



Vrije
Universiteit
Brussel

Academiejaar 2006 - 2007

Faculteit Wetenschappen
Departement Natuurkunde
Veerle Vanderhaegen

Bachelorproject:

Pile-up bij proton protonbotsingen
in de CMS-detector van LHC te CERN.

Promotor: Jorgen D'Hondt

Inhoudsopgave

1	Inleiding	2
1.1	Standaard Model	2
1.1.1	Fermionen	3
1.1.2	Bosonen en de fundamentele krachten	4
1.1.3	Feynman diagrammen	5
2	CMS nabij LHC te CERN	7
2.1	De LHC versneller	7
2.2	De CMS detector	10
3	De top quark onderzoeken	12
3.1	Energie van het systeem	13
3.2	Positie van de deeltjes in de detector	14
4	Reconstructie en analyse	17
4.1	De hoek met de z-as	17
4.2	Aantal jets en towers met energie	19
4.3	Jets met hoge energie	20
5	Conclusie	23

Hoofdstuk 1

Inleiding

*”The important thing is not to stop questioning.
Curiosity has its own reason for existing.”*
Nobelprijswinnaar Albert Einstein

Dit project zal zich afspelen in het domein van top quark fysica en is gericht op de Large Hadron Collider (LHC) te CERN en meer bepaald op het Compact Muon Solenoid (CMS) experiment. In de LHC zal men pakketten protonen elkaar laten kruisen met de bedoeling dat ze botsen. Bij elke kruising verwacht men 3.5 botsingen (volgens een Poisson verdeling) die allemaal tegelijkertijd geregistreerd worden. Het hoofddoel van dit project is het bestuderen van de variabelen die een gebeurtenis karakteriseren en nagaan welke beïnvloed worden door de extra protonbotsingen. Hierdoor zou men dan eigenschappen vinden die weinig of niet beïnvloed worden, waardoor de eigenschappen van een gebeurtenis met top quarks onderzocht kunnen worden.

1.1 Standaard Model

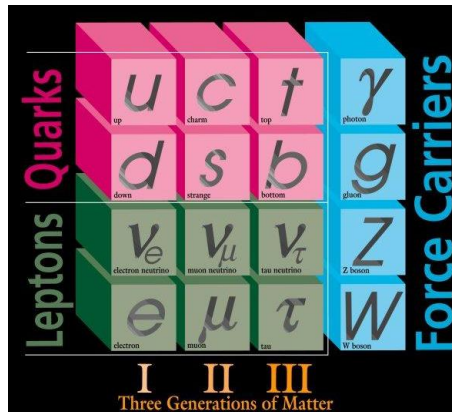
Het Standaard Model werd opgesteld tussen 1970 en 1973 [1] en houdt rekening met de kwantumfysica en speciale relativiteit. Het modeleert de elementaire deeltjes en beschrijft de zwakke, sterke en elektromagnetische krachten. De zwaartekracht wordt voorlopig buiten beschouwing gelaten. Dit betekent ook direct dat het Standaard Model niet volledig is. Subatomair onderzoek op de zwaartekracht is niet evident aangezien de andere krachten gaan domineren. Zo is de elektromagnetische wisselwerking hier 10^{40} keer groter dan de zwaartekracht.

Het Standaard Model kwam tot stand uit de noodzaak om deeltjes te klassifiëren. Vanuit de kwantumfysica komen er reeds twee grote groepen

deeltjes. De bosonen hebben een symmetrische golffunctie en volgen de Bose-Einstein statistiek. De tweede groep noemt men de fermionen. Deze hebben een antisymmetrische golffunctie en volgend de Fermi-Dirac statistiek[2].

1.1.1 Fermionen

Fermionen zijn materie deeltjes. Het ganse universum is hieruit opgebouwd. Fermionen kunnen opgedeeld worden in quarks en leptonen. Quarks vormen hadronen met een grote massa bijvoorbeeld de massa van het proton ($938.259 \text{ MeV}/c^2$ [2]). Fermionen komen voor in generaties. Intussen zijn er 3 generaties ontdekt en is bewezen dat er geen vierde generatie meer is. De massa stijgt bij elke generatie, de lading blijft dezelfde voor elk overeenkomend generatiedeeltje.



Figuur 1.1: Een overzicht van de deeltjes van de 3 generaties en de bosonen. [9]

In de figuur kan men duidelijk de verschillende deeltjes per generatie zien. De up (u), charm (c) en top (t) quark hebben een lading van $+2/3$. Down (d), strange (s) en bottom (ook wel beauty genoemd (b)) quark hebben een lading van $-1/3$. Quarks zijn de enige deeltjes die een fractionele lading hebben. Het elektron, muon en taudeeltje hebben een lading van -1 . De overeenkomstige neutrino's zijn ladingsneutraal. De massa's van de lichte quarks (u, d en s) zijn slechts bepaald in een betrouwbaarheids-interval en zijn van de orde MeV/c^2 . Bij de zwaardere quarks is men wel zeker van de massa. Deze zijn van de orde GeV/c^2 . De massa's zijn niet gelijkstijgend per generatie.

De top quark is de zwaarste quark en heeft een massa van $174.2 \pm 3.3 \text{ GeV}/c^2$ (bekomen uit de rechtstreekse observatie van gebeurtenissen met

top quarks) [15]. Hierdoor werd het pas in 1995 ontdekt bij Tevatron, de eerste versneller met voldoende energie (tot 1.96 TeV) om een top quark te produceren. Het vervalst enkel via de zwakke interactie, bijna altijd in een W boson en een b quark. Zijn levenstijd is ongeveer 10^{-25} seconden [10], wat veel te snel is voor de sterke interactie om te kunnen interageren. Hierdoor hebben wetenschappers de kans om enkele de top quark als entiteit te onderzoeken, aangezien de andere quarks steeds hadroniseren.

In 1928 vond Dirac de relativistische golfvergelijking voor elektronen. Hiervoor kon men 4 verschillende toestanden vinden overeenkomende met een negatieve en een positieve energie voor beide spintoestanden. De negatieve energietoestanden werden geïnterpreteerd als anti-deeltjes. Ze hebben dezelfde massa als hun „gewone” tegenhanger maar een tegengestelde lading. Materie en anti-materie kan enkel gecreëerd worden of annihileren in paren.

1.1.2 Bosonen en de fundamentele krachten

Bosonen zijn deeltjes die een gehele spin hebben. Ze worden geassocieerd met de vier fundamentele krachten. Materiedeeltjes interageren met elkaar door een boson uit te wisselen. Aangezien er verschillende krachten zijn, zijn er ook verschillende bosonen.

De vier fundamentele krachten zijn: gravitatie, elektromagnetisme, de zwakke wisselwerking en de sterke wisselwerking. Men vermoedt dat deze krachten deel uitmaken van 1 fundamentele kracht. Zo is er de elektrozwakke kracht, waarvan de elektromagnetische en de zwakke interactie elk een deel zijn. Voorlopig heeft men nog geen bewijzen van verdere verbanden tussen de vier krachten.

De elektromagnetische kracht komt tot stand door de uitwisseling van een foton. Dit kan enkel gebeuren tussen materiedeeltjes die een lading hebben. Fotonen hebben geen massa en hebben geen lading.

De zwakke wisselwerking is één van de vier fundamentele krachten. Deze kracht is verantwoordelijk voor radioactiviteit. De zwakke kracht heeft eigenlijk een slechtgekozen naam. Het is geen zwakke kracht, maar komt niet zo sterk tot uiting vanwege zijn klein bereik van ongeveer 10^{-18} m. De zwakke kracht is de enige kracht die neutrino's doet interageren, maar ook quarks en leptonen kunnen via deze kracht interageren. Deze kracht komt tot stand tussen materiedeeltjes door het uitwisselen van Z en W bosonen. Het Z boson is een neutraal deeltje, de W bosonen daarentegen zijn geladen met een positieve of een negatieve eenheidslading. Deze zware bosonen wegen tussen $80.403 \pm 0.029 \text{ GeV}/c^2$ (de massa van het W boson) en $91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}/c^2$ (de massa van het Z boson) [15] waardoor het onzekerheidsprincipe ervoor zorgt dat ze maximum $3 \cdot 10^{-25}$ seconden leven. Dit verklaart het korte

bereik van deze wisselwerking. Een belangrijke eigenschap van de zwakke wisselwerking is dat deze de enige wisselwerking is die flavour veranderen kan [5]. Hierdoor kan een neutron (udd) vervallen naar een proton (uud). Een down quark is dus omgezet naar een up quark door uitzending van een W^- boson.

Volgens de elektrozwakke interactietheorie bestaan er vier identieke bosonen die gelijkaardig zijn met het foton. Er is ook een scalair Higgsveld, waarvan de symmetrie gebroken wordt door het Higgs mechanisme. Hierdoor hebben de W en Z bosonen een massa. De theorie heeft al voor goede massavoorspellingen gezorgd, maar het Higgs boson zelf werd nog nooit met aanneembare zekerheid waargenomen. Dit hoopt men te veranderen bij LHC.

De sterke kleuren interactie is theoretisch onderbouwd met de kwantum chromodynamica welke de interactie tussen quarks en gluonen beschrijft [6]. De sterke kleurenkracht wordt gedragen door massaloze gluonen. Er zijn drie kleurladingen: groen, rood en blauw. Kleurlading is een eigenschap van de quarks, leptonen hebben geen kleurlading. Deze laatste kunnen dus niet interageren via de sterke kracht. Quarks zitten permanent vast in een kleurneutrale combinatie, deze noemt men hadronen. De krachtdraggers hebben acht verschillende kleurneutrale ladingsmogelijkheden [8].

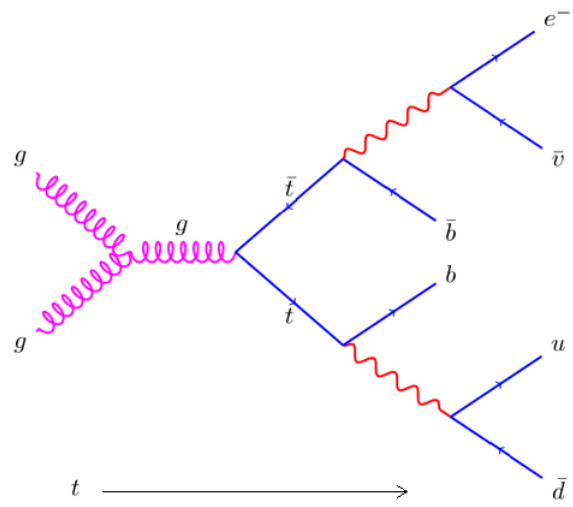
Voor de volledigheid vermeld ik nog dat de zwaartekracht hypothetisch gedragen wordt door gravitons. Deze bosonen zijn echter nog niet experimenteel waargenomen.

1.1.3 Feynman diagrammen

Richard Feynman heeft deze methode van interactie-voorstelling geïntroduceerd. Door toepassing van simpele regels is het gemakkelijk om verval- of botsingsprocessen voor te stellen zodat men snel een goed overzicht heeft van wat er gebeurt.

We bekijken het voorbeeld van figuur 1.2. Hier is de tijdsas horizontaal stijgend van links naar rechts. Soms wordt deze ook verticaal gezet, dalend van boven naar beneden. Elk soort deeltje heeft zijn eigen voorstelling. Fermionen stelt men voor als een rechte lijn met een pijl. De pijl duidt aan of het om een gewoon deeltje gaat of een anti-deeltje, deze laatste gaan namelijk theoretisch terug in de tijd. Een gluon krijgt een gekrulde lijn als voorstelling. Voor de andere bosonen gebruikt men meestal een golvende lijn. Fermionen en bosonen komen samen in een vertex. Hier moet een van de pijlen inkomen en een van de pijlen uitgaan. Hier hoort ook een koppelingsconstante bij: α_{em} , α_{zw} of α_{st} .

Men kan met deze diagrammen berekeningen maken. Elke lijn komt overeen met een mathematische term. Indien men alle mogelijke diagram-



Figuur 1.2: Een voorbeeld van een Feynmann diagram. De golvende lijnen stellen de W bosonen voor.

men noteert kan men hieruit de werkzame doorsnede berekenen van het voorgestelde proces.

Hoofdstuk 2

CMS nabij LHC te CERN

”The day when the scientist, no matter how devoted, may make significant progress alone and without material help is past. This fact is most self-evident in our work. ”

Nobelprijswinnaar Ernest Orlando Lawrence, uitvinder van het cyclotron

CERN is de Europese organisatie voor nucleair onderzoek en tevens wereld's grootste centrum voor deeltjesfysica. Het is gelegen op de Frans-Zwitserse grens bij Geneve. Deze organisatie werd opgericht in 1954 en telt nu 20 lidstaten [4]. Sommige landen zijn geen lid maar doen wel mee aan sommige projecten, hieronder natuurlijk ook het LHC experiment. Hier zal men onder andere antwoorden proberen te vinden over het ontbrekende massamechanisme voor de deeltjes in het Standaard Model.

2.1 De LHC versneller

Bij deze versneller heeft men gekozen om voornamelijk protonen te versnellen. Men zal ook projecten doen met lood-ionen. Hadronversnellers zijn vanwege hun brede spectrum van effectieve botsingsenergie goede ontdekkingsmachines. Het is namelijk niet het gehele hadron dat botst, meer slechts een quark of een gluon, met dus slechts een variërende fractie van de energie van het hadron. Elektron-positron colliders zijn beter om preciese opmetingen te doen bij vaste energiën. Met de LHC wilt men niet alleen nieuwe fysica ontdekken en experimenteel vastleggen, men wil ook preciese metingen doen. De twee belangrijkste parameters waarmee men rekening moet houden bij de keuze van de deeltjes, is de synchrotronstraling en de moeilijkheid om de deeltjes voldoende aan te maken. Synchrotronstraling zorgt voor een en-

ergieeverlies ΔE per ronde van

$$\Delta E = \frac{4\pi\alpha}{3R}\beta^3\gamma^4 \quad (2.1)$$

met

$$\beta = \frac{v}{c}; \gamma \approx \frac{E}{mc^2}$$

R is de straal van de versneller en α is de elektromagnetische fijnstructuurconstante. Aangezien men met elektronen veel te veel energie zou verliezen, moet men overschakelen naar zwaardere deeltjes, zoals protonen. Hierdoor wordt γ veel kleiner, in het geval van protonen 2000 keer, waardoor het energieverlies een factor 2000^4 krimpt. Men maakt geen gebruik van proton-antiprotonbotsingen omdat de aanmaak van de antiprotonen een probleem vormt bij de hoeveelheden die hier vereist zijn.

De protonen zullen versneld worden tot 7 TeV. Een botsing levert dus een energie van 14 TeV. Aangezien de lood-ionen meerdere protonen hebben zal de massamiddelpuntsenergie hier nog groter zijn, zo'n 1150 TeV [11]. De bundels zullen voorversneld worden in de oudere versnellers van CERN. Het aanmaken van de bundels zal 7 minuten in beslag nemen. De bundels zijn ongeveer 10 uur bruikbaar.

De luminositeit van de de versneller is belangrijk want deze geeft een idee over het aantal interessante botsingen. Deze wordt gegeven door

$$L = f \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (2.2)$$

n_1, n_2 zijn het aantal deeltjes per bundel 1, 2; $\sigma_x\sigma_y$ staat voor de doorsnede van het bundelpakket in het vlak loodrecht op de bundel; f is de botsingsfrequentie van de bundelpakketten, in het geval van de LHC is dat 25 ns. Men moet de versneller dus zodanig maken dat hij bundels versnelt met veel deeltjes zoveel mogelijk bij elkaar geperst. Dit is niet evident aangezien de protonen elkaar zullen afstoten. Bij de LHC heeft men een luminositeit van $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ tot $7 \cdot 20 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [12] afhankelijk van het experiment. Om deze hoge waarden te bereiken zal men per bundel ongeveer 10^{11} protonen hebben. Hierdoor zullen er meerdere botsingen voorkomen per bundelkruising. Het aantal botsingen dat men verwacht is 3.5 poisson verdeeld. De extra botsingen noemt men Pile-Up. Vanzelfsprekend zal deze Pile-Up de analyse van de gegevens moeilijker maken.

De bundels worden in 2 vacuum (10^{-13} atm [11]) pijpen versneld. Bij de detectoren komen de twee pijpen samen zodat de bundels kunnen botsen. Men maakt gebruik van dipoolmagneten om de bundels in hun circulaire baan te houden. Quadrupolen focussen de bundel. De versnelling bekomt men

door elektromagnetische resonatoren die de deeltjes versnellen en daarna op een constante energie houden door te compenseren voor synchrotronstraling.

De bouw van de LHC was een technologische uitdaging die gepaard ging met nauwe samenwerking met de industrie. De dipolen zijn de hoofdcomponent van de LHC. Ze bepalen de maximale energie, die proportioneel is aan de sterkte van de dipoolvelden. Men gebruikt hiervoor supergeleidende magneten die tot 8.3T kunnen gaan over hun lengte. Supergeleiding heeft nood aan zeer kleine temperaturen. Om deze te bereiken maakt men gebruik van vloeibaar helium waarmee temperaturen bereikt worden van 1.9 K.

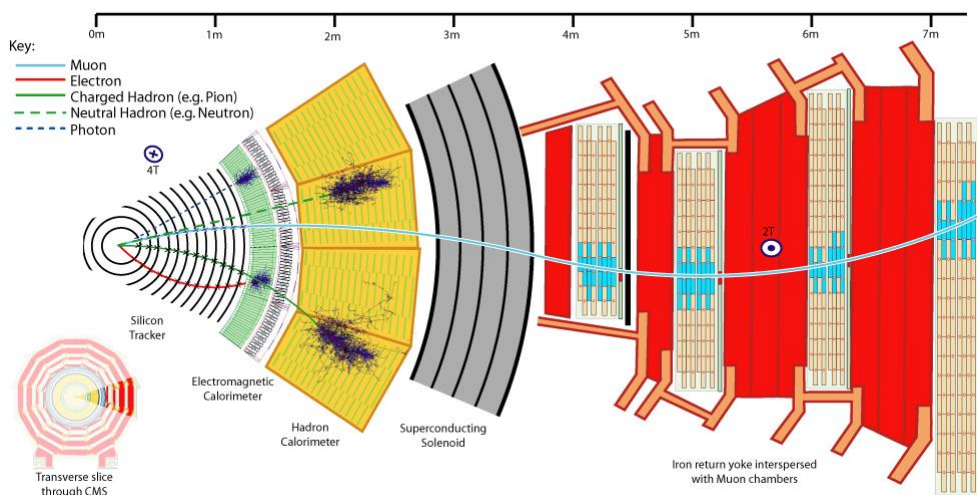
De LHC brengt zes verschillende experimenten samen. Sommigen zitten samen in een detector zodat er slechts 4 plaatsen zijn waar de bundels zullen botsen en waar dan ook detectoren staan.

- ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS): Deze general-purpose detector zal fysici toelaten om de metingen van het Standaard Model te verbeteren en nieuwe fysica te vinden. Een hoofddoel is het Higgs boson te vinden, of een alternatief van het Higgs boson. Ook de materie-anti-materie assymetrie zal onderzocht worden. Men wil van de hoge energieën gebruik maken en de top quark beter opmeten.
- CMS (Compact Muon Solenoid): Dit is ook een general-purpose detector, maar de opbouw is geheel anders dan bij ATLAS. Hier wilt men dezelfde fysicavraagstukken oplossen als bij ATLAS.
- ALICE (A Large Ion Collider Experiment): Men doet het experiment hier met lood-ionen. Men verwacht dat de temperatuur en de dichtheid hoog genoeg zijn om een quark-gluon plasma te verkrijgen, wat men wilt onderzoeken.
- LHCb (LHC-beauty): Zoals de naam doet vermoeden gaat men hier specifiek op zoek naar de beauty quark. Men richt zich hier vooral op het meten van de parameters van de materie-anti-materie assymetrie.
- TOTEM (Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation): Deze detector is op hetzelfde botspunt gebouwd als CMS. Het is de bedoeling om de totale cross section, elastische botsingen en diffractieprocessen beter te kunnen begrijpen.
- LHCf (Large Hadron Collider forward): Het onderzoek richt zich hier op astrodeeltjesfysica. Men wil er de deeltjes onderzoeken die langs de voorwaartse richting van de botsing vliegen, in lijn met de bundelpijp. De detectoren hiervoor staan op 140 m van elke kant van een bepaald punt. Hierdoor is er nog plaats voor ATLAS bij hetzelfde botspunt.

2.2 De CMS detector

De Compact Muon Solenoid is, net als LHC, een wereldwijd experiment waar 2300 mensen van 159 wetenschappelijke instituten aan meewerken. Zoals de naam al zegt is deze detector relatief klein (21 meter lang en een diameter van 16 meter). Hij is uitgerust met een sterke solenoid-magneet en is geoptimaliseerd voor muontracking. Men wil hier de fysica op TeV schaal verkennen, het Higgs boson ontdekken, fysica die verder gaat dan het Standaard Model (supersymmetrie, extra dimensies,..) experimenteel waarnemen en ook zware ionen botsingen onderzoeken.

CMS heeft een schillenstructuur die men duidelijk kan zien op figuur 2.1. De binnenste laag is een spoordetector op basis van silicium. Vervolgens komt men een elektromagnetische calorimeter, een hadron calorimeter, een supergeleidende solenoid en de muonkamers tegen.



Figuur 2.1: De schillenstructuur van CMS samen met de deeltjes die men kan detecteren.[13]

De spoordetector detecteert geladen deeltjes en meet hun impuls. Het is ook mogelijk de positie van het verval van langlevende onstabiele deeltjes te meten. Hij bestaat uit siliciumstripsensors en silicium pixel detectoren.

De elektromagnetische calorimeter maakt gebruik van 88 000 scintilatiekristallen om zeer preciese metingen te doen van de energie van de elektronen en de fotonen. Een scintilatorkristal is hiervoor ideaal aangezien bijna al de energie van de elektronen en fotonen wordt afgegeven in het kristal. Hier worden de elektronen en fotonen dan ook gestopt zoals te zien is in figuur 2.1. Er werd gekozen voor kristallen met een grote dichtheid en een korte radiatielengte

zodat een compacte calorimeter mogelijk was.

De volgende laag is essentieel voor de identificatie en opmeting van quarks en gluonen. Dit door de meting van de energie en de richting van jets en van de ontbrekende transverse energiestroom bij botsingen. Deze laatste is cruciaal om nieuwe deeltjes, zoals ondetecteerbare superdeeltjes, te vinden. Hiervoor is dan ook een hoge resolutie vereist. De hadron calorimeter zorgt voor een meting van de jets van deeltjes geproduceert tijdens de fragmentatie van quarks en gluonen.

De vierde laag is de belangrijke solenoid magneet. Door het sterke magneetveld kan men de lading en de massa van geladen deeltjes bepalen vanwege hun afbuiging die men in de spoordetector vindt. Ook de opmeting van momenta hangt af van de magneet. Hierbij geeft een grote afbuiging een hoge resolutie. Men maakt gebruik van een supergeleidende NbTi spoel die tot 4 Tesla kan gaan [14].

De buitenste schil bestaat uit muondetectoren. Er zijn drie verschillende detectoren die gebruikt worden zodat robuustheid verzekerd is. Drift tubes worden gebruikt voor de preciese meting van het traject in de centrale regio van de detector. Kathodestripkamers hebben hetzelfde doel maar voor de voorwaartse richting. De laatste, resistive plate chambers, worden gebruikt in beide gebieden om een snel signaal te geven als een muon door de detector passeert. Er zijn 4 lagen muonkamers over elkaar. Om een muon te detecteren moet er dus een signaal in elke muonkamerschil gezien worden.

De nieuwe deeltjes die men probeert te vinden zullen onstabiel zijn en snel vervallen naar lichtere, goedgekende deeltjes. Deze laten een spoor achter in alle schillen waardoor ze identificeerbaar zijn. Hiermee kan men dan de zwaardere deeltjes reconstrueren.

Aangezien er elke seconde 600 miljoen botsingen zijn kunnen de computers niet alle data opslagen. Hierdoor moet men met snelle elektronica enkel de belangrijke gebeurtenissen selecteren en opslagen. Men gaat verschillende keren snijden in de data. Een eerste keer als één muonkamer trigger, daarna wordt er gecontroleerd of er genoeg muonkamers getriggerd hebben. Zo vervalt een Higgs boson bijvoorbeeld in vier muonen, en kan men dus bijvoorbeeld enkel de gebeurtenissen met vier muonen opslagen. Hierbij moet men dan wel rekening houden met de Pile-Up van de extra botsingen en achtergrondsignalen. Een bijkomend probleem is de hoge frequentie van de botsingen. Dit maakt dat er in de detector nog signalen van een vorige botsing aanwezig zullen zijn als er een nieuwe botsing is. Aan de voorbereiding van de data analyse is dan ook veel tijd voorbijgegaan en werkt men met modellen en gesimuleerde gegevens.

Hoofdstuk 3

De top quark onderzoeken

*”There are no such things as applied sciences,
only applications of science.”*

Louis Pasteur

Vanwege de hoge energieën bij de LHC kan men diep in het proton „kijken”. Dit komt vanwege het golfkarakter van deeltjes en de de Broglie golflengte λ :

$$p = \frac{h}{\lambda}$$

De protonen hebben een hoge energie, en hierdoor een zeer kleine golflengte. Hierdoor komt het dat bij een botsing twee partonen (de bouwstenen van het proton) gaan interageren met elkaar, en niet de twee protonen zelf. Uit deze interactie kan dan een top antitop quark paar geproduceerd worden. De kans dat een topquarkpaar gecreëerd wordt is afhankelijk van de energie van de bundels waarmee het gemaakt wordt [16]. Men verwacht elke seconde een top paar gebeurtenis bij de LHC versneller. Het is ook mogelijk dat er enkel een top quark geproduceerd wordt. Deze kans is echter aanzienlijk kleiner zodoende werd een enkeling nog niet waargenomen. Een toppaar wordt voor 90% geproduceerd bij gluon-gluon interacties, waarvan het Feynmandiagram te zien is in figuur 1.2. De andere 10% van de aangemaakte topparen zijn afkomstig uit quark antiquark interacties.

De geproduceerde top quarks zullen niet rechtstreeks waarneembaar zijn in de detectoren. Wel zal men de vervalproducten kunnen waarnemen, of de vervalproducten van de vervalproducten. Een top quark zal bijna altijd vervallen in een W^+ boson en een bottomquark, een antitop quark zal dan vervallen in een W^- boson en een antibottomquark. Wat er met deze vervalproducten gebeuren kan, varieert. Om de kinematica van de reactie gewoon te worden hebben we gewerkt met gesimuleerde gegevens waarbij men de

vierimpuls van elk deeltje krijgt. Van deze geconroleerde gebeurtenissen we steeds gewerkt met W bosonen die telkens in een lepton en een neutrino, of hun antideeltjes, vervallen.

Voor de berekeningen hebben we hebben we natuurlijk gebruik gemaakt van de speciale relativiteit. Ook werken we in een systeem waarbij we stellen dat $c = 1$. Hierdoor drukken we massa ook uit in energie (want $E=mc^2$).

3.1 Energie van het systeem

De massa van het systeem kunnen we berekenen volgens

$$m_{\text{totaal}}^2 = E_{\text{totaal}}^2 - p_{\text{totaal}}^2$$

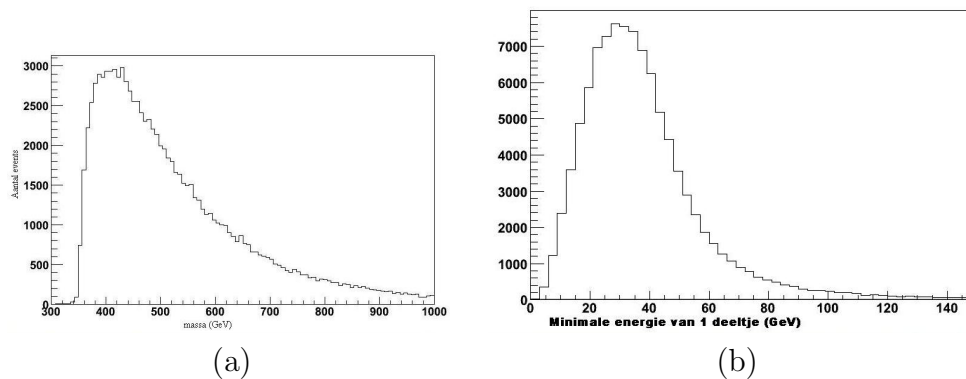
E en p kunnen we bekomen door de viervectoren van alle betrokken deeltjes op te tellen:

$$m_{\text{totaal}}^2 = (E_{\text{top}} + E_{\text{tbar}})^2 - p_{x\text{totaal}}^2 - p_{y\text{totaal}}^2 - p_{z\text{totaal}}^2$$

waarbij

$$p_{i\text{totaal}}^2 = \left(\sum_{\text{alle einddeeltjes}} p_i \right)^2$$

en i staat voor x, y en z. Men krijgt dan een verdeling die getoont wordt in figuur 3.1 a. Men ziet dat de massa minstens ongeveer 350 GeV moet zijn. Dit is eenvoudig te verklaren doordat het systeem minstens de massa van het top quarkpaar moet bevatten.



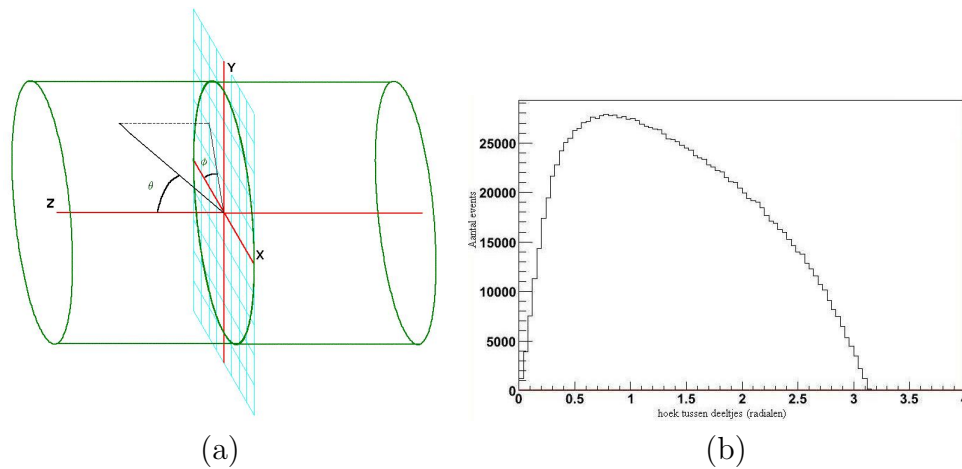
Figuur 3.1: (a) De massa-verdeling van het gehele systeem. (b) De verdeling van de energie van het deeltje met de kleinste energie per gebeurtenis.

Figuur 3.1 b geeft de energie weer van het deeltje met de minste energie van de gebeurtenis. De andere deeltjes hebben dus eenzelfde of een hogere

energie. Hieruit volgt dat de deeltjes zeker niet in rust zullen zijn, en een groot impulsmoment hebben. Dit gegeven is belangrijk bij het maken van snedes om geen belangrijke deeltjes weg te snijden.

3.2 Positie van de deeltjes in de detector

Het assenstelsel dat gebruikt wordt in de CMS detector wordt afgebeeld in figuur 3.2 a. De z-as is samen met de bundelpijp gekozen.



Figuur 3.2: (a) Het assenstelsel waarmee gewerkt wordt. (b) De verdeling van de verschillende hoeken tussen de verschillende einddeeltjes.

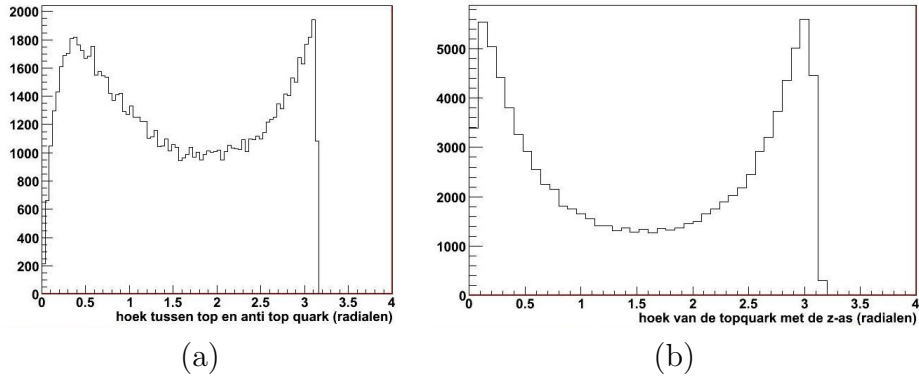
Aangezien men de viervector van elk einddeeltje gegeven heeft, kan men de hoeken tussen de einddeeltjes bepalen:

$$\cos\alpha_{ij} = \frac{\vec{p}_i \cdot \vec{p}_j}{\sqrt{p_{x_i}^2 + p_{y_i}^2 + p_{z_i}^2} \sqrt{p_{x_j}^2 + p_{y_j}^2 + p_{z_j}^2}}$$

Hierbij staan de indexen i en j voor de verschillende mogelijke deeltjes. Vanzelfsprekend geldt dat i niet gelijk mag zijn aan j , aangezien die hoek steeds nul zal zijn, wat een verkeerd beeld zal geven van de grafiek. In figuur 3.2 b ziet men het resultaat van deze berekening. Men ziet dat de verdeling niet symmetrisch is, met een voorkeur voor kleinere hoeken. Dit komt omdat er meerdere deeltjes zijn. Hoe meer deeltjes, hoe kleiner de hoeken tussen al die deeltjes zullen zijn.

Hieruit kan men echter weinig concluderen over de hoek dat het toppaar maakt. In veel gevallen zullen de top en antitop quark rug aan rug vliegen

of vlak naast elkaar. Grote hoeken tussen deze twee quarks komen minder vaak voor zoals men kan zien op figuur 3.3 a. Men stelt in figuur 3.3 b vast dat de top quark, en bijgevolg ook de anti top quark de neiging hebben om dicht langs de z-as te vliegen.



Figuur 3.3: (a) De verdeling van de hoek tussen de top quark en de antitop quark. (b) De verdeling van de hoek tussen de top quark en de z-as.

Een belangrijk aspect bij de kinematica van het systeem is de Lorentzboost β . Deze geeft veel informatie over het deeltje en is gedefinieerd als

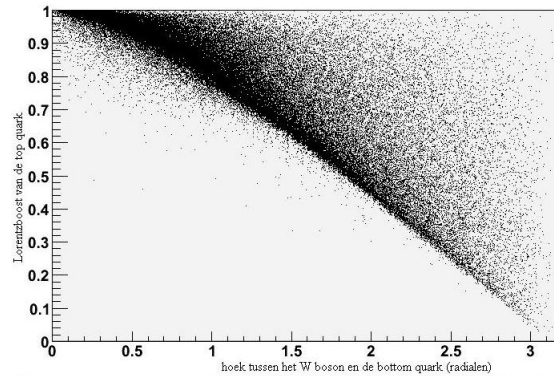
$$\beta = \frac{v}{c}$$

Men kan na toepassing van speciale relativiteit bekomen dat

$$\beta = \frac{p}{E}$$

Het geeft de snelheid aan en het geeft ook weer of er een boost is bij de reactie. Een boost treedt op als er een van de 2 interagerende deeltjes een veel grotere energie heeft dan het andere. Hierdoor zullen de meeste deeltjes in de richting van de boost vliegen. Een schoolvoorbeeld hiervan is de HERA versneller in Duitsland. Daar laat men elektronen van 27.5 GeV botsen met protonen van 920 GeV, waardoor men vaak alle deeltjes terugvindt aan dezelfde kant in de versneller.

In figuur 3.4 vindt men de Lorentzboost van de top quark op de y-as. De hoek tussen het W boson en de bottom quark afkomstig van de top quark staat op de x-as. Aangezien de antitop quark dezelfde eigenschappen heeft, lading uitgezonderd, is de verdeling ook representatief voor de anti-top quark. De meeste top quarks gaan een snelheid hebben die tegen de lichtsnelheid aanleunt. Men ziet ook duidelijk dat veel hoeken tussen het W boson en de



Figuur 3.4: De verdeling van de Lorentzboost die de top quark krijgt tegenover de hoek die zijn vervalproducten met elkaar maken.

bottom quark klein zijn. Men kan zien dat dit komt door de boost die de top quark heeft meegekregen. Merk ook op dat er kleine hoeken en een kleine boost samen niet voorkomen.

Hoofdstuk 4

Reconstructie en analyse

"A theory has only the alternative of being right or wrong. A model has a third possibility: it may be right, but irrelevant."

Manfred Eigen

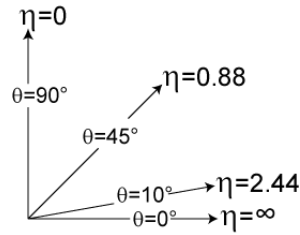
Voor het onderzoek naar de pile up die bij de gebeurtenissen tevoorschijn komt, maakt men gebruik van gesimuleerde gegevens. Men simuleerde gegevens voor een toppaar dat vervalt in twee bottom quarks, 2 quarks van de eerste generatie, een lepton en een neutrino waarbij er voor een reeks data rekening gehouden werd met pile up, en een reeks data waarbij er steeds slechts één botsing is. Men verwacht dus vier jets van de vier quarks. Het lepton geeft gewoon een spoor en energie. Het neutrino zal niet gedetecteerd worden door de detector. Bij de gesimuleerde gebeurtenissen krijgt men de viervectoren van de jets en van de leptonen. Deze bekomt men uit de spoordetector en de calorimeters. Ook krijgt men de impulsen die men ziet in de spoordetector en krijgt men voor elke tower de energie, de pseudorapidity η en de transverse hoek ϕ .

4.1 De hoek met de z-as

De pseudorapidity is een variabele die men kan gebruiken om de echte rapidity te benaderen als het deeltje relativistisch beweegt, wat hier duidelijk het geval is. De pseudoapidity is als volgt gedefiniëerd:

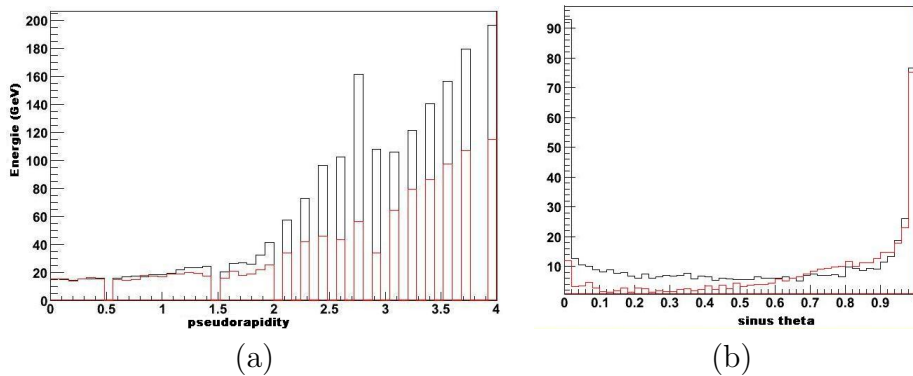
$$\eta = -\log\left(\tan\frac{\theta}{2}\right)$$

De pseudorapidity laat dus zien welke hoek er gemaakt wordt met de z-as, zoals men kan zien in figuur 4.1. Een kleine pseudorapidity geeft een grote



Figuur 4.1: Verschillende waarden van de η met bijhorende hoek.

hoek met de z-as. In figuur 4.2 a ziet men de verdeling van η . De rode curve staat voor de data zonder pileup en de zwarte curve is bekomen uit de data met pileup, beiden genormeerd natuurlijk. Deze zijn voor een η van nul tot 1 gelijklopend. Het aantal deeltjes dat een grote hoek maakt met de z-as is dus niet afhankelijk van de pile up. Dit is een groot voordeel aangezien men deze deeltjes het beste kan detecteren. Deeltjes die geen hoek maken met de z-as gaan verloren in de bundelpijp, waar uiteraard geen detector kan staan. De meeste detectoren hebben een efficiëntie die tot een pseudorapidity gaat van 2.5. Indien men snedes maakt op de energie zal men zien dat bij het hellende deel van de grafiek het verschil tussen pileup en geen pileup kleiner wordt. Hierbij moet men dan ook rekening houden met het feit dat men data heeft weggesneden en de curves minder hoog komen dan voorheen.



Figuur 4.2: (a) De verdeling van η . (b) De verdeling van sinus θ van de jets. De rode curves staan voor de data zonder pileup en de zwarte curves zijn bekomen uit de data met pileup.

De jets moeten hetzelfde fenomeen vertonen. Dit omdat men van elke tower gegeven η heeft, dus ook die van de geregistreerde jets. Om dit aan te

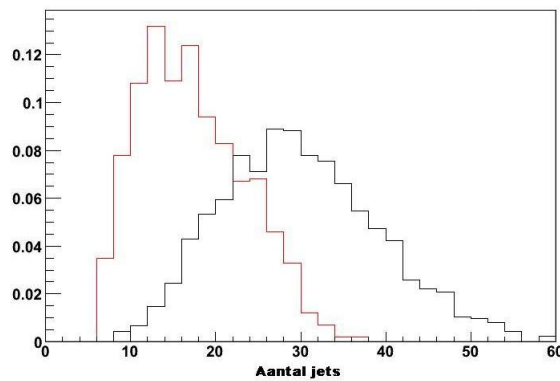
tonen heb ik de sinus θ van de jets berekend:

$$\sin\theta = \frac{\sqrt{px^2 + py^2}}{\sqrt{px^2 + py^2 + pz^2}}$$

In de teller staat het transvers impuls en in de noemer de totale impuls van de jet. Men krijgt dan een verdeling die er uitziet zoals in figuur 4.2 b. Men ziet duidelijk dat er bij kleine hoeken, en dus kleine sinussen een groot verschil is voor de jets uit de data met pile up en de jets uit de data zonder pile up.

4.2 Aantal jets en towers met energie

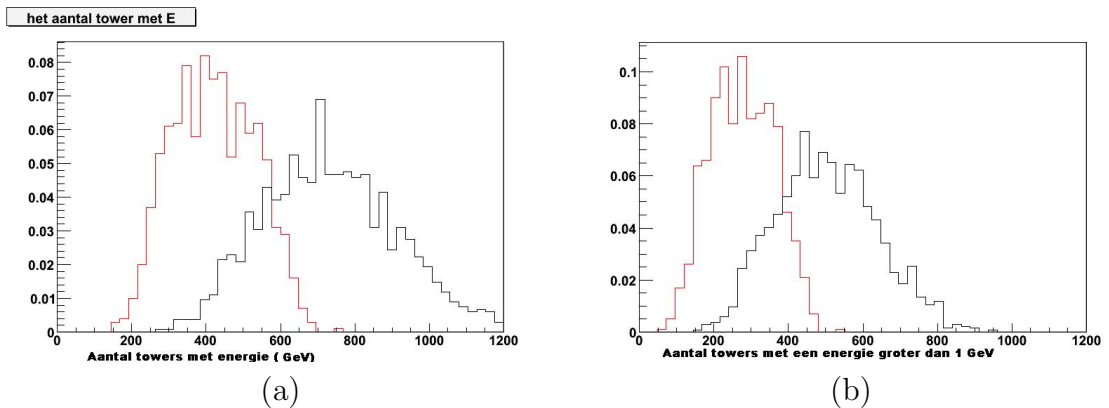
Zoals al eerder vermeld heeft men de gegevens van de jets gekregen. hiermee kan men dan zien hoeveel jets er zijn per gebeurtenis. Men ziet direct op figuur 4.3 een groot verschil voor gebeurtenissen met pile up (de zwarte curve op figuur 4.3) en voor gebeurtenissen zonder pile up (de rode curve op figuur 4.3). Het valt op dat voor een gebeurtenis het aantal jets niet vier is, wat men wel verwacht voor een top paar productie. Er zijn meer jets omdat er ook meer deeltjes dan enkel het top paar geproduceerd wordt. Merk op dat de verdeling zonder pile up smaller en hoger is dan deze met pile up. Dit impliceert dat men een vaster aantal deeltjes kan verwachten voor gebeurtenissen zonder pile up. De verdeling van de curve met pile up is breder. Dit is te verklaren door het feit dat er niet altijd evenveel extra botsingen zijn, waardoor er ook niet altijd evenveel extra deeltjes geproduceerd worden.



Figuur 4.3: De verdeling van het aantal jets. De rode curve staat voor de data zonder pileup en de zwarte curve is gekomen uit de data met pileup.

Een andere interessante variabele is het aantal towers waarin energie werd geregistreerd. Zoals men kan verwachten en ziet in figuur 4.4 a, is dat aantal

kleiner bij de data zonder pile up dan bij de data met pile up. Figuur 4.4 b laat hetzelfde zien maar houdt energieën weg die kleiner zijn dan 1 GeV. Men zien een zeer groot verschil in aantallen bij de grafiek zonder snede en de grafiek met snede. Er zijn dus heel veel energiesignalen met een kleine energiewaarde. Men kan proberen om de niet relevante signalen er uit te filteren door energielimieten op te leggen. In het vorige hoofdstuk toont figuur 3.1 b aan dat deze snede geen probleem vormt voor de belangrijke deeltjes van de gebeurtenis. Hierbij moet men wel in het achterhoofd houden dat het om een ander soort verval gaat.

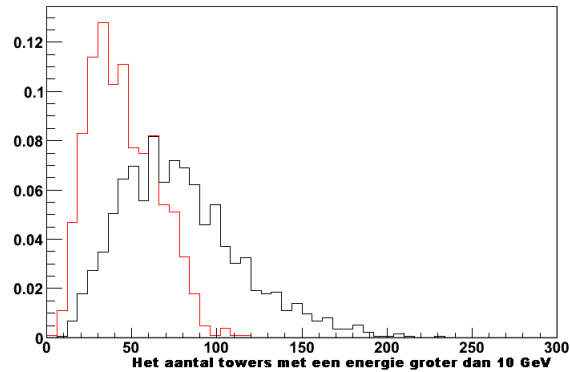


Figuur 4.4: (a) De verdeling van het aantal towers met een energiewaarde. (b) De verdeling van het aantal towers met een energiewaarde hoger dan 1 GeV. De rode curves staan voor de data zonder pileup en de zwarte curves zijn bekomen uit de data met pileup.

Men kan ook zien dat het verschil tussen de data met pile up (zwart) en zonder pile up (rood) groot is en na de snede nog steeds ongeveer hetzelfde is. Indien men grotere snedes toepast zoals bevoorbeeld bij figuur 4.5 zal men merken dat het aantal towers blijft dalen zodat de curve met en de curve zonder pile up wel dicht bij elkaar moeten komen. De breedte van de 2 curves zullen echter niet sterk veranderen ten opzichte van elkaar.

4.3 Jets met hoge energie

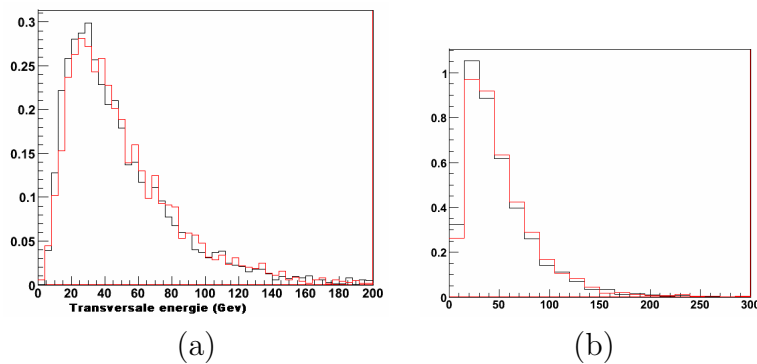
Aangezien dat men meer jett heeft dan verwacht is het de moeite waard om te kijken naar de vier jets met de hoogste energie, in de hoop dat deze afkomstig zijn van de gewenste top paar. Omdat men ook een gevoelige verandering krijgt als men rekening houdt met de hoek met de z-as, gaat



Figuur 4.5: De verdeling van het aantal towers met een energie hoger dan 10 GeV. De rode curve staat voor de data zonder pileup en de zwarte curve is bekomen uit de data met pileup.

men de transverse energie van de deeltjes gebruiken om de jets te selecteren. Hier vindt men dan ook een paar interessante variabelen in verband met de pile up.

De eerste is de transversale energie te zien in figuur 4.6 a. Hier ziet men al grote gelijkenissen tussen de curve met pile up en de curve zonder pile up. Er is echter veel statistische fluctuatie op te zien.

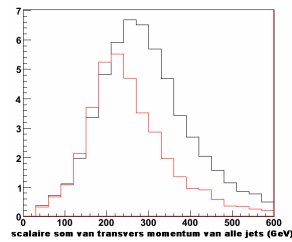


Figuur 4.6: (a) De verdeling van de transverse energie van de vier jets met de hoogste transverse energie. (b) De verdeling het totale transverse impuls van de vier jets met de hoogste transverse energie. De rode curves staan voor de data zonder pileup en de zwarte curves zijn bekomen uit de data met pileup.

In figuur 4.6 b ziet men de som van de transverse impulsen. Deze berekent men door per gebeurtenis som van de de transverse impulsen van alle beschouwde deeltjes te nemen. Ook hier is het verschil tussen de data met pile up en de

data zonder pile up klein.

Indien men de som neemt voor alle jets, ziet men (figuur 4.7) dat voor kleine sommen de data met pile up en zonder pile up hetzelfde resultaat geven. Gaat men echter verder, op de grafiek, dan ziet men dat de data zonder pile up een kleine curve maakt dan deze met pile up. Dit kan verklaard worden door de extra deeltjes met extra impulsen die de som sneller doen oplopen.



Figuur 4.7: De verdeling van de scalaire som van het transvers impuls van de jets. De rode curve staat voor de data zonder pileup en de zwarte curve is bekomen uit de data met pileup.

Hoofdstuk 5

Conclusie

"A scientist should be the happiest of men."

George Wald

De zoektocht naar variabelen die niet beïnvloed worden door de pile up bij proton anti protonbotsingen blijft open. Snedes maken heeft een grote invloed op de pile up, omdat de kleine extra deeltjes dan weggesneden worden. Er zijn een paar belangrijke variabelen zijn hier boven water gekomen, zoals de pseudorapidity maar men kan nog verder gaan dan wat er hier allemaal gedaan werd.

Zo kan men dieper gaan in het onderzoek indien de simulatie rekening houdt met de afstand van de botsing. De bundels hebben een bepaalde lengte waar ze kruisen en dus kan een botsing op verschillende plaatsen voorkomen. Indien men de jets een rechte meegeeft, kan men zien waar de rechte snijdt met de z-as. Als de precisie hoog genoeg is kan men dus zien van welke botsing de jet afkomstig is. Zo kan men de verschillende botsingen tijdens een kruising onderscheiden. Deze techniek is niet gemakkelijk en kan ook geen rekening houden met deeltjes van een andere botsing die zijn meegenomen in een jet.

Een andere mogelijk is de pile up zo veel mogelijk proberen te vermijden door de detector pile up gegevens niet te laten registreren. Natuurlijk is dit enkel mogelijk indien er niet teveel pile up is, aangezien men moeilijk alle data weg kan laten. Ook kan men dan de fysica niet onderzoeken die specifiek plaatsgrijpt bij pile up gebeurtenissen.

Bibliografie

- [1] http://en.wikipedia.org/wiki/Standard_Model
- [2] Perkins, Donald H. 1972. Introduction to High Energy Physics. Filipijnen: Addison-Wesley Publishing Company.
- [3] <http://rescomp.stanford.edu/~cheshire/EinsteinQuotes.html>
- [4] <http://public.web.cern.ch/Public/Welcome.html>
- [5] http://en.wikipedia.org/wiki/Weak_force
- [6] http://en.wikipedia.org/wiki/Strong_force
- [7] http://en.wikipedia.org/wiki/Electromagnetic_interaction
- [8] Tavenier, Stefaan. cursus kernfysica, deel „nuclear physics and applications”.
- [9] <http://www.fnal.gov/pub/inquiring/matter/madeof/index.html>
- [10] http://en.wikipedia.org/wiki/Top_quark
- [11] <http://public.web.cern.ch/Public/Content/Chapters/AskAnExpert/LHC-en.html#q2>
- [12] Smith, Wesley H. Physics and Detectors at the LHC and the SLHC. Physics Department, University of Wisconsin, Madison, WI, 53706, USA. 2005 ALCPG & ILC Workshops Snowmass, U.S.A.
- [13] http://en.wikipedia.org/wiki/Compact_Muon_Solenoid
- [14] <http://cms.cern.ch/>
- [15] <http://pdg.lbl.gov/2006/tables/qxxx.pdf>
- [16] http://www.nwo.nl/nwohome.nsf/pages/NWOP_5YVGT6?Opendocument
- [17] <http://en.wikipedia.org/wiki/Pseudorapidity>