandiagrammen van de achtergrondprocessen $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ en $gg \rightarrow t\bar{t}$. [24]



Figuur 5.5: Feynmandiagram van het Drell-Yanproces. [1]

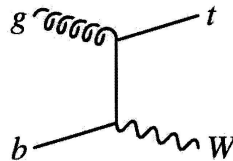
Het Drell-Yanproces

Het Drell-Yanproces (figuur 5.5) levert gelijkaardige leptonparen in de eindtoestand op. Dit proces is in het specifieke vervalkanaal bestaande uit een elektron en een muon niet van belang vermits het Drell-Yanproces enkel paren van gelijke leptonen oplevert.¹

Productie van enkelvoudige topquarks (tW)

Bij de LHC behoort het proces $bg \rightarrow tW$ (figuur 5.6), waarbij de bottomquark uit de quarkzee van één van de protonen afkomstig is, tot de mogelijkheden. Vermits de topquark quasi enkel volgens $t \rightarrow Wb$ vervalt, lijkt ook de eindtoestand van dit proces sterk op die van het signaalproces. In de eindtoestand komen wel extra deeltjes, m.n. hadronen, voor. De werkzame doorsnede voor de tW -productie bedraagt 62 pb. [22]

¹In de ee - en $\mu\mu$ -kanalen is dit proces van zeer groot belang; het heeft immers een zeer grote werkzame doorsnede die 5,87 nb bedraagt. [22]



Figuur 5.6: Feynmandiagram van het achtergrondproces $bg \rightarrow tW$. [24]

WZ - en ZZ -productie

De eindtoestand van deze processen bevat typisch drie resp. vier energetische leptonen. Indien slechts twee van deze leptonen correct geïdentificeerd worden, ontstaat opnieuw een gereconstrueerde eindtoestand die gelijkaardig is aan die van het signaalproces. De werkzame doorsnede voor WZ -productie bedraagt 49,9 pb, die voor ZZ -productie 15,3 pb.[22]

Productie van energetische fotonen in associatie met een vectorboson ($W\gamma$)

De eindtoestand van het proces waarbij in associatie met een W -boson een energetisch foton geproduceerd wordt, bestaat uit een lepton, een energetisch foton en ontbrekende transversale energie. Indien dus het foton verkeerdelijk als lepton geïdentificeerd wordt, is ook deze eindtoestand identiek aan die van het signaalproces. Met een totale werkzame doorsnede van 4,7 pb is dit een relatief onbeduidend achtergrondproces.

Hoofdstuk 6

Selectie van het Higgs-signaal

De werkzame doorsnede van het Higgs-signaalproces is enkele duizenden keren kleiner dan die van de achtergrondprocessen. Het is dus nodig de achtergrondprocessen door middel van opeenvolgende selectiesnedes zeer sterk te reduceren, en dit in een zo vroeg mogelijk stadium van de dataverwerking.

6.1 Gebruik van de CMS-triggers

Het eerste stadium van de selectie is de zgn. trigger. Het is technisch onmogelijk alle data afkomstig uit een deeltjesdetector bij te houden. Daarom worden verschillende triggers toegepast: dit zijn criteria die nog tijdens de uitvoering van het experiment op de data van een gebeurtenis toegepast worden om af te leiden of een gebeurtenis al dan niet interessant is. De meest triviale trigger is de synchronisatie van de gegevens uit de detectoren met de botsingsgebeurtenissen zelf: deze verwerpt gegevens die in het geheel niet van botsingsgebeurtenissen afkomstig zijn. Daarnaast bestaat de CMS-trigger uit twee niveaus: de niveau-1-trigger (L1) gebruikt zeer rudimentaire gegevens van de calorimeter en de muonkamers om gebeurtenissen op te sporen waarin m.n. hoge lokale energieafzettingen voorkomen. De beslissingslogica is ultrasnel en gebeurt op hardwareniveau in voorgeprogrammeerde microprocessoren die zich dicht bij de detector zelf bevinden. De L1-trigger reduceert de gegevensstroom tot 50 kHz (50000 gebeurtenissen per seconde). Deze gebeurtenissen worden doorverwezen naar de hoog-niveau-trigger (HLT). Deze combineert gegevens afkomstig van verschillende subdetectoren (en houdt bv. ook rekening met gegevens uit de sporenkamer), en identificeert die gebeurtenissen waarin specifieke deeltjes voorkomen die aan bepaalde voorwaarden voldoen. De HLT reduceert de gegevensstroom tot 100 Hz: de gegevens van de overblijvende gebeurtenissen worden op magnetische media opgeslagen. Het gemiddelde datavolume van één botsing bedraagt 250 MB, wat resulteert in een gegevensoverdracht van 25 GB per seconde.

In dit onderzoek worden enkel die gebeurtenissen verwerkt die getriggerd zijn

op de aanwezigheid van gereconstrueerde, centrale enkelvoudige¹ elektronen of muonen in de eindtoestand.[22]

6.2 Dataformaat en -verwerking

6.2.1 De C++-programmeertaal en het ROOT-kader

Voor de uitvoering van dit onderzoek wordt de C++-programmeertaal gebruikt. Deze programmeertaal (in de standaardversie uit 1998) wordt in de deeltjesfysica als de standaard beschouwd voor het uitvoeren van analyses op gereconstrueerde data². Eén van de specifieke voordelen van C++ voor deze toepassing is het objectgeoriënteerd karakter ervan, wat uiteraard toelaat bv. echte en gereconstrueerde deeltjes en jets, detectorelementen, gebeurtenissen en zelfs volledige statistische stalen als relatief eenvoudige C++-objecten voor te stellen.[8]

De standaard-C++-taal wordt voor dit onderzoek (en algemeen voor deeltjesfysica-onderzoek, m.n. binnen de CERN-collaboraties) uitgebreid met het ROOT-kader. Dit is een bij CERN ontwikkelde verzameling C++-klassen die toelaat op eenvoudige wijze data te analyseren en grafisch voor te stellen³. Het ROOT-kader legt de datastructuur vast waarin botsingsgegevens worden opgeslagen. Deze structuur neemt de vorm aan van een meerdimensionale boomstructuur die alle onderlinge afhankelijkheden tussen fysische grootheden bewaart. Daarnaast bevat ROOT in de vorm van C++-bibliotheken een uitgebreid gamma aan werktuigen voor statistische gegevensverwerking.[9] Naast het ROOT-kader wordt tevens gebruik gemaakt van een aantal andere pakketten die statistische verwerking toelaten: voor dit onderzoek werd m.n. het GARCON-pakket gebruikt.

6.2.2 Het GARCON-pakket

Het GARCON-pakket (voor een meer uitgebreide presentatie zie [10]) bevat een multivariant algoritme, gebaseerd op het principe van het genetisch algoritme, dat bedoeld is voor het scheiden van signaal- en achtergrondgebeurtenissen op basis van de statistische verdelingen van een relatief groot aantal karakteriserende variabelen. Genetische algoritmen zijn gebaseerd op een simulatie van het proces van natuurlijke selectie, waarbij een grote verzameling 'individuen' (in dit geval: sets selecties) onderworpen wordt aan 'evolutie' zodat uiteindelijk de 'sterkste' overblijven. Het GARCON-pakket neemt als input een eenvoudige database van alle gebeurtenissen behorende tot de verschillende processen. In

¹Bij het CMS-experiment is ook een HLT-trigger ingebouwd gebaseerd op de aanwezigheid van paren leptonen in de eindtoestand. Gebeurtenisse is een maat voor de relevantie van een geobserveerd signaal en wordt gedefinieerd als het aantal signaalgebeurtenissen gedeeld door de standaardafwijking op het aantal achtergrondgebeurtenissen; het wordt bijgevolg doorgaans als een aantal 'standaardafwijkingen' gerapporteerd)n die hierop getriggerd zijn, werden bij dit onderzoek niet verwerkt vermits ze weinig toegevoegde waarde leveren en de volgende selecties nodeloos compliceren.[22]

²Voor toepassingen van 'lager niveau' zoals triggerstudies en het genereren van statistische stalen gebeurtenissen wordt ook nog wel de FORTRAN-standaard uit 1977 gebruikt.

³Het ROOT-kader werd specifiek ontwikkeld voor deeltjesfysica-onderzoek maar is ook in meer algemene data-analysecontext bruikbaar.

deze database is voor elke gebeurtenis de waarde van elke mogelijke selectievariabele opgenomen. Vervolgens kiest de gebruiker een criterium waarop elke set selecties beoordeeld zal worden en waarnaar de selecties geoptimaliseerd worden. Dit criterium kan zowel uit een lijst van voorgeprogrammeerde opties gekozen worden als door de gebruiker zelf geïmplementeerd.

Merk op dat het doel van deze thesis niet de studie van genetische algoritmen of van het GARCON-algoritme in het bijzonder is; het pakket wordt enkel gebruikt als middel om op handmatige wijze verkregen resultaten eventueel te verbeteren.

6.3 Monte Carlo-technieken voor generatie van statistische stalen

Voor dit onderzoek worden gesimuleerde statistische stalen van botsingsgebeurtenissen behorende tot verschillende processen (zie sectie 5) gebruikt. De botsingen zelf worden gegenereerd via Monte Carlo-technieken: verscheidene Monte Carlo-generatoren worden gebruikt⁴. Het resultaat van de Monte Carlo-generatie wordt vervolgens met behulp van het standaard-CMS-softwarekader (in dit geval de versie CMSSW_1_6_X) aan een simulatie van de respons van de CMS-detector en van de procedure voor de reconstructie van deeltjes onderworpen: de uitvoer van dit proces levert de gereconstrueerde deeltjes (e , μ , γ) en jets in de eindtoestand van elke gebeurtenis in het statistisch staal op, samen met hun karakteristieke kinematische variabelen. Van elk deeltje of jet in de eindtoestand kunnen de componenten van het impuls en de energie opgevraagd worden: tevens kan van elke gebeurtenis de ontbrekende transversale energie opgevraagd worden. Dit is de som van de transversale energieën van alle niet-gedetectede deeltjes.

6.4 Leptonidentificatie en -selectie

Teneinde de reducibele achtergronden zo veel mogelijk te reduceren en die gebeurtenissen waarin twee (vervallende) W -bosonen voorkomen correct te identificeren, worden na de high-leveltrigger een aantal preselecties op de data toegepast. De selecties zijn grotendeels gebaseerd op het identificeren van twee leptonen die afkomstig kunnen zijn van het verval van de W -bosonen en op selecties op de kinematische variabelen van de gebeurtenissen: met name wordt gezocht naar een grote ontbrekende transversale energie (afkomstig van de neutrino's uit de W -bosonvervallen) en de afwezigheid van hadronische activiteit.⁵ Deze leptonen worden geïdentificeerd en gereconstrueerd op basis van de gegevens afkomstig van energieafzettingen in de elektronische calorimeter, sporen in de sporenkamer en energieafzettingen in de muonkamers.

⁴De generatie van de statistische stalen werd uitgevoerd door Majid Hashemi. Voor de statistische stalen van de Higgs-, ZZ -, WZ - en $W\gamma$ -processen werd de generator PYTHIA[11] gebruikt, voor het WW -statistisch staal MC@NLO[12] en voor het tW -statistisch staal TopReX[13]. De W +jets-, Z +jets- en $t\bar{t}$ -processen werden in één enkel statistisch staal gegenereerd met behulp van de generator Alpgen.[14][22]

⁵De C++-functie die op de statistische stalen toegepast werd, is weergegeven in bijlage B.

De leptonselectie heeft als doel die gebeurtenissen te verwerpen waarin vermoedelijk geen relevante Higgsbosonvallen voorkomen. Het verwerpen van gebeurtenissen waarin meer dan één leptonpaar voorkomt, reduceert de contaminatie afkomstig van WZ - en ZZ -productie.[22]

Om het te gebruiken leptonpaar correct te identificeren worden de volgende stappen doorlopen:

1. Enkel leptonen die geen deel uitmaken van een jet kunnen in overweging genomen worden. Dit wordt in de praktijk gebracht door enkel die leptonen te beschouwen die een zgn. *isolatiecriterium* overleven. Voor muonen houdt dit criterium in dat ze niet mogen corresponderen met grote energieafzettingen in de calorimeter of de sporenkamer. Het criterium definieert geïsoleerde muonen als die muonen die overeenkomen met een totale afzetting in de calorimeter beneden 5 GeV en een afzetting in de sporenkamer beneden 2 GeV. Voor elektronen wordt een strenger criterium toegepast om geïsoleerde elektronen te identificeren (zie bijlage B voor de precieze implementatie van dit criterium).
2. Het positieve en het negatieve lepton met het hoogste transversale impuls worden uitgekozen. Ook het positieve en negatieve lepton met telkens het op een na hoogste transversale impuls worden geïdentificeerd.
3. Die gebeurtenissen worden geselecteerd, waarbij beide leptonen in het leptonpaar een pseudorapiditeit ($|\eta| = -\ln \tan(\theta/2)$) beneden de 2,5 en een transversaal impuls boven de 10 GeV/c hebben, en waarbij tenminste één van de leptonen een transversaal impuls boven de 20 GeV/c. Bovendien worden die gebeurtenissen waarbij meer dan twee leptonen aan deze criteria voldoen (m.a.w. die gebeurtenissen waarin meer dan één aan de criteria voldoende leptonpaar voorkomt), verworpen.

6.5 Kinematische preselectie

Drie selecties worden toegepast op de kinematische variabelen van de gebeurtenissen [22]:

1. De gebeurtenissen waarin vermoedelijk energetische neutrino's voorkomen worden geselecteerd: hiertoe worden enkel de gebeurtenissen waarin de ontbrekende transversale energie boven 30 GeV ligt, meegenomen.
2. Teneinde leptonparen afkomstig van hadronische resonanties zoals de Y te verwerpen worden gebeurtenissen geselecteerd waarin het leptonpaar een invariante massa boven de 12 GeV/c² heeft[24]. De invariante massa van een systeem deeltjes wordt gedefinieerd als $M^2 = (\sum E)^2 - |\sum \vec{p}|^2$, waarbij de sommen lopen over de deeltjes in het stelsel.
3. Om de achtergrond afkomstig van productie van $t\bar{t}$ -paren te onderdrukken, worden gebeurtenissen waarin meer dan twee energetische, centrale jets voorkomen, verworpen. Voor de doeleinden van deze studie worden energetische, centrale jets gedefinieerd als gereconstrueerde jets met pseudorapiditeit beneden 2,5. Bovendien moet ofwel de transversale energie van de jet boven 20 GeV, ofwel de transversale energie boven 15 GeV liggen

en de zgn. 'α-parameter' boven 0,2. Deze α-parameter is een eigenschap van een jet die toelaat om een onderscheid te maken tussen echte en zgn. 'valse' jets (die verkeerdelijk geïdentificeerd worden als gevolg van ruis in de detector). Daarnaast moeten de jets in kwestie ver genoeg verwijderd zijn van de leptonen uit het leptonpaar (dit om verwarring met leptonen die tegelijk ook verkeerd als jets geïdentificeerd worden te vermijden[22]). De afstand tussen de jets en de leptonen wordt gedefinieerd in de maat $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$, en 'ver genoeg' wordt gedefinieerd als $\Delta R > 0,5$ tot het dichtstbijzijnde lepton.

Elektron-muonselectie

In deze studie worden enkel die gebeurtenissen beschouwd waarbij het leptonpaar bestaat uit een elektron en een muon. De efficiëntie van deze selectie (de verhouding van het aantal gebeurtenissen dat de selectie overleeft tot het totale aantal gebeurtenissen) ligt bij definitie rond de 50% voor het Higgs-signaal, maar in dit verval kanaal zijn met name die achtergronden waarin Z-bosonen of virtuele fotonen (die enkel in twee gelijke leptonen kunnen vervallen) voorkomen, sterk onderdrukt.

Verbod op centrale jets

Vermits het centrale gebied van de eindtoestanden van het signaalproces ($pp \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow e\mu\nu\nu$) in theorie enkel uit leptonen bestaat, kan een totaal verbod op centrale jets (zoals eerder gedefinieerd) toegepast worden. Men kan opmerken dat het verbod op centrale jets aanzienlijk meer Higgs-gebeurtenissen onderdrukt dan gebeurtenissen van een aantal andere achtergrondprocessen (m.n. de irreducibele achtergrond $pp \rightarrow WW$), maar het is onontbeerlijk voor de reductie van één van de reducibele achtergrondprocessen, nl. de $t\bar{t}$ -productie.[22]

Efficiënties

De efficiëntie van een selectie wordt gedefinieerd als de verhouding van het aantal overblijvende gebeurtenissen na een selectie tot het totaal aantal gebeurtenissen (voor de selectie). De efficiënties van de preselecties en het aantal verwachte gebeurtenissen voor het signaalproces na elke selectie (voor verschillende massa's van het Higgsboson) zijn weergegeven in tabel 6.1. Dezelfde gegevens voor de verschillende achtergrondprocessen zijn weergegeven in tabel 6.2. Het valt op te merken dat de preselecties de achtergrond afkomstig van het rechtstreekse (jetvrije) Drell-Yanproces reeds volledig elimineren, en dat na de preselecties het irreducibele achtergrondproces $pp \rightarrow WW$ de dominante achtergrond is. Bij een Higgs massa van 160 GeV/c² worden na de preselecties nog 119 Higgs- en 1542 achtergrondgebeurtenissen verwacht. Dit houdt een signaal/achtergrondverhouding van 8% in. Het is duidelijk dat strengere selecties noodzakelijk zijn om het Higgs-signaal van de achtergrond te kunnen scheiden.

$m_H =$	130 GeV/ c^2	140 GeV/ c^2	150 GeV/ c^2	160 GeV/ c^2	170 GeV/ c^2	180 GeV/ c^2	190 GeV/ c^2	200 GeV/ c^2
L1+HLT	623 (59%)	958 (61%)	1259 (64%)	1525 (65%)	1496 (66%)	1348 (68%)	1031 (68%)	892 (69%)
leptonselectie	161 (26%)	275 (29%)	379 (30%)	479 (31%)	484 (32%)	443 (33%)	336 (33%)	306 (34%)
kinematische preselectie	123 (77%)	215 (78%)	309 (82%)	407 (85%)	417 (86%)	378 (85%)	288 (86%)	261 (85%)
elektron-muonselectie	61 (49%)	102 (47%)	151 (49%)	196 (48%)	203 (49%)	185 (49%)	140 (49%)	128 (49%)
verbod op centrale jets	38 (63%)	62 (61%)	89 (59%)	119 (61%)	119 (59%)	106 (57%)	81 (58%)	73 (57%)

Tabel 6.1: Efficiëntie en aantal verwachte gebeurtenissen (bij een geïntegreerde luminositeit van 1 fb^{-1}) na de verschillende preselecties voor het proces $pp \rightarrow H \rightarrow WW$, voor verschillende massa's van het Higgsboson. Alle efficiënties gelden ten opzichte van de voorgaande selectie.

proces	WW	Drell-Yan	tW	$W\gamma$	WZ	ZZ	W +jets	Z +jets	tt
L1+HLT	25417 (22%)	244181 (4%)	19059 (31%)	688 (15%)	8438 (17%)	1891 (12%)	458261	1309180	134159
leptonselectie	1964 (8%)	12208 (5%)	1779 (9%)	12 (2%)	1160 (14%)	724 (38%)	7975 (3%)	944776 (72%)	20411 (15%)
kinematische preselectie	1330 (68%)	848 (7%)	1246 (70%)	4 (34%)	479 (41%)	282 (39%)	894 (11%)	52539 (6%)	12429 (61%)
elektron-muonselectie	636 (48%)	0 (0%)	611 (49%)	3 (65%)	53 (11%)	5 (2%)	491 (55%)	501 (1%)	6087 (6%)
verbod op centrale jets	451 (71%)		90 (15%)	2 (73%)	24 (45%)	2 (37%)	370 (75%)	228 (45%)	376 (6%)

Tabel 6.2: Efficiëntie en aantal verwachte gebeurtenissen (bij een geïntegreerde luminositeit van 1 fb^{-1}) na de verschillende preselecties voor de verschillende achtergrondprocessen. Alle efficiënties gelden ten opzichte van de voorgaande selectie.

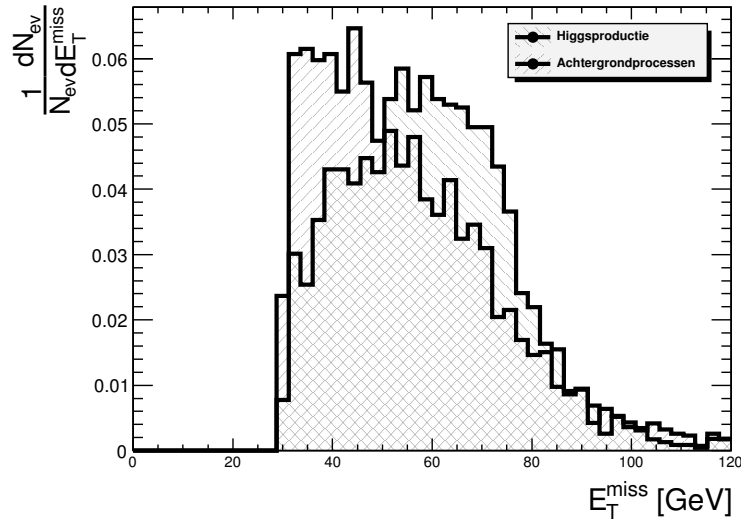
6.6 Isolatie van het Higgs-signaal

6.6.1 Mogelijke discriminerende variabelen

Verdere selecties zijn nodig om het Higgs-signaal te isoleren van de achtergrond (na de kinematische preselectie wordt zoals vermeld een signaal/achtergrondverhouding van 8% verwacht). Hiertoe worden vijf (meetbare) variabelen voorgesteld aan de hand waarvan een verschil gemaakt kan worden tussen gebeurtenissen die behoren tot het Higgsproductieproces en achtergrondgebeurtenissen. Voor elke variabele wordt tevens de frequentieverdeling van het verwachte aantal signaal- en achtergrondgebeurtenissen (na de preselecties, bij een geïntegreerde luminositeit van 1 fb^{-1}) gegeven in de vorm van een histogram. In de volgende analyse wordt een Higgsbosonmassa van $160 \text{ GeV}/c^2$ vooropgesteld; de procedure is identiek voor andere Higgsmassa's, zie [22]).

De voorgestelde variabelen zijn:

- De ontbrekende transversale energie (E_{\perp}^{miss}). De signaalgebeurtenissen zijn rijker aan energetische, centrale neutrino's dan de achtergrondgebeurtenissen. Hierdoor piekt de ontbrekende transversale energie voor Higgsgebeurtenissen bij een relatief hoge waarde (rond de 60 GeV), terwijl ze voor de achtergrond een exponentieel dalend gedrag vertoont en vanaf de door de kinematische preselectie opgelegde selectiesnede van 30 GeV snel naar nul valt. Het histogram voor de ontbrekende transversale energie is gegeven in figuur 6.1.
- De azimutale openingshoek $\Delta\phi_{ll}$ tussen de leptonen. Vermits het Higgsboson een scalair deeltje is (spin 0), worden de twee W -bosonen (vectordeeltjes met spin 1) waarin het verval met geanticorreleerde spins uitgezonden. Behoud van heliceit leidt dan tot het feit dat elektronen die voortkomen uit verval van W^- -bosonen steeds linkshandig zijn (en zich dus in de tegengestelde zin m.b.t. de spin van het W^- -boson voortbewegen), terwijl positronen afkomstig uit verval van W^+ -bosonen steeds rechtshandig zijn (en dus in de zin van de W^+ -spin bewegen). Het gecombineerde resultaat van deze effecten is dat de twee leptonen die uiteindelijk uit een Higgsverval voortkomen zich in dezelfde zin voortbewegen. Bij de achtergrondprocessen, met name bij het irreducibele proces $pp \rightarrow WW$, bestaat er geen correlatie tussen de spins van de W -bosonen. Behoud van heliceit heeft hetzelfde effect als hierboven: dit leidt tot een lichte maar duidelijke voorkeur voor de leptonen om zich in tegengestelde zin te bewegen.[24] Het histogram voor de openingshoek is gegeven in figuur 6.2. Merk op dat dit de veranderlijke is waarin signaal en achtergrond zich het meest verschillend gedragen.
- De invariante massa M_{ll} van het leptonpaar. Deze blijkt bij Higgsgebeurtenissen duidelijk te pieken rond $40 \text{ GeV}/c^2$, terwijl ze voor achtergrondgebeurtenissen minder uitgesproken en bij een hogere waarde (rond $50 \text{ GeV}/c^2$) piekt. De voorkeur voor lage invariante massa's van de Higgsgebeurtenissen kan als volgt verklaard worden: voor Higgsbosonmassa's in het beschouwde gebied worden de W -bosonen in het ruststelsel van het Higgsboson zo goed als in rust geproduceerd. Als gevolg hiervan wordt



Figuur 6.1: Ontbrekende transversale energie E_{\perp}^{miss} voor Higgs- en achtergrondgebeurtenissen.

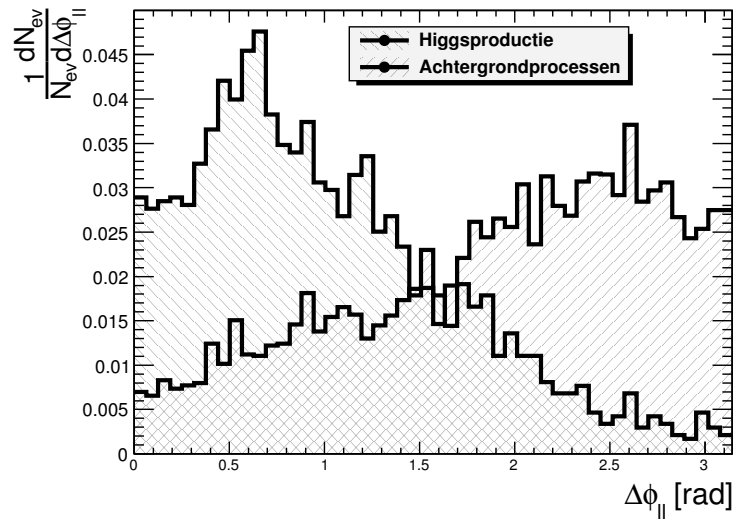
het lepton-neutrino-paar dat uit elk W -bosonverval voortkomt, rug-aan-rug geproduceerd, en hebben lepton en neutrino quasi dezelfde energie. Dit betekent dat na herberekening de invariante massa's van de lepton- en neutrinoparen zo goed als gelijk zijn en beperkt tot de helft van de Higgsbosonmassa, en pieken rond een kwart van de Higgsbosonmassa. Het histogram voor de invariante massa is gegeven in figuur 6.3.

- Transversale impulsen p_{\perp}^{max} en p_{\perp}^{min} van de leptonen. Volgens een gelijkwaardige methode aan die gebruikt bij onderzoek naar resonanties wordt gevonden dat het transversale impuls van het hardste lepton, d.i. dat met het hoogste transversale impuls, in de gebeurtenis sterker piekt rond de 40 GeV/c (een vierde van de beschouwde massa van het Higgsboson) voor Higgsgebeurtenissen dan voor achtergrondgebeurtenissen. Een soortgelijk maar minder uitgesproken effect doet zich voor in het gedrag van het transversaal impuls van het andere lepton in het paar. De histogrammen voor de transversale impulsen van beide leptonen zijn gegeven in figuren 6.4 en 6.5.

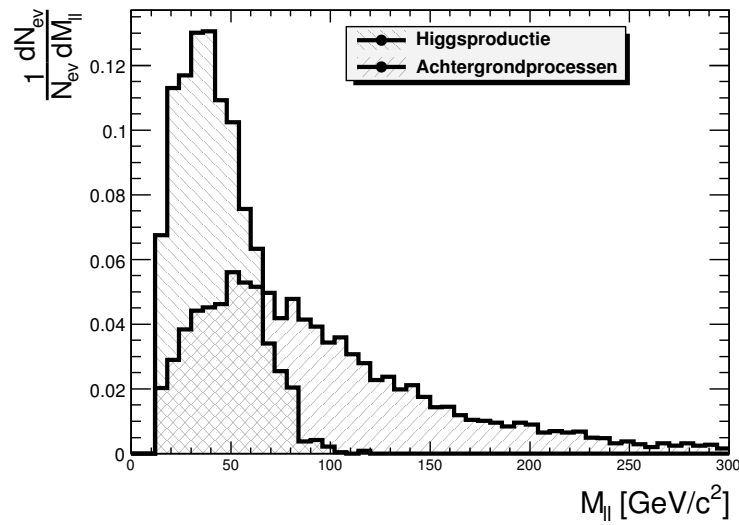
6.6.2 Definitie van het signaalgebied

In de faseruimte gevormd door de vijf voornoemde discriminerende variabelen, wordt een gebied afgebakend waarin zo veel mogelijk Higgs- en zo weinig mogelijk signaalgebeurtenissen voorkomen. De gebruikte selecties (geoptimaliseerd voor een Higgsbosonmassa van 160 GeV/c²) zijn de volgende[22]:

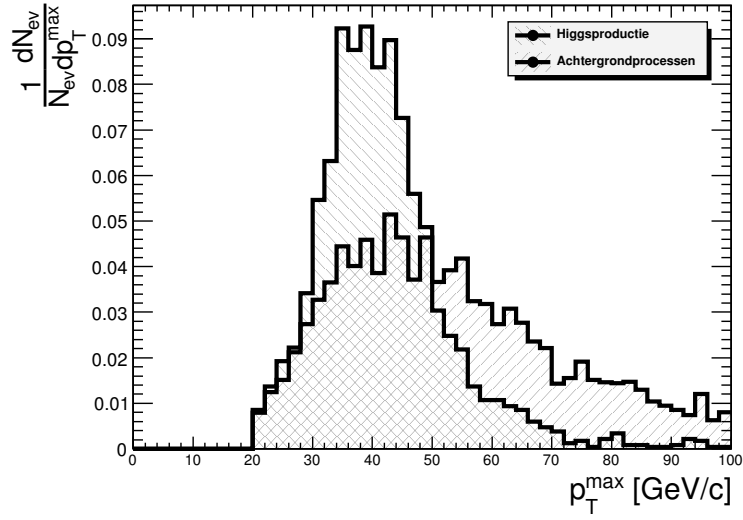
- Ontbrekende transversale energie E_{\perp}^{miss} tussen 45 GeV en 105 GeV.
- Azimutale openingshoek $\Delta\phi_{ll}$ tussen de leptonen kleiner dan 70° (1,22 rad).



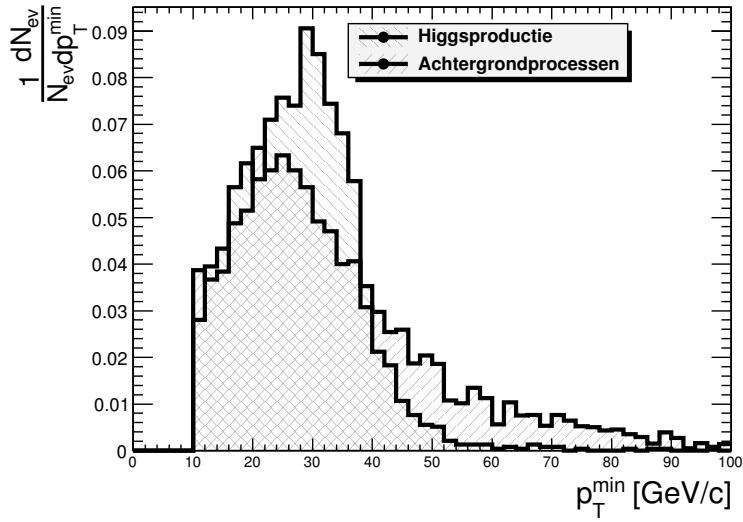
Figuur 6.2: Azimutale openingshoek $\Delta\phi_{ll}$ tussen de leptonen voor Higgs- en achtergrondgebeurtenissen.



Figuur 6.3: Invariante massa M_{ll} van het leptonpaar voor Higgs- en achtergrondgebeurtenissen.



Figuur 6.4: Transversaal impuls p_{\perp}^{\max} van het hardste lepton in het paar voor Higgs- en achtergrondgebeurtenissen.



Figuur 6.5: Transversaal impuls p_{\perp}^{\min} van het zachtste lepton in het paar voor Higgs- en achtergrondgebeurtenissen.

- Invariante massa M_{ll} van het leptonpaar kleiner dan $45 \text{ GeV}/c^2$.
- Transversaal impuls p_{\perp}^{max} van het hardste lepton tussen $25 \text{ GeV}/c$ en $50 \text{ GeV}/c$.
- Transversaal impuls p_{\perp}^{min} van het zachtste lepton groter dan $25 \text{ GeV}/c$.

6.7 Significantie van de observatie van het Higgs-signaal

De efficiënties van de selecties voor het signaalgebied en het aantal verwachte gebeurtenissen voor het signaalproces na elke selectie (voor verschillende massa's van het Higgsboson⁶) zijn weergegeven in tabel 6.3. Dezelfde gegevens voor de verschillende achtergrondprocessen zijn weergegeven in tabel 6.4. Er blijkt dat in het signaalgebied nog 32 Higgs- en 32 achtergrondgebeurtenissen verwacht worden. De systematische onzekerheid op het aantal achtergrondgebeurtenissen wordt door [22] ingeschat op 20%.

De significantie is een maat voor de relevantie van een geobserveerd signaal en wordt gedefinieerd als het aantal signaalgebeurtenissen gedeeld door de standaardafwijking op het aantal achtergrondgebeurtenissen; het wordt bijgevolg doorgevoerd als een aantal 'standaardafwijkingen' gerapporteerd. De significantie wordt uit het aantal signaal- en achtergrondgebeurtenissen en de onzekerheid op het aantal achtergrondgebeurtenissen berekend volgens:

$$S = \frac{N_{\text{signaal}}}{\sqrt{N_{\text{achtergrond}} + (\sigma_{\text{sys}} N_{\text{achtergrond}})^2}}, \quad (6.1)$$

waarbij aangenomen wordt dat de onzekerheid op het aantal achtergrondgebeurtenissen bestaat uit een Poissonfluctuatie, vermeerderd met een systematische onzekerheid σ_{sys} . Rekening houdende met de vermelde onzekerheid kan het Higgs-signaal dus met een $3,8\sigma$ -significantie geobserveerd worden bij een geïntegreerde luminositeit van 1 fb^{-1} . Wanneer naast het $e\mu$ -vervalkanaal ook de ee - en $\mu\mu$ -kanalen in rekening gebracht worden, voorspelt [22] 70 signaalgebeurtenissen tegenover 60 achtergrondgebeurtenissen: dit leidt tot een Higgs-significantie van $4,9\sigma$.

De significantie kan verbeterd worden door de onzekerheid op het aantal achtergrondgebeurtenissen te reduceren. De verwachte achtergrond bestaat ook op dit niveau hoofdzakelijk uit gebeurtenissen van het irreducibele proces $pp \rightarrow WW$. Een goed begrip van deze achtergrond is dus onontbeerlijk voor dit onderzoek: de rest van deze thesis is dan ook gewijd aan de precieze afschatting van het aantal gebeurtenissen van dit proces via een procedure van achtergrondnormalisatie.

⁶De toegepaste selecties zijn steeds geoptimaliseerd voor $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$.

$m_H =$	130 GeV/ c^2	140 GeV/ c^2	150 GeV/ c^2	160 GeV/ c^2	170 GeV/ c^2	180 GeV/ c^2	190 GeV/ c^2	200 GeV/ c^2
$45 \text{ GeV} < E_{\perp}^{miss} < 105 \text{ GeV}$	25 (64%)	42 (68%)	64 (72%)	92 (77%)	97 (81%)	85 (80%)	65 (80%)	57 (78%)
$\Delta\phi_{ll} < 70^\circ$	16 (67%)	28 (67%)	43 (67%)	69 (75%)	69 (71%)	54 (64%)	38 (58%)	27 (48%)
$M_{ll} < 45 \text{ GeV}/c^2$	15 (94%)	26 (92%)	36 (82%)	55 (81%)	52 (75%)	38 (70%)	22 (59%)	14 (50%)
$25 \text{ GeV}/c < p_{\perp}^{max} < 50 \text{ GeV}/c$	13 (82%)	22 (86%)	30 (83%)	48 (86%)	40 (78%)	26 (68%)	12 (57%)	9 (63%)
$p_{\perp}^{min} > 25 \text{ GeV}/c$	4 (33%)	10 (46%)	16 (54%)	32 (66%)	27 (68%)	17 (66%)	7 (52%)	5 (54%)

Tabel 6.3: Efficiëntie en aantal verwachte gebeurtenissen (bij een geïntegreerde luminositeit van 1 fb^{-1}) na de verschillende selecties in het signaalgebied voor het proces $pp \rightarrow H \rightarrow WW$, voor verschillende massa's van het Higgsboson. Alle efficiënties gelden ten opzichte van de voorgaande selectie (de efficiënties van de E_{\perp}^{miss} -selectie gelden t.o.v. de preselecties).

proces	WW	tW	$W\gamma$	WZ	ZZ	W +jets	Z +jets	$t\bar{t}$
$45 \text{ GeV} < E_{\perp}^{miss} < 105 \text{ GeV}$	274 (61%)	60 (67%)	1 (67%)	15 (64%)	1 (53%)	119 (32%)	36 (16%)	253 (67%)
$\Delta\phi_{ll} < 70^{\circ}$	84 (31%)	11 (18%)	0,1 (9%)	5 (33%)	0,4 (44%)	52 (44%)	6 (16%)	69 (27%)
$M_{ll} < 45 \text{ GeV}/c^2$	49 (58%)	5 (43%)	0,04 (33%)	2 (43%)	0,3 (75%)	45 (86%)	5 (86%)	69 (47%)
$25 \text{ GeV}/c < p_{\perp}^{max} < 50 \text{ GeV}/c$	36 (74%)	3 (59%)	0 (0%)	1 (50%)	0,2 (67%)	36 (79%)	2 (49%)	15 (47%)
$p_{\perp}^{min} > 25 \text{ GeV}/c$	17 (47%)	1 (50%)		0,4 (38%)	0,1 (50%)	6 (17%)	0 (0%)	7 (44%)

Tabel 6.4: Efficiëntie en aantal verwachte gebeurtenissen (bij een geïntegreerde luminositeit van 1 fb^{-1}) na de verschillende selecties in het signaalgebied voor de verschillende achtergrondprocessen. Alle efficiënties gelden ten opzichte van de voorgaande selectie (de efficiënties van de E_{\perp}^{miss} -selectie gelden t.o.v. de preselecties).

Hoofdstuk 7

Opstelling van een normalisatiegebied voor het proces $pp \rightarrow WW$

7.1 Inleiding tot de techniek van achtergrondnormalisatie

Het spreekt voor zich dat het van belang is het aantal verwachte gebeurtenissen in het signaalgebied te wijten aan een bepaald achtergrondproces, goed te kennen. Voor de minder belangrijke achtergrondprocessen kan enkel een schatting op basis van Monte Carlo-simulaties voldoende zijn, maar voor de belangrijkste achtergrondprocessen (in dit geval de WW -, $t\bar{t}$ - en W +jets-productie) is een meer nauwkeurige methode vereist. Een mogelijke techniek om de achtergrond op een nauwkeuriger wijze af te schatten is de zgn. achtergrondnormalisatie. Bij deze techniek wordt gebruik gemaakt van een extrapolatie van het (experimenteel vastgestelde) aantal gebeurtenissen behorende tot het achtergrondproces in kwestie in een gebied waarin zo goed als enkel deze achtergrond voorkomt, naar het signaalgebied. Concreet verloopt de achtergrondnormalisatie als volgt:

1. Keuze van een controlegebied. Het controlegebied moet zo weinig mogelijk gebeurtenissen behorende tot het signaalproces (Higgsproductie) bevatten en zo veel mogelijk gebeurtenissen behorende tot het te normaliseren achtergrondproces (deze thesis behandelt de normalisatie van de achtergrond afkomstig van WW -productie). Daarnaast moet het gebied ook zo veel mogelijk vrij zijn van gebeurtenissen afkomstig van de andere achtergrondprocessen, moet het zich in grofweg dezelfde faseruimte situeren als het signaalgebied (dit om grote onzekerheden bij de extrapolatie zelf te vermijden) en moet het voldoende gebeurtenissen van het te normaliseren proces bevatten (om grote statistische fluctuaties te vermijden). De rest van deze thesis is gewijd aan het vaststellen van een geschikt normalisatiegebied voor de achtergrond afkomstig van WW -productie.
2. Experimentele meting van het totaal aantal gebeurtenissen in dit controlegebied. Hieruit wordt door aftrek van de nog aanwezige gebeurtenissen

afkomstig van andere achtergrondprocessen en van het signaalproces (bepaald via Monte Carlo-simulatie) het aantal gebeurtenissen behorende tot het te normaliseren achtergrondproces bepaald.

3. Extrapolatie van het controlegebied naar het signaalgebied. Op basis van de Monte Carlo-gegevens kan het aantal gebeurtenissen van het te normaliseren achtergrondproces in het controlegebied (Ω_c) geëxtrapoleerd worden naar het signaalgebied (Ω_s). De gebruikte formule is:

$$N_{WW}^{exp}(\Omega_s) = \alpha N_{WW}^{exp}(\Omega_c), \quad (7.1)$$

waarbij de extrapolatiefactor α gegeven wordt door:

$$\alpha = \frac{N_{WW}^{MC}(\Omega_s)}{N_{WW}^{MC}(\Omega_c)}, \quad (7.2)$$

waarbij het superscript exp staat voor experimenteel gemeten resp. geëxtrapoleerde aantallen gebeurtenissen en het superscript MC voor via Monte Carlo-technieken gesimuleerde aantallen gebeurtenissen. De extrapolatiefactor wordt tevens gegeven door:

$$\alpha = \frac{\prod_i \epsilon_i^{WW}(\Omega_s)}{\prod_i \epsilon_i^{WW}(\Omega_c)}, \quad (7.3)$$

(met ϵ_i telkens de efficiëntie van een welbepaalde selectie) waarbij de factoren behorende bij de selecties die gelijk gehouden worden voor Ω_c en Ω_s uit de extrapolatiefactor en dus ook uit de onzekerheid op de normalisatie wegvallen. Dit maakt het interessant het controlegebied zo dicht mogelijk bij het signaalgebied te kiezen.

De onzekerheid op het 'genormaliseerde' aantal gebeurtenissen is de kwadratische som van de onzekerheden uit drie bronnen:

- De onzekerheid op de extrapolatiefactor α . Dit is de onzekerheid op de grootte $\epsilon^{WW}(\Omega_c)/\epsilon^{WW}(\Omega_s)$ (de efficiënties moeten begrepen worden als de totale efficiëntie van alle selecties die tot het controle- resp. het signaalgebied leiden) en wordt gegeven door:

$$\sigma_\alpha = \sqrt{\frac{\epsilon_s}{\epsilon_c^2 N_{tot}} [(1 - \epsilon_s) + \epsilon_c(1 - \epsilon_c)]}, \quad (7.4)$$

waarbij N_{tot} staat voor het aantal gebeurtenissen vóór de beschouwde selecties (d.w.z. na de preselecties). Deze uitdrukking kan middels enig rekenwerk bekomen worden uit de standaarduitdrukking $\sigma_\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon}{N_{tot}}(1 - \epsilon)}$ voor de onzekerheid op een efficiëntie.

- De onzekerheid op het aantal geobserveerde¹ gebeurtenissen behorende tot het te normaliseren achtergrondproces in het controlegebied. Ervan uitgaande dat dit proces een Poissonverdeling volgt, wordt de statistische onzekerheid te wijten aan deze oorzaak gegeven door $\sigma_{WW} = \sqrt{N_{WW}}$.

¹In deze studie wordt in afwezigheid van data gebruikt gemaakt van het corresponderende aantal gesimuleerde gebeurtenissen.

- De onzekerheid op het aantal gesimuleerde gebeurtenissen in het controlegebied, die behoren tot andere processen (de 'contaminatie'). Deze onzekerheid wordt gegeven door $\sigma_{cont} = \sqrt{N_{cont}^{MC}}$.

De totale onzekerheid wordt gegeven door de kwadratische som van de relatieve onzekerheid te wijten aan deze drie oorzaken.

7.2 Mogelijke discriminerende variabelen voor het controlegebied

Uiteraard zijn de vijf variabelen die gebruikt worden om het signaalgebied te definiëren tevens bruikbaar voor de definitie van het controlegebied. In figuren 7.1 tot 7.5 zijn histogrammen van het aantal WW - en andere (inclusief Higgs-) gebeurtenissen in functie van deze variabelen weergegeven. Het blijkt dat alle variabelen in meerdere of mindere mate een discriminatie tussen WW - en contaminatiegebeurtenissen toelaten.

Er kan nog een zesde discriminerende variabele toegevoegd worden, namelijk de zgn. gecorrigeerde ontbrekende transversale energie ($E_{\perp,corr}^{miss}$). Deze wordt als volgt gedefinieerd:

$$E_{\perp,corr}^{miss} = E_{\perp}^{miss} \sin\left(\min\left(\Delta\phi_{E_{\perp}^{miss}l}, \frac{\pi}{2}\right)\right), \quad (7.5)$$

waarbij $\Delta\phi_{E_{\perp}^{miss}l}$ staat voor de azimutale openingshoek tussen de ontbrekende transversale energie en het leptonpaar². Het effect van deze correctie op de ontbrekende transversale energie is dat deze gereduceerd wordt indien ze zich dicht bij de leptonen bevindt (dit maakt het minder waarschijnlijk dat ze van neutrino's uit W -vervalen afkomstig is).[22] Een histogram van de gecorrigeerde ontbrekende transversale energie is weergegeven in figuur 7.6.

7.3 Bestaand voorstel van controlegebied

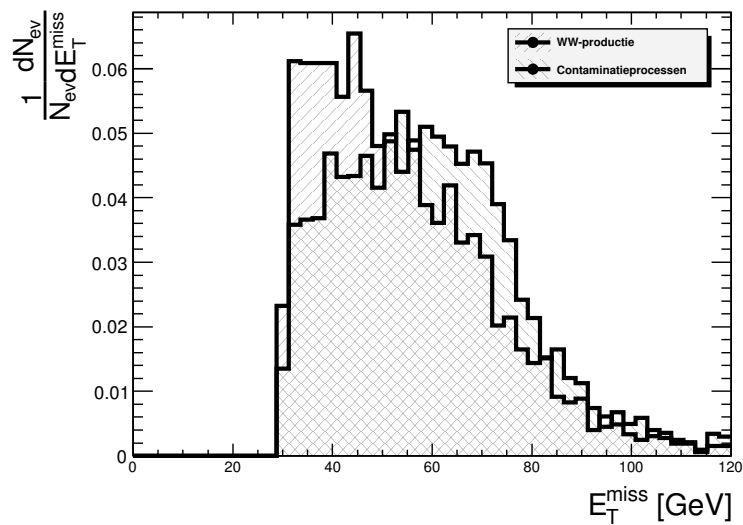
In [22] wordt een (slechts rudimentair geoptimaliseerd) controlegebied voorgesteld. Voor dit controlegebied worden de volgende selecties gebruikt:

- Gecorrigeerde ontbrekende transversale energie $E_{\perp,corr}^{miss}$ groter dan 30 GeV.
- Azimutale openingshoek $\Delta\phi_{ll}$ tussen de leptonen kleiner dan 150° .
- Invariante massa M_{ll} van het leptonpaar groter dan $70 \text{ GeV}/c^2$.
- Transversale impulsen p_{\perp}^{max} en p_{\perp}^{min} van beide leptonen groter dan 15 GeV/ c .

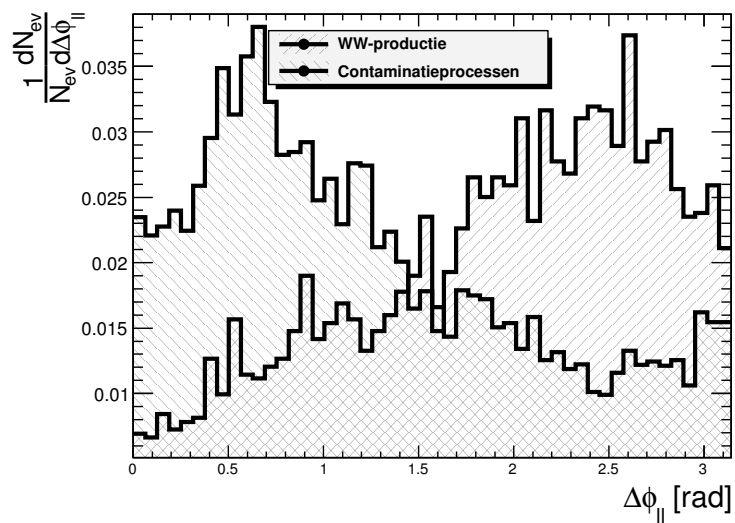
Er wordt dus geen selectie op de ontbrekende transversale energie E_{\perp}^{miss} zelf voorgesteld³. De efficiënties van de selecties voor dit voorgestelde controlegebied en het aantal verwachte gebeurtenissen voor de verschillende processen

²De azimutale hoek waaronder het paar uitgezonden wordt is gedefinieerd als $\phi_{ll} = \text{bgtg2}(\sum p_y, \sum p_x)$, waarbij de sommen lopen over de leptonen in het paar en de $\text{bgtg2}(y, x)$ -functie de hoofdwaarde van de functie $\text{Bgtg}(y/x)$ geeft.

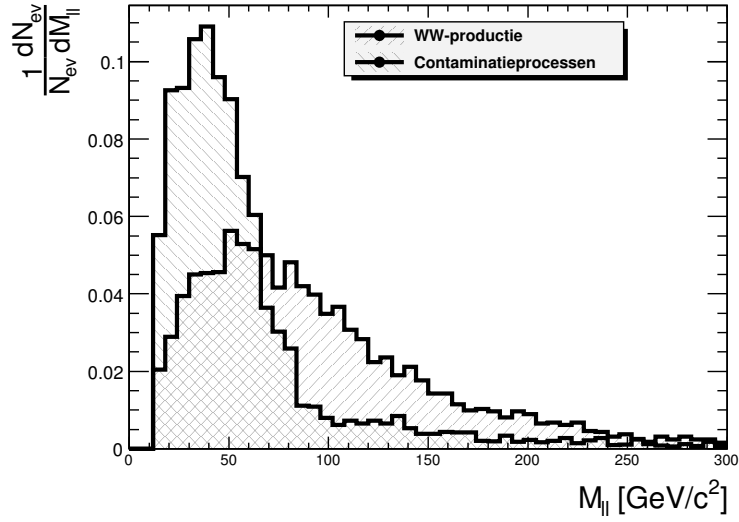
³Merk op dat de voorgestelde selectie op p_{\perp}^{max} zwakker is dan die in de preselectie.



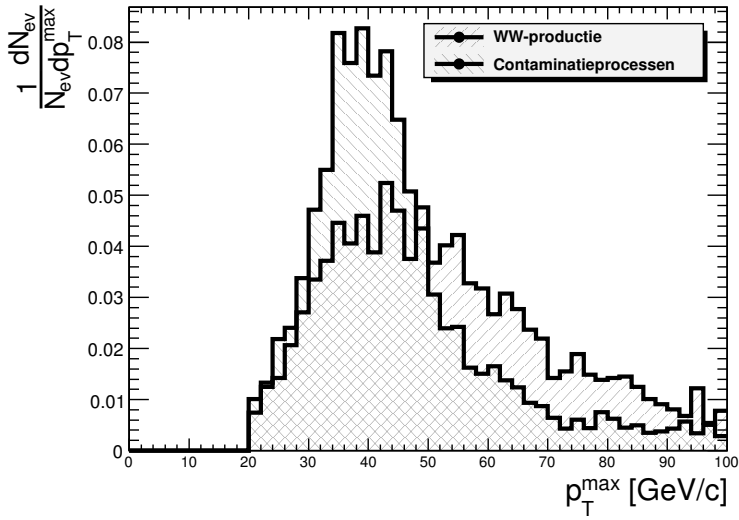
Figuur 7.1: Ontbrekende transversale energie E_T^{miss} voor WW - en contaminatiegebeurtenissen.



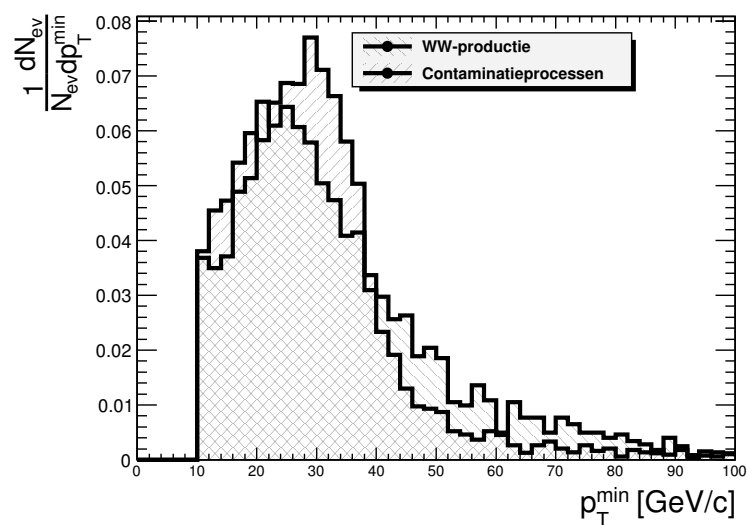
Figuur 7.2: Azimutale openingshoek $\Delta\phi_{||}$ tussen de leptonen voor WW - en contaminatiegebeurtenissen.



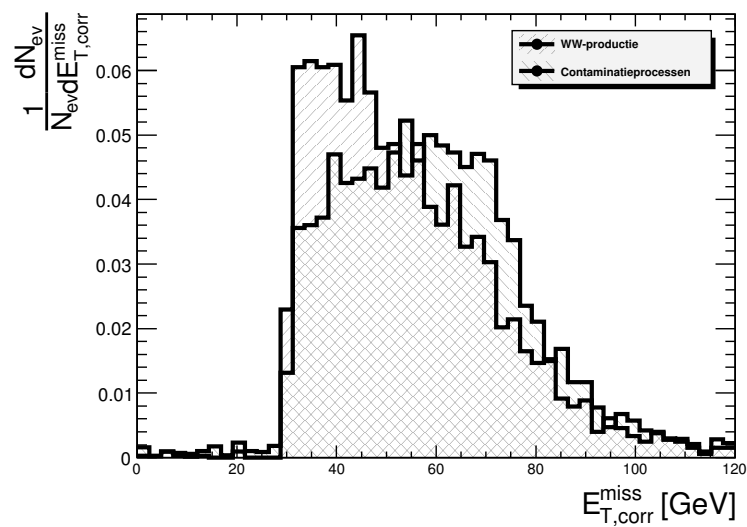
Figuur 7.3: Invariante massa M_{ll} van het leptonpaar voor WW - en contaminatiegebeurtenissen.



Figuur 7.4: Transversaal impuls p_T^{\max} van het hardste lepton in het paar voor WW - en contaminatiegebeurtenissen.



Figuur 7.5: Transversaal impuls p_T^{\min} van het zachtste lepton in het paar voor WW - en contaminatiegebeurtenissen.



Figuur 7.6: Gecorrigeerde ontbrekende transversale energie $E_{T,corr}^{\text{miss}}$ voor WW - en contaminatiegebeurtenissen.

(incl. de Higgsproductie met hypothese $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$) zijn weergegeven in tabel 7.1. Er blijkt dat in dit controlegebied nog 173 WW - en 265 contaminatiegebeurtenissen (waarvan 6 Higgsgebeurtenissen) overblijven. Het controlegebied wordt gekarakteriseerd d.m.v. drie parameters: de onzekerheid op het aantal geëxtrapoleerde gebeurtenissen in het signaalgebied bedraagt 12%. Dit is het totaal van de onzekerheden afkomstig van de extrapolatie (3%), statistische fluctuaties op het aantal WW -gebeurtenissen (8%) en statistische fluctuaties op de contaminatie (9%). De significantie aan WW -gebeurtenissen (die een maat is voor de zuiverheid van het gebied) bedraagt 11 en de significantie aan WW -gebeurtenissen t.o.v. Higgsgebeurtenissen (een maat voor de afwezigheid van Higgsgebeurtenissen: deze wordt gedefinieerd als $S_{WW/H} = N_{WW}/\sqrt{N_H}$) bedraagt 71.

In wat volgt wordt op twee verschillende manieren een optimalisatie naar deze drie parameters uitgevoerd.

7.4 Optimalisatie via opeenvolgende selecties

Het controlegebied wordt geoptimaliseerd naar de onzekerheid op het geëxtrapoleerde aantal achtergrondgebeurtenissen in het signaalgebied, naar de (totale) contaminatie in het controlegebied en naar de specifieke contaminatie te wijten aan Higgsgebeurtenissen.

Om een geoptimaliseerd controlegebied op te stellen, wordt vertrekkende van de verwachte gebeurtenissen na de preselecties de volgende procedure gevolgd:

1. Voor elke van de zes in sectie 7.2 voorgestelde variabelen worden twee selectiecriteria op basis van de variabele in kwestie voorgesteld: één waarbij een gebeurtenis de selectie overleeft indien de variabele groter is dan een bepaalde selectiewaarde (ondergrens) en één waarbij de gebeurtenis de selectie overleeft indien de variabele kleiner is (bovengrens). Voor beide gevallen wordt de te optimaliseren parameter stapsgewijs berekend voor een aantal mogelijke specifieke selectiewaardes.
2. Voor elke variabele wordt zowel voor de onder- als bovengrens die selectiewaarde bijgehouden die het beste resultaat geeft voor deze parameter.
3. Uit de twaalf mogelijke selecties wordt nu diegene gekozen, die het beste resultaat geeft voor de parameter. De overeenkomstige selectie wordt uitgevoerd.

Op de verwachte gebeurtenissen na deze selectie wordt nu dezelfde procedure uitgevoerd en herhaald totdat geen verbetering in de te optimaliseren parameter meer gebracht kan worden.

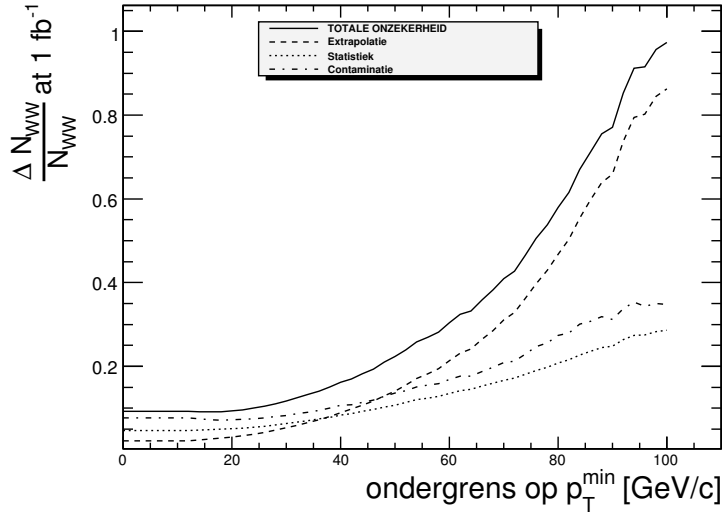
In figuren 7.7 tot 7.9 worden bij wijze van voorbeeld de drie te optimaliseren parameters uitgezet in functie van een onderlimiet op het transversale impuls p_{\perp}^{min} van het zachtste lepton.

7.4.1 Minimalisatie van de onzekerheid

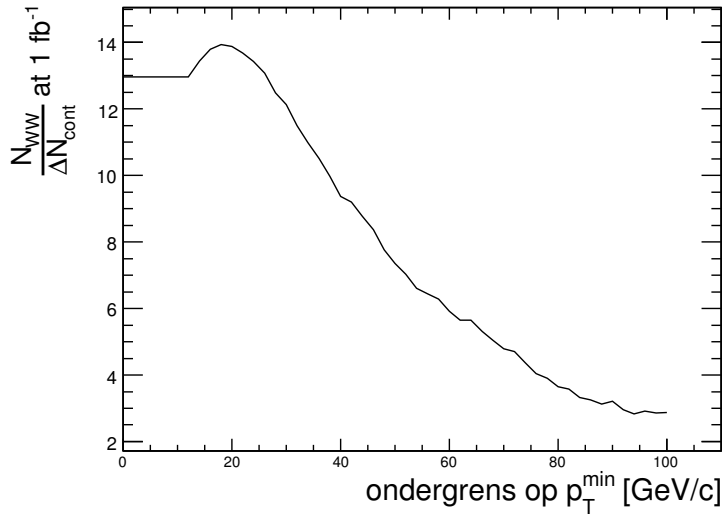
Eerst wordt via bovenstaande procedure de onzekerheid op het aantal geëxtrapoleerde gebeurtenissen in het signaalgebied geminimaliseerd. Zoals uiteengezet

proces	WW	$H \rightarrow WW$	tW	$W\gamma$	WZ	ZZ	W +jets	Z +jets	tt
$E_{\perp,corr}^{miss} > 30 \text{ GeV}$	449 (100%)	118 (99%)	88 (98%)	2 (100%)	23 (98%)	2 (100%)	370 (100%)	209 (92%)	364 (97%)
$\Delta\phi_U < 150^\circ$	352 (78%)	115 (98%)	54 (61%)	1 (46%)	19 (80%)	1 (76%)	288 (78%)	28 (13%)	277 (76%)
$M_{ll} > 70 \text{ GeV}/c^2$	178 (51%)	6 (5%)	33 (62%)	1 (82%)	12 (63%)	0,1 (8%)	74 (26%)	2 (6%)	157 (57%)
$p_{\perp}^{min} > 15 \text{ GeV}/c$	173 (97%)	6 (95%)	33 (98%)	1 (100%)	12 (99%)	0,1 (100%)	62 (83%)	1 (54%)	152 (97%)

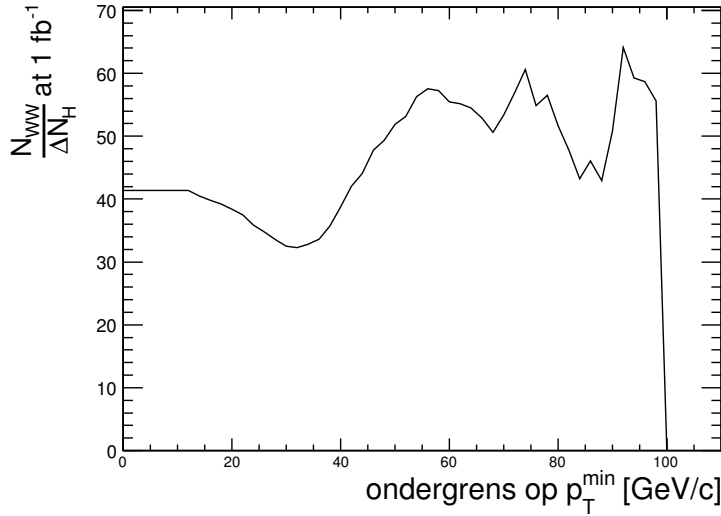
Tabel 7.1: Efficiëntie en aantal verwachte gebeurtenissen (bij een geïntegreerde luminositeit van 1 fb^{-1}) na de verschillende selecties in het in [22] voorgestelde controlegebied voor de verschillende beschouwde processen (hypothese $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$). Alle efficiënties gelden ten opzichte van de voorgaande selectie (de efficiënties van de $E_{\perp,corr}^{miss}$ -selectie gelden t.o.v. de preselecties).



Figuur 7.7: Relatieve onzekerheden op het aantal geëxtrapoleerde gebeurtenissen in het signaalgebied als functie van een ondergrens op het transversale impuls p_{\perp}^{\min} van het zachtste lepton, toe te passen op de verwachte gebeurtenissen na de preselecties voor het definiëren van een controlegebied.



Figuur 7.8: Significantie aan WW -gebeurtenissen ($N_{WW}/\sqrt{N_{cont}}$) als functie van een ondergrens op het transversale impuls p_{\perp}^{\min} van het zachtste lepton, toe te passen op de verwachte gebeurtenissen na de preselecties voor het definiëren van een controlegebied.



Figuur 7.9: Significantie aan WW -gebeurtenissen ten opzichte van Higgsgebeurtenissen ($N_{WW}/\sqrt{N_H}$) als functie van een ondergrens op het transversale impuls p_{\perp}^{min} van het zachtste lepton, toe te passen op de verwachte gebeurtenissen na de preselecties voor het definiëren van een controlegebied.

in sectie 7.1 wordt deze onzekerheid gegeven door:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\epsilon_s}{\epsilon_c^2 N_{tot}} [(1 - \epsilon_s) + \epsilon_c(1 - \epsilon_c)] \oplus \frac{\sqrt{N_{WW}}}{N_{WW}} \oplus \frac{\sqrt{N_{MC}^{cont}}}{N_{WW}}}, \quad (7.6)$$

waarbij het symbool \oplus erop duidt dat de drie termen kwadratisch opgeteld worden (ze zijn het gevolg van onafhankelijke oorzaken). De optimale selecties die zo bekomen worden zijn:

- Ontbrekende transversale energie E_{\perp}^{miss} kleiner dan 112,8 GeV.
- Gecorrigeerde ontbrekende transversale energie $E_{\perp,corr}^{miss}$ groter dan 31,2 GeV.
- Transversaal impuls p_{\perp}^{min} van het zachtste lepton groter dan 18 GeV/c.

De efficiënties van de selecties voor dit controlegebied en het aantal verwachte gebeurtenissen voor de verschillende processen zijn weergegeven in tabel 7.2. In dit controlegebied blijven nog 364 WW - en 676 contaminatiegebeurtenissen (waarvan 97 Higgsgebeurtenissen) over. De onzekerheid op het aantal geëxtrapoleerde gebeurtenissen bedraagt 9%, waarvan 1% uit de extrapolatie, 5% uit de statistische onzekerheid op het aantal WW -gebeurtenissen en 7% uit de statistische onzekerheid op de contaminatie. De WW -significantie is 14 en de significantie t.o.v. Higgsgebeurtenissen bedraagt 37.

proces	WW	$H \rightarrow WW$	tW	$W\gamma$	WZ	ZZ	$W+\text{jets}$	$Z+\text{jets}$	tt
$E_{\perp}^{miss} < 112,8 \text{ GeV}$	443 (98%)	118 (99%)	82 (91%)	2 (96%)	24 (98%)	2 (82%)	367 (99%)	228 (100%)	342 (91%)
$E_{\perp,corr}^{miss} > 31,2 \text{ GeV}$	431 (97%)	116 (99%)	79 (97%)	2 (100%)	23 (97%)	2 (100%)	340 (92%)	175 (77%)	327 (96%)
$p_{\perp}^{min} > 18 \text{ GeV}/c$	364 (84%)	97 (84%)	68 (86%)	2 (91%)	19 (85%)	1 (57%)	158 (47%)	61 (35%)	269 (82%)

Tabel 7.2: Efficiëntie en aantal verwachte gebeurtenissen (bij een geïntegreerde luminositeit van 1 fb^{-1}) na de verschillende selecties in het naar de onzekerheid op het aantal geëxtrapoleerde gebeurtenissen in het signaalgebied geoptimaliseerde controlegebied voor de verschillende beschouwde processen (hypothese $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$). Alle efficiënties gelden ten opzichte van de voorgaande selectie (de efficiënties van de E_{\perp}^{miss} -selectie gelden t.o.v. de preselecties).

7.4.2 Maximalisatie van de WW -significantie

Volgens dezelfde procedure wordt (vertrekkende vanaf het laatst genoemde controlegebied⁴) de significantie aan WW -gebeurtenissen gemaximaliseerd. De bekomen (extra) selecties zijn:

- Ontbrekende transversale energie E_{\perp}^{miss} kleiner dan 96 GeV.
- Azimutale hoek $\Delta\phi_{ll}$ tussen de leptonen tussen 0,13 rad en 3,08 rad.

De efficiënties en het aantal verwachte gebeurtenissen zijn weergegeven in tabel 7.3. In dit nieuwe controlegebied blijven 345 WW - en 593 contaminatiegebeurtenissen (waarvan 90 Higgsgebeurtenissen) over. De onzekerheid op het aantal geëxtrapoleerde gebeurtenissen bedraagt nog steeds 9% (op dezelfde manier verdeeld als voor het voorgaande controlegebied), de WW -significantie bedraagt 14,2 en de significantie t.o.v. Higgsgebeurtenissen 36.

7.4.3 Maximalisatie van de WW/H -significantie

De inmiddels gebruikelijke procedure wordt een derde keer toegepast om de significantie aan WW - tegenover Higgsgebeurtenissen te maximaliseren. Het blijkt dat dit kan bewerkstelligd worden door één extra selectie, namelijk dat de invariante massa M_{ll} van het leptonpaar groter moet zijn dan 114 GeV/ c^2 . De efficiënties en aantal verwachte gebeurtenissen in dit laatste controlegebied zijn weergegeven in tabel 7.4. In dit controlegebied blijven 119 WW - en 169 contaminatiegebeurtenissen (het aandeel aan Higgsgebeurtenissen is verwaarloosbaar) over. De onzekerheid op het aantal geëxtrapoleerde gebeurtenissen bedraagt bij gebruik van dit controlegebied 15%, waarvan 4% uit de extrapolatie, 9% uit statistiek en 11% uit de contaminatie. De WW -significantie bedraagt 9 en de significantie t.o.v. Higgsgebeurtenissen 469. We kiezen dit als het meest geschikte controlegebied omwille van de zo goed als afwezige contaminatie door Higgsgebeurtenissen.

7.5 Automatische optimalisatie via het GARCON-pakket

Naast de handmatige optimalisatie wordt tevens een automatische optimalisatie d.m.v. het GARCON-pakket uitgevoerd (voor een algemene inleiding tot dit pakket zie sectie 6.2.2).[10] De optimalisatie wordt uitgevoerd naar de 'ware significantie' (zoals gedefinieerd in [10]) aan WW -gebeurtenissen en naar de significantie aan WW -gebeurtenissen t.o.v. Higgsgebeurtenissen.

7.5.1 Maximalisatie van de ware significantie

Eerst wordt een optimalisatie uitgevoerd die het controlegebied vaststelt dat de zgn. 'ware significantie' (een correctie aan de gebruikelijke definitie van de significantie die corrigeert voor eventuele lage statistiek aan achtergrondgebeurtenissen en zo te hoge onzekerheden vermijdt) optimaliseert. De GARCON-output levert de volgende selecties op voor dit controlegebied:

⁴Om praktische redenen worden in de tabellen niettemin de efficiënties t.o.v. de preselecties gegeven.

proces	WW	$H \rightarrow WW$	tW	$W\gamma$	WZ	ZZ	W +jets	Z +jets	tt
$E_{\perp}^{miss} < 96$ GeV	433 (96%)	116 (98%)	76 (84%)	2 (90%)	23 (96%)	2 (82%)	365 (99%)	227 (100%)	311 (83%)
$E_{\perp,corr}^{miss} > 31,2$ GeV	421 (97%)	114 (99%)	73 (96%)	2 (100%)	22 (97%)	2 (100%)	337 (92%)	175 (77%)	296 (95%)
$0,13$ rad $< \Delta\phi_{ll} < 3,08$ rad	408 (97%)	108 (94%)	70 (95%)	2 (100%)	22 (98%)	1 (93%)	311 (92%)	120 (68%)	283 (95%)
$p_{\perp}^{min} > 18$ GeV/ c	345 (85%)	90 (84%)	61 (87%)	2 (93%)	19 (85%)	1 (54%)	147 (47%)	39 (32%)	235 (83%)

Tabel 7.3: Efficiëntie en aantal verwachte gebeurtenissen (bij een geïntegreerde luminositeit van 1 fb^{-1}) na de verschillende selecties in het naar de significantie aan WW -gebeurtenissen geoptimaliseerde controlegebied voor de verschillende beschouwde processen (hypothese $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$). Alle efficiënties gelden ten opzichte van de voorgaande selectie (de efficiënties van de E_{\perp}^{miss} -selectie gelden t.o.v. de preselecties).

proces	WW	$H \rightarrow WW$	tW	$W\gamma$	WZ	ZZ	W +jets	Z +jets	tt
$E_{\perp}^{miss} < 96$ GeV	443 (98%)	116 (98%)	76 (84%)	2 (90%)	23 (96%)	2 (83%)	365 (99%)	227 (100%)	311 (83%)
$E_{\perp,corr}^{miss} > 31,2$ GeV	421 (97%)	114 (99%)	73 (96%)	2 (100%)	22 (97%)	2 (100%)	337 (92%)	175 (77%)	296 (95%)
$0,13 \text{ rad} < \Delta\phi_{ll} < 3,08 \text{ rad}$	408 (97%)	108 (94%)	70 (95%)	2 (100%)	22 (98%)	1 (93%)	311 (92%)	120 (68%)	283 (95%)
$M_{ll} > 114$ GeV/ c^2	122 (30%)	0,1 (0,1%)	32 (47%)	1 (81%)	9 (42%)	0 (0%)	32 (10%)	1 (1%)	100 (35%)
$p_{\perp}^{min} > 18$ GeV/ c	119 (97%)	0,1 (100%)	32 (100%)	1 (100%)	9 (96%)		27 (84%)	1 (100%)	99 (99%)

Tabel 7.4: Efficiëntie en aantal verwachte gebeurtenissen (bij een geïntegreerde luminositeit van 1 fb^{-1}) na de verschillende selecties in het naar de significantie aan WW - tegenover Higgsgebeurtenissen geoptimaliseerde controlegebied voor de verschillende beschouwde processen (hypothese $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$). Alle efficiënties gelden ten opzichte van de voorgaande selectie (de efficiënties van de E_{\perp}^{miss} -selectie gelden t.o.v. de preselecties).

- Ontbrekende transversale energie E_{\perp}^{miss} tussen 30 GeV en 119 GeV.
- Gecorrigeerde ontbrekende transversale energie $E_{\perp,corr}^{miss}$ tussen 30,8 GeV en 119 GeV.
- Azimutale openingshoek $\Delta\phi_{ll}$ tussen de leptonen tussen 0,007 rad en 2,91 rad.
- Invariante massa M_{ll} van het leptonpaar tussen $12,1 \text{ GeV}/c^2$ en $296 \text{ GeV}/c^2$.
- Transversaal impuls p_{\perp}^{max} van het hardste lepton groter dan $26,6 \text{ GeV}/c$.
- Transversaal impuls p_{\perp}^{min} van het zachtste lepton tussen $15,5 \text{ GeV}/c$ en $95,9 \text{ GeV}/c$.

De efficiënties en het aantal verwachte gebeurtenissen zijn weergegeven in tabel 7.5.[10] In dit controlegebied blijven 341 WW - en 605 contaminatiegebeurtenissen (waarvan 100 Higgsgebeurtenissen) over. De onzekerheid op het aantal geëxtrapoleerde gebeurtenissen bedraagt 9% (extrapolatie: 1%, statistiek: 5%, contaminatie: 7%), de WW -significantie bedraagt 13,9 en de significantie t.o.v. Higgsgebeurtenissen 34. Het valt reeds op te merken dat dit controlegebied even geschikt is als het equivalente gebied dat door manuele optimalisatie bekomen werd, met een licht voordeel voor het laatste omwille van de hogere WW -significantie.

7.5.2 Maximalisatie van de significantie aan WW - tegenover Higgsgebeurtenissen

Via de aanpasbare opties van het GARCON-pakket (zie sectie 6.2.2) wordt uit de verwachte gebeurtenissen een controlegebied opgesteld dat de significantie aan WW - tegenover Higgsgebeurtenissen optimaliseert. De volgende selecties worden bekomen:

- Ontbrekende transversale energie E_{\perp}^{miss} tussen 36,1 GeV en 69,7 GeV.
- Gecorrigeerde ontbrekende transversale energie $E_{\perp,corr}^{miss}$ tussen 33,5 GeV en 83,9 GeV.
- Azimutale openingshoek $\Delta\phi_{ll}$ tussen de leptonen tussen 1,12 rad en 2,83 rad.
- Invariante massa M_{ll} van het leptonpaar tussen $50,1 \text{ GeV}/c^2$ en $161 \text{ GeV}/c^2$.
- Transversaal impuls p_{\perp}^{max} van het hardste lepton tussen $35 \text{ GeV}/c$ en $78,3 \text{ GeV}/c$.
- Transversaal impuls p_{\perp}^{min} van het zachtste lepton tussen $21,1 \text{ GeV}/c$ en $57,7 \text{ GeV}/c$.

De efficiënties en het aantal verwachte gebeurtenissen zijn weergegeven in tabel 7.6.[10] In dit (laatste) controlegebied blijven 104 WW - en 135 contaminatiegebeurtenissen (waarvan 15 Higgsgebeurtenissen) over. De onzekerheid op het aantal geëxtrapoleerde gebeurtenissen bedraagt 15% (extrapolatie: 4%, statistiek: 10%, contaminatie: 11%), de WW -significantie bedraagt 9 en de significantie t.o.v. Higgsgebeurtenissen 27. Het is duidelijk dat dit controlegebied

proces	WW	$H \rightarrow WW$	tW	$W\gamma$	WZ	ZZ	W +jets	Z +jets	tt
$30 \text{ GeV} < E_{\perp}^{miss} < 119 \text{ GeV}$	444 (98%)	118 (99%)	84 (93%)	2 (98%)	24 (98%)	2 (82%)	367 (99%)	228 (100%)	348 (93%)
$30, 8 \text{ GeV} < E_{\perp,corr}^{miss} < 119 \text{ GeV}$	436 (98%)	117 (99%)	81 (97%)	2 (100%)	23 (98%)	2 (100%)	352 (96%)	181 (80%)	334 (96%)
$0, 007 \text{ rad} < \Delta\phi_{ll} < 2, 91 \text{ rad}$	401 (92%)	116 (99%)	68 (84%)	2 (81%)	21 (92%)	1 (93%)	314 (89%)	57 (31%)	297 (89%)
$12, 1 \text{ GeV}/c^2 < M_{ll} < 296 \text{ GeV}/c^2$	394 (98%)	116 (100%)	66 (98%)	1 (87%)	21 (98%)	1 (100%)	314 (100%)	57 (100%)	292 (98%)
$p_{\perp}^{max} > 26, 6 \text{ GeV}/c$	378 (96%)	110 (96%)	65 (97%)	1 (100%)	20 (99%)	1 (92%)	262 (83%)	41 (73%)	280 (96%)
$15, 5 \text{ GeV}/c < p_{\perp}^{min} < 95, 9 \text{ GeV}/c$	341 (90%)	100 (91%)	54 (84%)	1 (88%)	19 (91%)	1 (67%)	155 (59%)	27 (64%)	248 (88%)

Tabel 7.5: Efficiëntie en aantal verwachte gebeurtenissen (bij een geïntegreerde luminositeit van 1 fb^{-1}) na de verschillende selecties in het via GARCON[10] naar de ware significantie aan WW -gebeurtenissen geoptimaliseerde controlegebied voor de verschillende beschouwde processen (hypothese $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$). Alle efficiënties gelden ten opzichte van de voorgaande selectie (de efficiënties van de E_{\perp}^{miss} -selectie gelden t.o.v. de preselecties).

beduidend slechtere resultaten oplevert dan het equivalente gebied dat door manuele optimalisatie bekomen werd (het valt ook op te merken dat alle voor dit gebied voorgestelde selecties zeer sterk afwijken van de equivalente selecties die door handmatige optimalisatie bekomen werden).

7.5.3 Conclusie

De beste resultaten worden bereikt met het handmatig geoptimaliseerde controlegebied, dat door de volgende selecties bepaald wordt:

- Ontbrekende transversale energie E_{\perp}^{miss} kleiner dan 96 GeV.
- Gecorrigeerde ontbrekende transversale energie $E_{\perp,corr}^{miss}$ groter dan 31,2 GeV.
- Azimutale hoek $\Delta\phi_{ll}$ tussen de leptonen tussen 0,13 rad en 3,08 rad.
- Invariante massa M_{ll} van het leptonpaar groter dan 114 GeV/ c^2 .
- Transversaal impuls p_{\perp}^{min} van het zachtste lepton groter dan 18 GeV/ c .

In dit gebied worden 119 WW - en 169 contaminatiegebeurtenissen voorspeld; Higgsgebeurtenissen zijn in dit gebied niet aanwezig. De onzekerheid op het geëxtrapolerde aantal gebeurtenissen in het signaalgebied bedraagt bij gebruik van dit controlegebied 15%.

proces	WW	$H \rightarrow WW$	tW	$W\gamma$	WZ	ZZ	$W+\text{jets}$	$Z+\text{jets}$	tt
$36, 1 \text{ GeV} < E_{\perp}^{miss} < 69, 7 \text{ GeV}$	298 (66%)	81 (68%)	44 (50%)	1 (63%)	14 (60%)	1 (65%)	248 (67%)	103 (45%)	180 (48%)
$33, 5 \text{ GeV} < E_{\perp,corr}^{miss} < 83, 9 \text{ GeV}$	298 (100%)	81 (99%)	43 (98%)	1 (100%)	14 (98%)	1 (100%)	248 (100%)	89 (86%)	172 (96%)
$1, 12 \text{ rad} < \Delta\phi_{ll} < 2, 83 \text{ rad}$	256 (86%)	71 (88%)	28 (64%)	1 (90%)	12 (82%)	1 (100%)	180 (73%)	69 (78%)	127 (74%)
$50, 1 \text{ GeV}/c^2 < M_{ll} < 161 \text{ GeV}/c^2$	209 (82%)	60 (84%)	19 (69%)	1 (67%)	9 (78%)	0,3 (25%)	128 (71%)	46 (66%)	107 (84%)
$35 \text{ GeV}/c < p_{\perp}^{max} < 78, 3 \text{ GeV}/c$	149 (71%)	35 (59%)	14 (72%)	0,3 (43%)	6 (67%)	0,3 (100%)	83 (65%)	16 (35%)	82 (77%)
$21, 1 \text{ GeV}/c < p_{\perp}^{min} < 57, 7 \text{ GeV}/c$	104 (70%)	15 (46%)	9 (66%)	0,2 (77%)	4 (66%)	0,1 (36%)	50 (60%)	6 (34%)	51 (62%)

Tabel 7.6: Efficiëntie en aantal verwachte gebeurtenissen (bij een geïntegreerde luminositeit van 1 fb^{-1}) na de verschillende selecties in het via GARCON[10] naar de significantie aan WW - t.o.v. Higgsgebeurtenissen geoptimaliseerde controlegebied voor de verschillende beschouwde processen (hypothese $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$). Alle efficiënties gelden ten opzichte van de voorgaande selectie (de efficiënties van de E_{\perp}^{miss} -selectie gelden t.o.v. de preselecties).

Hoofdstuk 8

Conclusie

Het potentieel van het CMS-experiment bij de LHC om het Higgsboson te ontdekken werd onderzocht in het vervalkanaal $H \rightarrow WW \rightarrow e\mu\nu\nu$ aan de hand van een procedure die gebruik maakt van opeenvolgende selecties op de vijf kinematische variabelen E_{\perp}^{miss} , $\Delta\phi_{ll}$, M_{ll} , p_{\perp}^{max} en p_{\perp}^{min} . In het gebied in de faseruimte van deze variabelen gedefinieerd door de selecties $45 \text{ GeV} < E_{\perp}^{miss} < 105 \text{ GeV}$, $\Delta\phi_{ll} < 70^{\circ}$, $M_{ll} < 45 \text{ GeV}/c^2$, $25 \text{ GeV}/c < p_{\perp}^{max} < 50 \text{ GeV}/c$ en $p_{\perp}^{min} > 25 \text{ GeV}/c$ (na de standaard preselecties zoals voorgesteld in sectie 6.4) worden volgens Monte Carlosimulaties bij een geïntegreerde luminositeit van 1 fb^{-1} 32 Higgs- en 32 achtergrondgebeurtenissen verwacht in het vervalkanaal $H \rightarrow WW \rightarrow e\mu\nu\nu$. Indien ook de kanalen $H \rightarrow WW \rightarrow ee\nu\nu$ en $H \rightarrow WW \rightarrow \mu\mu\nu\nu$ in rekening gebracht worden, worden 70 Higgs- en 60 achtergrondgebeurtenissen verwacht.

Indien de verwachte onzekerheden op het gesimuleerde aantal Higgs- en achtergrondgebeurtenissen resp. 10% en 20% bedragen (zoals geschat in [22]), is een geïntegreerde luminositeit van 1 fb^{-1} (onder realistische omstandigheden zal de LHC gedurende een tweetal maanden gegevens moeten vergaren om deze geïntegreerde luminositeit te bereiken) voldoende om het bestaan van het Higgsboson met een $4,9\sigma$ -significantie aan te tonen. Dit is niet voldoende om als een ondubbelzinnige ontdekking beschouwd te worden.

De belangrijkste bijdrage van dit onderzoek is het definiëren van een controlegebied in de kinematische $(E_{\perp}^{miss}, E_{\perp,corr}^{miss}, \Delta\phi_{ll}, M_{ll}, p_{\perp}^{min})$ -faseruimte dat toelaat op basis van reële gegevens een nauwkeurige afschatting te maken van de bijdrage van het belangrijkste irreducibele achtergrondproces tot het Higgs-sigitaal, namelijk de rechtstreekse paarproductie van twee W -bosonen. Een set van selectiecriteria in deze kinematische grootheden werd als functie van drie criteria geoptimaliseerd: eerst werd de totale onzekerheid geminimaliseerd op het aantal gebeurtenissen dat van het controlegebied naar het signaalgebied geëxtrapoleerd wordt. Vervolgens werd de totale contaminatie door andere achtergrondprocessen in het WW -controlegebied geminimaliseerd, en tenslotte werd de mogelijke contaminatie van het controlegebied met Higgsgebeurtenissen geminimaliseerd. De optimale snedes zijn gegeven door:

- Ontbrekende transversale energie E_{\perp}^{miss} kleiner dan 96 GeV.

- Gecorrigeerde ontbrekende transversale energie $E_{\perp,corr}^{miss}$ groter dan 31,2 GeV.
- Azimutale hoek $\Delta\phi_{ll}$ tussen de leptonen tussen 0,12566 rad en 3,07867 rad.
- Invariante massa M_{ll} van het leptonpaar groter dan 114 GeV/ c^2 .
- Transversaal impuls p_{\perp}^{min} van het zachtste lepton groter dan 18 GeV/ c .

Dit controlegebied is binnen de statistische onzekerheden vrij van Higgsgebeurtenissen en heeft een beperkte contaminatie door andere gebeurtenissen (een WW -significantie van 9). De totale onzekerheid op het aantal WW -gebeurtenissen in het Higgs-signaalgebied bekomen door extrapolatie van het gemeten aantal gebeurtenissen in het controlegebied bedraagt 15%.

Uit dit onderzoek volgt dat men met deze selectiecriteria bij een geïntegreerde luminositeit van 1 fb^{-1} in het signaalgebied een totaal van 32 Higgsgebeurtenissen verwacht, gecontamineerd met 17 WW -gebeurtenissen, waarop de geschatte onzekerheid 3 gebeurtenissen ofwel 15% bedraagt. Gelijkaardige studies werden uitgevoerd voor andere achtergrondprocessen (W +jets, $t\bar{t}$) met vergelijkbare onzekerheden. Indien deze onzekerheid in rekening wordt gebracht, vindt men dat het Higgsboson bij deze geïntegreerde luminositeit met een significantie van $5,9\sigma$ geobserveerd kan worden: dit is wel voldoende om als een ondubbelzinnige ontdekking beschouwd te worden.

Gebruik makende van de resultaten van dit onderzoek kan bijgevolg geconcludeerd worden dat het, rekening houdende met de huidige verwachtingen m.b.t. de werking van de LHC, mogelijk is het Higgsboson met een massa van 160 GeV/ c^2 in het vervalkanaal $H \rightarrow WW$ ondubbelzinnig te ontdekken in de loop van de zomer van 2010.

Bijlage A

Verklarende woordenlijst en lijst van de gebruikte symbolen

A.1 Verklarende woordenlijst

Verklaring van een aantal gebruikte termen:

- *betrouwbaarheidsniveau*: statistische parameter die weergeeft met welke waarschijnlijkheid een bepaalde grootte binnen zekere grenzen valt.
- *CP-breking*: fenomeen waarbij bepaalde interacties niet invariant blijken te zijn onder achtereenvolgende toepassing van de operatoren C (ladings-toevoeging, komt overeen met het vervangen van elk deeltje door zijn antideeltje) en P (pariteit, komt overeen met omkering van de ruimtelijke coördinaten).[2]
- *diffactie*: benaming voor alle processen waarbij één of beide protonen de botsing overleeft ondanks dIndien de verwachte onzekerheden op het gesimuleerde aantal Higgs- en achtergrondgebeurtenissen resp. 10% en 35% bedragen (zoals geschat in [22]), is deze geïntegreerde luminositeit (onder realistische omstandigheden zal de LHC gedurende ca. 12 dagen gegevens moeten vergaren om deze geïntegreerde luminositeit te bereiken) voldoende om het bestaan van het Higgsboson met een $4,9\sigma$ -significantie aan te tonen. Dit is net niet voldoende om als een ondubbelzinnige ontdekking beschouwd te worden.e productie van nieuwe deeltjes.[16]
- *efficiëntie*: karakterisatie van een selectie, gedefinieerd als het aantal gebeurtenissen dat de selectie overleeft gedeeld door het aantal gebeurtenissen vóór de selectie.
- *elastische verstrooiing*: botsingsproces waarbij de protonen op elkaar verstrooien zonder dat één of beide ontbinden en zonder dat extra deeltjes gevormd worden.

- *geïntegreerde luminositeit*: grootheid gegeven door $\int L dt$. Dit wordt gebruikt als maat voor het totale aantal botsingsgebeurtenissen dat vermeld werd, via de relatie $L = (1/\sigma)(dN/dt)$. Gewoonlijk uitgedrukt in eenheden van inverse barn.
- *generator*: karakteristieke grootheid voor een groep die in de exponentiële representatie van de groep ($\bar{R} = e^{i\epsilon\bar{S}}$) voorkomt als argument van de complexe exponentiële functie (hier: \bar{S}).[7]
- *generatorniveau*: stap in de simulatie van een deeltjesfysica-experiment waarbij de beschouwde gebeurtenissen gesimuleerd zijn op het niveau van de interactie tussen deeltjes, zonder effecten die door de detector geïntroduceerd worden in rekening te brengen.
- *hadron*: gebonden toestand van quarks en gluonen.
- *hadronisatie*: proces waarbij losse partonen (quarks en gluonen) omgezet worden in hadronen door interacties met elkaar of met zichzelf.
- *jet*: stroom van hadronen voortkomend uit hadronisatie van een los parton (quark of gluon).
- *invariante massa*: Lorentzinvariante kinematische variabele die een maat geeft voor de totale massa van een stelsel deeltjes. De invariante massa wordt gedefinieerd als $M^2 = (\sum E)^2 - |\sum \vec{p}|^2$, waarbij de sommen lopen over de deeltjes in het stelsel.[3]
- *irreducibel achtergrondproces*: proces waarvan de eindtoestand identiek is aan die van het bestudeerde signaalproces.
- *luminositeit*: kwaliteitsmaat voor deeltjesversnellers, gegeven als het aantal deeltjes dat per tijds- en per oppervlakte-eenheid door het botsingsoppervlak gaat.
- *pseudorapiditeit*: ruimtelijke coördinaat gedefinieerd als $\eta = -\ln \text{tg}(\theta/2)$ (met θ de hoek met de bundelas), m.a.w. $\eta = \infty$ evenwijdig met de bundel en $\eta = 0$ loodrecht erop. In de limiet voor deeltjes met een snelheid dicht bij de lichtsnelheid is de pseudorapiditeit η gelijk aan de rapiditeit y . De pseudorapiditeit van een deeltje wordt tevens gegeven door $\eta = (1/2) \ln((|\vec{p}| + p_z)/(|\vec{p}| - p_z))$. [4]
- *rapiditeit*: kinematische variabele gedefinieerd als $y = \text{argth}(v/c)$. De rapiditeit van een deeltje wordt tevens gegeven door $y = (1/2) \ln((E + p_z)/(E - p_z))$. [4]
- *reducibel achtergrondproces*: proces waarvan de eindtoestand sterk op die van het bestudeerde signaalproces lijkt maar niet identiek samengesteld is.
- *ontbrekende transversale energie*: som van de transversale energieën van alle niet-gedetecteerde deeltjes. Vermits de totale transversale energie van alle uitgaande deeltjes in elke botsingsgebeurtenis per definitie nul is, wordt deze gegeven door de tegengestelde van de som van de transversale energieën van alle gedetecteerde deeltjes.

- *quarkzee*: benaming voor alle quarks die in een hadron aanwezig zijn naast de valentiequarks (die gewoonlijk opgegeven worden als quarkinhoud van het hadron). Deze komen in quark-antiquarkparen voor en zijn bijgevolg bij lage energie niet zichtbaar.
- *significantie*: maat voor het belang van een geobserveerd signaal. Gedefinieerd als het aantal geobserveerde signaalgebeurtenissen gedeeld door de afwijking op het aantal geobserveerde achtergrondgebeurtenissen (doorgaans wordt voor de achtergrondprocessen een Poissonverdeling van het aantal gebeurtenissen verondersteld en is de afwijking dus gelijk aan de vierkantswortel uit het aantal achtergrondgebeurtenissen). De significantie wordt doorgaans uitgedrukt onder de vorm van een aantal 'standaardafwijkingen' (σ).
- *transversale energie*: projectie van de energie loodrecht op de bundelas, gedefinieerd als $E_{\perp} = E \sin \theta$.
- *vacuumverwachtingswaarde*: verwachtingswaarde van een welbepaald veld in de vacuümtoestand, d.w.z. de toestand met de laagste energie.[1]
- *vertakkingsverhouding*: kans dat uitgaande van een bepaalde begin- of tussentoestand een bepaald proces of een bepaalde eindtoestand zich voordoet.
- *werkzame doorsnede*: maat voor de waarschijnlijkheid van een bepaald proces, uitgedrukt onder de vorm van de oppervlakte rond één van beide deeltjes in het proces waarbinnen het andere deeltje moet invallen om de interactie te doen plaatsvinden. Gewoonlijk uitgedrukt in eenheden van barn ($1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$).[1]
- α -*parameter*: eigenschap van een jet gedefinieerd als $\alpha = \frac{\sum p_{\perp}^{\text{sporen}}}{E_{\perp}^{\text{jet}}}$, waarbij de som loopt over alle sporen die binnen het ruimtelijke gebied dat door de jet bestreken wordt, vallen. Vermits gemiddeld ongeveer 2/3 van alle hadronen geladen zijn en dus sporen achterlaten in de sporenkamer, ligt de α -parameter doorgaans rond de 0,66. De α -parameter wordt gebruikt om een onderscheid te maken tussen echte en zgn. 'valse' jets (die verkeerdelijk geïdentificeerd worden als gevolg van ruis in de detector), waarvan de berekende α -parameter doorgaans dicht bij nul ligt.[23]

A.2 Lijst van de gebruikte symbolen voor fysische grootheden

Verklaring van de gebruikte symbolen voor fysische grootheden en de in de deeltjesfysica gebruikelijke eenheden indien deze van de SI-standaard afwijken:

- BR: vertakkingsverhouding
- E : energie (GeV)
- E_{\perp} : transversale energie (GeV)
- E_{\perp}^{miss} : ontbrekende transversale energie (GeV)

- e : elektronlading
- F : veldsterktetensor
- g, g' : koppelingsconstanten
- H : Higgsveld
- J, j : stroom
- L : luminositeit ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) of Lagrangiaan
- M : invariante massa (GeV/c^2) - tevens gebruikt om een andere massa dan m aan te duiden in eenzelfde uitdrukking
- m : massa (GeV/c^2)
- $p_{x,y,z}$: componenten van het ruimtelijke impuls (GeV/c)
- p_{\perp} : transversaal impuls, d.w.z. component van het ruimtelijke impuls loodrecht op de bundelas (GeV/c)
- Q : lading (e)
- T : zwakke isospin
- t : tijd
- v : vacuumverwachtingswaarde
- x : ruimtelijke coördinaat
- Y : zwakke hyperlading
- y : rapiditeit
- α : ijk - tevens gebruikt voor de extrapolatiefactor bij achtergrondnormalisatie
- γ : Dirac-gamma-matrix
- ϵ : efficiëntie
- η : pseudorapiditeit
- θ : hoek met de bundelas (zenit)
- σ : werkzame doorsnede (mb) - tevens gebruikt als symbool voor de standaardafwijking op eender welke grootte
- ϕ : azimutale hoek rond de bundelas - tevens gebruikt voor scalaire velden
- χ, ψ : Dirac-spinoren
- Ω : gebied in faseruimte

A.3 Lijst van de conventionele symbolen voor (elementaire) deeltjes

In deze thesis worden steeds de internationaal aanvaarde standaardsymbolen voor de (al dan niet elementaire) deeltjes gebruikt. In die gevallen waar dit belang heeft, wordt de lading van een deeltje met een superscript aangegeven, indien nodig wordt het antideeltje met een streep boven het symbool aangegeven. Bij de hadronen en resonanties wordt tevens de quarkinhoud vermeld. Een verklarende lijst:

- Elementaire fermionen (materiedeeltjes):
 - Quarks (generisch symbool q):
 - * u, c, t : up-, charm- en topquarks (quarks met lading $+2/3$)
 - * d, s, b : down-, strange- en bottomquarks (quarks met lading $-1/3$)
 - Leptonen (generisch symbool l ; binnen deze thesis wordt het symbool l ook wel gebruikt om enkel e en μ aan te duiden):
 - * e, μ, τ : elektron/positron, muon en taulepton (leptonen met lading -1)
 - * ν_e, ν_μ, ν_τ : elektron-, muon- en tauneutrino (neutrale leptonen)
 - IJkbosonen:
 - * γ, g : foton en gluon (neutrale massaloze ijkbosonen)
 - * W, Z : geladen resp. neutraal vectorboson (ijkbosonen met massa)
 - H : Higgsboson (scalair boson, Brout-Englert-Higgsboson)
 - Hadronen en resonanties:
 - * p : proton (quarkinhoud: uud)
 - * π : pion (quarkinhoud: $u\bar{d}, d\bar{u}$ of $(1/\sqrt{2})(u\bar{u} - d\bar{d})$ afhankelijk van de lading)
 - * J/ψ : charmoniumresonantie (quarkinhoud: $c\bar{c}$)
 - * Y : bottomoniumresonantie (quarkinhoud: $b\bar{b}$)

Bijlage B

Analysefunctie

Op de verschillende datastatistische stalen (die elk in een ROOT-tree ondergebracht zijn) wordt de volgende C++-functie uitgevoerd om de nodige selecties toe te passen en de nodige data in histogrammen onder te brengen¹:

```
void analyzeTree(TTree* rootTree, bool signal, char* treeTitle, double nevThis, double nevCJVThis) {
    myevent *m=new myevent;

    double nev = double(rootTree->GetEntries());

    branch = rootTree->GetBranch("myevent");
    branch->SetAddress(&m);

    vector<myobject> muons;
    vector<myobject> electrons;
    vector<myobject> jets;
    vector<myobject> met;
    map<string,int> hlt;
    double kfactor;

    // De volgende lijnen schrijven het invoerbestand voor het GARCON-pakket.
    ofstream garcfile;
    garcfile.open(dattitle.c_str());

    garcfile << treeTitle << endl;
    garcfile << "weight missinget corrmnet dphi invmass hlp slp" << endl;

    // Lus over alle gebeurtenissen in het sample.
    for(int i = 0; i < nev; i++) {

        // Uitlezen van de gegevens van de eindtoestand van elke gebeurtenis.
        rootTree->GetEvent(i);
        muons=m->PreSelectedMuons;
        electrons=m->PreSelectedElectrons;
        hlt=m->HLT;
        jets=m->RecJets;
        met=m->RecMet;

        // Toepassing van de wegingsprocedure (K-factor) op het signaalproces.
        if (signal) {
            int signalPID = m->ProcessId;
            if (signalPID == 102) {
                kfactor = m->KFactor;
            } else {
                if (signalPID>120) {
```

¹De code wordt hier in licht geïdealiseerde versie gepresenteerd. In werkelijkheid is deze functie ingebed in een groter C++-programma en bevat ze een aantal instructies die de verbinding met het grotere programma leggen. Deze instructies zijn hier omwille van duidelijkheid weggelaten.

```

        kfactor = 0.5;
    } else {
        kfactor = 1.;
    }
}
} else {
    kfactor = 1.;
}

nevTot+=kfactor;

// Boolse variabelen overeenkomend met de preselecties.
hltok = false;
lsok = false;
kpsok = false;
emuok = false;
cjvok = false;

// Signaalgebied.
metsignalok = false;
cmsignalok = false;
hlpsignalok = false;
slpsignalok = false;
imsignalok = false;
dpsignalok = false;

// Normalisatiegebied.
metnormok = false;
cmnormok = false;
hlpnormok = false;
slpnormok = false;
imnormok = false;
dpnormok = false;

// Kijk of enkelvoudige lepton-HLT afgegaan is.
for(map<string,int>::const_iterator ithlt=hlt.begin();ithlt!=hlt.end();ithlt++) {
    if(hlt["HLT1Electron"] || hlt["HLT1ElectronRelaxed"] || hlt["HLT1MuonIso"] || hlt["HLT1MuonNonIso"]) {
        hltok = true;
    }
}

if (hltok) {

    nevHlt+=kfactor;

    // Relevante kinematische variabelen:
    // Positief lepton met hoogste pT.
    double highPtPos = 0.;
    double highPtPosEta = 0.;
    double highPtPosPhi = 0.;
    double highPtPosPx = 0.;
    double highPtPosPy = 0.;
    double highPtPosPz = 0.;
    double highPtPosE = 0.;

    // Negatief lepton met hoogste pT.
    double highPtNeg = 0.;
    double highPtNegEta = 0.;
    double highPtNegPhi = 0.;
    double highPtNegPx = 0.;
    double highPtNegPy = 0.;
    double highPtNegPz = 0.;
    double highPtNegE = 0.;

    // Op 1 na hardste positief en negatief lepton.
    double secPtPos = 0.;
    double secPtPosEta = 0.;
    double secPtNeg = 0.;
    double secPtNegEta = 0.;

    // Elektron/muon?
    bool posMuon = false;
    bool negMuon = false;

```

```

// Boolse variabele voor de isolatie.
bool isol = false;

for (vector<myobject>::iterator itm=muons.begin();itm!=muons.end();itm++) {

// Isolatiecriterium voor muonen.
isol = ((itm->DepositR03Ecal+itm->DepositR03Hcal)<5.) && (itm->DepositR03TrackerOfficial<2.);

// Identificeer hardste geïsoleerde mu+.
if (itm->charge==1 && itm->pt>highPtPos && isol) {
    secPtPos = highPtPos;
    secPtPosEta = highPtPosEta;
    highPtPos = itm->pt;
    highPtPosEta = itm->eta;
    highPtPosPhi = itm->phi;
    highPtPosPx = itm->px;
    highPtPosPy = itm->py;
    highPtPosPz = itm->pz;
    highPtPosE = itm->E;
    posMuon = true;
}
// Hardste geïsoleerde mu-.
if (itm->charge==-1 && itm->pt>highPtNeg && isol) {
    secPtNeg = highPtNeg;
    secPtNegEta = highPtNegEta;
    highPtNeg = itm->pt;
    highPtNegEta = itm->eta;
    highPtNegPhi = itm->phi;
    highPtNegPx = itm->px;
    highPtNegPy = itm->py;
    highPtNegPz = itm->pz;
    highPtNegE = itm->E;
    negMuon = true;
}
}

for (vector<myobject>::iterator ite=electrons.begin();ite!=electrons.end();ite++) {

// Verfijnd isolatiecriterium voor elektronen.
bool isolkill = false;
if (ite->classification==0) {
    if (fabs(ite->dEta)>0.006) isolkill = true;
    if (fabs(ite->dPhi)>0.014) isolkill = true;
    if (fabs(ite->HoverE)>0.05) isolkill = true;
    if (ite->s9s25<0.7 || ite->s9s25>1.0) isolkill = true;
    if (ite->EseedPout<0.9 || ite->EseedPout>1.96) isolkill = true;
    if (ite->sigmaEtaEta<0.0 || ite->sigmaEtaEta>0.013) isolkill = true;
}
if ((ite->classification>=30 && ite->classification<=34) || ite->classification==40) {
    if (fabs(ite->dEta)>0.005) isolkill = true;
    if (fabs(ite->dPhi)>0.045) isolkill = true;
    if (fabs(ite->HoverE)>0.06) isolkill = true;
    if (ite->s9s25<0.7 || ite->s9s25>1.0) isolkill = true;
    if (ite->EseedPout<0.9 || ite->EseedPout>999.) isolkill = true;
    if (ite->sigmaEtaEta<0.0 || ite->sigmaEtaEta>0.013) isolkill = true;
}
if ((ite->classification>=130 && ite->classification<=134) || ite->classification==140) {
    if (fabs(ite->dEta)>0.006) isolkill = true;
    if (fabs(ite->dPhi)>0.035) isolkill = true;
    if (fabs(ite->HoverE)>0.06) isolkill = true;
    if (ite->s9s25<0.7 || ite->s9s25>1.0) isolkill = true;
    if (ite->EseedPout<0.9 || ite->EseedPout>999.) isolkill = true;
    if (ite->sigmaEtaEta<0.002 || ite->sigmaEtaEta>0.02) isolkill = true;
}
isol = ite->TrackerIsolation<0.065 && ite->HcalIsolation<0.1 && ite->EcalIsolation<0.2 && !isolkill;

// Hardste geïsoleerde positron.
if (ite->charge==1 && ite->pt>highPtPos && isol) {
    secPtPos = highPtPos;
    secPtPosEta = highPtPosEta;
    highPtPos = ite->pt;
    highPtPosEta = ite->eta;
    highPtPosPhi = ite->phi;
    highPtPosPx = ite->px;
}
}

```

```

    highPtPosPy = ite->py;
    highPtPosPz = ite->pz;
    highPtPosE = ite->E;
    posMuon = false;
}

// Hardste geïsoleerde elektron.
if (ite->charge == -1 && ite->pt>highPtNeg && isol) {
    secPtNeg = highPtNeg;
    secPtNegEta = highPtNegEta;
    highPtNeg = ite->pt;
    highPtNegEta = ite->eta;
    highPtNegPhi = ite->phi;
    highPtNegPx = ite->px;
    highPtNegPy = ite->py;
    highPtNegPz = ite->pz;
    highPtNegE = ite->E;
    negMuon = false;
}
}

// Bereken azimutale openingshoek.
double dphi;
dphi = deltaphi(highPtPosPhi,highPtNegPhi);

// Bereken invariante massa leptonpaar.
double invmass;
double esqrd;
double psqrd;
esqrd = pow(highPtPosE+highPtNegE,2);
psqrd = pow(highPtPosPx+highPtNegPx,2)+pow(highPtPosPy+highPtNegPy,2)+pow(highPtPosPz+highPtNegPz,2);
invmass = sqrt(esqrd-psqrd);

// Bereken azimutale hoek leptonpaar (nodig voor gecorrigeerde ETmiss).
double phipair;
hipair = atan2(highPtPosPy+highPtNegPy,highPtPosPx+highPtNegPx);

double hlp, slp;
if (highPtPos>highPtNeg) {
    hlp = highPtPos;
    slp = highPtNeg;
} else {
    hlp = highPtNeg;
    slp = highPtPos;
}

// Leptonselectie.
lsok = hlp>20. && slp>10. && fabs(highPtPosEta)<2.5 && fabs(highPtNegEta)<2.5;
if (secPtPos>10. && fabs(secPtPosEta)<2.5) lsok = false; // Verwijder gebeurtenissen met meer dan 1 leptonpaar.
if (secPtNeg>10. && fabs(secPtNegEta)<2.5) lsok = false;
if (lsok) nevLS+=kfactor;

// Tel centrale jets.
int cjc = 0;
for (vector<myobject>::iterator itj=jets.begin();itj!=jets.end();itj++) {
    double deltaR = 1000.;
    double deltaRthis = 0.;
    for (vector<myobject>::iterator itm=muons.begin();itm!=muons.end();itm++) {
        isol = ((itm->DepositR03Ecal+itm->DepositR03Hcal)<5.) && (itm->DepositR03TrackerOfficial<2.);
        bool ls = fabs(itm->eta)<2.5 && itm->pt>10.;
        if (isol && ls) {
            deltaRthis = sqrt(pow(itm->eta-itj->eta,2)+pow(itm->phi-itj->phi,2));
            if (deltaRthis<deltaR) deltaR = deltaRthis;
        }
    }
}
for (vector<myobject>::iterator ite=electrons.begin();ite!=electrons.end();ite++) {
    bool isolkill = false;
    if (ite->classification==0) {
        if(fabs(ite->dEta)>0.006) isolkill = true;
        if(fabs(ite->dPhi)>0.014) isolkill = true;
        if(fabs(ite->HoverE)>0.05) isolkill = true;
        if(ite->s9s25<0.7 || ite->s9s25>1.0) isolkill = true;
        if(ite->EseedPout<0.9 || ite->EseedPout>1.96) isolkill = true;
        if(ite->sigmaEtaEta<0.0 || ite->sigmaEtaEta>0.013) isolkill = true;
    }
}

```

```

    }
    if ((ite->classification>=30 && ite->classification<=34) || ite->classification==40) {
        if(fabs(ite->dEta)>0.005) isolkill = true;
        if(fabs(ite->dPhi)>0.045) isolkill = true;
        if(fabs(ite->HoverE)>0.06) isolkill = true;
        if(ite->s9s25<0.7 || ite->s9s25>1.0) isolkill = true;
        if(ite->EseedPout<0.9 || ite->EseedPout>999.) isolkill = true;
        if(ite->sigmaEtaEta<0.0 || ite->sigmaEtaEta>0.013) isolkill = true;
    }
    if ((ite->classification>=130 && ite->classification<=134) || ite->classification==140) {
        if(fabs(ite->dEta)>0.006) isolkill = true;
        if(fabs(ite->dPhi)>0.035) isolkill = true;
        if(fabs(ite->HoverE)>0.06) isolkill = true;
        if(ite->s9s25<0.7 || ite->s9s25>1.0) isolkill = true;
        if(ite->EseedPout<0.9 || ite->EseedPout>999.) isolkill = true;
        if(ite->sigmaEtaEta<0.002 || ite->sigmaEtaEta>0.02) isolkill = true;
    }
    isol = ite->TrackerIsolation<0.065 && ite->HcalIsolation<0.1 && ite->EcalIsolation<0.2 && !isolkill;
    bool ls = fabs(ite->eta)<2.5 && ite->pt>10.;
    if (isol && ls) {
        deltaRthis = sqrt(pow(ite->eta-itj->eta,2)+pow(ite->phi-itj->phi,2));
        if (deltaRthis<deltaR) deltaR = deltaRthis;
    }
}
if (fabs(itj->eta)<2.5 && (itj->pt>20. || (itj->pt>15. && itj->alpha>0.2)) && deltaR>0.5) cjc++;
}

// Bereken ETmiss en gecorrigeerde ETmiss.
double missinget = 0.;
double metphi = 0.;
double dpmet = 0.;
double corrmnet = 0.;
for (vector<myobject>::iterator itmet=met.begin();itmet!=met.end();itmet++) {
    missinget = itmet->pt;
    metphi = itmet->phi;
    dpmet = deltaphi(metphi,phipair);
    if (dpmet<M_PI/2.) {
        corrmnet = missinget*sin(dpmet);
    } else {
        corrmnet = missinget;
    }
}

// Kinematische preselectie.
kpsok = lsok && (missinget>30.) && (invmass>12.) && (cjc<=2);
if (kpsok) nevKPS+=kfactor;

// Elektron-muonselectie.
emuok = kpsok && ((posMuon && !negMuon) || (!posMuon && negMuon));
if (emuok) nevEMu+=kfactor;

// Verbod op centrale jets.
cjk = emuok && (cjc == 0);
if (cjk) {
    nevCJV+=kfactor;
}

// Vul histogrammen (voor het maken van plots en uitvoeren van de optimalisatieprocedures).
hMet->Fill(missinget);
hCM->Fill(corrmnet);
hHLP->Fill(hlp);
hSLP->Fill(slp);
hIM->Fill(invmass);
hDP->Fill(dphi);

// Schrijf gebeurtenis weg naar het invoerbestand voor het GARCON-pakket.
if (kfactor != 0) {
    garcfile << kfactor*nevThis/nevCJVThis << " " << missinget << " " << corrmnet << " " << dphi << " " << invmass << " " << h
}
}

// Selecties op de kinematische variabelen.
metsignalok = cjk && (missinget>45.) && (missinget<105.);
metnormok = cjk && (missinget<96.);
if (metsignalok) nevMetSignal+=kfactor;

```

```
    if (metnormok) nevMetnorm+=kfactor;

    cmsignalok = metsignalok;
    cmnormok = metnormok && (corrmet>31.2);
    if (cmsignalok) nevCMSignal+=kfactor;
    if (cmnormok) nevCMnorm+=kfactor;

    dpsignalok = cmsignalok && (dphi<70./180.*M_PI);
    dpnormok = cmnormok && (dphi>0.12566) && (dphi<3.07867);
    if (dpsignalok) nevDPSignal+=kfactor;
    if (dpnormok) nevDPnorm+=kfactor;

    imsignalok = dpsignalok && (invmass<45.);
    imnormok = dpnormok && (invmass>114.);
    if (imsignalok) nevIMSignal+=kfactor;
    if (imnormok) nevIMnorm+=kfactor;

    hlpsignalok = imsignalok && (hlp>25.) && (hlp<50.);
    hlpnormok = imnormok;
    if (hlpsignalok) nevHLPSignal+=kfactor;
    if (hlpnormok) nevHLPnorm+=kfactor;

    slpsignalok = hlpsignalok && (slp>25.);
    slpnormok = hlpnormok && (slp>18.);
    if (slpsignalok) nevSLPSignal+=kfactor;
    if (slpnormok) nevSLPnorm+=kfactor;

}

}

garcfile.close();

}
```

Bibliografie

- [1] W. E. Burcham en M. Jobes: *Nuclear and Particle Physics* (Harlow, Essex: Pearson Education Ltd 1995)
- [2] D. H. Perkins: *Introduction to High Energy Physics*, ed. 4 (Cambridge: Cambridge University Press 2000)
- [3] F. Halzen en A. D. Martin: *Quarks and Leptons, An Introductory Course in Modern Particle Physics* (New York: John Wiley & Sons 1984)
- [4] P. M. Schwarz en J. H. Schwarz: *Special Relativity, from Einstein to Strings* (Cambridge: Cambridge University Press 2004)
- [5] K. Kleinknecht: *Detectors for Particle Radiation* (Cambridge: Cambridge University Press 1986)
- [6] W. Greiner en J. Reinhardt: *Field Quantization* (Berlin: Springer-Verlag 1996)
- [7] G. B. Arfken en H. J. Weber: *Mathematical Methods for Physicists*, ed. 6 (Burlington, Massachusetts: Elsevier Academic Press 2005)
- [8] J. Soulie: *A brief description of the C++ language* (C++ Resources Network 2008), beschikbaar op <http://www.cplusplus.com/>
- [9] R. Brun *et al.*: *The ROOT Reference Guide version 5.22/00* (CERN 2008), beschikbaar op <http://root.cern.ch/>
- [10] S. Abdullin *et al.*: *GARCON: Genetic Algorithm for Rectangular Cuts Optimization. User's manual for version 2.0* (CERN 2006), beschikbaar op <http://home.drozdets.cern.ch/>
- [11] T. Sjöstrand *et al.*: *PYTHIA 6.4, Physics and Manual* (Fermi National Accelerator Laboratory 2006), beschikbaar op <http://www.thep.lu.se/>
- [12] S. Frixione en B. R. Webber: *The MC@NLO 3.3 Event Generator* (U. Cambridge 2006), beschikbaar op <http://www.hep.phy.cam.ac.uk/>
- [13] S. R. Slabospitsky en L. Sonnenschein: *Comput. Phys. Commun.* 148 (2002)
- [14] M. L. Mangano *et al.*: *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions* (CERN 2002)

- [15] J. Alwall *et al.*: *MadEvent Minimal User Guide, madgraph version V4.1* (UC Louvain 2007)
- [16] M. Arneodo *et al.*: *Introduction to Diffraction* (HERA-LHC Workshop 2005)
- [17] M. Arneodo en M. Diehl: *Diffraction for non-believers* (HERA-LHC Workshop 2005)
- [18] G. Ridolfi: *An Introduction to the Standard Model of Electroweak Interactions* (INFN 2005), beschikbaar op <http://www.ge.infn.it/>
- [19] G. Altarelli en G. Isidori: Phys. Lett. **B337** (1994)
- [20] F. Englert en R. Brout: Phys. Rev. Lett. **13** (1964)
P. W. Higgs: Phys. Rev. Lett. **13** (1964)
- [21] TEVNP Working Group: *Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 4.2 fb^{-1} of data.* (Fermi National Accelerator Laboratory 2009)
- [22] C. Charlot *et al.*: *Search Strategy for a Standard Model Higgs Boson Decaying into Two W Bosons in the Fully Leptonic Final State*, v. 7 (CMS Analysis Note 2008)
- [23] G. M. Davatz: *Detailed Studies of the CMS Potential to Measure the Standard Model Higgs Boson in the $gg \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ Channel at LHC* (ETH 2007)
- [24] C. I. Rovelli: *The CMS Electromagnetic Calorimeter and the search for the Higgs boson in the decay channel $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2e2\nu$* (U. Milano-Bicocca 2005)
- [25] *The LEP Electroweak Working Page*, <http://lepewwg.web.cern.ch/>
- [26] *LHC Homepage*, <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>
- [27] *The Compact Muon Solenoid Experiment*, <http://cms.cern.ch/>
- [28] *Interim Summary Report on the Analysis of the 19 September 2008 Incident at the LHC* (CERN 2008), beschikbaar op <http://edms.cern.ch/>
- [29] *First beam in the LHC - accelerating science* (CERN Press Office 2008), beschikbaar op <http://press.web.cern.ch>
- [30] *CERN management confirms new LHC restart schedule* (CERN Press Office 2009), beschikbaar op <http://press.web.cern.ch>
- [31] *Fermilab experiments constrain Higgs mass* (Fermilab Press Room 2009), beschikbaar op <http://www.fnal.gov>
- [32] M. Della Negra *et al.*: *CMS Physics Technical Design Report* (CERN 2006), beschikbaar op <http://doc.cern.ch>
- [33] G. Aad *et al.*: *ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report* (CERN 2007), beschikbaar op <http://atlas.web.cern.ch>

- [34] K. Aamodt *et al.*: *The ALICE experiment at the CERN LHC*, Journal of Instrumentation **3**(S08002) (2008)
- [35] A. A. Alves Jr. *et al.*: *The LHCb detector at the LHC*, Journal of Instrumentation **3**(S08005) (2008)
- [36] G. Anelli *et al.*: *The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, Journal of Instrumentation **3**(S08007) (2008)
- [37] O. Adriani *et al.*: *The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider*, Journal of Instrumentation **3**(S08006) (2008)